Б. М. ЯВОРСКИЙ
Ю. А. СЕЛЕЗНЕВ

СПРАВОЧНОЕ РУКОВОДСТВО ПО ФИЗИКЕ

ДЛЯ ПОСТУПАЮЩИХ В ВУЗЫ
И САМООБРАЗОВАНИЯ

Б. М. ЯВОРСКИЙ
Ю. А. СЕЛЕЗНЕВ

СПРАВОЧНОЕ РУКОВОДСТВО ПО ФИЗИКЕ

ДЛЯ ПОСТУПАЮЩИХ В ВУЗЫ И САМООБРАЗОВАНИЯ

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
Москва 1975

53(083)
Я 22
УДК 530(083)

АННОТАЦИЯ

В справочном руководстве даны определения основных физических понятий, сформулированы физические законы и кратко разъяснена сущность описываемых ими явлений. Справочное руководство содержит сведения по всем разделам курса физики, которые изучаются в средней школе и средних специальных учебных заведениях. В некоторых главах приведены примеры решения задач.

Справочное руководство рассчитано на старших школьников, учащихся ПТУ, техникумов и слушателей подготовительных отделений вузов. Оно может быть использовано также теми, кто интересуется физикой и занимается самообразованием, и абитуриентами при подготовке к приемным экзаменам в вузы.

Борис Михайлович Яворский

Юрий Александрович Селезнев

СПРАВОЧНОЕ РУКОВОДСТВО ПО ФИЗИКЕ

М., 1975 г., 624 стр. с илл.

Редактор *В. Я. Дубнова*

Техн. редактор *С. Я. Шкляр*

Корректор *Л. С. Сомова*

Сдано в набор 11/VII 1975 г. Подписано к печати 18/XI 1975 г. Бумага $84\times108^1/_{32}$ № 3. Физ. печ. л. 19,5. Условн. печ. л. 32,76. Уч.-изд. л. 30,11. Тираж 400 000 экз. Цена книги 1 р. 15 к. Заказ № 766.

Издательство «Наука»
Главная редакция физико-математической литературы
117071, Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

Ордена Трудового Красного Знамени Ленинградская типография № 2 имени Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 198052, Ленинград, Л-52, Измайловский пр., 29

Я $\dfrac{20401-155}{053(02)-75}$ 110-75

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 11

ОТДЕЛ I

МЕХАНИКА

Глава 1. **Кинематика** 13

1. Механическое движение (13). 2. Вектор перемещения. Путь (17). 3. Скорость (18). 4. Ускорение (22). 5. Равномерное прямолинейное движение (24). 6. Равнопеременное прямолинейное движение (26). 7. Свободное падение тел (29). 8. Движение тела, брошенного вертикально вверх (30). 9. Равномерное движение точки по окружности (33). 10. Движение тела, брошенного под углом к горизонту (36). 11. Вращательное движение абсолютно твердого тела вокруг неподвижной оси (39).

Глава 2. **Динамика движения материальной точки** 42

1. Первый закон Ньютона (42). 2. Сила (44). 3. Масса и импульс. Плотность (46). 4. Второй закон Ньютона (48). 5. Третий закон Ньютона (51). 6. Закон сохранения импульса (51). 7. Механический принцип относительности Галилея — Ньютона (54). 8. Силы тяготения (57). 9. Силы упругости (61). 10. Силы трения (62). 11. Способы измерения масс и сил (65). 12*. Неинерциальные системы отсчета (69).

Глава 3.* **Элементы динамики вращательного движения абсолютно твердого тела относительно неподвижной оси** 72

1. Момент силы и момент инерции (72). 2. Основной закон динамики вращательного движения (75).

Глава 4. Статика 76

1. Сложение и разложение сил, приложенных к материальной точке и к абсолютно твердому телу (76). 2. Условия равновесия материальной точки и абсолютно твердого тела в инерциальной системе отсчета (80). 3. Виды равновесия (83).

Глава 5. Работа и механическая энергия 87

1. Работа силы при движении материальной точки и поступательном движении абсолютно твердого тела (87). 2*. Потенциальные и непотенциальные силы. Консервативные и неконсервативные системы тел (90). 3. Механическая энергия (93). 4. Закон сохранения механической энергии (96). 5. Мощность (101).

Глава 6. Элементы гидроаэромеханики 101

1. Механические свойства жидкостей и газов (101). 2. Гидроаэростатика (103). 3. Движение жидкостей и газов (107). 4*. Движение твердых тел в жидкостях и газах (112).

ОТДЕЛ II

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ОСНОВЫ ТЕРМОДИНАМИКИ

Глава 1. Основы молекулярно-кинетической теории 116

1. Основные понятия и определения (116). Броуновское движение (118). 3. Диффузия (119). 4. Силы взаимодействия между молекулами (120). 5. Потенциальная энергия взаимодействия двух молекул (122). 6. Строение газообразных, твердых и жидких тел (124).

Глава 2. Молекулярно-кинетическая теория идеальных газов 127

1. Идеальный газ (127). 2. Скорости молекул газов (127). 3*. Средняя длина свободного пробега молекулы (130). 4. Основное уравнение кинетической теории газов (131).

Глава 3. Законы идеальных газов 134

1. Уравнение состояния (134). 2*. Термодинамические процессы (138). 3. Законы изопроцессов в идеальных газах. Уравнение состояния идеального газа (140).

Глава 4. Основы термодинамики 146

1. Полная и внутренняя энергия тела (системы тел) (146). 2. Работа (147). 3. Теплота (150). 4. Теплоемкость (152).

5. Первый закон (начало) термодинамики (153). 6*. Обратимые и необратимые процессы (158). 4*. Круговые процессы (циклы) (159). 8*. Цикл Карно (160). 9*. Второй и третий законы (начала) термодинамики (162). 10*. Тепловой двигатель (164). 11*. Холодильная установка (166).

Глава 5. **Взаимные превращения жидкостей и газов** 167

1. Испарение жидкостей (167). 2. Насыщающий (насыщенный) пар (168). 3. Кипение (169). 4. Изотерма пара (171). 5. Критическое состояние вещества. Сжижение газов (173). 6. Влажность воздуха (174).

Глава 6. **Свойства жидкостей** 175

1. Энергия поверхностного слоя и поверхностное натяжение жидкостей (175). 2. Смачивание. Капиллярные явления (177).

Глава 7. **Твердые тела и их превращение в жидкости** . . . 182

1. Типы кристаллических твердых тел (182). 2. Упругие свойства твердых тел (183). 3. Тепловое расширение твердых тел и жидкостей (187). 4. Плавление, кристаллизация и сублимация твердых тел (189).

ОТДЕЛ III

ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Глава 1. **Электростатика** 192

1. Основные понятия. Закон сохранения электрического заряда (192). 2. Закон Кулона (193). 3. Электрическое поле. Напряженность поля (197). 4. Примеры некоторых электростатических полей (202). 5. Проводники в электростатическом поле (207). 6. Диэлектрики в электростатическом поле (209). 7. Работа сил электростатического поля (215). 8. Потенциал электростатического поля (218). 9. Связь между напряженностью и разностью потенциалов электростатического поля (220). 10. Электроемкость (224). 11. Конденсаторы (226). 12. Энергия электрического поля (229).

Глава 2. **Постоянный электрический ток** 231

1. Основные понятия и определения (231). 2. Условия, необходимые для возникновения и поддержания постоянного тока (234). 3. Электродвижущая сила. Напряжение (235). 4. Закон Ома (237). 5. Зависимость сопротивления от температуры (240). 6. Разветвление токов. Соединения проводников (242). 7. Работа и мощность тока. Закон Джоуля — Ленца (249).

Глава 3. **Электрический ток в неметаллических средах** . . . 250

1. Электрический ток в электролитах (250). 2. Законы электролиза. Дискретность электрических зарядов (252). 3. Электрический ток в газах (253). 4. Несамостоятельный газовый разряд (255). 5. Самостоятельный газовый разряд (255). 6. Понятие о плазме (258). 7. Электрический ток в вакууме. Эмиссионные явления (259). 8. Двухэлектродная лампа — диод (261). 9. Трехэлектродная лампа — триод (263). 10. Электронные пучки. Электроннолучевая трубка (264). 11. Электропроводность чистых полупроводников (266). 12. Примесная электропроводность полупроводников (269). 13. Электрические свойства контакта полупроводников *p*-и *n*-типов (271).

Глава 4. **Магнитное поле постоянного тока** 273

1. Магнитное поле. Вектор индукции магнитного поля. Магнитный поток (273). 2. Закон Ампера (278). 3. Магнитное поле электрического тока (280). 4. Взаимодействие параллельных токов (284). 5. Действие магнитного поля на движущийся заряд. Сила Лоренца (285). 6. Удельный заряд частиц (289).

Глава 5. **Электромагнитная индукция** 289

1. Явление и закон электромагнитной индукции (289). 2. Э. д. с. индукции в движущихся проводниках (291). 3. Индуцированное электрическое поле (294). 4. Индукционные токи в сплошных проводниках (295). 5. Самоиндукция (296). 6. Взаимная индукция. Трансформатор (297). 7. Энергия магнитного поля (299).

Глава 6. **Магнитные свойства вещества** 301

1. Магнитные моменты электронов и атомов. Спин электрона (301). 2. Классификация магнетиков (303). 3. Диамагнетизм (304). 4. Парамагнетизм (306). 5. Ферромагнетизм (307).

ОТДЕЛ IV

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

Глава 1. **Механические колебания** 313

1. Основные понятия и определения колебательных процессов (313). 2. Скорость и ускорение гармонического колебания (315). 3. Гармонические колебания пружинного маятника (318). 4. Гармонические колебания математического маятника (320). 5. Энергия гармонического колеба-

тельного движения (321). 6. Сложение гармонических одинаково направленных колебаний (323). 7. Затухающие колебания (325). 8. Вынужденные колебания (327). 9. Автоколебания (330).

Глава 2. **Электромагнитные колебания** 332

1. Свободные электромагнитные колебания в колебательном контуре (332). 2. Вынужденные электромагнитные колебания. Переменный ток (336). 3. Цепь переменного тока. Активное сопротивление (337). 4. Индуктивное сопротивление (338). 5. Емкостное сопротивление (339). 6. Закон Ома для электрической цепи переменного тока (339). 7. Мощность переменного тока. Действующие значения силы тока и напряжения (340). 8. Резонанс в цепи переменного тока (341). 9. Ламповый генератор (343).

Глава 3. **Механические (упругие) волны. Звук** 344

1. Предварительные понятия (344). 2. Поперечные и продольные волны (346). 3*. Скорость распространения волн (348). 4. Длина волны (349). 5*. Уравнение плоской волны (350). 6*. Энергия и интенсивность волны. Уравнение сферической волны (351). 7. Некоторые характеристики звуковых волн (352). 8. Ультразвуки (354). 9*. Интерференция волн (356). 10*. Стоячие волны (358).

Глава 4. **Электромагнитные волны** 361

1. Связь между переменными электрическим и магнитным полями (361). 2. Скорость распространения и некоторые основные свойства электромагнитных волн (362). 3. Энергия и интенсивность электромагнитных волн (365). 4*. Излучение электромагнитных волн (365). 5. Понятие о радиосвязи, телевидении, радиолокации и радиоастрономии (369).

ОТДЕЛ V

ОПТИКА

Глава 1. **Геометрическая (лучевая) оптика** 374

1. Прямолинейное распространение света (374). 2. Законы отражения и преломления света. Полное отражение (375). 3. Плоское зеркало. Плоскопараллельная пластинка. Призма (379). 4. Сферические зеркала (381). 5. Линзы (383). 6. Понятие о фотометрии (388). 7. Некоторые оптические приборы (391).

Глава 2. **Волновая оптика (световые волны)** 397

1. Скорость света (397). 2. Интерференция света (399). 3. Дифракция света (404). 4. Дифракция света на щели. Дифракционная решетка (405). 5. Поляризация света (409). 6. Дисперсия света (411).

Глава 3. **Излучение и спектры** 412

1. Тепловое излучение. Абсолютно черное тело (412). 2. Распределение энергии в спектре абсолютно черного тела (414). 3. Люминесценция (417). 4. Типы спектров (418). 5. Инфракрасное и ультрафиолетовое излучения (420). 6. Рентгеновские лучи (421). 7. Шкала электромагнитных волн (425).

Глава 4.* **Основы специальной теории относительности** . . . 426

1. Законы электродинамики и механический принцип относительности (426). 2. Постулаты специальной теории относительности (428). 3. Понятие о длине тела (429). 4. Одновременность событий. Синхронизация часов (430). 5. Относительность одновременности событий (432). 6. Преобразования Лоренца (433). 7. Относительность длин (расстояний) (434). 8. Относительность промежутков времени (436). 9. Релятивистский закон сложения скоростей (439). 10. Релятивистская динамика. Зависимость массы от скорости (440). 11. Закон взаимосвязи массы и энергии (441).

Глава 5. **Квантовая оптика** 444

1. Основные положения квантовой оптики (444). 2. Фотоэлектрический эффект (447). 3. Законы внешнего фотоэффекта. Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта (449). 4. Некоторые применения фотоэффекта (451). 5. Давление света (453). 6. Химические действия света. Фотографический процесс (455).

ОТДЕЛ VI

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Глава 1.* **Элементы квантовой механики** 457

1. Идеи де Бройля о волновых свойствах частиц вещества (457). 2. Волновые свойства электронов, нейтронов, атомов и молекул (458). 3. Физический смысл волн де Бройля (462). 4. Линейный гармонический осциллятор. Движение электрона в ограниченной области пространства (463). 5. Соотношения неопределенностей (467). 6. Роль соотношений неопределенностей при изучении движения микрочастиц (470). 7. Нулевая энергия линейного гармонического осциллятора (472). 8. Понятие о вырождении газов (474).

Глава 2. **Строение атомов** 476

1. Ядерная модель атома Резерфорда (476). 2. Трудности классического объяснения ядерной модели атома (479). 3. Линейчатый спектр атома водорода(480). 4. Постулаты Бора (482). 5. Модель атома водорода по Бору (484). 6*. Обоснование постулатов Бора и физический смысл орбиты электрона в квантовой механике (486). 7*. Квантование момента импульса электрона и его проекции (487). 8*. Спин электрона. Принцип Паули (490). 9. Периодическая система элементов Менделеева (493). 10*. Оптические квантовые генераторы (496).

Глава 3. **Строение и спектры молекул** 500

1. Общая характеристика химических связей (500). 2. Ионные молекулы (502). 3. Молекулы с ковалентной химической связью (503). 4*. Понятие о молекулярных спектрах (505).

Глава 4. **Строение и основные свойства атомных ядер** 508

1. Общая характеристика атомного ядра (508). 2. Энергия связи атомных ядер. Дефект массы (510). 3. Ядерные силы. Капельная модель ядра (513). 4. Естественная радиоактивность (516). 5. Правила смещения и основной закон радиоактивного распада (518). 6. Некоторые экспериментальные методы изучения частиц и радиоактивных излучений (522). 7. Понятие о возникновении α-, β- и γ-лучей (525). 8. Ядерные реакции (528). 9. Взаимодействие нейтронов с веществом (530). 10. Искусственная радиоактивность (532). 11. Деление тяжелых ядер (533). 12. Цепные ядерные реакции деления. Ядерный реактор (536). 13. Применения ядерной энергии и радиоактивных изотопов (539). 14*. Биологическое действие радиоактивных излучений (542). 15*. Термоядерные реакции (544). 16. Ускорители (547).

Глава 5. **Элементарные частицы** 551

1. Общие сведения об элементарных частицах (551). 2. Понятие о классификации элементарных частиц и их взаимодействиях (553). 3*. Космические лучи (558). 4*. Некоторые сведения об отдельных элементарных частицах (560). 5. Античастицы (563). 6*. Понятие о структуре нуклона (566).

ОТДЕЛ VII

ДОПОЛНЕНИЯ

1. Единицы и размерности физических величин. Системы единиц измерения физических величин (569). 2. Основные и дополнительные единицы Международной системы (571). 3. Единицы физических величин в механике (571). 4. Единицы физических величин в молекулярной

физике и термодинамике (574). 5. Единицы величин в электродинамике (588). 6. Единицы некоторых величин в волновых процессах и оптике (598). 7. Некоторые единицы в атомной и ядерной физике (598). 8. Некоторые универсальные физические постоянные (601). 9. Способы измерения физических величин (601). 10. Погрешности при измерении физических величин (603). 11. Обработка результатов прямых измерений (606). 12. Обработка результатов косвенных измерений (607). 13. Приближенные вычисления без точного учета погрешностей (612).

Предметный указатель 615

ПРЕДИСЛОВИЕ

Огромная роль, которую играет физика в современном научно-техническом прогрессе, привела к серьезному пересмотру содержания курса физики во всех средних учебных заведениях. В средней школе, в техникумах различного профиля, в профессионально-технических училищах и на подготовительных отделениях вузов и втузов физика изучается по новым программам и учебным пособиям, расширенным по сравнению с теми, которые использовались несколько лет тому назад. Значительно возрос интерес к физике среди тех, кто занимается самообразованием. Этот интерес стимулируется научно-популярной литературой, циклами передач по телевидению и радио, лекциями, которые читаются и издаются Всесоюзным обществом «Знание». В этих условиях возрастает значение различного рода справочной литературы.

В данном справочном руководстве приведены определения основных физических понятий и величин, изучаемых в элементарном курсе физики, сформулированы физические законы, кратко разъяснена сущность описываемых ими явлений. В некоторых главах приведены примеры решения задачи.

Справочное руководство рассчитано на весьма широкий круг читателей: учащихся средних школ, профессионально-технических училищ, средних специальных учебных заведений и слушателей подготовительных отделений вузов. Оно может быть использовано абитуриентами при подготовке к вступительным экзаменам в вузы и втузы. Имея в виду также тех, кто интересуется физикой и занимается самообразованием, составители сочли необходимым поместить в справочном руководстве некоторые сведения по классической и современной физике, которые выходят за рамки программ средних учебных заведений. Соответствующие главы и параграфы отмечены звездочкой. Главное внимание в справочном руководстве уделяется истолкованию физического смысла законов и описываемых ими явлений. Математические знания, необходимые для пользования справочным руководством, не превышают курса математики средних учебных заведений.

Единицы физических величин и системы единиц приведены в дополнении (отдел VII).

Подробный предметный указатель и система ссылок должны облегчить отыскание нужных сведений. В ссылках указываются номера отдела, главы, параграфа и пункта, где имеются сведения, относящиеся к рассматриваемому вопросу. Например, ссылка (I.4.3.2°) означает, что читатель найдет интересующий его материал в отделе первом, главе четвертой, параграфе третьем, пункте втором. В ссылках на материал того же параграфа указывается только пункт, например (п. 5°). Кроме того на каждой странице той же последовательностью цифр указано ее содержание. В ссылках на дополнение (отдел VII) указывается только отдел и параграф или отдел, параграф и пункт, например: (VII.3) или (VII.2.1°).

Отделы I и VII написаны Ю. А. Селезневым, отделы II—VI написаны Б. М. Яворским. Примеры решения задач в отделах II—VI подобраны Н. А. Богуславской.

Б. М. Яворский.
Ю. А. Селезнев

ОТДЕЛ I

МЕХАНИКА

ГЛАВА 1

КИНЕМАТИКА

1. Механическое движение

1°. В *механике* изучается наиболее простая форма движения — механическое движение. *Механическим движением* называется изменение положения данного тела (или его частей) относительно других тел. Иногда механическое движение легко наблюдать: электровоз движется относительно платформы и полотна железной дороги, теплоходы движутся, изменяя свое положение относительно берегов рек, морей и океанов. Некоторые механические движения непосредственно глазом наблюдать невозможно. Так, атомы и молекулы газов движутся относительно стенок сосуда и т. д. В реальности таких невидимых механических движений нас убеждают те физические явления, которые связаны с этими движениями (II. 1.2.1°; II. 1.3.1°).

В *ньютоновской механике* рассматриваются механические движения тел, происходящие со скоростями, много меньшими скорости света в вакууме (IV. 4.2.1°).

2. *Кинематикой* называется раздел механики, в котором изучаются механические движения тел во времени и не рассматриваются какие-либо воздействия на эти тела других тел или полей.

3°. Для описания механического движения необходимо указать тело, относительно которого рассматривается движение. Например, пассажир, сидящий в кресле самолета, и корпус самолета движутся относительно Земли, но неподвижны друг относительно друга. Тело, по отношению к которому рассматривается данное механическое движение, называется *телом отсчета.*

С телом отсчета связывается *система координат.* Простейшей системой координат является *прямоугольная декартова система XYZ*, изображенная на рис. I.1.1. Совокупность тела отсчета и системы координат называют *системой отсчета.* О различных системах отсчета см. I.2.1.3°, 6°.

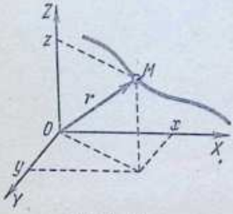


Рис. I.1.1.

4°. При решении некоторых задач механики можно не интересоваться формой и размерами тела. *Материальной точкой* называется тело, размерами которого в данной задаче можно пренебречь. Так, при рассмотрении годичного движения Земли вокруг Солнца земной шар может быть принят за материальную точку.

В иных случаях (например, при анализе суточного движения Земли вокруг своей оси) размерами тела пренебречь нельзя. Тело, форма и размеры которого при наличии всевозможных внешних воздействий могут считаться неизменными, называется *абсолютно твердым телом.* Абсолютно твердое тело можно рассматривать как систему жестко связанных материальных точек, находящихся на неизменных расстояниях друг от друга.

5°. Положение материальной точки M в декартовой системе координат определяется тремя координатами (x, y, z) (рис. I.1.1). Иначе положение точки может быть задано радиус-вектором $\mathbf{r}$, проведенным из начала отсчета координат O до точки M (рис. I.1.1).

6°. Механическое движение происходит во времени. Для того чтобы определить моменты времени, которым соответствуют различные положения движущегося тела (или материальной точки), система отсчета должна быть снабжена часами, отсчитывающими промежутки времени от произвольно выбираемого *начального момента времени.* Время всегда изменяется от прошлого к будущему. О синхронизации часов см. V.4.4.3°.

7°. При движении материальной точки M (рис. I.1.1) конец радиус-вектора $\mathbf{r}$ описывает в пространстве некоторую линию. Когда движется тело конечных размеров, различные его точки в общем случае описывают различные линии. Линия, по которой движется точка, называется *траекторией*.

Уравнение зависимости радиус-вектора движущейся точки от времени

$$\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)$$

или эквивалентная ему система уравнений

$$x=f(t), \quad y=\varphi(t), \quad z=\psi(t)$$

называются *уравнениями движения точки*.

8°. По форме траектории механические движения классифицируются на *прямолинейные* и *криволинейные*. В первом случае траекторией движения в данной системе отсчета является прямая линия, во втором — некоторая кривая. Например, тело, выпущенное из рук на небольшой высоте над поверхностью Земли, движется прямолинейно, а тело, брошенное горизонтально, — криволинейно (I.1.10.1°).

Если все точки траектории лежат в одной плоскости, движение называется *плоским*.

Траектории данного механического движения в различных системах отсчета могут иметь неодинаковую форму. Так, тело, выпущенное из рук в вагоне равномерно движущегося поезда (I.1.5.1°), в системе отсчета, связанной с вагоном, движется прямолинейно по вертикали, а в системе отсчета, связанной с железнодорожным полотном, — по параболе.

Пример 1. Пусть материальная точка движется в плоскости XOY и уравнения ее движения имеют вид

$$x=at, \quad y=bt,$$

где a и b — отличные от нуля постоянные коэффициенты.

Найти вид траектории, по которой движется точка.

Исключив из заданных уравнений время t, имеем

$$y=\frac{b}{a}x,$$

т. е. траектория точки — прямая линия, проходящая через начало координат.

Пример 2. Движение материальной точки в плоскости XOY описывается следующими уравнениями:

$$x = a\sin\omega t, \qquad y = a\cos\omega t,$$

где a и ω — отличные от нуля постоянные величины.

Какова форма траектории точки?

Из приведенных уравнений находим

$$x/a = \sin\omega t, \quad y/a = \cos\omega t.$$

Возводя в квадрат и суммируя полученные выражения, получаем уравнение траектории, не содержащее времени t:

$$x^2 + y^2 = a^2.$$

Материальная точка движется по окружности радиуса a. Центр окружности совпадает с началом координат.

9°. Простейшими видами механического движения абсолютно твердого тела (I.1.1.4°) являются поступательное и вращательное движения.

Движение тела называется *поступательным*, если все его точки описывают конгруэнтные траектории. При этом любая прямая, соединяющая две произвольные точки

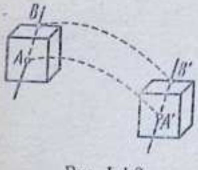


Рис. I.1.2.

Рис. I.1.3.

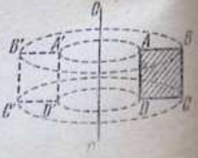


Рис. I.1.4.

(A и B) тела, перемещается, оставаясь параллельной самой себе (рис. I.1.2). Поступательно движется, например, поршень в цилиндре двигателя внутреннего сгорания или ящик письменного стола, когда его выдвигают.

Поступательное движение абсолютно твердого тела может быть охарактеризовано движением какой-либо одной его точки, например движением центра масс (I.2.3.4°).

При *вращательном* движении абсолютно твердого тела его точки описывают окружности, расположенные в параллельных плоскостях. Центры всех окружностей лежат при этом на одной прямой, перпендикулярной к плоскостям окружностей и называемой *осью вращения*. Ось вращения OO может располагаться внутри тела (рис. I.1.3) или за его пределами (рис. I.1.4). Ось вращения в данной системе отсчета может быть неподвижной или подвижной. Например, в системе отсчета, связанной с Землей, ось вращения ротора генератора на электростанции неподвижна, а оси колес движущегося автомобиля перемещаются.

2. Вектор перемещения. Путь

1°. При движении точки положение ее радиус-вектора (I.1.1.5°) в пространстве изменяется. Разность

$$\Delta\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$$

радиус-векторов, характеризующих конечное (*2*) и начальное (*1*) положения точки, движущейся в течение промежутка времени $\Delta t = t_2 - t_1$, называется *вектором перемещения* (*перемещением*) (рис. I.1.5). Проекции вектора перемещения на координатные оси OX, OY и OZ могут быть выражены через разности координат его конца и начала:

$$\Delta r_x = \Delta x = x_2 - x_1,$$
$$\Delta r_y = \Delta y = y_2 - y_1,$$
$$\Delta r_z = \Delta z = z_2 - z_1.$$

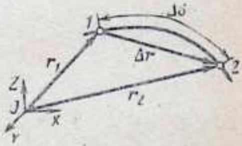


Рис. I.1.5.

Разности координат Δx, Δy, Δz двух положений движущейся материальной точки часто называют *перемещениями (смещениями) точки вдоль* соответствующих *координатных осей*.

Графики зависимостей $\Delta r_x = \Delta r_x(t)$, $\Delta r_y = \Delta r_y(t)$ и $\Delta r_z = \Delta r_z(t)$ называют *графиками перемещений* вдоль соответствующих координатных осей.

Векторы перемещений складываются геометрически, по правилу параллелограмма или многоугольника (*правило сложения векторов*).

2°. *Путь* (S или ΔS) является скалярной величиной, равной длине участка траектории, пройденного движущейся точкой за данный промежуток времени. Пути, пройденные точкой за последовательные промежутки времени, складываются арифметически.

Модуль Δr *) вектора перемещения в общем случае не равен пути ΔS, пройденному точкой за данный промежуток времени.

График зависимости $S = S(t)$ называется *графиком пути*.

Пример 1. Точка движется от поверхности Земли вертикально вверх и по достижении максимальной высоты H падает на Землю. Вектор перемещения точки равен нулю, а путь, пройденный точкой, равен удвоенной высоте подъема $2H$.

Пример 2. Велосипедист движется по траектории в форме окружности радиуса R. За какой-то промежуток времени он проехал половину длины окружности. Модуль вектора перемещения велосипедиста при этом равен диаметру окружности ($2R$), а путь — половине длины окружности (πR).

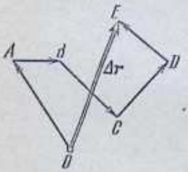


Рис. I.1.6.

Пример 3. Точка последовательно перемещается из положения O в положение A, затем в B, C и т. д. (рис. I.1.6). Путь, пройденный точкой, будет равен сумме длин участков траектории $S = OA + AB + BC + CD + DE$. Вектор перемещения $\Delta \mathbf{r} = \overrightarrow{OE}$ соединяет начальное положение O точки с конечным ее положением E. Модуль вектора перемещения $\Delta r = |\overrightarrow{OE}|$ не равен пути S, пройденному точкой.

3. Скорость

1°. *Средней скоростью* ($\mathbf{v}_{ср}$) за промежуток времени $\Delta t = t_2 - t_1$ называется физическая величина, равная от-

*) Модуль какой-то векторной величины $\mathbf{A}$ обозначается или прямыми вертикальными черточками у символа вектора: $|\mathbf{A}|$, или светлой буквой: A.

ношению вектора перемещения $\Delta\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ точки к длительности промежутка времени Δt:

$$\mathbf{v}_{ср} = \frac{\Delta\mathbf{r}}{\Delta t}.$$

Направление вектора средней скорости совпадает с направлением вектора перемещения $\Delta\mathbf{r}$.

Средняя скорость характеризует движение в течение всего того промежутка времени Δt, для которого она определена.

Пример. Небольшой тяжелый шарик падает вертикально вниз. Координаты z_i шарика по оси OZ, направленной вертикально сверху вниз, в различные моменты времени t_i, измеренные от начала движения, указаны в таблице:

t_i, с	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	1,00
z_i, м	0,049	0,196	0,441	0,784	1,22	1,76	2,40	3,14	3,97	4,90

Определить модули средних скоростей шарика $v_{ср1,2}$, $v_{ср5,6}$, $v_{ср,5,10}$ и $v_{ср1,10}$ за соответствующие промежутки времени: от $t_1 = 0{,}10$ с до $t_2 = 0{,}20$ с, от $t_5 = 0{,}50$ с до $t_6 = 0{,}60$ с, от $t_5 = 0{,}50$ с до $t_{10} = 1{,}00$ с и от $t_1 = 0{,}10$ с до $t_{10} = 1{,}00$ с.

$$v_{ср\,1,2} = \frac{0{,}196 - 0{,}049}{0{,}20 - 0{,}10} \approx 1{,}5 \text{ м/с},$$

$$v_{ср\,5,6} = \frac{1{,}76 - 1{,}22}{0{,}60 - 0{,}50} = 5{,}4 \text{ м/с},$$

$$v_{ср\,5,10} = \frac{4{,}90 - 1{,}22}{1{,}00 - 0{,}50} \approx 7{,}4 \text{ м/с},$$

$$v_{ср\,1,10} = \frac{4{,}90 - 0{,}049}{1{,}00 - 0{,}10} \approx 5{,}4 \text{ м/с}.$$

2°. *Скоростью* (*мгновенной скоростью, скоростью в данный момент времени*) называется физическая величина, равная пределу, к которому стремится средняя скорость (п. 1°) при бесконечном уменьшении промежутка времени Δt:

$$\mathbf{v} = \lim_{\Delta t \to 0} \mathbf{v}_{ср} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\mathbf{r}}{\Delta t}.$$

Скорость равна пределу отношения элементарного перемещения Δr к элементарному промежутку времени Δt, в течение которого это перемещение происходит. Вектор скорости направлен по касательной к траектории. Направление скорости называют направлением движения точки (рис. 1.1.7).

Рис. 1.1.7.

3°. Движение материальной точки называется *равномерным*, если модуль ее мгновенной скорости с течением времени не изменяется ($v = \text{const}$). Если же модуль мгновенной скорости точки с течением времени изменяется, движение называется *неравномерным* (или *переменным*).

4°. *Средней скалярной (средней путевой) скоростью* ($v_{S\text{ср}}$) называется физическая величина, определяемая отношением пути ΔS, пройденного точкой за промежуток времени Δt, к длительности этого промежутка:

$$v_{S\text{ср}} = \frac{\Delta S}{\Delta t}.$$

При бесконечном уменьшении промежутка времени Δt мгновенное значение скалярной скорости

$$v_S = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta S}{\Delta t}$$

совпадает с модулем v мгновенной скорости точки, так как

$$\lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{|\Delta \mathbf{r}|}{\Delta t} = v.$$

В общем случае средняя скалярная скорость $v_{S\text{ср}}$ не равна модулю $v_{\text{ср}}$ средней скорости точки. Равенство $v_{S\text{ср}} = v_{\text{ср}}$ выполняется только при прямолинейном движении материальной точки без изменения направления движения.

Средняя скалярная скорость удобна для описания движения по замкнутой траектории или по траектории, различные участки которой пересекаются.

Пример. Материальная точка за промежуток времени Δt совершает один полный оборот по окружности радиуса R. Средняя скорость точки равна нулю ($\mathbf{v}_{cp} = 0$, так как $\Delta \mathbf{r} = 0$), а средняя скалярная скорость за тот же промежуток времени отлична от нуля $\left(v_{S\,cp} = \frac{2\pi R}{\Delta t}\right)$.

5°. *Графиком скорости* называют график зависимости от времени проекции вектора скорости на какую-либо координатную ось ($v_x = v_x(t)$, или $v_y = v_y(t)$, или $v_z = v_z(t)$). При этом по оси абсцисс в определенном масштабе μ_t откладывается время, измеренное от условно выбранного начального момента времени ($t_0 = 0$), а по оси ординат — значения проекций вектора скорости на данную координатную ось в масштабе μ_v *).

Графиком скорости называют также график зависимости $v = v(t)$, когда по оси ординат в принятом масштабе μ_v откладываются значения модуля скорости точки в различные моменты времени.

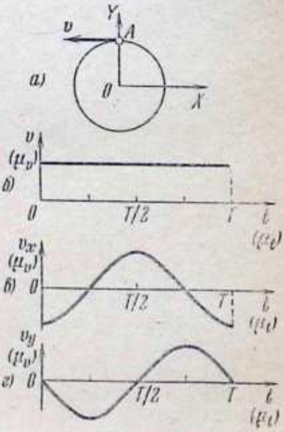


Рис. I.1.8.

Пример. Материальная точка движется равномерно по окружности, лежащей в плоскости XOY. Модуль скорости точки равен v. Начальное положение A точки в момент времени $t_0 = 0$ и ориентация координатных осей показаны на рис. I.1.8, *а*.

---

*) В дальнейшем, как правило, не оговаривается, что при построении графиков на осях координат значения физических величин откладываются в определенных масштабах.

Графики зависимостей $v = v(t)$, $v_x = v_x(t)$ и $v_y = v_y(t)$ в масштабах μ_v и μ_t за время T одного полного оборота материальной точки по окружности показаны на рис. I.1.8, *б*, *в* и *г*.

4. Ускорение

1°. *Средним ускорением* ($\mathbf{a}_{ср}$) называется физическая величина, равная отношению изменения скорости $\Delta\mathbf{v} = \mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1$ материальной точки к длительности промежутка времени $\Delta t = t_2 - t_1$, в течение которого это изменение произошло:

$$\mathbf{a}_{ср} = \frac{\Delta\mathbf{v}}{\Delta t}.$$

Направления векторов $\mathbf{a}_{ср}$ и $\Delta\mathbf{v}$ совпадают.

Пример. На рис. I.1.9, *а* изображен участок *1—2* траектории материальной точки. В момент времени t_1

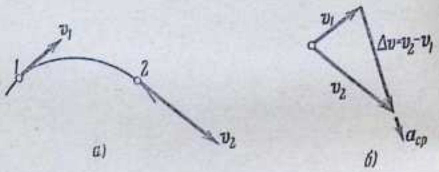


Рис. I.1.9.

точка имеет скорость $\mathbf{v}_1$, а в момент t_2 — скорость $\mathbf{v}_2$. Вектор среднего ускорения $\mathbf{a}_{ср}$ направлен так же, как и вектор изменения скорости $\Delta\mathbf{v} = \mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1$ (рис. I.1.9, *б*). В общем случае направление вектора $\mathbf{a}_{ср}$ не совпадает ни с направлением вектора $\mathbf{v}_1$, ни с направлением вектора $\mathbf{v}_2$, ни с направлением касательной в какой-либо точке траектории на данном ее участке.

2°. *Ускорением* (*мгновенным ускорением*) материальной точки в момент времени t называется физическая величина $\mathbf{a}$, равная пределу, к которому стремится среднее ускорение (п. 1°) за промежуток времени от t до $t + \Delta t$ *при неограниченном уменьшении* Δt:

$$\mathbf{a} = \lim_{\Delta t \to 0} \mathbf{a}_{ср} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\mathbf{v}}{\Delta t}.$$

Ускорение (в данной точке траектории или в данный момент времени) равно пределу отношения элементарного изменения скорости $\Delta\mathbf{v}$ к элементарному промежутку времени Δt.

В данной системе отсчета вектор ускорения может быть задан проекциями на соответствующие координатные оси (проекциями a_x, a_y и a_z).

3°. Составляющая $\mathbf{a}_\tau$ вектора ускорения, направленная вдоль касательной к траектории в данной точке, называется *тангенциальным* (*касательным*) *ускорением*. Тангенциальное ускорение характеризует изменение вектора скорости по модулю. Вектор $\mathbf{a}_\tau$ направлен в сторону движения точки при возрастании ее скорости (рис. I.1.10, *а*) и в противоположную сторону — при убывании скорости (рис. I.1.10, *б*).

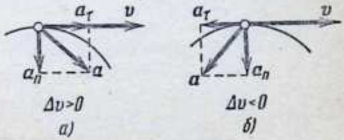


Рис. I.1.10.

Составляющая $\mathbf{a}_n$ вектора ускорения, направленная вдоль нормали к траектории в данной точке, называется *нормальным ускорением*. Нормальное ускорение характеризует изменение вектора скорости по направлению при криволинейном движении.

Таблица I.1.1

	Равномерное движение	Неравномерное движение
Прямолинейное движение	$a_\tau=0$, $a_n=0$, $a=0$, $\mathbf{a}=0$. $v=\text{const}$, $\mathbf{v}=\text{const}$.	$a_\tau\neq0$, $a_n=0$, $a=a_\tau$, $\mathbf{a}\neq0$. $v\neq\text{const}$, $\mathbf{v}\neq\text{const}$.
Криволинейное движение	$a_\tau=0$, $a_n\neq0$, $a=a_n$, $\mathbf{a}\neq0$. $v=\text{const}$, $\mathbf{v}\neq\text{const}$.	$a_\tau\neq0$; $a_n\neq0$, $a=\sqrt{a_\tau^2+a_n^2}$, $\mathbf{a}\neq0$. $v\neq\text{const}$, $\mathbf{v}\neq\text{const}$.

Из рис. I.1.10 видно, что величины a, a_τ и a_n связаны между собой соотношением

$$a = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2}.$$

4°. При классификации механических движений материальной точки одновременно по двум признакам — по форме траектории и по характеру изменения скорости — различают четыре типа движений:

а) равномерное прямолинейное,
б) неравномерное прямолинейное,
в) равномерное криволинейное,
г) неравномерное криволинейное.

В таблице I.1.1 приведены характеристики ускорений и скоростей этих типов движения.

5. Равномерное прямолинейное движение

1°. При равномерном прямолинейном движении материальной точки мгновенная скорость не зависит от времени ($v = \mathrm{const}$ и $\mathbf{v} = \mathrm{const}$) и в каждой точке траектории направлена вдоль траектории. Средняя скорость за любой промежуток времени равна мгновенной скорости точки: $\mathbf{v}_{ср} = \mathbf{v}$. Таким образом,

$$\mathbf{v} = \frac{\Delta \mathbf{r}}{\Delta t}.$$

2°. График $v = v(t)$ при равномерном движении представляется прямой линией, параллельной оси времени Ot (рис. I.1.11).

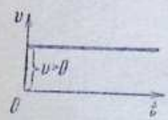


Рис. I.1.11.

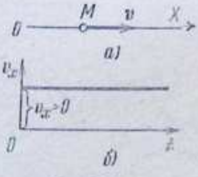


Рис. I.1.12.

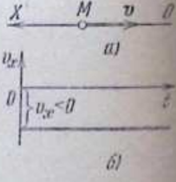


Рис. I.1.13.

Вид графиков $v_x = v_x(t)$, $v_y = v_y(t)$ и $v_z = v_z(t)$ зависит от направления вектора $\mathbf{v}$ и от выбора положительного направления той или иной координатной оси.

Пример 1. Материальная точка M движется равномерно и прямолинейно со скоростью $\mathbf{v}$, положительное направление координатной оси OX совпадает с направлением вектора $\mathbf{v}$ (рис. I.1.12, *а*). График $v_x = v_x(t)$ для этого случая представлен на рис. I.1.12, *б*.

Пример 2. Если положительное направление координатной оси OX противоположно направлению вектора $\mathbf{v}$ скорости точки M (рис. I.1.13, *а*), то график $v_x = v_x(t)$ имеет вид, изображенный на рис. I.1.13, *б*. Ординаты всех точек этого графика равны и отрицательны.

3°. При равномерном и прямолинейном движении со скоростью $\mathbf{v}$ вектор перемещения $\Delta\mathbf{r}$ материальной точки за промежуток времени $\Delta t = t - t_0$ равен $\Delta\mathbf{r} = \mathbf{v}\,\Delta t$.

4°. Вид графика перемещения (I.1.2.1°) материальной точки вдоль любой из осей прямоугольной декартовой системы координат при равномерном прямолинейном движении зависит от знака проекции вектора скорости точки на данную координатную ось. Например, если проекция v_x скорости точки на координатную ось OX положительна (рис. I.1.14, *а*), то график перемещения Δr_x

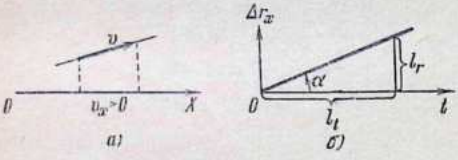


Рис. I.1.14.

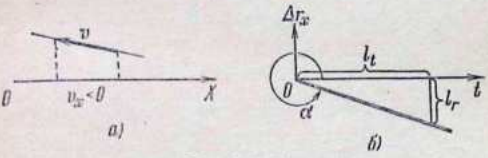


Рис. I.1.15.

вдоль оси OX имеет вид, представленный на рис. I.1.14, *б*. Если же $v_x < 0$ (рис. I.1.15, *а*), то график $\Delta r_x = \Delta r_x(t)$ имеет вид, изображенный на рис. I.1.15, *б*. В обоих случаях тангенс угла наклона α графика перемещения к оси Ot (угол α отсчитывается от положительного направления координатной оси против часовой стрелки) соответствует проекции v_x скорости материальной точки на координатную ось OX (см. рис. I.1.14 и I.1.15):

$$\frac{l_r \mu_r}{l_t \mu_t} = v_x,$$

где μ_r и μ_t — масштабы вдоль соответствующих осей графика перемещения (I.1.3.5°).

5°. Путь S, пройденный материальной точкой при равномерном прямолинейном движении за промежуток времени $\Delta t = t - t_0$, равен модулю Δr вектора перемещения точки за тот же промежуток времени. Поэтому

$$S = v\,\Delta t = v\,(t - t_0)$$

или, если $t_0 = 0$,

$$S = vt.$$

Пример. Материальная точка движется равномерно и прямолинейно из положения с координатой $x_1 = 3$ м в положение с координатой $x_2 = -5$ м (рис. I.1.16). Перемещение точки вдоль координатной оси OX равно

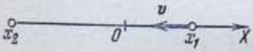


Рис. I.1.16.

$$\Delta r_x = x_2 - x_1 = -5\text{ м} - 3\text{ м} = -8\text{ м}$$

(знак минус указывает на то, что точка движется в отрицательном направлении оси OX).

Путь, пройденный точкой, равен

$$S = |x_2 - x_1| = |-5\text{ м} - 3\text{ м}| = 8\text{ м}.$$

6. Равнопеременное прямолинейное движение

1°. *Равнопеременное прямолинейное движение* является частным случаем неравномерного движения, при котором ускорение остается постоянным и по модулю и по направлению ($\mathbf{a} = \text{const}$). При этом среднее ускорение $\mathbf{a}_{ср}$ равно мгновенному ускорению $\mathbf{a}$ ($\mathbf{a}_{ср} = \mathbf{a}$). Направлено ускорение $\mathbf{a}$ вдоль траектории точки. Нормальное ускорение (I.1.4.3°) при этом отсутствует ($\mathbf{a}_n = 0$).

Если направление ускорения $\mathbf{a}$ совпадает с направлением скорости $\mathbf{v}$ точки, движение называется *равноуско-*

ренным. Модуль скорости равноускоренного движения точки с течением времени возрастает.

Если направления векторов **a** и **v** противоположны, движение называется *равнозамедленным.* Модуль скорости при равнозамедленном движении с течением времени уменьшается.

2°. Изменение скорости $\Delta\mathbf{v} = \mathbf{v} - \mathbf{v}_0$ в течение промежутка времени $\Delta t = t - t_0$ при равнопеременном прямолинейном движении равно

$$\Delta\mathbf{v} = \mathbf{a}\,\Delta t,$$

или

$$\mathbf{v} - \mathbf{v}_0 = \mathbf{a}\,(t - t_0).$$

Если в момент начала отсчета времени ($t_0 = 0$) скорость точки равна $\mathbf{v}_0$ (*начальная скорость*) и ускорение **a** известно, то скорость **v** в произвольный момент времени t

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{a}t.$$

Проекция вектора скорости на ось OX прямоугольной декартовой системы координат связана с соответствующими проекциями векторов начальной скорости и ускорения уравнением

$$v_x = v_{0x} + a_x t.$$

Аналогично записываются уравнения для проекций вектора скорости на другие координатные оси.

Приведенные выражения для **v** и v_x справедливы не только для равноускоренного или равнозамедленного движений, но и для равнопеременного движения с изменением направления скорости на противоположное.

3°. Вектор перемещения $\Delta\mathbf{r}$ точки за промежуток времени $\Delta t = t - t_0$ при равнопеременном прямолинейном движении с начальной скоростью $\mathbf{v}_0$ и ускорением **a** равен

$$\Delta\mathbf{r} = \mathbf{v}_0\,\Delta t + \frac{\mathbf{a}\,(\Delta t)^2}{2},$$

а его проекция на ось OX прямоугольной декартовой системы координат (или перемещение точки вдоль соответствующей оси координат) при $t_0 = 0$ равна

$$\Delta r_x = v_{0x} t + \frac{a_x t^2}{2}.$$

Уравнения для проекций вектора перемещения на оси OY и OZ записываются аналогично.

Приведенные выражения для $\Delta\mathbf{r}$ и Δr_x справедливы для любых прямолинейных равнопеременных движений, в том числе и для движений с изменением направления перемещения на противоположное.

4°. Путь S, пройденный точкой за промежуток времени $\Delta t = t - t_0$ в равноускоренном прямолинейном движении с начальной скоростью $\mathbf{v}_0$ и ускорением $\mathbf{a}$, при $t_0 = 0$ равен

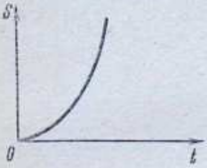


Рис. I.1.17.

$$S = v_0 t + \frac{at^2}{2}.$$

При $v_0 = 0$ путь равен

$$S = \frac{at^2}{2}.$$

График зависимости $S = S(t)$ для этого равноускоренного движения изображен на рис. I.1.17.

5°. При равнозамедленном прямолинейном движении формула пути

$$S = v_0 t - \frac{at^2}{2}$$

справедлива только до момента прекращения движения (или до момента изменения направления движения) $t_н$, который может быть найден из условия

$$v_н = v_0 - at_н = 0,$$

откуда

$$t_н = \frac{v_0}{a}.$$

Путь, пройденный точкой за промежуток времени $\Delta t = t_н - t_0$, равен

$$S_н = \frac{v_0^2}{2a}.$$

График зависимости $S = S(t)$ при равнозамедленном движении представлен на рис. I.1.18.

6°. При равнопеременном прямолинейном движении с изменением в момент времени $t_н$ направления движения на противоположное путь, пройденный точкой к моменту времени t, равен

$$S = \frac{v_0^2}{2a} + \frac{a(\Delta t)^2}{2},$$

где первое слагаемое представляет путь, пройденный точкой в равнозамедленном движении от начального момента времени $t_0 = 0$ до момента времени $t_\text{н}$, а второе — путь точки при равноускоренном движении за промежуток времени $\Delta t = t - t_\text{н}$.

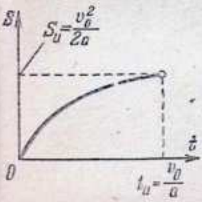


Рис. I.1.18.

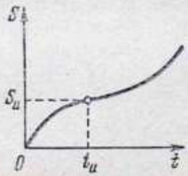


Рис. I.1.19.

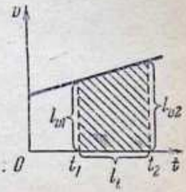


Рис. I.1.20.

График зависимости $S = S(t)$ для такого движения представлен на рис. I.1.19.

7°. Путь, пройденный точкой в равнопеременном прямолинейном движении за произвольный промежуток времени $\Delta t = t_2 - t_1$, может быть найден по заданному графику $v = v(t)$ (рис. I.1.20).

Пути соответствует площадь, заштрихованная на рисунке.

7. Свободное падение тел

1°. *Свободным падением* называется движение, которое совершало бы тело только под действием силы тяжести (I.2.8.3°) без учета сопротивления воздуха. При свободном падении тела с небольшой высоты h от поверхности Земли ($h \ll R_З$, где $R_З$ — радиус Земли) оно движется с постоянным ускорением $\mathbf{g}$, направленным по вертикали вниз.

Ускорение $\mathbf{g}$ называется *ускорением свободного падения*. Оно одинаково для всех тел и зависит лишь от высоты над уровнем моря и от географической широты.

2°. Если в момент начала отсчета времени ($t_0 = 0$) тело имело скорость $\mathbf{v}_0$, то по истечении произвольного промежутка времени $\Delta t = t - t_0$ скорость тела при свободном падении будет

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{g}t.$$

При начальной скорости падения, равной нулю ($\mathbf{v}_0 = 0$), скорость тела в произвольный момент времени t

$$\mathbf{v} = \mathbf{g}t.$$

3°. Путь h, пройденный телом в свободном падении, к моменту времени t

$$h = v_0 t + \frac{gt^2}{2}.$$

Если начальная скорость тела равна нулю ($\mathbf{v}_0 = 0$), то

$$h = \frac{gt^2}{2}.$$

4°. Значение скорости тела после прохождения в свободном падении пути h

$$v = \sqrt{v_0^2 + 2gh}$$

или, при $v_0 = 0$,

$$v = \sqrt{2gh}.$$

Если координатная ось OY направлена вертикально сверху вниз, то значение скорости тела в произвольной точке траектории с координатой y

$$v = \sqrt{v_0^2 + 2g(y - y_0)}.$$

5°. Продолжительность Δt свободного падения без начальной скорости ($\mathbf{v}_0 = 0$) с высоты h

$$\Delta t = \sqrt{2h/g}.$$

8. Движение тела, брошенного вертикально вверх

1°. Тело движется вертикально вверх с начальной скоростью $\mathbf{v}_0$. Если не учитывается сопротивление воздуха, то ускорение тела равно ускорению свободного падения **g** (I. 2.8.4°). На участке до наивысшей точки подъема движение тела является равнозамедленным, а после достижения этой точки — свободным падением без начальной скорости (I. 1.7.1°).

2°. Скорость тела в произвольный момент времени t от начала движения независимо от того, рассматривается лишь подъем тела или его опускание после достижения наивысшей точки, равна

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{g}t.$$

Задача. Тело брошено вертикально вверх с начальной скоростью 20 м/с. Определить скорости тела $\mathbf{v}_1$ и $\mathbf{v}_2$ в моменты времени $t_1 = 1{,}5$ с и $t_2 = 3{,}2$ с от начала движения. Считать, что координатная ось OY направлена снизу вверх.

Дано: $v_0 = 20$ м/с, $t_1 = 1{,}5$ с, $t_2 = 3{,}2$ с.

Найти: $\mathbf{v}_1$, $\mathbf{v}_2$.

Решение: Выражения для проекций v_{1y} и v_{2y} искомых скоростей:

$$v_{1y} = v_0 - gt_1, \qquad v_{2y} = v_0 - gt_2,$$

откуда

$$v_{1y} = 20 - 9{,}8 \cdot 1{,}5 \approx 5 \text{ м/с},$$

$$v_{2y} = 20 - 9{,}8 \cdot 3{,}2 \approx -11 \text{ м/с}.$$

Знаки проекций v_{1y} и v_{2y} говорят о том, что вектор скорости $\mathbf{v}_1$ будет направлен вертикально вверх (тело еще не достигло наивысшей точки подъема), а вектор $\mathbf{v}_2$ — вертикально вниз (в момент времени t_2 тело движется вниз).

3°. Вектор перемещения $\Delta\mathbf{r}$ тела за произвольный промежуток времени $\Delta t = t - t_0$ при условии $t_0 = 0$ равен

$$\Delta\mathbf{r} = \mathbf{v}_0 t + \frac{\mathbf{g}t^2}{2}.$$

Это соотношение справедливо для любого момента времени t как при движении тела вверх, так и при движении вниз после достижения телом наивысшей точки подъема.

4°. В момент времени $t_н$, соответствующий наибольшему подъему тела над точкой бросания (когда $y = y_{макс}$ или высота подъема тела максимальна $h = h_{макс} = y_{макс} - y_0$),

$$v_н = v_0 - gt_н = 0,$$

откуда

$$t_{п} = \frac{v_0}{g}.$$

В этот момент направление движения тела изменяется на противоположное.

Максимальная высота подъема тела над точкой бросания

$$h_{макс} = y_{макс} - y_0 = \frac{v_0^2}{2g}.$$

Задача. Тело бросают вертикально вверх с высоты $h_0 = 1{,}5$ м над поверхностью Земли у края ямы глубиной $h = 3{,}5$ м. Начальная скорость тела равна 2,3 м/с. Определить, в какой момент времени $t_к$ от начала движения ($t_0 = 0$) тело достигнет дна ямы, и найти путь S, пройденный телом за это время.

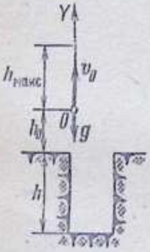


Рис. I.1.20*.

Дано: $h_0 = 1{,}5$ м, $h = 3{,}5$ м, $v_0 = 2{,}3$ м/с.

Найти: $t_к$, S.

Решение: Совместим начало отсчета координат O с точкой бросания тела, а координатную ось OY направим вертикально вверх (рис. I.1.20*). Зависимость координаты y тела от времени при этом будет иметь вид

$$y = y_0 + v_0 t - gt^2/2,$$

где y_0 — начальная координата.

Полагая в этом уравнении $t = t_к$, $y_0 = 0$ и $y = -(h_0 + h)$, имеем

$$-(h_0 + h) = v_0 t_к - \frac{gt_к^2}{2},$$

откуда

$$gt_к^2 - 2v_0 t_к - 2(h_0 + h) = 0$$

и

$$t_{к_{1,2}} = \frac{v_0 \pm \sqrt{v_0^2 + 2g(h_0 + h)}}{g}.$$

Корень

$$t_{к_1} = \frac{v_0 - \sqrt{v_0^2 + 2g(h_0 + h)}}{g}$$

при заданных условиях не имеет физического смысла, так как оказывается, что $t_{к_2} < 0$. Таким образом,

$$t_к = t_{к_1} =$$
$$= \frac{v_0 + \sqrt{v_0^2 + 2g(h_0 + h)}}{g} = \frac{2{,}3 + \sqrt{(2{,}3)^2 + 2 \cdot 9{,}8\,(1{,}5 + 3{,}5)}}{9{,}8} \approx$$
$$\approx 1{,}3 \text{ с.}$$

. Путь S, пройденный телом, равен (рис. I. 1.20*)

$$S = 2h_{макс} + h_0 + h,$$

где $h_{макс}$ — максимальная высота подъема тела над точкой бросания, причем $h_{макс} = \frac{v_0^2}{2g}$. Следовательно,

$$S = 2\frac{v_0^2}{2g} + h_0 + h = \frac{v_0^2}{g} + h_0 + h =$$
$$= \frac{(2{,}3)^2}{9{,}8} + 1{,}5 + 3{,}5 \approx 5{,}5 \text{ м.}$$

5°. Скорость $\mathbf{v}_в$ тела в момент его возвращения в исходную точку после движения вертикально вверх и вниз равна по модулю начальной скорости тела: $v_в = v_0$. Направления векторов $\mathbf{v}_в$ и $\mathbf{v}_0$ противоположны.

Продолжительности движения тела от исходной точки до наивысшей ($\Delta t_п$) и от наивысшей до исходной ($\Delta t_в$) равны между собой:

$$\Delta t_п = \Delta t_в = \frac{v_0}{g}.$$

9. Равномерное движение точки по окружности

1°. Движение по окружности является простейшим примером криволинейного движения.

Скорость $\mathbf{v}$ движения по окружности называется *линейной* (*окружной*) *скоростью.* При *равномерном движении* по окружности модуль v мгновенной скорости материальной точки (I. 1.3.2°) с течением времени не изменяется: $v = \text{const}$ ($v_A = v_B = v_C$ на рис. I. 1.21). Движущаяся точка за равные промежутки времени проходит равные по длине дуги окружности.

Тангенциальное ускорение (I.1.4.3°) при равномерном движении точки по окружности отсутствует ($a_\tau = 0$).

Изменение вектора скорости **v** по направлению характеризуется нормальным ускорением $\mathbf{a}_n$ (I.1.4.3°), которое называется также *центростремительным ускорением*. В каждой точке траектории вектор $\mathbf{a}_n$ направлен

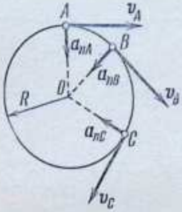


Рис. I.1.21.

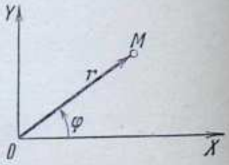


Рис. I.1.22.

по радиусу к центру окружности (рис. I.1.21), а его модуль равен

$$a_n = v^2/R,$$

где R — радиус окружности.

2°. При описании механического движения, в частности движения по окружности, наряду с прямоугольной декартовой системой координат (I.1.1.3°) используется *полярная система координат*. Положение точки M на какой-то плоскости (например, XOY) определяется двумя полярными координатами (рис. I.1.22): модулем r радиус-вектора **r** точки и углом φ — *угловой координатой*, или *полярным углом*. Угол φ отсчитывается от оси OX до радиус-вектора **r** против часовой стрелки. Точку O в этом случае называют *полюсом* системы координат.

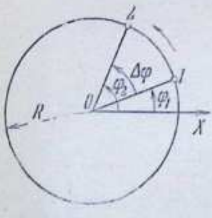


Рис. I.1.23.

3°. Совместим полюс координатной системы с центром окружности, по которой движется материальная точка; тогда $r = R$ (рис. I.1.23), а изменение положения точки на окружности может быть охарактеризовано изменением $\Delta\varphi$ угловой координаты точки (в пределах изменения угла от 0 до 2π):

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1.$$

Угол $\Delta\varphi$ называется *углом поворота* радиус-вектора точки.

4°. *Средней угловой скоростью* движения точки по окружности вокруг заданного центра (или оси) называется величина $\omega_{ср}$, равная отношению угла поворота $\Delta\varphi$ радиус-вектора точки за промежуток времени Δt к длительности этого промежутка:

$$\omega_{ср} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}.$$

5°. *Угловой скоростью* (*мгновенной угловой скоростью*) ω называется предел, к которому стремится средняя угловая скорость (п. 4°) при бесконечном уменьшении промежутка времени Δt:

$$\omega = \lim_{\Delta t \to 0} \omega_{ср} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}.$$

6°. При равномерном движении точки по окружности за любые равные промежутки времени углы поворота ее радиус-вектора одинаковы. Следовательно, при таком движении мгновенная угловая скорость равна средней угловой скорости: $\omega = \omega_{ср}$.

Угол поворота $\Delta\varphi$ радиус-вектора точки, равномерно движущейся по окружности, равен

$$\Delta\varphi = \omega \cdot \Delta t.$$

7°. Промежуток времени T, в течение которого точка совершает один полный оборот по окружности, называется *периодом обращения*, а величина ν, обратная периоду:

$$\nu = 1/T,$$

— *частотой обращения*.

За один период угол поворота радиус-вектора точки равен 2π рад, поэтому $2\pi = \omega T$, откуда $T = 2\pi/\omega$, или

$$\omega = 2\pi/T = 2\pi\nu.$$

8°. Путь S, пройденный точкой, равномерно движущейся по окружности, за промежуток времени $\Delta t = t - t_0$, при $t_0 = 0$ равен

$$S = vt.$$

9°. Путь, пройденный точкой за один период по окружности радиуса R, равен $2\pi R$, а угол поворота радиус-вектора точки за тот же промежуток времени равен 2π рад, т. е. $2\pi R = vT$ и $2\pi = \omega T$. Отсюда находим связь между линейной и угловой скоростью:

$$v = \omega R.$$

10. Движение тела, брошенного под углом к горизонту

1°. Если телу сообщить начальную скорость $\mathbf{v}_0$ под углом α к горизонту $\left(-\frac{\pi}{2} < \alpha < \frac{\pi}{2} \text{ рад}\right)$, то его движение будет криволинейным. При условии $h \ll R_з$, где h — расстояние тела от поверхности Земли, а $R_з$ — радиус Земли в данной точке, и без учета сопротивления воздуха можно считать, что траекторией является парабола, лежащая, например, в плоскости XOY. Движение будет равнопеременным: ускорение тела постоянно и в любой момент времени равно ускорению свободного падения $\mathbf{g}$ (рис. I.1.24).

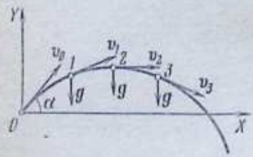


Рис. I.1.24.

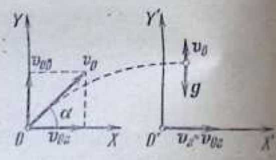


Рис. I.1.25.

2°. Анализ этого движения удобно проводить в двух инерциальных системах отсчета (I.2.1.3°): в неподвижной XOY, связанной с Землей, и в подвижной $X'O'Y'$ (рис. I.1.25). В начальный момент времени $t_0 = 0$ начала отсчета координат O и O' совпадают, а далее подвижная система равномерно перемещается вдоль оси OX неподвижной системы отсчета со скоростью $\mathbf{v}_г$, причем $v_г = v_0 \cos\alpha$.

Движение тела в подвижной системе отсчета является прямолинейным равнопеременным с начальной скоростью $\mathbf{v}_{0в}$, причем $v_{0в} = v_0 \sin\alpha$, и ускорением $\mathbf{g}$.

3°. Скорость тела $\mathbf{v}$ в неподвижной системе отсчета в произвольный момент времени t от начала движения равна (I. 2.7.2°):

$$\mathbf{v}=\mathbf{v}_{в}+\mathbf{v}_{г}, \quad \text{или} \quad \mathbf{v}=\mathbf{v}_{0в}+\mathbf{g}t+\mathbf{v}_{г}.$$

Если положительные направления координатных осей OX и OY выбраны так, как показано на рис. I. 1.25, то

$$v_x=v_0\cos\alpha, \quad v_y=v_0\sin\alpha-gt,$$

$$v=\sqrt{v_x^2+v_y^2}=\sqrt{(v_0\cos\alpha)^2+(v_0\sin\alpha-gt)^2}.$$

Угол наклона β вектора скорости $\mathbf{v}$ к горизонту (рис. I. 1.26)

$$\beta=\operatorname{arctg}\frac{v_0\sin\alpha-gt}{v_0\cos\alpha}.$$

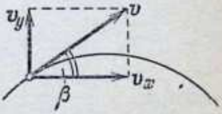


Рис. I. 1.26.

4°. При тех же направлениях координатных осей OX и OY, что и в п. 3°, для тела, брошенного с начальной скоростью $\mathbf{v}_0$ горизонтально ($\alpha=0$),

$$\mathbf{v}=\mathbf{v}_0+\mathbf{g}t, \quad v_x=v_0, \quad v_y=-gt,$$

$$v=\sqrt{v_0^2+(gt)^2} \quad \text{и} \quad \beta=\operatorname{arctg}\frac{-gt}{v_0}.$$

5°. Смещения тела, брошенного под углом α к горизонту, вдоль осей OX и OY неподвижной инерциальной системы отсчета (рис. I. 1.25) за промежуток времени $\Delta t=t-t_0$ при $t_0=0$ будут равны

$$\Delta r_x=v_0t\cos\alpha \quad \text{и} \quad \Delta r_y=v_0t\sin\alpha-\frac{gt^2}{2}.$$

Координаты тела x и y в неподвижной инерциальной системе отсчета при тех же условиях

$$x=v_0t\cos\alpha, \quad y=v_0t\sin\alpha-\frac{gt^2}{2}.$$

Если $x_0\neq 0$ и $y_0\neq 0$, то

$$x=x_0+v_0t\cos\alpha, \quad y=y_0+v_0t\sin\alpha-\frac{gt^2}{2}.$$

6°. Момент времени $t_п$, соответствующий максимальному подъему тела над точкой бросания при $0 < \alpha < \frac{\pi}{2}$ рад, определяется из условия $v_y = 0$, т. е. (п. 3°)

$$v_0 \sin\alpha - gt_п = 0,$$

откуда

$$t_п = \frac{v_0 \sin\alpha}{g}.$$

Максимальная высота $h_{макс}$ подъема тела над точкой бросания равна

$$h_{макс} = y_{макс} - y_0 = \frac{v_0^2 \sin^2\alpha}{2g}.$$

Задача. Тело брошено под углом $\alpha = \frac{\pi}{6}$ рад к горизонту из положения с координатой $y_0 = 5{,}0$ м над поверхностью Земли (рис. I.1.26*). Начальная скорость тела равна 10 м/с. Определить координату $y_{макс}$ наивысшей точки подъема тела над поверхностью Земли, координату $x_п$ точки падения тела на поверхность Земли и скорость $\mathbf{v}_п$ в этой точке.

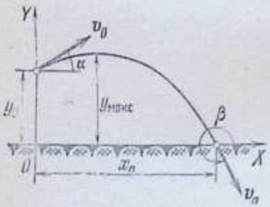


Рис. I.1.26*.

Дано: $\alpha = \frac{\pi}{6}$ рад,

$y_0 = 5{,}0$ м, $v_0 = 10$ м/с.

Найти: $y_{макс}$, $x_п$, $\mathbf{v}_п$.

Решение: Координата наивысшей точки траектории тела в системе координатных осей XOY, изображенной на рис. I.1.26*, равна

$$y_{макс} = y_0 + \frac{v_0^2 \sin^2\alpha}{2g} = 5{,}0 + \frac{(10)^2 \cdot (0{,}50)^2}{2 \cdot 9{,}8} \approx 6{,}3 \text{ м}.$$

Для определения $x_п$ из условия $y_п = 0$ можно найти время $t_п$ движения тела до точки приземления:

$$0 = y_0 + v_0 t_п \sin\alpha - \frac{gt_п^2}{2},$$

откуда

$$t_п = \frac{v_0 \sin\alpha + \sqrt{v_0^2 \sin^2\alpha + 2gy_0}}{g} =$$

$$= \frac{10 \cdot 0{,}50 + \sqrt{(10)^2 \cdot (0{,}50)^2 + 2 \cdot 9{,}8 \cdot 5{,}0}}{9{,}8} \approx 1{,}6 \text{ с.}$$

Второй корень уравнения при заданных условиях не имеет физического смысла. Следовательно,

$$x_п = v_0 t_п \cos\alpha = 10 \cdot 1{,}6 \cdot 0{,}87 \approx 14 \text{ м.}$$

Конечная скорость тела $v_п$

$$v_п = \sqrt{(v_0 \cos\alpha)^2 + (v_0 \sin\alpha - gt_п)^2} =$$

$$= \sqrt{(10 \cdot 0{,}87)^2 + (10 \cdot 0{,}50 - 9{,}8 \cdot 1{,}6)^2} \approx 14 \text{ м/с,}$$

а угол β между осью OX и вектором $\mathbf{v}_п$

$$\beta = \operatorname{arctg} \frac{v_0 \sin\alpha - gt_п}{v_0 \cos\alpha} = \operatorname{arctg} \frac{10 \cdot 0{,}50 - 9{,}8 \cdot 1{,}6}{10 \cdot 0{,}87} \approx 5{,}4 \text{ рад.}$$

11. Вращательное движение абсолютно твердого тела вокруг неподвижной оси

1°. Для кинематического описания вращательного движения абсолютно твердого тела вокруг какой-то неподвижной оси используются те же величины (и уравнения связи между ними), что и для описания движения точки по окружности: угловая координата какой-либо точки тела (φ), угол поворота радиус-вектора $\mathbf{r}$ точки тела ($\Delta\varphi$), средняя и мгновенная угловые скорости ($\omega_{ср}$ и ω), линейные скорости различных точек тела ($\mathbf{v}$). Промежуток времени T, в течение которого тело совершает один полный оборот вокруг оси, называется *периодом вращения*, а величина ν, обратная периоду, — *частотой вращения*.

2°. При вращательном движении абсолютно твердого тела вокруг неподвижной оси за промежуток времени Δt углы поворота радиус-векторов различных точек тела одинаковы (на рис. I. 1.27 $\Delta\varphi_1 = \Delta\varphi_2$). Угол поворота $\Delta\varphi$, средняя $\omega_{ср}$ и мгновенная ω угловые скорости характеризуют вращательное движение всего абсолютно твердого тела в целом.

3°. Линейная скорость какой-либо точки абсолютно твердого тела пропорциональна расстоянию R точки от оси вращения:

$$v = \omega R = 2\pi\nu R = \frac{2\pi}{T} R.$$

4°. При *равномерном вращательном движении* абсолютно твердого тела углы поворота тела за любые равные промежутки времени одинаковы ($\Delta\varphi = \text{const}$) и мгновенная угловая скорость тела равна средней угловой скорости ($\omega = \omega_{\text{ср}}$). Тангенциальные ускорения $\mathbf{a}_\tau$ (I.1.4.3°) у различных точек абсолютно твердого тела отсутствуют ($\mathbf{a}_\tau = 0$), а нормальное (центростремительное) ускорение $\mathbf{a}_n$ (I.1.4.3° и I.1.9.1°) какой-либо точки тела зависит от ее расстояния R до оси вращения:

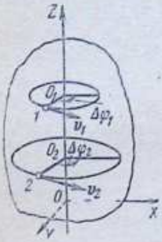


Рис. I.1.27.

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \omega^2 R = 4\pi^2\nu^2 R = \frac{4\pi^2}{T^2} R.$$

Вектор $\mathbf{a}_n$ направлен в каждый момент времени по радиусу траектории точки к оси вращения.

5°. При *неравномерном вращательном движении* абсолютно твердого тела углы поворота тела за любые равные промежутки времени неодинаковы. Угловая скорость тела ω с течением времени изменяется.

6°. *Средним угловым ускорением* $\varepsilon_{\text{ср}}$ в промежутке времени $\Delta t = t_2 - t_1$ называется физическая величина, равная отношению изменения угловой скорости $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ вращающегося тела за промежуток времени Δt к длительности этого промежутка:

$$\varepsilon_{\text{ср}} = \frac{\Delta\omega}{\Delta t}.$$

Если угловая скорость за произвольные одинаковые промежутки времени изменяется одинаково ($\Delta\omega_{12} = \Delta\omega_{34}$ и т. д.), то $\varepsilon_{\text{ср}} = \text{const}$ (*равнопеременное вращение*).

7°. *Угловым ускорением* (*мгновенным угловым ускорением*) вращающегося тела в момент времени t называется величина ε, равная пределу, к которому стремится среднее угловое ускорение за промежуток времени от t до $t+\Delta t$ при бесконечном уменьшении Δt:

$$\varepsilon = \lim_{\Delta t \to 0} \varepsilon_{\text{ср}} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\omega}{\Delta t}.$$

Угловое ускорение равно пределу отношения элементарного изменения угловой скорости $\Delta\omega$ к элементарному промежутку времени Δt.

8°. При возрастании угловой скорости тела вращательное движение называется *ускоренным*, а при убывании угловой скорости — *замедленным*.

При равнопеременном вращательном движении (п. 6°) мгновенное ускорение тела остается неизменным и совпадает со средним угловым ускорением: $\varepsilon = \varepsilon_{\text{ср}} = \text{const}$.

9°. Изменение $\Delta\omega$ угловой скорости абсолютно твердого тела за промежуток времени $\Delta t = t - t_0$ при равнопеременном вращательном движении с угловым ускорением ε

$$\Delta\omega = \varepsilon \cdot \Delta t = \varepsilon (t - t_0).$$

Если при $t_0 = 0$ начальная угловая скорость тела равна ω_0, то в произвольный момент времени t угловая скорость тела будет

$$\omega = \omega_0 + \varepsilon t.$$

При $\omega_0 = 0$ угловая скорость тела в произвольный момент времени

$$\omega = \varepsilon t.$$

10°. Угол поворота $\Delta\varphi$ тела вокруг оси за промежуток времени $\Delta t = t - t_0$ при равнопеременном движении

$$\Delta\varphi = \omega_0 \Delta t + \frac{\varepsilon (\Delta t)^2}{2}.$$

При условии $t_0 = 0$

$$\Delta\varphi = \omega_0 t + \frac{\varepsilon t^2}{2}.$$

Если $\omega_0 = 0$ при $t_0 = 0$, то

$$\Delta\varphi = \frac{\varepsilon t^2}{2}.$$

ГЛАВА 2
ДИНАМИКА ДВИЖЕНИЯ МАТЕРИАЛЬНОЙ ТОЧКИ

1. Первый закон Ньютона

1°. В *динамике* рассматривается влияние взаимодействий между телами на их механическое движение (I.1.1.1°).

Основная задача динамики состоит в определении положения тела в произвольный момент времени по известным начальному положению тела, начальной скорости и силам (I.2.2.1°), действующим на тело.

2°. *Свободным* (*изолированным*) *телом* называется тело, на которое не действуют какие-либо другие тела или поля.

При решении некоторых задач тело может считаться свободным, если внешние воздействия имеются, но они уравновешены (I.4.1.2°).

Аналогично, материальная точка считается свободной (изолированной), если отсутствуют или скомпенсированы внешние воздействия на нее.

При изучении поступательного движения твердого тела рассматривается движение центра инерции тела (I.2.3.4°).

3°. *Первый закон Ньютона*: любая материальная точка сохраняет состояние покоя или равномерного прямолинейного движения до тех пор, пока внешние воздействия не изменят этого состояния.

Первый закон Ньютона устанавливает факт существования инерциальных систем отсчета и описывает характер движения свободной материальной точки в инерциальной системе отсчета. Системы отсчета, в которых свободная материальная точка покоится или движется прямолинейно и равномерно, называются *инерциальными системами отсчета*. Прямолинейное и равномерное движение свободной материальной точки в инерциальной системе отсчета называется *инерциальным движением* (*движением по инерции*). При инерциальном движении вектор скорости материальной точки не изменяется с течением времени ни по направлению, ни по модулю ($\mathbf{v} = \text{const}$). Покой точки является частным случаем инерциального движения ($\mathbf{v} = \text{const} = 0$).

4°. Инерциальная система отсчета должна быть связана с инерциально движущимся телом отсчета. При выборе такого тела в условиях конкретной задачи непременно должны оцениваться внешние воздействия на него, если они имеются, факт компенсации этих воздействий или возможность пренебречь ими, а также характер движения тела в данных условиях.

5°. Для описания многих механических движений в земных условиях инерциальную систему отсчета связывают с Землей (*геоцентрическая система отсчета*). При этом пренебрегают вращательным движением Земли вокруг собственной оси и вокруг Солнца.

Более строго первый закон Ньютона выполняется в *гелиоцентрической системе отсчета*. Начало отсчета координат этой системы совмещают с центром Солнца, а координатные оси проводят в направлении на какие-либо определенные звезды, которые могут быть приняты за неподвижные.

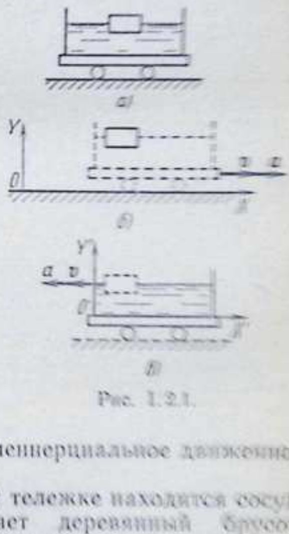


Рис. I.2.1.

6°. Системы отсчета, в которых свободная материальная точка или свободное тело не сохраняют скорость движения неизменной (*неинерциальное движение*), называются *неинерциальными системами отсчета*.

Неинерциальной является система отсчета, движущаяся с ускорением относительно инерциальной системы отсчета. В неинерциальной системе отсчета даже свободное тело может совершать неинерциальное движение, т. е. двигаться с ускорением.

П р и м е р. На неподвижной тележке находится сосуд с водой, в которой плавает деревянный брусок (рис. I.2.1, *а*). Описать поведение бруска при ускоренном прямолинейном движении тележки вправо, пользуясь двумя системами отсчета: 1) неподвижной инерциальной системой, связанной с той поверхностью, по которой движется тележка (на рис. I. 2.1, *б* показаны координатные оси OX и OY этой системы), и 2) неинерциальной системой отсчета, связанной с ускоренно движущейся тележкой (оси $O'X'$ и $O'Y'$ на рис. I. 2.1, *в*).

Брусок может рассматриваться как свободное тело, ибо сила тяжести (I. 2.8.3°) бруска уравновешивается выталкивающей силой (I. 6.2.3°), а всеми иными воздействиями на брусок можно пренебречь.

Из опыта известно, что при таком движении тележки брусок будет приближаться к левой стенке сосуда.

В первом случае поведение бруска истолковывается на основании первого закона Ньютона: свободный брусок сохраняет состояние покоя (неизменное положение в системе координат XOY), в то время как тележка вместе с сосудом перемещается вправо (левая сторона сосуда ускоренно приближается к бруску).

Во втором случае брусок ускоренно (неинерциально) перемещается влево без каких бы то ни было воздействий на него в этом направлении, а тележка с сосудом покоится в системе координат $X'O'Y'$. При этом первый закон Ньютона для бруска не выполняется (брусок совершает неинерциальное движение, хотя он может считаться свободным телом).

2. Сила

1°. *Силой* называется векторная физическая величина, являющаяся мерой механического воздействия на материальную точку или тело со стороны других тел или полей. Сила полностью определена, если заданы ее модуль, направление и точка приложения. Прямая, вдоль которой направлена сила, называется *линией действия силы.*

В результате действия силы данное тело изменяет скорость движения (приобретает ускорение) или деформируется (II. 7.2.1°). На основании этих опытных фактов производится измерение сил (I. 2.11.2°, 6°).

2°. Различные взаимодействия, известные современной физике, сводятся к четырем типам:

а) *гравитационное взаимодействие*, возникающее между всеми телами в соответствии с законом всемирного тяготения (I. 2.8.1°);

б) *электромагнитное взаимодействие* — между телами или частицами, обладающими электрическими зарядами (III. 1.3.1°, VI. 5.2.6°);

в) *сильное взаимодействие*, существующее, например, между частицами, из которых состоят ядра атомов, а также между мезонами и гиперонами (VI. 4.3.5°);

г) *слабое взаимодействие*, характеризующее, например, процессы превращения некоторых элементарных частиц (VI. 5.2.7°).

Сила как количественная характеристика позволяет оценивать лишь гравитационные и электромагнитные взаимодействия. В тех чрезвычайно малых областях пространства и в тех процессах, в которых проявляются сильные и слабые взаимодействия, такие понятия, как точка приложения, линия действия, а вместе с ними и само понятие силы теряют смысл.

3°. В задачах механики учитываются *гравитационные силы* (*силы тяготения*) (I. 2.8.1°) и две разновидности электромагнитных сил — *силы упругости* (I. 2.9.1°) и *силы трения* (I. 2.10.1°).

4°. Силы взаимодействия между частями некоторой рассматриваемой системы тел называются *внутренними силами*.

Силы воздействия на тела данной системы со стороны тел, не включенных в эту систему, называются *внешними силами*.

5°. Система тел, на каждое из которых не действуют внешние силы, называется *замкнутой* (*изолированной*) *системой*.

6°. Если на материальную точку одновременно действует несколько сил ($\mathbf{F}_1, \mathbf{F}_2, \ldots, \mathbf{F}_n$), то они могут быть заменены одной силой $\mathbf{F}_\Sigma$, называемой *равнодействующей силой* и равной их сумме:

$$\mathbf{F}_\Sigma = \sum_{i=1}^{n} \mathbf{F}_i.$$

Проекции равнодействующей силы на оси прямоугольной декартовой системы координат равны алгебраическим суммам соответствующих проекций всех сил:

$$F_{\Sigma x} = \sum_{i=1}^{n} F_{ix}, \quad F_{\Sigma y} = \sum_{i=1}^{n} F_{iy}, \quad F_{\Sigma z} = \sum_{i=1}^{n} F_{iz}.$$

Пример. На материальную точку M в плоскос XOY действуют силы $\mathbf{F}_1$, $\mathbf{F}_2$ и $\mathbf{F}_3$ (рис. I.2.2, *а*). Их ра нодействующая $\mathbf{F}_\Sigma$ может быть найдена как замыкаю-щая многоугольника, построенного на силах $\mathbf{F}_1$, $\mathbf{F}_2$ и F

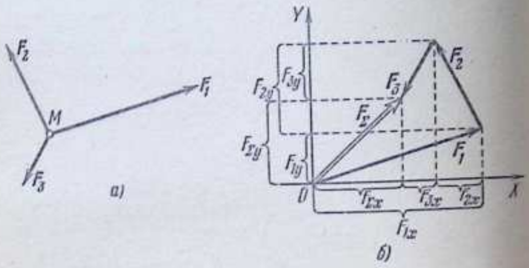


Рис. I.2.2.

как на сторонах (*правило многоугольника* сложения в торов) (рис. I.2.2, *б*). Проекции $F_{\Sigma x}$ и $F_{\Sigma y}$ равнод ствующей силы на координатные оси OX и OY равны

$$F_{\Sigma x}=F_{1x}+F_{2x}+F_{3x}, \quad F_{\Sigma y}=F_{1y}+F_{2y}+F_{3y}.$$

Модуль F_Σ равнодействующей силы равен

$$F_\Sigma=\sqrt{F_{\Sigma x}^2+F_{\Sigma y}^2}.$$

3. Масса и импульс. Плотность

1°. Свойство тела сохранять свою скорость в отс ствие взаимодействия с другими телами называет *инертностью*. Физическая величина, являющаяся мер инертности материальной точки или мерой инертнос тела в поступательном движении, называется *инерт массой* ($m_и$).

2°. Масса характеризует и еще одно свойство тел их способность взаимодействовать с другими телами согласии с законом всемирного тяготения (I.2.8.1 В этих случаях масса выступает как мера гравитац или мера тяготения, и ее называют *гравитационной ма сой* ($m_г$).

В современной физике с высокой степенью точности установлена тождественность значений инертной и гравитационной масс данного тела ($m_и = m_г$). Поэтому их не различают и говорят просто о *массе тела* (m).

Об измерении массы тела см. I.2.11.2°, 3°, 7°.

3°. В механике Ньютона считается, что

а) масса тела не зависит от скорости его движения;

б) масса тела равна сумме масс всех частиц (или материальных точек), из которых оно состоит;

в) для данной совокупности тел выполняется *закон сохранения массы:* при любых процессах, происходящих в системе тел, ее масса остается неизменной.

4°. *Центром масс* (*центром инерции*) системы материальных точек называется точка, радиус-вектор $\mathbf{r}_C$ которой определяется выражением

$$\mathbf{r}_C = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i \mathbf{r}_i}{\sum_{i=1}^{n} m_i},$$

где m_i — масса i-й материальной точки системы, $\mathbf{r}_i$ — ее радиус-вектор, n — число материальных точек. Центр масс является точкой, в которой может считаться сосредоточенной масса тела при его поступательном движении.

5°. *Импульсом* $\mathbf{p}_i$ материальной точки называется векторная величина, равная произведению массы m_i точки на скорость $\mathbf{v}_i$ ее движения:

$$\mathbf{p}_i = m_i \mathbf{v}_i.$$

Импульс $\mathbf{p}$ системы, состоящей из n материальных точек, равен сумме импульсов всех точек системы:

$$\mathbf{p} = \sum_{i=1}^{n} \mathbf{p}_i = \sum_{i=1}^{n} m_i \mathbf{v}_i,$$

или произведению суммарной массы точек системы $m = \sum_{i=1}^{n} m_i$ на скорость $\mathbf{v}_C$ поступательного движения ее центра масс:

$$\mathbf{p}=\sum_{i=1}^{n} m_i \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i \mathbf{v}_i}{\sum_{i=1}^{n} m_i}=m\mathbf{v}_C.$$

6°. Координаты x, y, z (или радиус-вектор $\mathbf{r}$) и скорость $\mathbf{v}$ материальной точки в данной системе отсчета определяют *механическое состояние* материальной точки. При изменении хотя бы одной из этих величин материальная точка переходит в новое механическое состояние.

Каждому механическому состоянию данной материальной точки в данной системе отсчета соответствует вполне определенный импульс, не зависящий ни от процессов, в результате которых точка оказалась в данном механическом состоянии, ни от предыдущих или последующих ее механических состояний. Поэтому *импульс является функцией механического состояния* материальной точки.

Инерциальное движение (1.2.1.3°) материальной точки и инерциальное поступательное движение тела конечных размеров не сопровождаются изменениями импульсов. При неинерциальном движении (1.2.1.6°) тела или материальной точки их импульсы изменяются.

7°. *Средней плотностью* тела называется величина $\rho_{ср}$, равная отношению массы m тела к его объему:

$$\rho_{ср}=m/V.$$

Плотность ρ тела в данной точке равна пределу отношения массы Δm элемента тела, выбранного в окрестности данной точки, к его объему ΔV при неограниченном уменьшении ΔV:

$$\rho=\lim_{\Delta V\to 0}\frac{\Delta m}{\Delta V}.$$

Если тело однородно, то

$$\rho=\rho_{ср}=m/V.$$

4. Второй закон Ньютона

1°. *Второй закон Ньютона:* ускорение, приобретаемое материальной точкой в инерциальной системе отсчета, прямо пропорционально действующей на точку силе, обратно пропорционально массе точки и по направлению совпадает с силой:

$$\mathbf{a}=\frac{\mathbf{F}}{m}.$$

В такой форме закон справедлив для материальной точки, масса которой в течение времени действия силы не изменяется. Он справедлив также для поступательного движения неизменного по массе тела конечных размеров. В последнем случае под m следует понимать массу тела, а под $\mathbf{a}$ — ускорение любой точки тела, например ускорение центра масс тела (I. 2.3.4°).

Проекции ускорения материальной точки или поступательно движущегося тела конечных размеров на оси прямоугольной декартовой системы координат выражаются соотношениями

$$a_x=\frac{F_x}{m},\ a_y=\frac{F_y}{m},\ a_z=\frac{F_z}{m}.$$

2°. Уравнение второго закона Ньютона в более общей форме имеет вид

$$\mathbf{F}=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\mathbf{p}}{\Delta t}=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta(m\mathbf{v})}{\Delta t}.$$

Если сила $\mathbf{F}$ постоянна, то

$$\mathbf{F}=\frac{\Delta\mathbf{p}}{\Delta t}=\frac{\Delta(m\mathbf{v})}{\Delta t},$$

где Δt — промежуток времени, в течение которого на материальную точку или поступательно движущееся тело действовала сила $\mathbf{F}$, а $\Delta\mathbf{p}=\Delta(m\mathbf{v})$ — изменение импульса точки или тела за этот промежуток времени.

Сила, действующая на материальную точку (тело), равна изменению импульса точки (тела) за единицу времени. Сила является мерой изменения импульса точки (тела) за единицу времени.

Иначе уравнение второго закона Ньютона может быть записано в виде

$$\mathbf{F}\,\Delta t=\Delta\mathbf{p}=\Delta(m\mathbf{v}).$$

Произведение силы $\mathbf{F}$ на промежуток времени Δt, в течение которого сила действовала на точку или тело, носит название *импульса силы*.

Импульс силы, действующей на материальную точку (тело), равен изменению импульса точки (тела). Импульс силы является мерой действия силы во времени и мерой изменения импульса точки (тела).

3°. Второй закон Ньютона в более общей форме справедлив и в тех случаях, когда масса m материальной точки (или поступательно движущегося тела конечных размеров) изменяется не только с течением времени (как, например, при полете ракеты), но и по мере изменения скорости точки или тела. Это бывает при больших скоростях движения, приближающихся к скорости света в вакууме (IV. 4.2.1°).

На основании второго закона Ньютона можно заключить, что изменения скоростей материальных точек или тел происходят не мгновенно, а в течение конечных промежутков времени. Например, из уравнения второго закона Ньютона для тела с постоянной массой ($\mathbf{F}\Delta t = m\Delta\mathbf{v}$) следует, что при $\Delta\mathbf{v} \neq 0$ не может быть $\Delta t = 0$.

4°. Если на материальную точку одновременно действует несколько сил, то каждая из них сообщает точке такое же ускорение (определяемое вторым законом Ньютона), что и при отсутствии других сил. В этом заключается *принцип независимости действия сил.*

Результирующее ускорение $\mathbf{a}_\Sigma$, приобретенное точкой с массой m от воздействия на нее нескольких сил, определяется в согласии со вторым законом Ньютона:

$$\mathbf{a}_\Sigma = \frac{\mathbf{F}_\Sigma}{m},$$

где $\mathbf{F}_\Sigma$ — равнодействующая сила (I. 2.2.6°).

5°. Сила или равнодействующая нескольких сил, обеспечивающая движение материальной точки (или тела) по окружности, называется *центростремительной силой.* Она направлена к центру окружности.

6°. Если на систему материальных точек действует несколько внешних сил, векторная сумма которых равна $\mathbf{F}_{\Sigma\,\text{внешн}}$, то ускорение $\mathbf{a}_C$ центра масс системы определяется в согласии со вторым законом Ньютона:

$$\mathbf{a}_C = \frac{\mathbf{F}_{\Sigma\,\text{внешн}}}{m},$$

где m — суммарная масса всех точек системы.

5. Третий закон Ньютона

1°. *Третий закон Ньютона:* силы взаимодействия двух материальных точек в инерциальной системе отсчета равны по модулю и направлены в противоположные стороны:

$$\mathbf{F}_{ik} = -\mathbf{F}_{ki},$$

где $\mathbf{F}_{ik}$ — сила, действующая на i-ю точку со стороны k-й точки, а $\mathbf{F}_{ki}$ — сила, действующая на k-ю точку со стороны i-й. Знак минус в этом уравнении указывает на противоположную направленность векторов сил.

Третий закон Ньютона отражает факт равноправия взаимодействующих материальных точек. Силы $\mathbf{F}_{ik}$ и $\mathbf{F}_{ki}$ приложены к разным точкам и могут взаимно уравновешиваться только в том случае, когда обе точки принадлежат одному и тому же абсолютно твердому телу.

2°. В связи с тем, что скорость распространения гравитационных и электромагнитных взаимодействий конечна и равна скорости света в вакууме (V.4.4.4°), применимость третьего закона Ньютона к материальным точкам или телам, не находящимся в непосредственном контакте, ограничена. Например, если бы почему-то Луна внезапно перешла на новую орбиту, силы взаимодействия между Луной и Землей изменились бы не мгновенно, а спустя некоторый промежуток времени. В пределах этого промежутка третьим законом Ньютона нельзя было бы воспользоваться.

При оценке «контактных» взаимодействий материальных точек или тел подобные ограничения отпадают.

6. Закон сохранения импульса

1°. Если в инерциальной системе отсчета рассматривается система, состоящая из n материальных точек или из n поступательно движущихся абсолютно твердых тел, то на основании второго закона Ньютона

$$\frac{\Delta(m_1\mathbf{v}_1)}{\Delta t} = \mathbf{F}_{12} + \mathbf{F}_{13} + \ldots + \mathbf{F}_{1n} + \mathbf{F}_{1\,\text{внешн}},$$

$$\frac{\Delta(m_2\mathbf{v}_2)}{\Delta t} = \mathbf{F}_{21} + \mathbf{F}_{23} + \ldots + \mathbf{F}_{2n} + \mathbf{F}_{2\,\text{внешн}},$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$\frac{\Delta(m_n\mathbf{v}_n)}{\Delta t} = \mathbf{F}_{n1} + \mathbf{F}_{n2} + \ldots + \mathbf{F}_{n\,(n-1)} + \mathbf{F}_{n\,\text{внешн}},$$

где символами вида $\mathbf{F}_{ik}$ обозначены внутренние силы взаимодействия тел системы, а $\mathbf{F}_{i\,\text{внешн}}$ — равнодействующая внешних сил, приложенных к i-му телу системы. Сложив левые и правые части этих уравнений, имеем

$$\sum_{i=1}^{n} \frac{\Delta(m_i \mathbf{v}_i)}{\Delta t} = \mathbf{F}_{\Sigma\,\text{внутр}} + \mathbf{F}_{\Sigma\,\text{внешн}},$$

или

$$\frac{\Delta \mathbf{p}}{\Delta t} = \mathbf{F}_{\Sigma\,\text{внутр}} + \mathbf{F}_{\Sigma\,\text{внешн}},$$

где $\Delta \mathbf{p}$ — изменение суммарного импульса системы за промежуток времени Δt, $\mathbf{F}_{\Sigma\,\text{внутр}}$ — сумма всех внутренних сил взаимодействия частей системы, а $\mathbf{F}_{\Sigma\,\text{внешн}}$ — сумма всех внешних сил, действующих на тела системы. Так как на основании третьего закона Ньютона $\mathbf{F}_{ik} = -\mathbf{F}_{ki}$, то $\mathbf{F}_{\Sigma\,\text{внутр}} = 0$ и

$$\frac{\Delta \mathbf{p}}{\Delta t} = \mathbf{F}_{\Sigma\,\text{внешн}},$$

т. е. изменение суммарного импульса системы определяется суммой одних только внешних сил.

Изменения проекций импульса системы тел на оси прямоугольной декартовой системы координат определяются уравнениями

$$\frac{\Delta p_x}{\Delta t} = F_{\Sigma\,\text{внешн}_x},$$

$$\frac{\Delta p_y}{\Delta t} = F_{\Sigma\,\text{внешн}_y},$$

$$\frac{\Delta p_z}{\Delta t} = F_{\Sigma\,\text{внешн}_z}.$$

2°. Если система замкнута, то $\mathbf{F}_{\Sigma\,\text{внешн}} = 0$ (так как внешние силы не действуют ни на одно тело системы) и

$$\frac{\Delta \mathbf{p}}{\Delta t} = 0, \quad \text{или} \quad \Delta \mathbf{p} = 0, \quad \text{или} \quad \mathbf{p} = \text{const}.$$

В этом заключается *закон сохранения импульса* для замкнутой системы тел: *в инерциальной системе отсчета суммарный импульс замкнутой системы тел с течением времени не изменяется.*

Взаимодействие между телами замкнутой системы может приводить к изменению импульсов отдельных тел, к передаче импульса от одного тела к другому, но это не сказывается на изменении суммарного импульса всей системы.

Поскольку импульс системы равен произведению массы m системы на скорость $\mathbf{v}_C$ ее центра масс $\mathbf{p} = m\mathbf{v}_C$ (I.2.3.5°), для замкнутой системы

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v}_C = \text{const},$$

откуда

$$\mathbf{v}_C = \text{const},$$

т. е. центр масс замкнутой системы тел в инерциальной системе отсчета движется прямолинейно и равномерно.

3°. Законом сохранения импульса можно воспользоваться, описывая поведение незамкнутых систем тел в следующих частных случаях:

а) Внешние силы, действующие на любое тело системы, уравновешиваются (в этом случае $\mathbf{F}_{\Sigma\,\text{внешн}} = 0$).

б) Проекция суммы всех внешних сил на какую-либо координатную ось равна нулю. В этом случае говорят о *законе сохранения проекции импульса незамкнутой системы на данную координатную ось.* Например, при $F_{\Sigma\,\text{внешн}_x} = 0$ имеем $p_x = \text{const}$, хотя проекции импульса на другие координатные оси с течением времени могут изменяться.

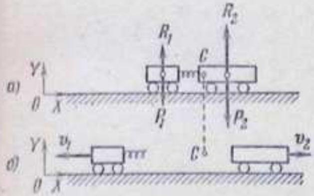


Рис. I.2.3.

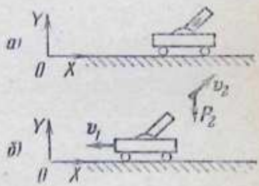


Рис. I.2.4.

Пример 1. Система двух тележек, между которыми помещена сжатая пружина (рис. I.2.3, a), не является замкнутой, так как на тележки действуют внешние силы: силы тяжести $\mathbf{P}_1$ и $\mathbf{P}_2$ (I.2.8.3°) и силы реакции $\mathbf{R}_1$ и $\mathbf{R}_2$.

Но если силы $\mathbf{P}_1$ и $\mathbf{R}_1$, а также $\mathbf{P}_2$ и $\mathbf{R}_2$ уравновешиваются, то к системе можно применить закон сохранения импульса. В согласии с этим законом, например, будет оставаться неизменным положение центра масс системы тележек в инерциальной системе отсчета (XOY) после того, как пружина приведет их в движение (рис. I.2.3, *б*).

Пример 2. После выстрела из орудия, находящегося на платформе, платформа откатывается (рис. I.2.4). Скорость $\mathbf{v}_1$ отката платформы может быть найдена из закона сохранения проекции импульса на координатную ось OX. Проекция неуравновешенной после выстрела силы тяжести снаряда $\mathbf{P}_2$ (являющейся внешней силой) на ось OX равна нулю $(P_{2x}=0)$.

7. Механический принцип относительности Галилея — Ньютона

1°. Связь положений материальной точки в двух произвольных инерциальных системах отсчета описывается *преобразованием Галилея:*

$$\mathbf{r}'=\mathbf{r}-(\mathbf{r}_0+\mathbf{u}t),$$

где $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}'$ — радиус-векторы материальной точки в первой и второй системах отсчета, $\mathbf{u}$ — постоянная скорость

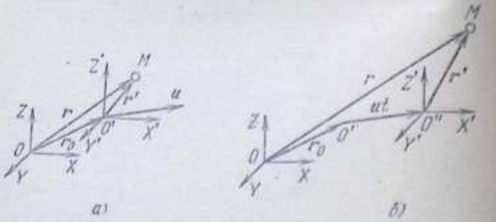


Рис. I.2.5.

равномерного и прямолинейного движения второй системы отсчета относительно первой, $\mathbf{r}_0$ — радиус-вектор, проведенный из начала отсчета координат первой системы в начало отсчета координат второй системы в момент времени $t_0=0$. На рис. I.2.5, *а* показаны координатные оси XYZ и $X'Y'Z'$ двух систем отсчета и материальная точка M в начальный момент времени $t_0 = 0$, а на рис. I.2.5, *б* — оси и точка спустя промежуток времени $\Delta t = t - t_0$.

Связь координат материальной точки в обеих системах отсчета описывается системой уравнений

$$x' = x - (x_0 + u_x t), \quad y' = y - (y_0 + u_y t),$$
$$z' = z - (z_0 + u_z t)$$

(*преобразование координат Галилея*).

При этом считается, что течение времени во всех инерциальных системах отсчета происходит одинаково:

$$\Delta t' = \Delta t$$

(*абсолютный характер времени в механике Ньютона*).

2°. Скорости материальной точки в обеих системах отсчета связаны соотношением

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v} - \mathbf{u},$$

или в проекциях на оси координат

$$v'_x = v_x - u_x, \quad v'_y = v_y - u_y, \quad v'_z = v_z - u_z$$

(*закон сложения скоростей в механике Ньютона*).

3°. Из-за постоянства скорости движения второй системы относительно первой ($\mathbf{u} = \mathrm{const}$) ускорения материальной точки в обеих системах отсчета оказываются одинаковыми:

$$\mathbf{a}' = \mathbf{a},$$

или

$$a'_x = a_x, \quad a'_y = a_y, \quad a'_z = a_z.$$

Ускорение материальной точки определяется действующими на нее силами в согласии со вторым законом Ньютона и не зависит от скорости движения инерциальной системы отсчета (*абсолютный характер ускорения во всех инерциальных системах отсчета*).

4°. Силы взаимодействия между материальными точками или телами зависят лишь от их относительного расположения или от скоростей их относительного движения и не зависят от скорости движения инерциальной системы отсчета. Например, в любой инерциальной системе отсчета силы гравитационного взаимодействия (I.2.8.1°)

двух материальных точек обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними, а это расстояние во всех инерциальных системах отсчета, независимо от скоростей их движения, будет одним и тем же. Аналогично, сила вязкого трения (I.6.3.3°) зависит от скорости относительного движения соприкасающихся слоев жидкостей или газов, которая не зависит от скорости инерциального движения самой системы отсчета. Сила упругости (I.2.9.1°) зависит от того, насколько растянута или сжата пружина, но не зависит от скорости движения инерциальной системы отсчета, в которой проводится опыт с данной пружиной. Вследствие этого $\mathbf{F} = \mathbf{F}'$, где $\mathbf{F}$ — сила воздействия на данное тело в одной инерциальной системе отсчета, а $\mathbf{F}'$ — сила воздействия на то же тело в другой инерциальной системе отсчета.

Масса данного тела в механике Ньютона не зависит от того, в какой системе отсчета оно рассматривается ($m = m'$), поэтому в обеих инерциальных системах отсчета форма законов механики сохраняется.

5°. Равномерное и прямолинейное движение системы отсчета не влияет на ход механических явлений, протекающих в этой системе. В инерциальной системе отсчета невозможно отличить покой от равномерного прямолинейного движения. Для любых механических явлений все инерциальные системы отсчета оказываются равноправными. Эти утверждения выражают *механический принцип относительности (принцип относительности Галилея)*.

Принцип относительности является одним из наиболее общих законов природы, ибо в специальной теории относительности он распространяется и на немеханические явления (V.4.2.1°).

6°. Ускорение данной материальной точки, а также силы, действующие на нее со стороны других точек или тел, не зависят от скорости движения инерциальной системы отсчета. Радиус-вектор $\mathbf{r}$ материальной точки (или декартовы координаты x, y, z) и ее скорость $\mathbf{v}$ являются величинами относительными. Например, даже в начальный момент времени ($t_0 = t'_0 = 0$) их значения для данной материальной точки могут быть неодинаковыми в разных инерциальных системах отсчета. Поэтому и *форма траектории материальной точки относительна (I.1.1.8°)*.

8. Силы тяготения

1°. *Закон всемирного тяготения:* между двумя материальными точками действуют силы взаимного притяжения (*силы тяготения, гравитационные силы*), прямо пропорциональные массам этих точек и обратно пропорциональные квадрату расстояния между ними. Модуль силы тяготения определяется выражением

$$F_{\text{тяг}} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2},$$

в котором m_1 и m_2 — массы взаимодействующих точек, r — расстояние между ними. Коэффициент пропорциональности γ называется *гравитационной постоянной.* Гравитационная постоянная определяется опытным путем и равна силе взаимодействия двух материальных точек, имеющих единичные массы и находящихся на единичном расстоянии одна от другой. В СИ (VII. 8) гравитационная постоянная имеет значение

$$\gamma = 6{,}6732 \cdot 10^{-11}\ \text{Н} \cdot \text{м}^2/\text{кг}^2.$$

Гравитационные силы направлены вдоль линии, соединяющей взаимодействующие точки, и поэтому называются *центральными силами.* Гравитационные силы зависят только от координат взаимодействующих точек. В гравитационном поле (п. 7°), не изменяющемся с течением времени (*стационарное гравитационное поле*), работа гравитационной силы (I. 5.2.2°), действующей на данную перемещающуюся материальную точку, зависит лишь от координат начального и конечного положений точки и не зависит от формы ее траектории. Поэтому гравитационные силы являются *потенциальными силами* (I. 5.2.1°).

2°. Закон всемирного тяготения в указанной форме справедлив не только для двух материальных точек, но и для

а) тел произвольной формы, размеры которых во много раз меньше расстояний между центрами масс (I. 2.3.4°) тел;

б) тел со сферически-симметричным распределением масс.

В этих случаях r — расстояние между центрами м… взаимодействующих тел.

3°. На тело, находящееся в пункте B поверхности Зе… ли, характеризующемся широтой φ (рис. I.2.6), д… ствуют две силы: сила тяготения $\mathbf{F}_{\text{тяг}}$ и сила реа… земной поверхности (или си… реакции опоры) $\mathbf{N}$, направле… которой определяется не тол… силой тяготения, но также в… щением Земли. Равнодейств… щая $\mathbf{F}$ этих двух сил обеспечив… движение тела по окружно… с центром O' при суточном в… щательном движении Земли … круг оси. Сила $\mathbf{P}$, действующ… на тело вследствие его притя… ния к Земле, равная по моду… силе реакции $\mathbf{N}$, но направлен… противоположно ей, называе… *силой тяжести*. Силу тяжести можно измерить, нап… мер, с помощью динамометра при условии покоя те… и динамометра относительно Земли.

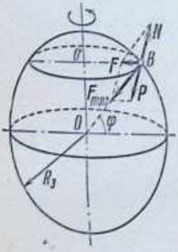


Рис. I.2.6.

4°. В системе отсчета, связанной с Землей, любое … чем не поддерживаемое тело при движении с неболь… высоты h над поверхностью Земли ($h \ll R_з$, где $R_з$ — радиус Земли) приобретает под действием силы тяж… сти $\mathbf{P}$ *ускорение свободного падения* $\mathbf{g}$ (I.1.7.1°). Эт… ускорение не зависит от массы m тела и в согласии с вторым законом Ньютона (I.2.4.1°) может быть выр… жено через силу тяжести $\mathbf{P}$:

$$\mathbf{g} = \frac{\mathbf{P}}{m}.$$

5°. *Центром тяжести* тела конечных размеров наз… вается точка, относительно которой сумма моментов си… (I.3.1.4°) тяжести всех частиц тела равна нулю. В это… точке приложена сила тяжести тела.

Центр тяжести тела (или системы тел) обычно со… падает с центром масс тела (или системы тел) (I.2.3.4°).

6°. *Весом тела* $\mathbf{P}^*$ называют силу, с которой те… *вследствие притяжения к вращающейся Земле действует на горизонтальную опору или вертикальный подве…*

удерживающие его от свободного падения. Вес приложен не к самому рассматриваемому телу, а к опоре или подвесу. Если опора (подвес) неподвижны относительно Земли, то вес равен силе тяжести тела. Равенство веса и силы тяжести существует также и в случае равномерного и прямолинейного движения опоры (подвеса) в системе отсчета, связанной с Землей.

П р и м е р 1. В системе отсчета, связанной с Землей, кабина лифта движется с ускорением **a**, направленным вертикально вниз (рис. I.2.7). На полу кабины находится тело массой m. В согласии со вторым законом Ньютона тело движется вместе с кабиной лифта с ускорением **a** под действием двух сил: силы тяжести **P** и силы реакции пола кабины **N**. Поэтому

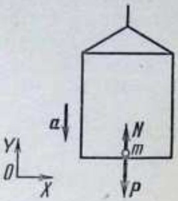


Рис. I.2.7.

$$m\mathbf{a} = \mathbf{P} + \mathbf{N},$$

откуда с учетом положительного направления оси OY и направлений векторов **a**, **P** и **N** имеем

$$-ma = -P + N.$$

Модуль силы реакции пола кабины равен

$$N = P - ma,$$

или, поскольку $P = mg$,

$$N = m(g - a).$$

Вес тела $\mathbf{P}^*$ по модулю равен силе реакции пола ($P^* = N$), но по направлению ей противоположен.

Из последней формулы следует, что при движении кабины лифта с ускорением **a**, направленным вертикально вниз:

а) вес тела равен силе тяжести, если $a = 0$, т. е. при покое кабины или при ее равномерном и прямолинейном движении;

б) вес тела меньше силы тяжести при $0 < a < g$;

в) вес тела равен нулю при $a = g$. В этом случае имеет место *состояние невесомости* (*невесомость*).

П р и м е р 2. Если тело вместе с кабиной лифта движется с ускорением **a**, направленным вертикально вверх (рис. 1.2.8), то на основании второго закона Ньютона имеем

$$N = m(g + a),$$

откуда следует, что при любом значении ускорения ($a \neq 0$) вес тела будет больше силы тяжести тела ($P^* > P$) — *состояние перегрузки* (*перегрузка*).

7°. Гравитационное взаимодействие между телами осуществляется при посредстве *гравитационного поля* (*поля тяготения*). Это поле, наряду с другими полями и веществом, является одной из форм материи. С каждым телом неразрывно связано гравитационное поле, проявляющееся в том, что на помещенную в поле материальную точку действует гравитационная сила, пропорциональная массе этой точки. Тело, гравитационное поле которого исследуется, называется источником этого поля.

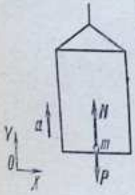


Рис. 1.2.8.

Силовой характеристикой гравитационного поля является *напряженность* $\mathbf{G}$, равная отношению силы тяготения $\mathbf{F}_{\text{тяг}}$, действующей на помещенную в него материальную точку, к массе m этой точки:

$$\mathbf{G} = \frac{\mathbf{F}_{\text{тяг}}}{m}.$$

Напряженность $\mathbf{G}$ гравитационного поля в данной точке пространства равна ускорению свободного падения $\mathbf{g}$ материальной точки, находящейся в этом месте пространства:

$$\mathbf{G} = \mathbf{g}.$$

Модуль напряженности гравитационного поля материальной точки с массой M на расстоянии r от нее равен

$$G = \gamma \frac{M}{r^2}.$$

Эта формула справедлива и в тех случаях, когда источником гравитационного поля является однородное по плотности тело сферической формы. При этом расстояние r отсчитывается от центра масс тела, а радиус поверхности тела должен быть меньше расстояния r.

8°. *Первой космической скоростью* называется скорость $\mathbf{v}_1$, которую нужно сообщить телу, чтобы оно превратилось в спутник Земли (или другой планеты, а также Луны или какого-нибудь массивного небесного тела) и двигалось по окружности, плоскость которой проходит через центр Земли (Луны и т. д.) и центр которой совпадает с центром Земли (Луны и т. д.) (о второй космической скорости см. I. 5.4.4°):

$$v_1 = \sqrt{\frac{\gamma M_З}{R_З}} = \sqrt{gR_З} \approx 7{,}9 \cdot 10^3 \text{ м/с}.$$

9. Силы упругости

1°. Силы, возникающие при упругой деформации тел (II. 7.2.3°), называются *силами упругости*. Эти силы действуют между соприкасающимися слоями деформируемого тела, а также в месте контакта деформируемого тела с телом, вызывающим деформацию. Например, со стороны упруго деформированной доски D на брусок C, лежащий на ней (рис. I.2.9), действует сила упругости $\mathbf{F}_{упр}$.

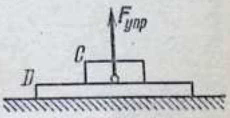


Рис. I. 2.9.

Силы упругости являются силами электромагнитной природы (III. 1.3.1°).

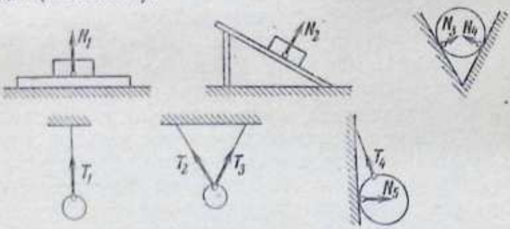


Рис. I. 2.10.

2°. В большинстве задач элементарного курса физики рассматриваются одномерные (линейные) деформации растяжения или сжатия. В этих случаях силы упругости направлены вдоль линии действия внешней (деформирующей) силы, т. е. вдоль осей продольно деформируемых нитей, витых пружин, стержней и т. п. или перпендикулярно к поверхностям соприкасающихся тел (рис. I.2.9).

3°. Сила упругости, действующая на рассматриваемое в данной задаче тело со стороны опоры или подвеса, называется *силой реакции опоры* (подвеса) или *силой натяжения подвеса*. На рис. I.2.10 приведены примеры приложения к телам сил реакции опоры (силы $\mathbf{N}_1$, $\mathbf{N}_2$, $\mathbf{N}_3$, $\mathbf{N}_4$ и $\mathbf{N}_5$) и сил натяжения подвесов (силы $\mathbf{T}_1$, $\mathbf{T}_2$, $\mathbf{T}_3$ и $\mathbf{T}_4$).

4°. *Закон Гука* для одномерного растяжения (или сжатия), характеризующегося *вектором удлинения* (*сжатия*) $\Delta\mathbf{l}$: сила упругости пропорциональна вектору удлинения (сжатия) и противоположна ему по направлению (рис. I.2.11):

$$\mathbf{F}_{\text{упр}} = -k \cdot \Delta\mathbf{l},$$

где k — *жесткость* тела — величина, определяемая силой упругости, возникающей при единичной деформации данного тела (или внешней силой, вызывающей единичную деформацию тела):

$$k = \frac{F_{\text{упр}}}{\Delta l}.$$

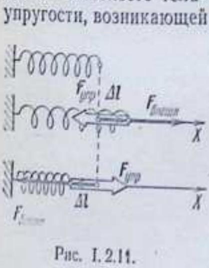


Рис. I.2.11.

5°. Вектор удлинения (сжатия) упругого тела связан с внешней силой $\mathbf{F}_{\text{внешн}}$ выражением

$$\Delta\mathbf{l} = \frac{\mathbf{F}_{\text{внешн}}}{k}.$$

6°. Сила упругости зависит только от изменения расстояний между взаимодействующими частями (частицами, слоями или элементами) данного упругого тела. Работа силы упругости (I.5.2.3°) не зависит от формы траектории и при перемещении по замкнутой траектории равна нулю. Поэтому силы упругости являются потенциальными силами (I.5.2.1°).

10. Силы трения

1°. *Внешним трением* называется взаимодействие между различными соприкасающимися телами, препятствующее их относительному перемещению. Например, внешнее трение существует между бруском и наклонной плоскостью, на которой брусок лежит или с которой он соскальзывает. Если трение проявляется между частями одного и того же тела, то оно называется *внутренним трением* (I. 6.3.3°).

2°. Трение между поверхностями двух соприкасающихся твердых тел при отсутствии между ними жидкой или газообразной прослойки называется *сухим трением*. Трение между поверхностью твердого тела и окружающей его жидкой или газообразной средой, в которой тело движется, называется *жидким* или *вязким трением* (см. также I. 6.3.3°).

Во всех видах трения возникает *сила трения* $\mathbf{F}_{\text{тр}}$, направленная вдоль поверхностей соприкасающихся тел противоположно скорости их относительного перемещения.

Сухое трение подразделяется на:

а) *трение покоя* — трение при отсутствии относительного перемещения соприкасающихся тел;

б) *трение скольжения* — трение при относительном движении соприкасающихся тел.

3°. Сила трения $\mathbf{F}_{\text{тр}_0}$, препятствующая возникновению движения одного тела по поверхности другого, называется *силой трения покоя*.

Если к телу, находящемуся в соприкосновении с другим телом, прикладывать возрастающую внешнюю силу $\mathbf{F}_{\text{внешн}}$, параллельную плоскости соприкосновения, то при изменении $F_{\text{внешн}}$ от нуля до некоторого значения движения тела не возникает. Это свидетельствует о неоднозначности силы трения покоя: при попытке вывести тело из состояния покоя сила трения покоя изменяется от нуля до предельного значения $F_{\text{тр}_0}^{\text{макс}}$.

Относительное движение тела возникает при условии $F_{\text{внешн}} > F_{\text{тр}_0}^{\text{макс}}$. Силу $F_{\text{тр}_0}^{\text{макс}}$ называют *предельной силой трения покоя*.

Обычно, говоря о силе трения покоя, имеют в виду предельную силу трения покоя.

4°. Сила трения покоя вызывается зацеплением неровностей поверхностей тел, упругими деформациями этих неровностей и сцеплением (слипанием) тел в тех местах, где расстояния между их частицами оказываются малыми и достаточными для возникновения

межмолекулярного притяжения (II. 1.4.1°). В свя
с этим силу трения покоя можно рассматривать как ра
новидность проявления сил упругости (I. 2.9.1°).

В приближенных расчетах полагают, что

$$F_{\text{тр}_{\text{п}}}^{\text{макс}}=k_0N,\quad \text{или}\quad F_{\text{тр}_{\text{п}}}^{\text{макс}}=k_0P_n.$$

Силу **N** (рис. 1.2.12), действующую на данное тело с
стороны опоры перпендикулярно к его поверхности, на
зывают *силой нормальной ре
ции*, а силу $\mathbf{P}_n$, действующую с
стороны тела на опору, — *си
нормального давления.* Безр
мерный коэффициент пропорци
нальности k_0 называется *коэфф
циентом трения покоя.* Он за
сит от материала соприкаса
щихся тел, от качества обрабо
соприкасающихся поверхносте
наличия между ними инородных веществ и многих др
гих факторов. Коэффициенты трения покоя получа
экспериментальным путем.

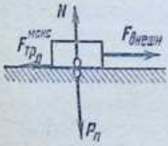


Рис. 1.2.12.

5°. Сила трения скольжения $\mathbf{F}_{\text{тр}_{\text{с}}}$ между поверхно
стями соприкасающихся тел при их относительном дв
жении зависит от силы нормальной реакции **N**, или о
силы нормального давления $\mathbf{P}_n$, причем

$$F_{\text{тр}_{\text{с}}}=kN,\quad \text{или}\quad F_{\text{тр}_{\text{с}}}=kP_n,$$

где k — *коэффициент трения скольжения*, зависящий о
тех же факторов, что и коэффициент трения покоя k_0,
также от скорости относительного движения соприкаса
щихся тел.

Коэффициент трения скольжения определяется опы
ным путем и в большинстве случаев при малых скор
стях относительного движения соприкасающихся те
оказывается меньше коэффициента трения покоя ($k<k_0$

6°. Силы трения, в отличие от гравитационных с
(I. 2.8.1°) и сил упругости (I. 2.9.1°), не зависят от коо
динат относительного расположения тел. Силы трен
могут зависеть от скоростей относительного движен
соприкасающихся тел. Работа сил трения скольжен
(I. 5.2.5°) зависит от формы траектории относительно

перемещения соприкасающихся тел и при замкнутой траектории не равна нулю. Силы трения являются непотенциальными силами (I.5.2.4°).

11. Способы измерения масс и сил

1°. Второй закон Ньютона содержит две независимые величины — массу m тела и силу $\mathbf{F}$ — и может быть использован для измерения только одной из них. Другая величина, наряду с ускорением $\mathbf{a}$ тела, должна быть измерена независимо от этого закона. Для измерения масс и сил в дополнение ко второму закону Ньютона необходимо привлекать какие-то иные физические законы.

Имеются различные способы сравнения сил и масс тел, но, как только какой-то из них кладется в основу измерения сил или масс, приходится произвольно выбирать массу некоторого тела в качестве единицы массы (*эталон массы*) (VII.1.1°) или некоторую силу в качестве единицы силы («эталонная сила»).

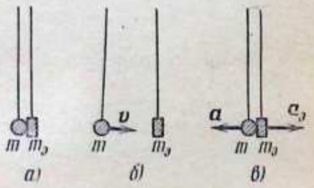


Рис. I.2.13.

2°. Один из способов сравнения масс тел основан на одновременном использовании второго и третьего законов Ньютона. Если между двумя телами, подвешенными на длинных, тонких, нерастяжимых и невесомых нитях (рис. I.2.13, *а*), обеспечить упругое соударение (I.5.4.1°) (на рис. I.2.13, *б*, *в* показаны последовательные этапы проведения такого опыта), то на основании второго и третьего законов Ньютона

$$ma = m_э a_э, \quad \text{откуда} \quad \frac{m}{m_э} = \frac{a_э}{a}.$$

По измеренным на опыте величинам $a_э$ и a находят отношение масс взаимодействующих тел.

Если масса одного из тел (например, $m_э$) принята в качестве эталонной, то в результате проведения подобного опыта можно измерить массу m любого тела:

$$m = m_э \frac{a_э}{a}.$$

После этого сила **F**, действующая на тело известной массы m, определяется на основании второго закона Ньютона по измеренному на опыте ускорению **a**, приобретаемому телом под действием силы **F**:

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a}.$$

Разновидностью этого способа является сравнение и измерение масс тел или частиц на основании закона сохранения суммарного импульса замкнутой системы взаимодействующих тел или частиц (I.2.6.2°). По измеренным на опыте изменениям скоростей взаимодействующих тел определяется отношение их масс, а если масса одного из тел известна, то определяется и масса другого тела.

Рис. I.2.14.

3°. Более удобным способом сравнения и измерения масс является одновременное использование закона всемирного тяготения, закона Гука и второго закона Ньютона.

В пункте поверхности Земли на вертикально расположенной неподвижной витой пружине подвешено тело массы m (рис. I.2.14). Условие равновесия тела (I.4.2.2°):

$$\mathbf{P} + \mathbf{F}_{упр} = 0,$$

где **P** — сила тяжести тела, $\mathbf{F}_{упр}$ — сила упругости, действующая на тело со стороны пружины.

Если пренебречь вращением Земли, то на основании закона всемирного тяготения (I.2.8.1°)

$$P = \gamma \frac{mM_З}{R_З^2}.$$

По закону Гука (I.2.9.4°)

$$F_{упр} = k \cdot \Delta l,$$

где k — жесткость пружины, Δl — линейное растяжение пружины.

Таким образом,

$$\gamma \frac{mM_З}{R_З^2} = k \cdot \Delta l,$$

откуда

$$m = \Delta l\left(\frac{kR_З^2}{\gamma M_З}\right) = \Delta l \cdot B,$$

где $B = kR_З^2/\gamma M_З$ — постоянная величина (при использовании данной пружины в данном пункте на Земле), не зависящая от того, какое тело подвешено на пружине.

При учете вращения Земли, высоты места проведения опыта над поверхностью Земли и при использовании пружины с иной жесткостью значение B изменится, но будет оставаться одним и тем же при подвешивании к пружине различных тел.

Массы m и $m_э$ двух тел, подвешиваемых поочередно к данной пружине, сравниваются по измеренным на опыте удлинениям пружины Δl и $\Delta l_э$:

$$m = \Delta l \cdot B, \quad m_э = \Delta l_э \cdot B,$$

откуда

$$\frac{m}{m_э} = \frac{\Delta l}{\Delta l_э}.$$

Жесткость пружины k при этом можно не измерять.

Если масса одного из тел, например $m_э$, выбрана в качестве эталонной, то масса m любого тела

$$m = m_э \frac{\Delta l}{\Delta l_э}.$$

Если пружина снабжена указателем и шкалой, то на последнюю могут быть нанесены деления, соответствующие удлинениям пружины при подвешивании к ней тел, массы которых кратны или составляют различные доли от $m_э$ (*градуировка пружины*).

4°. Пружина может использоваться для измерения масс тел только в том пункте на Земле, где была проведена ее градуировка. Удлинения данной пружины под действием одного и того же тела с массой $m_э$ в разных пунктах будут неодинаковыми:

$$m_э = \Delta l_{э_1} \cdot B_1, \quad m_э = \Delta l_{э_2} \cdot B_2$$

и $\Delta l_{э_1} \neq \Delta l_{э_2}$, так как $B_1 \neq B_2$.

5°. При данном способе измерения масс сила измеряется на основании второго закона Ньютона

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a}.$$

В частности, так может быть определена сила тяжести $\mathbf{P}$ тела известной массы m

$$\mathbf{P} = m\mathbf{g}$$

в том пункте на Земле, где была произведена градуировка пружины.

6°. Упругая пружина применяется для сравнения и измерения сил. Сравнение сил производится на основе использования закона всемирного тяготения, закона Гука и второго закона Ньютона. Для измерения сил выбирается некоторое тело, сила тяжести которого принимается за «эталонную силу» (за единицу силы).

При равновесии тела на неподвижной пружине (рис. I.2.14)

$$\mathbf{P} = k \cdot \Delta\mathbf{l},$$

где $\Delta\mathbf{l}$ — вектор удлинения пружины.

Если к концу данной пружины поочередно прикреплять тела, силы тяжести которых $\mathbf{P}$ и $\mathbf{P}_э$, то

$$\mathbf{P} = k \cdot \Delta\mathbf{l} \quad \text{и} \quad \mathbf{P}_э = k \cdot \Delta\mathbf{l}_э,$$

откуда

$$\frac{P}{P_э} = \frac{\Delta l}{\Delta l_э}.$$

Две силы можно сравнить по измеренным на опыте удлинениям Δl и $\Delta l_э$ данной пружины.

Если сила $\mathbf{P}_э$ принята в качестве эталонной, то сила тяжести $\mathbf{P}$ любого тела, подвешенного к данной пружине, равна

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_э \frac{\Delta l}{\Delta l_э}.$$

Проградуированная пружина, предназначенная для измерения сил, называется *пружинным динамометром*. С помощью пружинного динамометра можно измерять не только силы тяжести тел или какие-либо вертикально направленные силы, но и произвольно направленные силы. Без дополнительных пересчетов эти результаты будут верны только для того пункта на Земле, в котором производилась градуировка динамометра.

При измерении сил с помощью пружинного динамометра масса измеряется на основании второго закона Ньютона по известной силе **F** и измеренному на опыте ускорению **a**, приобретаемому данным телом под действием этой силы:

$$m = \frac{F}{a}.$$

7°. Способ измерения массы тела при помощи рычажных весов основан на использовании закона всемирного тяготения, второго и третьего законов Ньютона, условия равновесия тела, имеющего ось вращения (I.4.2.3°), и на выборе эталона для измерения массы.

Равновесие равноплечих рычажных весов (рис. I.2.15) достигается при условии:

$$\mathbf{P}^* = \mathbf{P}_э^*,$$

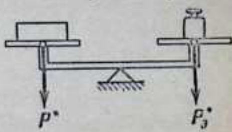


Рис. I.2.15.

где $\mathbf{P}^*$ и $\mathbf{P}_э^*$ — веса тел, лежащих на чашках. Силы тяжести тел **P** и $\mathbf{P}_э$, равные весам тел, также равны: $\mathbf{P} = \mathbf{P}_э$, откуда

$$m\mathbf{g} = m_э\mathbf{g} \quad \text{и} \quad m = m_э,$$

ибо ускорения свободного падения в местах нахождения обоих тел одинаковы.

Выбрав тело с массой $m_э$ в качестве эталона массы (для этих целей используются гири), мы получаем возможность измерять массу m любого тела.

На гирях обозначаются их массы, и с помощью рычажных весов измеряется масса m тела независимо от того, в каком пункте на Земле производится взвешивание. Чтобы с помощью рычажных весов и гирь определить силу тяжести (или вес) тела, нужно знать ускорение свободного падения в месте проведения взвешивания.

12*. Неинерциальные системы отсчета

1°. В элементарном курсе физики рассматриваются простейшие примеры неинерциальных систем отсчета, движущихся поступательно. В неинерциальных системах отсчета (I.2.1.6°) законы Ньютона не выполняются, Покой или движение материальных точек и тел в неинерциальных системах отсчета описывают уравнениями, по форме аналогичными уравнению второго закона Ньютона (I.2.4.1°), но в уравнения вводятся *силы инерции*.

Силы инерции не вызываются воздействиями на данную материальную точку или тело каких-либо других тел или полей. Появление сил инерции отражает неинерциальность движения самой системы отсчета. В остальном силы инерции характеризуются теми же признаками, что и обычные силы в механике (модулем, направлением, точкой приложения). В частности, они всегда пропорциональны массам тел.

Силы инерции, прикладываемые к какой-то системе материальных точек или тел, всегда являются внешними. Это нарушает замкнутость данной системы и приводит к тому, что для нее не выполняются закон сохранения импульса (I.2.6.2°) и закон сохранения механической энергии (I.5.4.1°).

2°. При описании поступательного движения тела в неинерциальной системе отсчета, движущейся поступательно, вводится сила инерции $\mathbf{F}_и$, равная

$$\mathbf{F}_и = -m\mathbf{a}_{нсо},$$

где m — масса тела, $\mathbf{a}_{нсо}$ — ускорение данной неинерциальной системы отсчета относительно какой-то инерциальной.

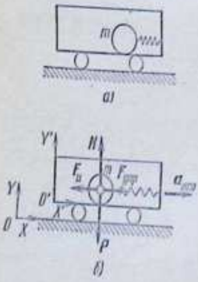


Рис. I.2.16.

Пример 1. На гладком горизонтальном полу вагонетки находится шар массы m, прикрепленный к передней стенке вагонетки пружиной (рис. I.2.16, *а*). На рис. I.2.16, *б* система XOY — неподвижная инерциальная система отсчета, а система $X'O'Y'$ — неинерциальная система отсчета, связанная с вагонеткой. При движении вагонетки с ускорением $\mathbf{a}_{нсо}$ относительно инерциальной системы отсчета пружина растянется на Δl, положение шара изменится, но относительно вагонетки он будет неподвижен. При отсутствии силы трения покой шара относительно вагонетки описывается уравнением

$$\mathbf{P}+\mathbf{N}+\mathbf{F}_{\text{упр}}+\mathbf{F}_{\text{и}}=0,$$

в котором $\mathbf{P}$ — сила тяжести шара, $\mathbf{N}$ — сила реакции пола, $\mathbf{F}_{\text{упр}}$ — сила упругости, действующая на шар со стороны растянутой пружины, $\mathbf{F}_{\text{и}}$ — сила инерции, причем

$$P=N,$$

$$F_{\text{и}}=F_{\text{упр}}. \qquad (*)$$

Поскольку $F_{\text{упр}}=k\cdot\Delta l$, сила инерции может быть измерена по растяжению пружины.

Движение шара вместе с вагонеткой относительно инерциальной системы отсчета подчиняется второму закону Ньютона

$$\mathbf{P}+\mathbf{N}+\mathbf{F}_{\text{упр}}=m\mathbf{a}_{\text{нсо}},$$

а

$$F_{\text{упр}}=ma_{\text{нсо}}. \qquad (**)$$

Из выражений (*) и (**) получаем

$$F_{\text{и}}=ma_{\text{нсо}},$$

а с учетом направлений векторов $\mathbf{F}_{\text{и}}$ и $\mathbf{a}_{\text{нсо}}$ —

$$\mathbf{F}_{\text{и}}=-m\mathbf{a}_{\text{нсо}}.$$

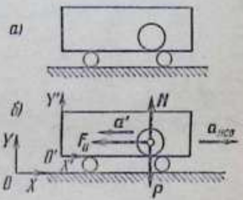


Рис. I.2.17.

Пример 2. Если в опыте, аналогичном описанному в примере 1, пружина будет отсутствовать (рис. I.2.17, *а*), то при движении вагонетки с ускорением $\mathbf{a}_{\text{нсо}}$ шар будет двигаться с ускорением $\mathbf{a}'$ относительно вагонетки (рис. I.2.17, *б*). Для описания этого движения шара в неинерциальной системе отсчета, связанной с вагонеткой, вводят силу инерции $\mathbf{F}_{\text{и}}$, чтобы при отсутствии трения выполнялось условие

$$\mathbf{P}+\mathbf{N}+\mathbf{F}_{\text{и}}=m\mathbf{a}'.$$

Поскольку $\mathbf{P}=-\mathbf{N}$, имеем

$$\mathbf{F}_{\text{и}}=m\mathbf{a}'.$$

Относительно инерциальной системы отсчета (XOY) шар при ускоренном движении вагонетки остается неподвижным, так как уравновешивающиеся силы $\mathbf{P}$ и $\mathbf{N}$ не сообщают ему ускорения. Согласовать поведение шара в инерциальной и неинерциальной системах отсчета удается при условии

$$\mathbf{a}' + \mathbf{a}_{\text{нсо}} = 0, \quad \text{или} \quad \mathbf{a}' = -\mathbf{a}_{\text{нсо}},$$

откуда следует, что

$$\mathbf{F}_{\text{и}} = -m\mathbf{a}_{\text{нсо}}.$$

ГЛАВА 3°

ЭЛЕМЕНТЫ ДИНАМИКИ ВРАЩАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ АБСОЛЮТНО ТВЕРДОГО ТЕЛА ОТНОСИТЕЛЬНО НЕПОДВИЖНОЙ ОСИ

1. Момент силы и момент инерции

1°. Основной задачей динамики вращательного движения является определение угловых координат точек вращающегося тела в любой момент времени по известным начальным угловым координатам, угловым скоростям и по заданным моментам внешних сил, действующих на тело.

2°. Абсолютно твердое тело, имеющее закрепленную ось вращения, без воздействия моментов внешних сил не изменяет угловой скорости вращательного движения. При этом в инерциальной системе отсчета тело либо покоится ($\omega = 0$), либо вращается с постоянной угловой скоростью ($\omega = \text{const}$ и $\varepsilon = 0$).

Изменение вращательного движения абсолютно твердого тела в инерциальной системе отсчета происходит при воздействии на него моментов внешних сил (п. 4°). Если, например, к телу с осью вращения $O'O'$ в точке O, находящейся на расстоянии R от оси вращения, приложена внешняя сила $\mathbf{F}_{\text{внешн}}$ (рис. I.3.1), то ее составляющая $\mathbf{F}_{\perp}$, лежащая в плоскости, перпендикулярной к оси вращения, и перпендикулярная к радиусу R точки приложения внешней силы, приводит к изменению вращательного движения тела.

Составляющие $\mathbf{F}_{\parallel}$ и $\mathbf{F}_{0}$ при отсутствии сил трения не влияют на вращательное движение абсолютно твердого тела. Первая из них, $\mathbf{F}_{\parallel}$, параллельная оси вращения, может вызвать лишь ускоренное поступательное движение тела вдоль оси OZ. Вторая, $\mathbf{F}_0$, линия действия которой пересекает ось вращения, может вызвать ускоренное поступательное движение тела вместе с осью вращения вдоль координатной оси OX.

3°. *Плечом силы* относительно оси называется кратчайшее расстояние d от оси вращения до линии действия силы. На рис. I.3.2 показаны плечи d_1, d_2 и d_3 сил $\mathbf{F}_1$, $\mathbf{F}_2$ и $\mathbf{F}_3$, приложенных к телу в точках *1*, *2* и *3*.

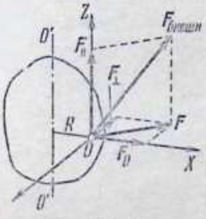


Рис. I.3.1.

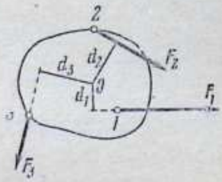


Рис. I.3.2.

4°. *Моментом силы* называется величина M, равная

$$M = Fd,$$

где F — модуль приложенной к телу силы, а d — плечо этой силы относительно данной оси.

Суммарный момент нескольких сил, действующих на тело, равен алгебраической сумме моментов всех сил относительно данной оси:

$$M = \sum_{i=1}^{n} M_i.$$

При этом моменты сил, вращающие тело вокруг данной оси по часовой стрелке и против часовой стрелки, берутся с разными знаками. Например, моменты сил $\mathbf{F}_1$ и $\mathbf{F}_3$ (рис. I.3.2) считаются положительными, а момент силы $\mathbf{F}_2$ — отрицательным.

5°. *Моментом инерции материальной точки* относительно данной оси называется скалярная величина I_i, равная произведению массы m_i точки на квадрат ее расстояния R_i^2 от оси:

$$I_i = m_i R_i^2.$$

Моментом инерции тела относительно оси называется величина I, равная сумме моментов инерции всех n точек тела:

$$I=\sum_{i=1}^{n} m_i R_i^2.$$

Для тел произвольной формы расчет такой суммы весьма сложен, и их моменты инерции определяются опытным путем.

Момент инерции является мерой инертности тела при вращательном движении. Он играет такую же роль, что и масса при описании поступательного движения тела. Но если масса данного тела в задачах ньютоновской механики считается величиной постоянной, то момент инерции данного тела зависит от положения оси вращения.

6°. Моменты инерции некоторых однородных тел простейшей формы (m — масса тела):

1) Сплошной шар радиуса R, ось вращения проходит через центр масс шара:

$$I=\frac{2}{5} mR^2.$$

2) Сплошной цилиндр (диск) радиуса R, ось вращения совпадает с продольной осью цилиндра и проходит через его центр масс:

$$I=\frac{1}{2} mR^2.$$

3) Полый тонкостенный цилиндр (обруч) радиуса R, ось вращения совпадает с продольной осью цилиндра и проходит через центр масс:

$$I=mR^2.$$

4) Прямолинейный тонкий стержень длиной l, ось вращения перпендикулярна к продольной оси стержня и проходит через его центр масс:

$$I=\frac{1}{12} ml^2.$$

5) Прямолинейный тонкий стержень длиной l, ось вращения перпендикулярна к продольной оси стержня и проходит через конец стержня:

$$I=\frac{1}{3} ml^2.$$

2. Основной закон динамики вращательного движения

1°. *Основной закон динамики вращательного движения*: в инерциальной системе отсчета угловое ускорение ε, приобретаемое телом, вращающимся относительно неподвижной оси, пропорционально суммарному моменту $M_{внешн}$ всех внешних сил, действующих на тело, и обратно пропорционально моменту инерции I тела относительно данной оси:

$$\varepsilon = \frac{M_{внешн}}{I}.$$

2°. *Моментом импульса точки* (*моментом количества движения точки*) относительно некоторой неподвижной оси называется величина L_i, равная произведению момента инерции I_i точки на угловую скорость ω ее движения вокруг этой оси:

$$L_i = I_i \omega.$$

Для материальной точки $I_i = m_i R_i^2$ и $\omega = v_i / R_i$, поэтому

$$L_i = m_i R_i^2 \frac{v_i}{R_i} = p_i R_i,$$

где $p_i = m_i v_i$ — модуль импульса (количества движения) материальной точки (I.2.3.5°), а R_i — ее расстояние от оси.

Моментом импульса тела (*моментом количества движения тела*) относительно некоторой неподвижной оси называется величина L, равная сумме моментов импульсов всех n точек тела относительно этой оси:

$$L = \sum_{i=1}^{n} L_i = \sum_{i=1}^{n} I_i \omega,$$

или

$$L = I\omega,$$

где I — момент инерции тела относительно данной неподвижной оси.

3°. При использовании момента импульса уравнение основного закона динамики вращательного движения принимает вид

$$\frac{\Delta L}{\Delta t} = M_{внешн}, \quad \text{или} \quad \frac{\Delta (I\omega)}{\Delta t} = M_{внешн},$$

где $\Delta L = \Delta(I\omega)$ — изменение момента импульса тела за промежуток времени Δt, а $M_{внешн}$ — суммарный момент всех внешних сил, действующих на тело в данной инерциальной системе отсчета.

В такой форме основной закон динамики вращательного движения может быть применен к телу, момент инерции которого в процессе движения изменяется, или к системе тел, совершающих вращательное движение вокруг данной неподвижной оси.

Из основного закона динамики вращательного движения следует, что изменение моментов импульса (или угловой скорости при постоянном моменте инерции) не может происходить мгновенно.

4°. Суммарный момент $M_{внутр}$ всех внутренних сил взаимодействия частей тела относительно оси вращения всегда равен нулю. Моменты сил взаимодействия частей тела попарно компенсируются и не приводят к изменению момента импульса тела.

ГЛАВА 4

СТАТИКА

1. Сложение и разложение сил, приложенных к материальной точке и к абсолютно твердому телу

1°. *Статика* изучает *равновесие* материальных точек, тел или систем тел.

2°. Система нескольких сил, одновременно действующих на материальную точку, может быть заменена *равнодействующей силой* $\mathbf{F}_\Sigma$, которую можно найти по *правилу многоугольника* (I.2.2.6°). При нахождении равнодействующей двух сил используется также *правило параллелограмма:* равнодействующая сила $\mathbf{F}_\Sigma$ равна диагонали параллелограмма, сторонами которого являются две складываемые силы $\mathbf{F}_1$ и $\mathbf{F}_2$ (рис. I.4.1).

Система сил называется *уравновешенной*, если равнодействующая этой системы равна нулю ($\mathbf{F}_\Sigma = 0$).

Если равнодействующая системы сил, действующих на материальную точку, не равна нулю, то эту систему можно уравновесить, приложив к точке *уравновешиваю-*

щую силу $\mathbf{F}_y$, равную

$$\mathbf{F}_y = -\mathbf{F}_\Sigma.$$

3°. Точка приложения силы к абсолютно твердому телу может быть перенесена вдоль линии действия этой силы (*перенос точки приложения силы в абсолютно твердом теле*). Например, сила, действующая на абсолютно твердое тело в точке A (рис. 1.4.2), может быть приложена в точке B или в точке C и т. д. Такой перенос

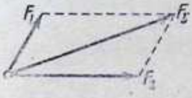


Рис. 1.4.1.

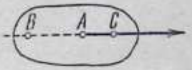


Рис. 1.4.2.

возможен из-за того, что при рассмотрении абсолютно твердого тела пренебрегают деформациями тела.

При рассмотрении упругих деформаций тела, например растяжения упругой пружины, точку приложения силы переносить нельзя, так как одна и та же сила, приложенная в разных точках, может вызвать неодинаковые деформации данного тела.

4°. Тела, ограничивающие движение данного рассматриваемого тела, называются *связями*, а силы, действующие со стороны связей на данное тело, — *силами реакции связей*. Связями являются, например, различные опоры или подвесы (1.2.9.3°).

5°. Равнодействующая $\mathbf{F}_\Sigma$ приложенных к абсолютно твердому телу нескольких сил $\mathbf{F}_i$, линии действия которых пересекаются в разных точках (точки O_1, O_2 и O_3 на рис. 1.4.3), находится либо попарным суммированием сил (например, сначала находится равнодействующая сил $\mathbf{F}_1$ и $\mathbf{F}_2$, затем она складывается с силой $\mathbf{F}_3$ и т. д.), либо суммированием проекций всех n сил на координатные оси выбранной системы отсчета:

$$F_{\Sigma x} = \sum_{i=1}^{n} F_{ix}, \quad F_{\Sigma y} = \sum_{i=1}^{n} F_{iy}, \quad F_{\Sigma z} = \sum_{i=1}^{n} F_{iz},$$

откуда

$$F_\Sigma = \sqrt{F_{\Sigma x}^2 + F_{\Sigma y}^2 + F_{\Sigma z}^2}.$$

6°. Равнодействующая $\mathbf{F}_{\Sigma}$ двух параллельных сил $\mathbf{F}_1$ и $\mathbf{F}_2$ (рис. I.4.4) равна их сумме, а линия ее действия делит расстояние между точками *1* и *2* приложения сил

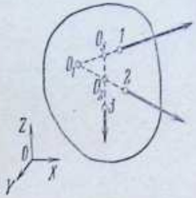


Рис. I.4.3.

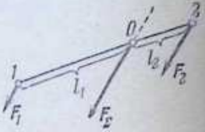


Рис. I.4.4.

в отношении, обратном отношению модулей сил:

$$F_{\Sigma}=F_1+F_2, \quad \frac{l_1}{l_2}=\frac{F_2}{F_1}.$$

Равнодействующая $\mathbf{F}_{\Sigma}$ двух антипараллельных сил $\mathbf{F}_1$ и $\mathbf{F}_2$ (рис. I.4.5) равна векторной сумме сил $\mathbf{F}_1$ и $\mathbf{F}_2$:

$$\mathbf{F}_{\Sigma}=\mathbf{F}_1+\mathbf{F}_2,$$

направлена в сторону большей из них, а линия ее действия пересекает продолжение прямой, соединяющей

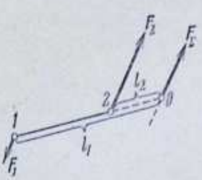


Рис. I.4.5.

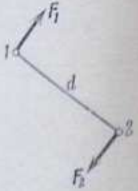


Рис. I.4.6.

точки *1* и *2* приложения сил, в точке *O*, для которой выполняется равенство

$$\frac{l_1}{l_2}=\frac{F_2}{F_1}.$$

7°. Система двух равных по модулю антипараллельных сил $\mathbf{F}_1$ и $\mathbf{F}_2$ (рис. I.4.6) называется *парой сил*. Равнодействующая пары сил равна нулю. Пара сил характеризуется *моментом пары* M, причем

$$M = F_1 d = F_2 d,$$

где d — кратчайшее расстояние между линиями действия сил пары, называемое *плечом пары.*

Пара сил сообщает угловое ускорение (I. 1.11.7°), но не может изменить поступательное движение тела.

8°. *Составляющими* (*слагаемыми*) вектора силы $\mathbf{F}$ называются векторы $\mathbf{F}_i$, сумма которых равна данному вектору $\mathbf{F}$:

$$\sum_{i=1}^{n} \mathbf{F}_i = \mathbf{F},$$

где n — число составляющих.

Задача о разложении вектора $\mathbf{F}$ на две составляющие, лежащие в одной плоскости, имеет однозначные решения в двух случаях:

а) Известна одна из составляющих. На рис. I.4.7 изображены в определенном масштабе вектор $\mathbf{F}$ и одна

Рис. I.4.7.

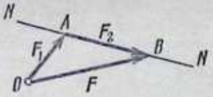


Рис. I.4.8.

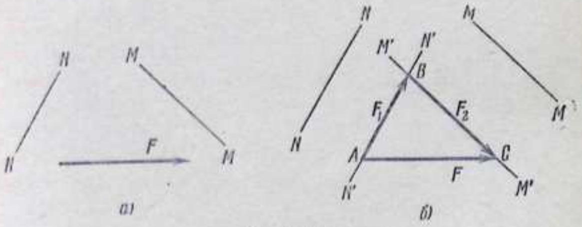


Рис. I.4.9.

из его составляющих $\mathbf{F}_1$. Совместив начала векторов в точке O (рис. I.4.8) и проведя через их концы прямую NN, находят вторую составляющую $\mathbf{F}_2$ как отрезок прямой NN, заключенный между концами A и B данных векторов и направленный от конца составляющей $\mathbf{F}_1$ к концу вектора $\mathbf{F}$.

б) Известны направления обеих составляющих вектора $\mathbf{F}$ (линии NN и MM на рис. I.4.9, *а*). Проведя через начало и конец вектора $\mathbf{F}$ прямые $N'N'$ и $M'M'$, параллельные прямым NN и MM, в принятом масштабе находят составляющие $\mathbf{F}_1$ и $\mathbf{F}_2$ как стороны AB и BC треугольника ABC (рис. I.4.9, *б*).

2. Условия равновесия материальной точки и абсолютно твердого тела в инерциальной системе отсчета

1°. Условием равновесия материальной точки является равенство нулю суммы всех сил $\mathbf{F}_i$, действующих на точку:

$$\sum_{i=1}^{n} \mathbf{F}_i = 0,$$

или в проекциях на оси прямоугольной декартовой системы координат:

$$\sum_{i=1}^{n} F_{ix} = 0, \quad \sum_{i=1}^{n} F_{iy} = 0, \quad \sum_{i=1}^{n} F_{iz} = 0,$$

где n — число сил, действующих на данную точку.

2°. Если связи допускают только поступательное движение абсолютно твердого тела, то оно будет находиться в равновесии при условии

$$\sum_{i=1}^{n} \mathbf{F}_i = 0,$$

или

$$\sum_{i=1}^{n} F_{ix} = 0, \quad \sum_{i=1}^{n} F_{iy} = 0, \quad \sum_{i=1}^{n} F_{iz} = 0,$$

где n — число сил, действующих на тело.

В этом случае все силы $\mathbf{F}_i$ считаются приложенными в центре масс тела, независимо от действительного расположения точек приложения этих сил.

3°. Абсолютно твердое тело с закрепленной (неподвижной) осью вращения находится в равновесии при условии равенства нулю суммы всех n моментов M_i внешних сил относительно этой оси (*правило моментов*):

$$\sum_{i=1}^{n} M_i = 0.$$

4°. Если абсолютно твердое тело может перемещаться поступательно, а также совершать вращательное движение вокруг некоторой оси, равновесие тела достигается при одновременном соблюдении двух условий:

$$\sum_{i=1}^{n} \mathbf{F}_i = 0, \quad \sum_{i=1}^{n} M_i = 0,$$

где $\mathbf{F}_i$ — внешняя сила, действующая на тело, M_i — момент этой силы, а n — число внешних сил.

Пример 1. Брусок B может находиться в равновесии на наклонной плоскости D (рис. I.4.10) под действием силы тяжести $\mathbf{P}$, силы трения покоя $\mathbf{F}_{тр_0}$ и силы реакции $\mathbf{N}$, если будет выполняться условие

$$\mathbf{P} + \mathbf{N} + \mathbf{F}_{тр_0} = 0$$

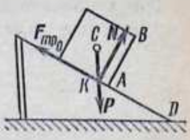


Рис. I.4.10.

и если, кроме того, линия действия силы реакции $\mathbf{N}$ будет проходить через точку K пересечения линий действия сил $\mathbf{P}$ и $\mathbf{F}_{тр_0}$. Только при выполнении этого последнего условия сумма моментов сил $\mathbf{P}$, $\mathbf{N}$ и $\mathbf{F}_{тр_0}$ относительно любой оси (например, относительно горизонтальной оси, перпендикулярной к плоскости рисунка и проходящей через центр масс C или через точку K) будет равна нулю. Если бы линия действия силы реакции $\mathbf{N}$ проходила через центр масс C бруска, то момент силы $\mathbf{F}_{тр_0}$ относительно оси, проходящей, например, через центр масс C, не был бы равен нулю, вследствие чего брусок должен был бы опрокидываться вокруг ребра A по часовой стрелке.

Общие условия равновесия тела могут использоваться не только для того, чтобы найти линии действия сил, но и для определения неизвестных сил.

Пример 2. Один конец балки в точке B опирается на неподвижный цилиндрический каток, другой конец балки заделан в стену (рис. I.4.11). По вертикали вниз на балку, кроме силы тяжести $\mathbf{P}$, действует в точке E внешняя сила $\mathbf{Q}$. Требуется определить силу $\mathbf{N}_B$ реакции катка и силу $\mathbf{N}_D$ реакции стены.

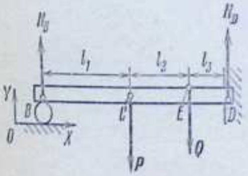


Рис. I.4.11.

Линия действия силы $\mathbf{N}_B$ может быть только вертикальной, так как в противном случае сила, действующая на каток со стороны балки, имела бы горизонтальную составляющую, которая приводила бы каток в движение вправо или влево. Это противоречило бы неподвижности катка и левого конца балки.

Если силы $\mathbf{P}$, $\mathbf{Q}$ и $\mathbf{N}_B$ вертикальны, то не может иметь горизонтальную составляющую и сила реакции $\mathbf{N}_D$, т. е. эта сила тоже должна быть направлена по вертикали.

Из условия равенства нулю суммы четырех сил, действующих на балку,

$$\mathbf{P}+\mathbf{Q}+\mathbf{N}_B+\mathbf{N}_D=0,$$

или

$$P_y+Q_y+N_{By}+N_{Dy}=0,$$

или

$$-P-Q+N_B+N_D=0$$

невозможно найти две неизвестные величины N_B и N_D.

Второе уравнение можно получить из условия равенства нулю суммы моментов сил, действующих на балку, относительно любой неподвижной оси вращения. Если эту ось выбрать проходящей через точку приложения одной из неизвестных сил, то можно получить уравнение с одной неизвестной величиной. Так, если составить уравнение моментов сил относительно горизонтальной оси, проходящей через точку B и направленной за плоскость рисунка, то можно получить

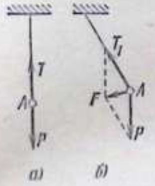
$$-Pl_1-Q(l_1+l_2)+N_D(l_1+l_2+l_3)=0,$$

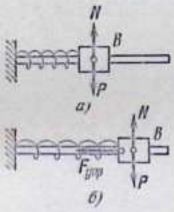
где l_1, l_2 и l_3 — расстояния между линиями действия сил, указанные на рис. I. 4.11. Из этого уравнения легко найти N_D, после чего из предыдущего уравнения определяется N_B.

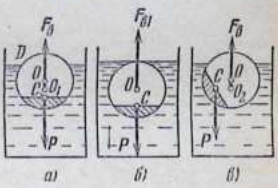
3. Виды равновесия

1°. Равновесие тела в некотором положении называется *устойчивым*, если при любых малых отклонениях тела от этого положения, допускаемых связями (I. 4.1.4°), возникают силы или моменты сил, стремящиеся возвратить тело в исходное состояние.

Примеры. На рис. I. 4.12—I. 4.14 показаны положения устойчивого равновесия некоторых тел и малые отклонения тел от этих положений.







1. Шарик A, подвешенный на нити (рис. I. 4.12, a), находится в устойчивом равновесии под действием силы тяжести **P** и силы натяжения нити **T**, так как при малом отклонении шарика, например вправо (рис. I. 4.12, $б$), возникает неуравновешенная сила **F**, возвращающая шарик в начальное положение.

2. Муфта B (рис. I. 4.13, a), которая может скользить без трения по гладкому горизонтальному стержню и которая прикреплена к недеформированной пружине, находится в устойчивом равновесии под действием силы тяжести **P** и силы реакции **N** стержня. При малом смещении муфты вдоль стержня (рис. I. 4.13, $б$) возникает сила упругости $\mathbf{F}_{упр}$, направленная к начальному положению равновесия муфты.

3. Неоднородный шар D (рис. I.4.14, a) плавает в жидкости под действием силы тяжести $\mathbf{P}$, приложенной в центре масс C шара, и выталкивающей силы $\mathbf{F}_в$ (I.6.2.3°), приложенной в точке O_1, расположенной несколько ниже геометрического центра шара O. Если шар погрузить в жидкость глубже (рис. I.4.14, $б$), то возрастет выталкивающая сила и равнодействующая сил $\mathbf{P}$ и $\mathbf{F}_{в1}$ заставит шар возвратиться в начальное положение. Если повернуть шар вокруг центра O (рис. I.4.14, $в$), возникает момент пары сил $\mathbf{P}$ и $\mathbf{F}_в$, возвращающий шар в начальное положение устойчивого равновесия.

2°. Равновесие тела в некотором положении называется *неустойчивым*, если хотя бы при некоторых малых отклонениях тела от этого положения, допускаемых связями (I.4.1.4°), возникают силы или моменты сил, стремящиеся еще больше отклонить тело от начального положения.

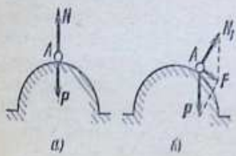


Рис. I.4.15.

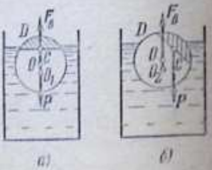


Рис. I.4.16.

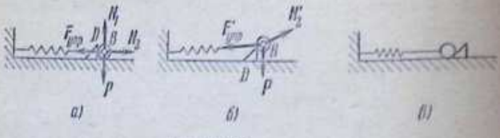


Рис. I.4.17.

Примеры. На рис. I.4.15—I.4.17 показаны положения неустойчивого равновесия некоторых тел и малые отклонения тел от этих положений.

1. Маленький шарик A находится в равновесии в верхней точке сферической опорной поверхности (рис. I.4.15, a). При малом отклонении шарика (рис. I.4.15, *б*) возникает неуравновешенная сила **F**, удаляющая шарик от первоначального положения.

2. Неоднородный шар *D* плавает в жидкости (рис. I.4.16, *а*). Плотность (I.2.3.7°) заштрихованной части шара больше плотности остальной части шара. Сила тяжести шара **P** приложена в центре масс *C*, а выталкивающая сила $\mathbf{F}_в$ (I.6.2.3°) — в точке O_1, расположенной ниже геометрического центра шара *O*. Равновесие шара неустойчивое, так как при малом повороте шара вокруг центра *O* будет возникать момент пары сил **P** и $\mathbf{F}_в$, приводящий к дальнейшему отклонению шара от начального положения (рис. I.4.16, *б*).

3. Шарик *B* лежит на горизонтальной поверхности и растянутой пружиной прижат к уступу *D* с высотой, равной радиусу шарика (рис. I.4.17, *а*). Силы $\mathbf{F}_{упр}$ и $\mathbf{N}_2$, **P** и $\mathbf{N}_1$ попарно уравновешиваются. Если сместить шарик по горизонтали вправо, то сила упругости пружины возвратит его в начальное положение. Но это еще не говорит об устойчивости равновесия шарика, так как тело должно возвращаться в положение устойчивого равновесия после л ю б ы х малых отклонений от этого положения. Если шарик *B* сместить немного вверх (рис. I.4.17, *б*), то момент силы $\mathbf{F}'_{упр}$ относительно точки касания шарика может превзойти момент силы тяжести **P**, в результате чего шарик окажется в положении, изображенном на рис. I.4.17, *в*.

3°. Равновесие тела в некотором положении называется *безразличным*, если при любых малых отклонениях тела от этого положения, допускаемых связями (I.4.1.4°), не возникает сил или моментов сил, стремящихся возвратить тело в начальное положение или еще более удалить тело от начального положения.

П р и м е р ы. На рис. I.4.18 показаны положения безразличного равновесия некоторых тел.

1. Шар *A*, лежащий на горизонтальной поверхности (рис. I.4.18, *а*), находится в безразличном равновесии. Смещения шара вдоль поверхности не приводят к появлению каких-нибудь иных сил, кроме уравновешенных сил **P** и **N**.

2. Равновесие бруска *B* в положении, изображенном на рис. I.4.18, *б*, будет безразличным, если при малых

смещениях бруска вправо или влево от этого положения сила упругости пружины не будет достигать значения предельной силы трения покоя (I.2.10.3°) $\left(F_{\text{упр}} < F_{\text{тр}_0}^{\text{макс}}\right)$.

3. Шар D из вещества с такой же плотностью, что и у жидкости, в которой он плавает (рис. I.4.18, *в*), находится в безразличном равновесии под действием двух уравновешивающихся сил **P** и **F**$_{\text{в}}$, приложенных в центре масс C шара. Любые смещения или повороты шара не вызывают его возвращения в начальное положение или дальнейшего смещения от начального положения.

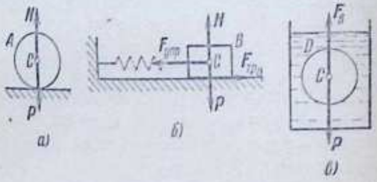


Рис. I.4.18.

4°. Пусть равновесие материальной точки, тела или системы тел обусловлено действием только потенциальных сил (I.5.2.1°) — сил тяготения, упругости или электростатических сил (III.1.2.2°). Тогда положению устойчивого равновесия соответствует минимальное значение потенциальной энергии (I.5.3.5°) по сравнению с ее значениями в ближайших соседних положениях, допускаемых связями (*принцип минимума потенциальной энергии*). При любых малых отклонениях точки, тела или системы тел от положения устойчивого равновесия потенциальная энергия возрастает.

Например, при отклонении шарика A (рис. I.4.12) из положения устойчивого равновесия возрастает его потенциальная энергия в поле тяготения Земли. Положению устойчивого равновесия бруска B (рис. I.4.13) соответствует минимальное значение потенциальной энергии упругих взаимодействий в данной системе. При повороте шара D (рис. I.4.14, *в*) возрастает его потенциальная энергия в поле тяготения Земли, а при погружении этого шара на бо́льшую глубину (рис. I.4.14, *б*) несколько уменьшается его потенциальная энергия в поле тяготения Земли, но возрастает потенциальная энергия упругого взаимодействия с жидкостью.

ГЛАВА 5
РАБОТА И МЕХАНИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ

1. Работа силы при движении материальной точки и поступательном движении абсолютно твердого тела

1°. *Элементарной работой ΔA силы* $\mathbf{F}$ на элементарном перемещении $\Delta\mathbf{r}$ материальной точки называется скалярная физическая величина, равная

$$\Delta A = F \cdot \Delta r \cdot \cos\alpha,$$

где α — угол между векторами $\mathbf{F}$ и $\Delta\mathbf{r}$.

В прямоугольной декартовой системе координат элементарная работа

$$\Delta A = F_x \Delta x + F_y \Delta y + F_z \Delta z,$$

где F_x, F_y и F_z — проекции силы $\mathbf{F}$, а Δx, Δy и Δz — проекции элементарного вектора перемещения $\Delta\mathbf{r}$ материальной точки на координатные оси.

Значение элементарной работы силы зависит от выбора системы отсчета. Кроме того, в зависимости от взаимной ориентации векторов $\mathbf{F}$ и $\Delta\mathbf{r}$ элементарная работа может быть величиной положительной, отрицательной или равной нулю.

2°. Если на материальную точку действует система n сил, то элементарная работа ΔA_Σ всех этих сил при перемещении точки на $\Delta\mathbf{r}$ равна

$$\Delta A_\Sigma = \sum_{i=1}^{n} F_i \cdot \Delta r \cdot \cos\alpha_i,$$

где α_i — угол между силой $\mathbf{F}_i$ и перемещением $\Delta\mathbf{r}$ точки, или

$$\Delta A_\Sigma = F_\Sigma \cdot \Delta r \cdot \cos\alpha,$$

где F_Σ — модуль равнодействующей $\mathbf{F}_\Sigma$ всех сил, действующих на материальную точку, а α — угол между векторами $\mathbf{F}_\Sigma$ и $\Delta\mathbf{r}$.

3°. При поступательном движении абсолютно твердого тела элементарная работа силы (или равнодействующей системы сил) равна

$$\Delta A = F \cdot \Delta r \cdot \cos\alpha,$$

где α — угол между силой **F** (или равнодействующей системы нескольких сил) и элементарным перемещением $\Delta\mathbf{r}$ центра масс (I.2.3.4°) абсолютно твердого тела или другой его точки.

4°. *Работа А силы* (или равнодействующей системы сил) **F** на конечном перемещении $\Delta\mathbf{r}$ равна

$$A = \sum_{i=1}^{n} F \cdot \Delta r_i \cdot \cos\alpha_i,$$

где n — число элементарных перемещений $\Delta\mathbf{r}_i$, на которые разделено суммарное перемещение $\Delta\mathbf{r}$, а α_i — угол между силой **F** и элементарным перемещением $\Delta\mathbf{r}_i$.

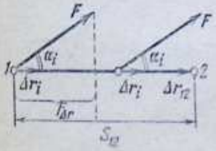


Рис. 1.5.1.

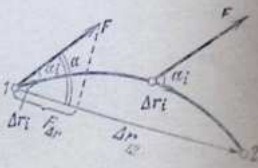


Рис. 1.5.2.

В общем случае расчет такой суммы весьма сложен. В элементарном курсе физики ограничиваются расчетом работы на конечных перемещениях материальной точки или абсолютно твердого тела для некоторых частных случаев:

а) Сила **F** постоянна, а траектория материальной точки (или тела) прямолинейна ($\mathbf{F} = \text{const}$ и $\alpha_i = \alpha = \text{const}$) (рис. 1.5.1). В этом случае

$$A = F\cos\alpha \sum_{i=1}^{n} \Delta r_i,$$

или

$$A = F\cos\alpha \cdot \Delta r_{12} = F\cos\alpha \cdot S_{12},$$

где Δr_{12} — модуль вектора перемещения $\Delta \mathbf{r}_{12}$ материальной точки (или тела) от начального положения *1* до конечного положения *2*, равный в этом случае пути S_{12}.

б) Сила $\mathbf{F}$ постоянна, траектория материальной точки (или тела) криволинейна ($\mathbf{F} = \text{const}$, $\alpha_i \neq \text{const}$) (рис. I.5.2). Работа силы $\mathbf{F}$ при перемещении материальной точки (или тела) из положения *1* в положение *2* равна

$$A = F_{\Delta r} \Delta r_{12},$$

где $F_{\Delta r}$ — проекция вектора силы $\mathbf{F}$ на направление суммарного перемещения $\Delta \mathbf{r}_{12}$, причем $F_{\Delta r} = F \cos \alpha$, где α — угол между векторами $\mathbf{F}$ и $\Delta \mathbf{r}_{12}$.

Если материальная точка (или тело) перемещается по замкнутой траектории (рис. I.5.3), то суммарная работа A силы $\mathbf{F}$ равна нулю, так как $\Delta \mathbf{r}_{12} = 0$.

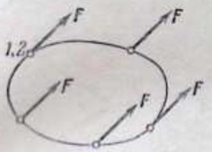


Рис. I.5.3.

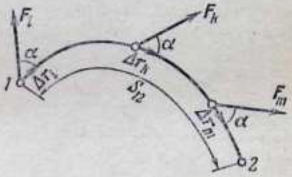


Рис. I.5.4.

в) Сила постоянна по модулю и составляет одинаковые углы α с элементарными векторами перемещения $\Delta \mathbf{r}_i$ в любом месте траектории ($F = \text{const}$ и $\alpha_i = \alpha = \text{const}$). На рис. I.5.4 $F_i = F_k = F_m = F = \text{const}$. В этом случае работа силы равна

$$A = F \cos \alpha \sum_{i=1}^{n} \Delta r_i = F \cos \alpha \cdot S_{12},$$

где S_{12} — путь материальной точки или тела от начального положения *1* до конечного положения 2.

Если в подобных случаях траектория материальной точки представляет произвольную замкнутую кривую (рис. I.5.5), то работа силы отлична от нуля, несмотря на то что суммарный вектор перемещения точки приложения силы равен нулю: $\Delta \mathbf{r}_{12} = 0$, но $A \neq 0$, так как $S_{12} \neq 0$.

Некоторые примеры расчета работы переменной силы будут приведены далее (I. 5.2.2°, 3°).

5°. Если известен график зависимости $F_{\Delta r} = f(\Delta r)$ (рис. I.5.6), то элементарная работа ΔA силы изображается площадью криволинейной трапеции с основанием Δr_i. На рис. I.5.6 эта площадь заштрихована. Суммарная работа A при перемещении материальной точки

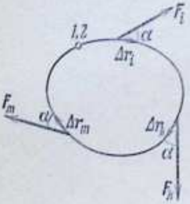


Рис. I.5.5.

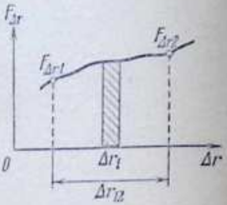


Рис. I.5.6.

или абсолютно твердого тела из положения *1* в положение *2* изображается площадью криволинейной трапеции с основанием Δr_{12}.

2*. Потенциальные и непотенциальные силы. Консервативные и неконсервативные системы тел

1°. *Потенциальными* называются силы, работа которых зависит только от начального и конечного положения движущейся материальной точки или тела и не зависит от формы траектории. При замкнутой траектории работа потенциальной силы всегда равна нулю.

К потенциальным силам относятся силы тяготения, силы упругости, электростатические силы и некоторые другие.

2°. Работа $A_{\text{тяг}}$ силы тяготения (I.2.8.1°) при перемещении материальной точки с массой m относительно другой материальной точки, имеющей массу M и помещенной в начале отсчета координат, равна

$$A_{\text{тяг}} = \gamma m M \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right),$$

где r_1 и r_2 — модули радиус-векторов, характеризующих начальное и конечное положения перемещающейся точки (рис. I. 5.7).

При увеличении расстояния между взаимодействующими материальными точками работа силы тяготения отрицательна ($A_{\text{тяг}} < 0$ при $r_2 > r_1$). При сближении точек работа положительна ($A_{\text{тяг}} > 0$ при $r_2 < r_1$). При перемещении одной из взаимодействующих материальных точек по замкнутой траектории работа силы тяготения равна нулю ($A_{\text{тяг}} = 0$ при $r_2 = r_1$).

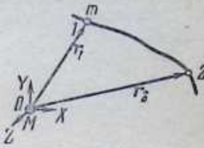


Рис. I. 5.7.

Если пренебречь вращением Земли, то работа $A_{\text{тяж}}$ силы тяжести (I. 2.8.3°) при подъеме тела массой m на высоту h над поверхностью Земли равна

$$A_{\text{тяж}} = -\frac{\gamma m M_З h}{R_З (R_З + h)},$$

где $M_З$ — масса Земли, $R_З$ — радиус Земли.

При условии $h \ll R_З$ работа силы тяжести при подъеме тела с массой m приближенно равна

$$A_{\text{тяж}} \approx -mgh,$$

где g — значение ускорения свободного падения вблизи поверхности Земли (I. 2.8.4°).

3°. Работа $A_{\text{упр}}$ силы упругости (I. 2.9.4°) при одномерном растяжении (или сжатии), характеризующемся вектором удлинения (сжатия) $\Delta \mathbf{l}$,

$$A_{\text{упр}} = -F_{\text{упр}} \Delta l = -\frac{k(\Delta l)^2}{2}.$$

Если одна из координатных осей (например, OX) выбранной системы отсчета совпадает по направлению с вектором $\Delta \mathbf{l}$, то

$$A_{\text{упр}} = -\left(\frac{kx_2^2}{2} - \frac{kx_1^2}{2}\right),$$

где x_1 и x_2 — координаты начала и конца вектора $\Delta \mathbf{l}$.

При перемещении точки упруго деформируемого тела по замкнутой траектории работа силы упругости равна нулю ($A_{упр} = 0$ при $\Delta l = 0$, или при $x_2 = x_1$).

4°. Силы, работа которых зависит от формы траектории, называются *непотенциальными*. При перемещении материальной точки или тела по замкнутой траектории работа непотенциальной силы не равна нулю.

К непотенциальным силам относятся силы трения и некоторые другие (см., например, III.4.2.1°).

5°. В большинстве случаев, когда угол между силой трения $\mathbf{F}_{тр}$ и элементарным перемещением $\Delta\mathbf{r}$ тела составляет π радиан, работа силы трения отрицательна и равна

$$A_{тр} = -F_{тр}S_{12},$$

где S_{12} — путь тела между точками 1 и 2.

Иногда угол между силой трения $\mathbf{F}_{тр}$ и элементарным перемещением $\Delta\mathbf{r}$ равен нулю и работа силы трения положительна:

$$A_{тр} = F_{тр}S_{12}.$$

Пусть, например, внешняя сила $\mathbf{F}$ действует на брусок B, который может скользить по тележке D (рис. I.5.8). Если тележка перемещается вправо, то работа силы трения скольжения $\mathbf{F}_{тр_2}$, действующей на тележку со стороны бруска, положительна.

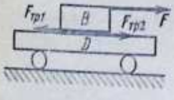


Рис. I.5.8.

6°. Система тел называется *консервативной*, если внутренние и внешние силы (I.2.2.4°), действующие на тела системы, являются потенциальными (п. 1°).

В замкнутой консервативной системе между телами действуют только внутренние потенциальные силы.

Если хотя бы одно из условий консервативности системы тел нарушено, то система называется *неконсервативной*.

Между телами *замкнутой неконсервативной системы* наряду с внутренними потенциальными силами действуют внутренние непотенциальные силы.

Иногда в качестве консервативной или неконсервативной системы рассматривается не система тел, а одно тело.

3. Механическая энергия

1°. *Энергией* называется скалярная физическая величина, являющаяся единой мерой различных форм движения материи и мерой перехода движения материи из одних форм в другие. Для характеристики различных форм движения материи вводятся соответствующие виды энергии, например: механическая (п. 2°), внутренняя (I. 5.4.2°, II. 4.1.2°), энергия электростатических (III. 1.7.5°), внутриядерных (VI. 4.2.2°) взаимодействий и др.

Энергия подчиняется закону сохранения, который является одним из важнейших законов природы.

2°. *Механическая энергия* E характеризует движение и взаимодействие тел и является функцией скоростей и взаимного расположения тел. Она равна сумме кинетической K и потенциальной Π энергий.

3°. *Кинетическая энергия* материальной точки или тела является мерой их механического движения, зависящей от скоростей их движения в данной инерциальной системе отсчета.

Кинетическая энергия K_i материальной точки с массой m_i, движущейся в данной инерциальной системе отсчета со скоростью v_i, или имеющей импульс $p_i = m_i v_i$, равна

$$K_i = \frac{m_i v_i^2}{2} = \frac{p_i^2}{2m_i}.$$

Кинетическая энергия K системы складывается из кинетических энергий K_i всех n материальных точек, из которых состоит система:

$$K = \sum_{i=1}^{n} K_i = \sum_{i=1}^{n} \frac{m_i v_i^2}{2} = \sum_{i=1}^{n} \frac{p_i^2}{2m_i}.$$

При поступательном движении тела его кинетическая энергия равна половине произведения массы m тела на квадрат скорости v любой из его точек (например, центра масс), или квадрату импульса p тела, деленному на удвоенную массу тела:

$$K=\frac{mv^2}{2}=\frac{p^2}{2m}.$$

Значения кинетической энергии материальной точки или тела зависят от выбора системы отсчета, но не могут быть отрицательными ($K \geqslant 0$).

4°. *Теорема о кинетической энергии:* изменение ΔK кинетической энергии тела при его переходе из одного положения в другое равно работе A всех сил, действующих на тело:

$$A=\Delta K=K_2-K_1,$$

где K_2 — кинетическая энергия тела в конечном положении, K_1 — кинетическая энергия в начальном положении.

Работа любых сил является мерой изменения кинетической энергии тела или материальной точки. Действие сил, работа которых на данном участке траектории положительна, приводит к увеличению кинетической энергии тела ($\Delta K>0$, или $K_2>K_1$). Действие сил, работа которых отрицательна, приводит к уменьшению кинетической энергии тела ($\Delta K<0$, или $K_2<K_1$).

5°. *Потенциальной энергией* Π называется часть механической энергии, зависящая от конфигурации системы, т. е. от взаимного расположения ее частей и их положения во внешнем силовом поле. Потенциальная энергия зависит от относительного расположения взаимодействующих материальных точек, тел (или их частей) и относится ко всей совокупности (системе) взаимодействующих объектов. Поэтому ее называют *взаимной потенциальной энергией* или энергией тех или иных потенциальных взаимодействий (например, потенциальная энергия гравитационного взаимодействия данных тел, потенциальная энергия упругого взаимодействия и т. д.). Когда говорят о потенциальной энергии одной материальной точки или одного тела, всегда имеют в виду другие точки или тела, с которыми рассматриваемые находятся во взаимодействии.

Поскольку во всех практических задачах интерес представляет разность значений потенциальной энергии, нуль отсчета потенциальной энергии выбирают произвольно, руководствуясь соображениями упрощения решения задачи. В связи с этим потенциальная энергия может быть положительной, отрицательной или равной нулю ($П \lesseqgtr 0$).

6°. Мерой изменения потенциальной энергии системы при ее переходе из одного состояния в другое является работа потенциальных сил, осуществляющих взаимодействие между элементами системы. При этом работа $A_{пот}$ потенциальных сил равна изменению $\Delta П$ потенциальной энергии системы при ее переходе из начального состояния в конечное, взятому с обратным знаком:

$$A_{пот} = -\Delta П = -(П_2 - П_1),$$

где $П_2$ — потенциальная энергия системы в конечном состоянии, $П_1$ — потенциальная энергия системы в начальном состоянии.

Учитывая формулы для расчета работы некоторых потенциальных сил, приведенные в I. 5.2.2°, 3°, можно получить выражения для потенциальной энергии взаимодействия простейших механических систем.

Пример 1. Потенциальная энергия гравитационного взаимодействия системы двух материальных точек с массами m и M, находящихся на расстоянии r одна от другой, равна

$$П = -\frac{\gamma m M}{r},$$

где γ — гравитационная постоянная (I. 2.8.1°), а нуль отсчета потенциальной энергии ($П = 0$) принят при $r = \infty$.

Потенциальная энергия гравитационного взаимодействия тела массой m с Землей

$$П = \frac{\gamma m M_З h}{R_З (R_З + h)},$$

где h — высота тела над поверхностью Земли, $M_З$ — масса Земли, $R_З$ — радиус Земли, а нуль отсчета потенциальной энергии выбран при $h = 0$.

При том же условии выбора нуля отсчета потенциальная энергия гравитационного взаимодействия тела массой m с Землей для малых высот h ($h \ll R_З$) равна

$$П = mgh,$$

где g — значение ускорения свободного падения вблизи поверхности Земли (I.2.8.4°).

Пример 2. Потенциальная энергия упругих взаимодействий равна

$$\Pi = \frac{k(\Delta l)^2}{2},$$

где k — жесткость (I.2.9.4°), Δl — модуль вектора удлинения или сжатия (I.2.9.4°).

Если координатная ось OX совпадает с линией действия силы упругости, то

$$\Pi = \frac{kx^2}{2},$$

причем $\Pi = 0$ при $\Delta l = 0$, или при $x = 0$. Нуль отсчета потенциальной энергии соответствует такому состоянию системы, при котором силы упругого взаимодействия между телами (или частями) системы равны нулю (см. также II.4.1.4°).

4. Закон сохранения механической энергии

1°. *Закон сохранения механической энергии:* механическая энергия консервативной системы сохраняется постоянной в процессе движения системы:

$$E = K + \Pi = \text{const}.$$

Этот закон справедлив как для замкнутых, так и для незамкнутых консервативных систем (I.5.2.6°).

Пример 1. *Центральный абсолютно упругий удар (упругое столкновение)* двух шаров. *Ударом* называется явление изменения скоростей тел за очень малый промежуток времени их столкновения. Удар называется *абсолютно упругим*, если силы взаимодействия соударяющихся тел потенциальны и в результате взаимодействия механическая энергия системы не изменяется. Удар называется *центральным*, если скорости тел до удара направлены вдоль линии, соединяющей центры масс тел.

Два шара с массами m_1 и m_2 движутся поступательно вдоль горизонтальной прямой со скоростями $\mathbf{v}_1$ и $\mathbf{v}_2$ (рис. I.5.9, *а*). Требуется определить скорости шаров $\mathbf{u}_1$ и $\mathbf{u}_2$ после абсолютно упругого удара.

Хотя система шаров не является замкнутой (на каждый шар действует сила тяжести и еще какая-то сила, уравновешивающая силу тяжести), к системе можно применить закон сохранения проекции импульса на координатную ось OX (I. 2.6.3°):

$$m_1 v_{1x} + m_2 v_{2x} = m_1 u_{1x} + m_2 u_{2x}.$$

Пусть скорости шаров $\mathbf{u}_1$ и $\mathbf{u}_2$ после удара ориентированы так, как показано на рис. I. 5.9, *б*. При выбранной ориентации заданных векторов $\mathbf{v}_1$, $\mathbf{v}_2$ и оси OX имеем

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 u_1 + m_2 u_2.$$

Система шаров консервативна, и поэтому к ней применим закон сохранения механической энергии в виде

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 u_1^2}{2} + \frac{m_2 u_2^2}{2},$$

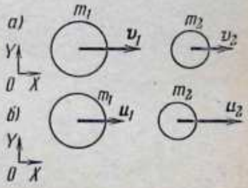


Рис. I. 5.9.

так как потенциальная энергия шаров в поле тяготения Земли при движении по горизонтали не изменяется.

Из двух последних равенств имеем

$$u_1 = \frac{(m_1 - m_2) v_1 + 2m_2 v_2}{m_1 + m_2} \quad \text{и} \quad u_2 = \frac{(m_2 - m_1) v_2 + 2m_1 v_1}{m_1 + m_2}.$$

Если, в частности, соударяющиеся шары имеют одинаковые массы ($m_1 = m_2$), то

$$u_1 = v_2 \quad \text{и} \quad u_2 = v_1.$$

В этом случае шары в результате удара «обмениваются» скоростями.

Если второй шар до удара покоился ($\mathbf{v}_2 = 0$), то

$$u_1 = v_1 \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \quad \text{и} \quad u_2 = v_1 \frac{2m_1}{m_1 + m_2}.$$

При $m_1 > m_2$ первый шар после удара будет продолжать двигаться вправо, но с меньшей скоростью. При $m_1 < m_2$ первый шар после удара будет двигаться влево. Второй шар в обоих случаях после удара будет двигаться вправо.

Если при $v_2 = 0$ будет выполняться условие $m_1 \ll m_2$, то

$$u_1 \approx -v_1 \quad \text{и} \quad u_2 \approx 0.$$

Легкое тело после абсолютно упругого удара о массивное неподвижное тело будет изменять направление вектора скорости на противоположное.

Пример 2. Абсолютно твердое тело массы m под действием силы тяжести $\mathbf{P}$ перемещается из точки *1* в точку *2* вблизи поверхности Земли (рис. I.5.10). Точка *1* находится на высоте h_1 от поверхности Земли, а точка *2* — на высоте h_2. Определить скорость $\mathbf{v}_2$ тела, если его начальная скорость равна нулю ($\mathbf{v}_1 = 0$).

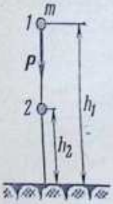


Рис. I.5.10.

В данном случае можно считать систему состоящей всего из одного тела массы m, поскольку при его движении состояние Земли практически не изменяется. Система незамкнута, ибо имеется неуравновешенная внешняя сила $\mathbf{P}$, но консервативна, так как сила тяжести $\mathbf{P}$ является потенциальной силой. Применим закон сохранения механической энергии. Работа $A_{\text{тяж}}$ силы тяжести равна изменению кинетической энергии тела:

$$A_{\text{тяж}} = \Delta K = K_2 - K_1.$$

Кроме того, эта работа равна изменению потенциальной энергии тела, взятому с обратным знаком:

$$A_{\text{тяж}} = -\Delta \Pi = -(\Pi_2 - \Pi_1).$$

Поэтому

$$K_2 - K_1 = -(\Pi_2 - \Pi_1), \quad \text{или} \quad K_2 + \Pi_2 = K_1 + \Pi_1.$$

В инерциальной системе отсчета, связанной с Землей, и при выборе нуля отсчета потенциальной энергии на поверхности Земли имеем

$$\frac{mv_2^2}{2} + mgh_2 = \frac{mv_1^2}{2} + mgh_1, \quad \text{или} \quad \frac{v_2^2}{2} + gh_2 = \frac{v_1^2}{2} + gh_1.$$

Поскольку $v_1 = 0$, то

$$v_2 = \sqrt{2g(h_1 - h_2)}$$

(второй корень квадратного уравнения в данном случае физического смысла не имеет). Вектор $\mathbf{v}_2$ направлен по вертикали вниз (ср. I. 1.7.4°).

2°. Если система взаимодействующих тел замкнута, но неконсервативна, то ее механическая энергия не сохраняется. Изменение механической энергии такой системы равно работе внутренних непотенциальных сил:

$$\Delta E = A_{\text{н}}^{\text{внутр}}.$$

Примером такой системы может служить система, в которой наряду с потенциальными силами действуют силы трения. Силы трения при движении системы уменьшают ее кинетическую энергию. В результате этого механическая энергия замкнутой неконсервативной системы всегда уменьшается, переходя в энергию немеханических форм движения.

Убыль механической энергии неконсервативной системы приводит к увеличению *внутренней энергии* U системы (II. 4.1.2°). Для замкнутой неконсервативной системы выполняется *закон сохранения полной энергии* $\mathscr{E}$ (II. 4.1.1°), равной сумме механической E и внутренней U энергий системы:

$$\mathscr{E} = E + U = \text{const}.$$

3°. Закон сохранения механической энергии не выполняется в незамкнутой неконсервативной системе. Изменение ΔE механической энергии такой системы равно суммарной работе внутренних и внешних непотенциальных сил:

$$\Delta E = A_{\text{н}}^{\text{внутр}} + A_{\text{н}}^{\text{внешн}},$$

и сопровождается изменением внутренней энергии системы.

Пример. *Центральный абсолютно неупругий удар* (*неупругое столкновение*) двух шаров. При *абсолютно неупругом ударе* между телами действуют непотенциальные силы, и после такого удара тела движутся как одно целое с общей скоростью.

Пусть скорости поступательного горизонтального движения шаров с массами m_1 и m_2 до удара были соответственно равны $\mathbf{v}_1$ и $\mathbf{v}_2$ (рис. I. 5.11, a), а после абсолютно неупругого удара их общая скорость равна u (рис. I.5.11, *б*).

Система шаров неконсервативна и незамкнута, ибо на каждый шар действуют внешние силы — сила тяжести и какая-то сила, уравновешивающая силу тяжести. Воспользовавшись законом сохранения проекции импульса (I.2.6.3°) на горизонтальную координатную ось OX, получим

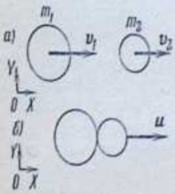


Рис. I.5.11.

$$m_1v_{1x}+m_2v_{2x}=(m_1+m_2)\,u_x,$$

или, с учетом направления векторов скоростей и оси OX,

$$m_1v_1+m_2v_2=(m_1+m_2)\,u,$$

откуда

$$u=\frac{m_1v_1+m_2v_2}{m_1+m_2}.$$

Изменение ΔE механической энергии системы двух шаров определяется в данном случае изменением кинетической энергии шаров в результате неупругого соударения:

$$\Delta E=K_2-K_1,$$

где

$$K_2=\frac{(m_1+m_2)\,u^2}{2}, \quad \text{а} \quad K_1=\frac{m_1v_1^2}{2}+\frac{m_2v_2^2}{2}.$$

Воспользовавшись полученным выражением для u, имеем

$$\Delta E=\frac{m_1+m_2}{2}\left(\frac{m_1v_1+m_2v_2}{m_1+m_2}\right)^2-\frac{m_1v_1^2}{2}-\frac{m_2v_2^2}{2}=$$

$$=-\frac{m_1m_2}{2\,(m_1+m_2)}\,(v_1-v_2)^2<0.$$

Уменьшение механической энергии системы двух шаров сопровождается возрастанием внутренней энергии этой системы.

4°. *Второй космической скоростью* v_{II} называется наименьшая скорость, которую нужно сообщить телу, чтобы оно, преодолев гравитационное притяжение Земли (или Луны, или какого-то другого массивного небесного тела), удалилось от нее на бесконечно большое расстояние:

$$v_{II} = \sqrt{\frac{2\gamma M_З}{R_З}} = \sqrt{2gR_З} \approx 11{,}2 \text{ км/с}.$$

5. Мощность

1°. *Средней мощностью* $P_{ср}$ называется физическая величина, определяемая отношением работы ΔA, совершаемой силой или системой сил в течение конечного промежутка времени Δt, к этому промежутку времени:

$$P_{ср} = \frac{\Delta A}{\Delta t}.$$

2°. *Мощностью* (*мгновенной мощностью*) P называется физическая величина, равная пределу, к которому стремится средняя мощность при бесконечном уменьшении промежутка времени Δt:

$$P = \lim_{\Delta t \to 0} P_{ср} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta A}{\Delta t}.$$

Если материальная точка или тело перемещаются со скоростью $\mathbf{v}$, то

$$P = Fv \cos\alpha,$$

где α — угол между векторами $\mathbf{F}$ и $\mathbf{v}$.

ГЛАВА 6

ЭЛЕМЕНТЫ ГИДРОАЭРОМЕХАНИКИ

1. Механические свойства жидкостей и газов

1°. *Гидроаэромеханикой* называется раздел физики, в котором изучаются законы равновесия и движения жидкостей и газов, а также взаимодействие жидкостей и газов с твердыми телами.

В *гидроаэростатике* рассматриваются условия и закономерности равновесия жидкостей и газов под воздействием приложенных к ним сил и, кроме того, условия равновесия твердых тел, находящихся в жидкостях или в газах.

Гидроаэродинамика изучает законы движения жидкостей и газов, а также взаимодействия жидкостей и газов с твердыми телами при их относительном движении.

2°. Конкретное строение жидкости или газа в гидроаэромеханике не учитывается, и они рассматриваются как *сплошные среды*, непрерывно распределенные в пространстве. К сильно разреженным газам (II. 1.2.2°) модель сплошной среды неприменима.

3°. Отличительной особенностью жидкостей и газов является их *текучесть*, которая связана с малыми силами трения при относительном движении соприкасающихся слоев. При бесконечном уменьшении скорости относительного движения слоев силы трения между ними стремятся к нулю. Этим объясняется отсутствие сил трения покоя (I. 2.10.2°) в жидкостях и газах.

В отличие от твердых тел, жидкости и газы не сохраняют своей формы, а принимают форму того сосуда, в который они заключены. Жидкости от газов отличаются наличием *поверхностного слоя* (*свободной поверхности*) (II. 6.1.2°), большей плотностью при одних и тех же условиях (за исключением критического состояния, II. 5.5.1°) и характером зависимости плотности от давления (практическая несжимаемость жидкостей и заметная сжимаемость газов).

Изменению объема сплошной среды препятствуют силы упругости. Поскольку взаимодействия между слоями жидкости или газа, а также взаимодействия жидкостей и газов с твердыми телами осуществляются не в отдельных точках, а по площади, причем силы упругости всегда перпендикулярны к рассматриваемым площадкам, эти взаимодействия в гидроаэромеханике характеризуются *давлением* (II. 3.1.5°).

4°. Из-за того, что многие соотношения и законы в гидроаэромеханике справедливы как для жидкостей, так и для газов, часто пользуются единым термином «жидкость». При необходимости подчеркнуть различие между жидкостью (характеризующейся поверхностным слоем) и газом (который не имеет поверхностного слоя) первую называют *капельной жидкостью*.

Несжимаемой жидкостью называется капельная жидкость или газ, зависимостью плотностей которых от давления в данной задаче можно пренебречь.

Если зависимостью плотности газа от давления пренебречь нельзя, то такой газ называют *сжимаемой жидкостью*.

2. Гидроаэростатика

1°. В отсутствие или при компенсации внешних воздействий на жидкость в инерциальной системе отсчета частица сплошной среды находится в равновесии, если равна нулю равнодействующая (I. 2.2.6°) всех сил, действующих на нее со стороны соседних частиц (I. 4.2.1°). Такое же условие должно выполняться при равновесии любого по форме малого элемента объема, выделенного внутри жидкости. Это приводит к *закону Паскаля*: в данной точке жидкости давление одинаково по всем направлениям.

Пример. Внутри жидкости выделен малый элемент объема в форме прямой трехгранной призмы (на

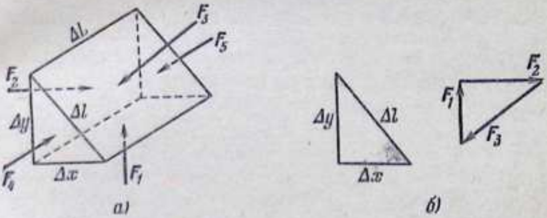


Рис. I. 6.1.

рис. I. 6.1, *а* условно показаны силы упругости, действующие на грани призмы со стороны окружающей жидкости).

Условие равновесия выделенного объема

$$\mathbf{F}_1+\mathbf{F}_2+\mathbf{F}_3+\mathbf{F}_4+\mathbf{F}_5=0$$

можно записать в виде двух равенств:

$$\mathbf{F}_4+\mathbf{F}_5=0$$

(условие равновесия сил, действующих на основания призмы) и

$$\mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \mathbf{F}_3 = 0$$

(условие равновесия сил, действующих на грани призмы).

Последнему условию соответствует замкнутый треугольник сил, подобный треугольному основанию призмы (рис. I.6.1, *б*). Поэтому можно написать:

Рис. I.6.2.

$$\frac{F_1}{\Delta x} = \frac{F_2}{\Delta y} = \frac{F_3}{\Delta l},$$

или, домножая знаменатели на высоту ΔL призмы,

$$\frac{F_1}{\Delta x \cdot \Delta L} = \frac{F_2}{\Delta y \cdot \Delta L} = \frac{F_3}{\Delta l \cdot \Delta L}.$$

Так как знаменатели равны площадям соответствующих граней призмы, заключаем, что

$$p_1 = p_2 = p_3,$$

т. е. давления на все боковые грани призмы одинаковы.

К аналогичному выводу приводит рассмотрение равновесия сил, действующих на основания призмы.

Последнее равенство выражает закон Паскаля.

2°. Если жидкость находится в поле силы тяжести, то при выяснении условий равновесия какой-то частицы жидкости необходимо учитывать не только силы ее упругого взаимодействия с соседними частицами, но и силу тяжести данной частицы. При этом оказывается, что давления внутри жидкости на разных уровнях не будут одинаковыми. Независимо от формы рассматриваемого элемента объема жидкости (рис. I.6.2), он будет находиться в равновесии при условии

$$p_2 - p_1 = \rho g h_2 - \rho g h_1,$$

где p_1 и p_2 — давления в жидкости на глубинах h_1 и h_2 от ее поверхности, ρ — плотность жидкости, g — ускорение свободного падения.

Если на уровне поверхности жидкости ($h_1 = 0$) давление p_0 известно (например, оно равно давлению окружающего воздуха, давлению на жидкость со стороны прилегающего к ее поверхности поршня и т. д.), то давление p на произвольной глубине h будет равно

$$p = p_0 + \rho g h$$

и в данной точке будет одним и тем же по всем направлениям в соответствии с законом Паскаля.

Давление, вызванное силой тяжести жидкости и зависящее от глубины под поверхностью жидкости, называется *гидростатическим давлением*.

Гидростатическое давление учитывается при определении сил воздействия жидкости на дно и стенки сосуда, на твердые тела, находящиеся внутри жидкости, при выводе условия равновесия столбов жидкости в сообщающихся сосудах и т. д.

Пример. Две разнородные жидкости, плотности которых ρ_1 и ρ_2, налиты в сообщающиеся сосуды (рис. I. 6.3). Чтобы жидкости не смешивались, они разделены свободно перемещающимся поршнем B.

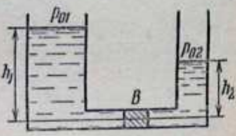


Рис. I. 6.3.

Равновесию столбов жидкостей и поршня соответствует условие

$$p_{01} + \rho_1 g h_1 = p_{02} + \rho_2 g h_2.$$

Если сосуды открыты, то $p_{01} = p_{02}$ (давления у поверхностных слоев обеих жидкостей одинаковы и равны атмосферному давлению) и

$$\rho_1 g h_1 = \rho_2 g h_2, \quad \text{или} \quad \rho_1 h_1 = \rho_2 h_2.$$

Закон сообщающихся сосудов: высоты столбов разнородных жидкостей в сообщающихся сосудах обратно пропорциональны плотностям этих жидкостей:

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1}.$$

Если в сообщающихся сосудах находится однородная жидкость ($\rho_1 = \rho_2$), то ее свободная поверхность во всех сосудах располагается на одном и том же уровне ($h_1 = h_2$).

3°. *Закон Архимеда*: на тело, погруженное в жидкость, действует *выталкивающая* (*архимедова*) *сила* $\mathbf{F}_A$, равная силе тяжести жидкости, вытесненной телом.

Если тело погружено в жидкость целиком, то

$$F_A = \rho_ж g V_т,$$

где $\rho_ж$ — плотность жидкости, $V_т$ — объем тела.

Если тело погружено в жидкость не целиком и какая-то часть объема тела остается над свободной поверхностью жидкости, то

$$F_A = \rho_ж g V_п,$$

где $V_п$ — объем части тела, погруженной под свободную поверхность жидкости.

Точка приложения выталкивающей силы называется *центром давления* (центром масс погруженной части тела). Центр давления D совпадает с центром масс C (I.2.3.4°) тела только для однородного тела, целиком погруженного в однородную жидкость (рис. I.6.4, *а*).

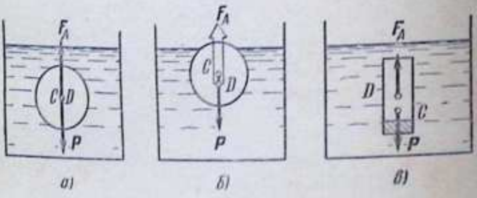


Рис. I.6.4.

Для однородного тела, погруженного в жидкость не целиком (рис. I.6.4, *б*), и для неоднородных тел (на рис. I.6.4, *в* плотность заштрихованной части больше плотности остальной части тела) центр давления с центром масс тела не совпадает.

Выталкивающая сила возникает из-за того, что значения гидростатического давления на разных глубинах неодинаковы.

4°. Тело, погруженное в жидкость, находится в равновесии, если сила тяжести тела $\mathbf{P}$ уравновешивается выталкивающей силой $\mathbf{F}_A$:

$$P = F_A.$$

Если при заданном погружении на тело не действуют никакие другие силы и $F_A > P$, то тело всплывает до тех пор, пока не будет выполнено условие

$$\rho_ж g V_п = P.$$

При $P > F_A$ тело тонет.

3. Движение жидкостей и газов

1°. Движение (течение) жидкости называется *стационарным* (*установившимся*), если в заданных точках пространства скорость жидкости не зависит от времени. При этом в разных точках пространства скорости жидкости могут быть неодинаковыми.

Если в фиксированных точках пространства скорость жидкости с течением времени изменяется, движение называется *нестационарным* (*неустановившимся*).

Течение жидкости, при котором ее соприкасающиеся слои движутся без перемешивания, называется *ламинарным*. При перемешивании слоев жидкости течение называется *турбулентным*. Ламинарное течение может быть как стационарным, так и нестационарным. Турбулентное течение всегда нестационарно.

2°. Линия, касательная к которой в данной точке совпадает по направлению со скоростью жидкости в этой точке в данный момент времени, называется *линией тока*. При стационарном течении жидкости линии тока совпадают с траекториями частиц жидкости.

Трубкой тока называется поверхность, образованная линиями тока, проведенными через все точки малого замкнутого контура, выделенного внутри жидкости. Жидкость, протекающую по всей совокупности трубок тока, называют *потоком*.

При стационарном течении жидкости трубки тока со временем не изменяются по форме, и частицы жидкости при движении не выходят за пределы определенных трубок тока.

Если скорость жидкости мало изменяется при переходе от одной точки поперечного сечения потока к соседней, то трубу или русло, по которым течет жидкость, принимают за одну трубку тока больших размеров. Скоростью жидкости в произвольном сечении такой трубки тока при этом считают среднюю по этому сечению скорость.

3°. *Внутренним трением* (*вязкостью*) называется явление возникновения сил, препятствующих относительному перемещению слоев жидкости или газа. Силы внутреннего трения направлены вдоль соприкасающихся слоев (а не перпендикулярно к их поверхностям, как силы упругости) и зависят от их относительных скоростей.

Причиной внутреннего трения в газах является перенос частицами газа импульсов между соприкасающимися слоями. На рис. I.6.5 условно изображены соприкасающиеся слои газа *1* и *2*, движущиеся с неодинаковыми скоростями $\mathbf{v}_1$ и $\mathbf{v}_2$ — один слой скользит по другому, причем $v_1 > v_2$. Переход какой-то частицы *A* из нижнего слоя в верхний приведет к торможению последнего. Переход частицы *B* из верхнего слоя в нижний связан с передачей нижнему слою импульса, имеющего составляющую, совпадающую со скоростью $\mathbf{v}_2$, т. е. переход частицы *B* будет сопровождаться увеличением скорости нижнего слоя. Поэтому на верхний слой газа будет действовать сила трения, направленная влево, а на нижний слой — сила трения, совпадающая по направлению со скоростью $\mathbf{v}_2$.

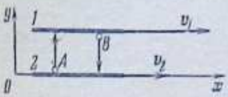


Рис. I.6.5.

Аналогично объясняется возникновение сил внутреннего трения в жидкостях при высоких температурах, близких к критическим (II.5.5.1°). При температуре, близкой к температуре затвердевания (II.7.4.6°), механизм возникновения сил внутреннего трения в жидкости имеет более сложный характер.

4°. *Идеальной* (*невязкой*) *жидкостью* называется сплошная среда, в которой вязкость отсутствует или ею можно пренебречь. В противном случае жидкость называется *вязкой*.

Для поддержания течения вязкой жидкости давления в различных сечениях трубки тока должны быть неодинаковыми — работа сил давления должна компенсировать или превышать работу сил внутреннего трения.

5°. При стационарном течении масса жидкости, проходящей через любое поперечное сечение трубки тока за единицу времени, остается неизменной. Жидкость не скапливается в отдельных частях трубки тока, не образует пустот и не переходит в соседние трубки тока. Это позволяет написать *уравнение неразрывности* для стационарного течения жидкости:

$$\rho v S = \text{const},$$

где ρ — плотность жидкости, v — модуль скорости жидкости в произвольном поперечном сечении трубки тока площадью S.

Если жидкость несжимаема, то плотность ρ во всех сечениях трубки тока одна и та же ($\rho = \text{const}$) и уравнение неразрывности принимает вид

$$vS = \text{const}.$$

6°. Следствием закона сохранения механической энергии для стационарного течения несжимаемой невязкой жидкости по трубке тока является *уравнение Бернулли*:

$$p + \rho g h + \frac{\rho v^2}{2} = \text{const},$$

где ρ — плотность жидкости, v — модуль скорости течения жидкости в сечении трубки тока, находящемся на высоте h от условно выбранного уровня, p — давление в том же сечении трубки тока, вызванное силами упругости жидкости.

Для горизонтальной трубки тока ($h = \text{const}$) уравнение Бернулли упрощается:

$$p + \frac{\rho v^2}{2} = \text{const}.$$

Величина p в этом уравнении называется *статическим давлением*, $\rho v^2/2$ — *скоростным* (*динамическим*) *напором*, а сумма $p + \rho v^2/2$ — *полным давлением* (p_0).

Из этого уравнения следует, что в тех сечениях трубки тока, где скорость жидкости больше, статическое давление меньше, а в тех сечениях, где скорость жидкости уменьшается, статическое давление возрастает.

Уравнение Бернулли применимо к движущимся без вихрей реальным газам, если их скорости невелики (примерно до 100 м/с), так как только при этих условиях без большой ошибки можно пренебречь сжимаемостью газов.

Пример 1. Пользуясь уравнением Бернулли, найти скорость истечения невязкой несжимаемой жидкости из малого отверстия в открытом сосуде (рис. I.6.6).

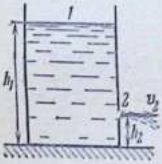


Рис. I.6.6.

Уравнение Бернулли для сечения *1* (на поверхности жидкости в сосуде) и *2* (поперечное сечение выходного отверстия):

$$p_1 + \rho g h_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} = p_2 + \rho g h_2 + \frac{\rho v_2^2}{2}.$$

Если пренебречь изменением атмосферного давления в пределах высоты столба жидкости в сосуде, то $p_1 = p_2$ и, следовательно,

$$g h_1 + \frac{v_1^2}{2} = g h_2 + \frac{v_2^2}{2}.$$

Так как площадь поперечного сечения отверстия много меньше площади свободной поверхности жидкости, то на основании уравнения неразрывности $v_1 \ll v_2$, $\frac{v_1^2}{2} \ll \frac{v_2^2}{2}$, и вторым слагаемым в левой части уравнения можно пренебречь. Поэтому

$$g h_1 = g h_2 + \frac{v_2^2}{2},$$

откуда

$$v_2 = \sqrt{2g(h_1 - h_2)} \quad (\textit{формула Торичелли}).$$

Пример 2. Статическое давление в потоке жидкости можно измерить с помощью тонкой трубки, расположенной вдоль потока и имеющей отверстие на боковой стенке (рис. I. 6.7, *а*). Если такая трубка сообщается с атмосферой, то статическое давление равно

$$p = p_{\text{ат}} + \rho g h,$$

где $p_{\text{ат}}$ — атмосферное давление, ρ — плотность жидкости, h — высота поднятия жидкости в вертикальной части трубки.

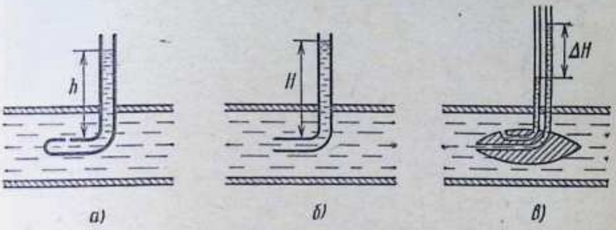


Рис. I. 6.7.

Полное давление p_0 в потоке жидкости измеряется трубкой с отверстием, расположенным на ее конце, обращенном навстречу потоку, — *трубкой Пито* (рис. I. 6.7, *б*):

$$p_0 = p_{\text{ат}} + \rho g H.$$

Скоростной напор измеряется с помощью *трубки Пито — Прандтля* (рис. I. 6.7, *в*) по разности ΔH уровней жидкости в трубках полного и статического давлений:

$$\frac{\rho v^2}{2} = \rho g \Delta H.$$

Такой способ применяется для измерения скорости потока жидкости или газа, а также для измерения скорости движения различных тел в жидкостях и газах. При работе в потоке газа трубки полного и статического давлений соединяют с манометром, который регистрирует разность давлений Δp в этих трубках. По разности давлений измеряется скорость потока газа (или скорость тела):

$$v = \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}}.$$

4*. Движение твердых тел в жидкостях и газах

1°. Вместо того, чтобы рассматривать движение твердого тела в неподвижной сплошной среде, на основании механического принципа относительности (I.2.7.5°) можно исследовать процессы, происходящие при обтекании неподвижного твердого тела потоком жидкости или газа. Эффекты взаимодействия тела с потоком при этом оказываются одинаковыми (силы взаимодействия, распределение давлений по поверхности тела и т. д.), но второй путь практически проще. Так, например, прежде чем послать летательный аппарат новой конструкции в полет, его модель (натуральных или уменьшенных размеров) «продувают» в аэродинамической трубе.

2°. При обтекании твердого тела вязкой жидкостью поток деформируется. Слои жидкости, непосредственно соприкасающиеся с телом, прилипают к его поверхности. На поверхности тела образуется *пограничный слой* — область, в пределах которой скорость жидкости изменяется от нуля до скорости $v_{\text{нп}}$ невозмущенного потока. На рис. I.6.8,*а* схематически изображено распределение скоростей в потоке жидкости, обтекающем плоскую пластину, а жирной пунктирной линией показан пограничный слой.

В какой-то точке поверхности тела (точка O на рис. I.6.8) может произойти отрыв пограничного слоя. При этом жидкость из пограничного слоя выбрасывается в основной поток, и за точкой отрыва образуется вихревое течение (на рис. I.6.8,*б* показан примерный ход линий тока жидкости до точки отрыва и за ней).

От характеристик пограничного слоя — его толщины, от того, ламинарный он или турбулентный (I.6.3.1°), и т. д. — и от образующихся после отрыва пограничного слоя вихрей в основном зависит сопротивление движению тела в жидкости.

3°. Считается, что сопротивление при движении тела в вязкой жидкости складывается из двух компонент: сопротивления трения и сопротивления давления.

Сопротивление трения обусловлено силами внутреннего трения (I.6.3.3°), возникающими при значительных перепадах скоростей в пограничном слое. Эти силы зависят от формы и размеров тела, от вязких свойств жидкости и пропорциональны скорости относительного движения тела и жидкости.

Сопротивление давления определяется разностью давлений на передней и задней сторонах обтекаемого тела. Сила сопротивления давления зависит от формы и размеров тела, пропорциональна плотности жидкости и квадрату скорости относительного движения тела и жидкости. Иными словами, сопротивление давления пропорционально скоростному напору (I. 6.3.6°).

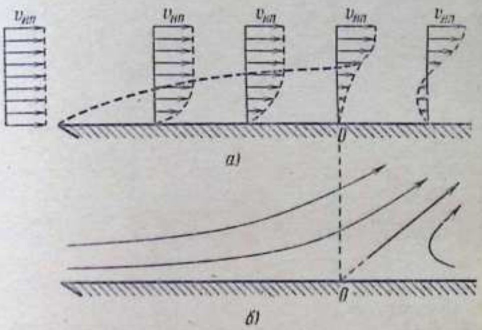


Рис. I. 6.8.

Из-за того, что сопротивление трения и сопротивление давления по-разному зависят от скорости тела, при очень малых скоростях преобладающим оказывается сопротивление трения, а при очень больших — сопротивление давления. В широком диапазоне промежуточных значений скоростей расчет общего сопротивления движению тела представляет чрезвычайно сложную задачу. Это сопротивление в конечном счете определяют экспериментально для различных тел при различных условиях их движения в жидкости или газе.

4°. Разность статических давлений в различных точках поверхности твердого тела, движущегося в жидкости или газе, может вызывать не только силу сопротивления, но и так называемую *подъемную силу*.

Причиной возникновения подъемной силы является *вихревое движение жидкости или газа* вокруг тела, обтекаемого потоком. Такое движение называется *циркуляцией* (*циркуляция скорости*). При вихревом движении линии тока жидкости или газа имеют замкнутую форму, и всегда можно найти такой мысленный замкнутый контур, за пределы которого линии тока не выходят.

Пример 1. Подъемная сила при обтекании потоком вязкой жидкости вращающегося кругового цилиндра (*эффект Магнуса*).

Если на цилиндр, вращающийся вокруг горизонтальной оси по часовой стрелке (рис. I.6.9), слева набегает

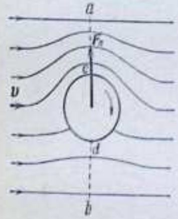


Рис. I.6.9.

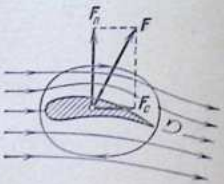


Рис. I.6.10.

поток вязкой жидкости со скоростью **v**, то возникает *подъемная сила* $\mathbf{F}_п$, направленная вверх. Цилиндр увлекает прилегающие к его поверхности слои вязкой жидкости во вращательное движение по часовой стрелке — возникает циркуляция. Если линии тока *a* и *b* являются границами невозмущенного потока, то в сечении *ac* трубки тока результирующая скорость жидкости будет больше, чем в сечении *db*. Статическое давление у нижних точек цилиндра будет больше, чем у верхних. Это и приведет к возникновению подъемной силы $\mathbf{F}_п$.

Пример 2. Подъемная сила крыла самолета.

Профили крыла самолета, предназначенного для полетов со скоростью, меньшей скорости звука (*профили Жуковского*), имеют вид, условно изображенный на рис. I.6.10.

При обтекании такого крыла отрыв пограничного слоя происходит только на его задней кромке. Если поток воздуха набегает слева, то вихревое движение у задней кромки крыла будет происходить против часовой стрелки. В системе «крыло — набегающий поток» при этом должно возникать вихревое движение воздуха вокруг профиля крыла по часовой стрелке. Это приводит к тому, что результирующая скорость потока воздуха над крылом будет больше, чем под крылом. Статическое давление у нижней поверхности крыла будет больше, чем у верхней. Перепад давлений и обеспечит силу $\mathbf{F}$, действующую на крыло. Ее вертикальная составляющая $\mathbf{F}_п$ является подъемной силой, а горизонтальная составляющая $\mathbf{F}_с$ — силой сопротивления. Последняя уравновешивается или преодолевается силой тяги двигателя самолета.

ОТДЕЛ II

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ОСНОВЫ ТЕРМОДИНАМИКИ

ГЛАВА 1

ОСНОВЫ МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

1. Основные понятия и определения

1°. *Молекулярно-кинетической теорией* называется учение, которое объясняет строение и свойства тел движением и взаимодействием атомов, молекул и ионов, из которых состоят тела. В основе молекулярно-кинетической теории лежат три важнейших положения, которые полностью подтверждены экспериментально и теоретически:

а) все тела состоят из частиц — молекул, атомов и ионов, в состав которых входят более мелкие *элементарные частицы* (VI.5.1.1°);

б) атомы, молекулы и ионы находятся в непрерывном хаотическом движении;

в) между частицами любого тела существуют *силы взаимодействия — притяжения* и *отталкивания* (II.1.4.3°, 4°).

Эти исходные положения подтверждаются явлениями диффузии (II.1.3.1°), броуновского движения, особенностями строения и свойствами жидкостей и твердых тел, а также исследованиями в области физики элементарных частиц.

2°. *Атомом* называется наименьшая частица данного химического элемента. Каждому химическому элементу соответствуют вполне определенные атомы, сохраняющие химические свойства данного элемента.

Атом состоит из положительно заряженного ядра и отрицательно заряженных электронов, движущихся в электрическом поле ядра. Электрический заряд ядра

(VI. 2.1.1°) равен абсолютной величине суммарного заряда всех электронов атома, поэтому атом является электрически нейтральным (подробнее о строении атома см. VI. 2.1.1°—5°).

3°. *Молекулой* называется наименьшая устойчивая частица данного вещества, обладающая его основными химическими свойствами. Молекула состоит из одного или нескольких атомов одинаковых или различных химических элементов.

Атомы соединяются в молекулу за счет химических связей, основанных на различных взаимодействиях *внешних* (*валентных*) электронов (VI. 2.9.2°). Число атомов в молекулах изменяется в широких пределах — от двух (CO, O_2, NO, H_2), трех (CO_2, SO_2), четырех (NH_3) до сотен и даже тысяч. Как и атом, молекула электрически нейтральна, т. е. содержит равное количество электрически заряженных частиц противоположного знака.

4°. *Количеством вещества* называется физическая величина, определяемая числом специфических структурных элементов — молекул, атомов или ионов (III. 3.1.1°),— из которых состоит вещество (см. также VII. 4.3°). Так как массы отдельных структурных элементов (например, молекул) отличаются друг от друга, то одинаковые количества разных веществ имеют разную массу. Например, 10^{25} молекул водорода и 10^{25} молекул кислорода считаются одинаковыми количествами вещества, хотя они имеют различные массы, равные соответственно $33{,}45\cdot 10^{-3}$ кг и $531{,}45\cdot 10^{-3}$ кг. Масса не является мерой количества вещества. Единицей количества вещества является моль (VII, табл. VII. 2), а также кратные и дольные от него единицы *).

5°. Число атомов (молекул или других структурных единиц), содержащихся в одном моле (киломоле) вещества, называется *числом* (или *постоянной*) *Авогадро* N_A:

$$N_A = 6{,}022\cdot 10^{23}\ \text{моль}^{-1} = 6{,}022\cdot 10^{26}\ \text{кмоль}^{-1}.$$

6°. Объем одного моля (киломоля) называется *молярным объемом* V_μ:

$$V_\mu = v\mu = \mu/\rho,$$

*) О сведениях, приведенных в пп. 4°—7°, см. также VII. 4.3°, 4°.

где $v = 1/\rho$ есть *удельный объем* (II. 3.1.6°), ρ — *плотность вещества* (I. 2.3.7°), μ — масса одного моля (киломоля) (*молярная масса*).

При нормальных условиях ($t = 0\,°C$, $p = 101\,325$ Н/м^2 = 1 атм = 760 мм рт. ст.) молярные объемы всех идеальных газов (II. 2.1.1°) одинаковы: $V_\mu = 22{,}4$ м^3/кмоль = 22,4 л/моль. (См. также закон Авогадро (II. 3.3.6°).)

7°. *Молярная масса* $\mu = mN_A$, где m — масса одного структурного элемента (атома, молекулы, иона).

Число n молей (кмолей) вещества с массой M

$$n = M/\mu.$$

8°. *Размеры атома* определяются теми расстояниями от центра ядра, на которых находятся внешние валентные электроны или внешние заполненные электронные оболочки атома (VI. 2.8.6°).

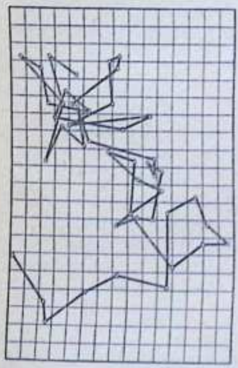


Рис. II. 1.1.

2. Броуновское движение

1°. *Броуновским движением* называют непрерывное хаотическое движение частиц, помещенных в жидкость или газ в такие условия, что сила тяжести не влияет на их движение (взвешенные частицы).

2°. Причиной броуновского движения являются различные импульсы, с которыми молекулы жидкости (газа) со всех сторон действуют на броуновские частицы. В силу хаотичности движения молекул среды броуновская частица в любой момент времени испытывает неуравновешенное воздействие, которое непрерывно изменяется по величине и направлению. В результате этого частица находится в беспорядочном движении и перемещается по отрезкам сложной ломаной линии (рис. II. 1.1).

Броуновское движение служит прямым экспериментальным доказательством существования молекул жидкости (газа) и хаотического характера их теплового движения.

3°. Характеристикой броуновского движения является средняя величина квадрата смещения частицы в произвольном направлении $\overline{x^2}$. Из-за хаотичности броуновского движения среднее смещение частицы $\bar{x} = 0$, ибо частица с равной вероятностью может двигаться в противоположных направлениях. При этом $\overline{x^2} \neq 0$.

4°. Закономерности броуновского движения:

а) оно продолжается неограниченно долго без каких-либо видимых изменений;

б) $\overline{x^2}$ не зависит от вещества частиц, а зависит только от линейных размеров частиц и их геометрической формы;

в) $\overline{x^2}$ возрастает с ростом температуры и уменьшением вязкости жидкости (газа).

3. Диффузия

1°. *Диффузией* в простейшем случае называется процесс выравнивания плотностей (или концентраций) двух веществ при их смешении друг с другом. Взаимное проникновение веществ является результатом беспорядочного движения их частиц и изменения плотности вдоль какого-либо направления. В этом направлении и происходит диффузия. Диффузия наблюдается в газах, жидкостях и твердых телах.

Примеры диффузии:

а) Если в сосуд с раствором медного купороса осторожно налить воду, то резко обозначенная граница раздела между раствором и водой с течением времени исчезнет. Вода постепенно синеет, и через длительное время получается однородная по цвету жидкость.

б) Стратосфера является однородной смесью кислорода, азота, углекислого газа, паров воды и инертных газов. Если бы не было диффузии, то вследствие различной силы тяжести молекул этих газов (I.2.8.3°) все составные части стратосферы были бы расслоены.

в) Притертые и прижатые одна к другой пластинки золота и свинца за пять лет «срастаются» за счет взаимного проникновения частиц на глубину примерно в один миллиметр.

2°. Мерой диффузии является масса ΔM вещества, продиффундировавшего за единицу времени через единицу площади поверхности соприкосновения веществ. Величина ΔM тем больше, чем больше изменяется плотность (или концентрация) на единице длины вдоль направления, в котором происходит диффузия.

3°. Диффузия ускоряется с повышением температуры. Например, в горячей воде сахар и соль растворяются быстрее, чем в холодной, в основном благодаря диффузии. Убыстрение диффузии связано с тем, что при повышении температуры возрастают скорости движения молекул (II. 2.2.4°).

4. Силы взаимодействия между молекулами

1°. Между молекулами любого вещества одновременно действуют силы взаимного притяжения и отталкивания (*межмолекулярное взаимодействие*). Существование устойчивых жидких и твердых тел связано с силами межмолекулярного взаимодействия. Опыт с двумя кусками свинца, которые, будучи притерты друг к другу свежими срезами, выдерживают значительное растягивающее усилие, доказывает существование сил притяжения. Относительно малая сжимаемость жидкостей и способность твердых тел сопротивляться деформации сжатия (II. 7.2.1°) подтверждают наличие сил отталкивания между молекулами.

2°. Ядра и электроны атомов, входящих в молекулы, испытывают *электрические силы взаимодействия*, хотя молекула в целом электрически нейтральна. Молекулу по ее электрическим свойствам можно приближенно рассматривать как *электрический диполь* (III. 1.4.6°). Между соседними электрическими диполями происходит электрическое взаимодействие (III. 1.4.7°). Поэтому силы межмолекулярного взаимодействия имеют электрическое происхождение*). Разделение сил взаимодействия между молекулами на «силы притяжения» и «силы отталки-

*) Существуют еще силы квантовой природы, которые не рассматриваются в элементарном курсе физики.

вания» условно. Принято считать силы притяжения отрицательными, а силы отталкивания положительными.

3°. На расстояниях r между центрами молекул порядка 10^{-9} м действуют *силы притяжения*, которые увеличиваются по мере сближения молекул. Межмолекулярные силы притяжения $f_{пр}(r)$ являются *короткодействующими* — они быстро убывают с увеличением расстояния r между молекулами:

$$f_{пр}(r) = -a/r^7.$$

Коэффициент a зависит от строения взаимодействующих молекул и вида сил притяжения.

4°. На расстояниях r между центрами молекул, сравнимых с линейными размерами малых неорганических молекул (10^{-10} м), проявляют себя *силы отталкивания*, главным образом за счет взаимного отталкивания положительно заряженных ядер атомов в молекуле. Силы отталкивания $f_{от}(r)$ убывают с увеличением r еще быстрее, чем силы притяжения:

$$f_{от}(r) = b/r^{13}.$$

Коэффициент b зависит от тех же причин, что и коэффициент a (п. 3°).

5°. Одновременное существование сил притяжения и отталкивания означает, что на молекулу действует равнодействующая сила межмолекулярного взаимодействия $f(r)$ (рис. II.1.2):

$$f(r) = -a/r^7 + b/r^{13}.$$

При $r \geqq r_0$ притяжение (отталкивание) молекул превышает их отталкивание (притяжение). При $r = r_0$ силы притяжения уравновешивают силы отталкивания и $f(r) = 0$. Этому соответствует наиболее устойчивое расположение взаимодействующих молекул.

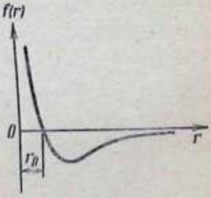


Рис. II.1.2.

6°. Кривая $f(r)$ позволяет качественно объяснить молекулярный механизм появления сил упругости в твердых телах. При действии на твердое тело растягивающей внешней силы частицы удаляются друг от друга на расстояния, превышающие r_0. Действие сил притяжения между частицами препятствует растяжению твердого тела и способствует возвращению частиц в первоначальные положения. При сильном сжатии твердого тела частицы сближаются на расстояния, меньшие r_0, силы отталкивания между частицами препятствуют дальнейшему сжатию и также способствуют возвращению частиц в первоначальные положения.

5. Потенциальная энергия взаимодействия двух молекул

1°. Две молекулы, свободные от любых воздействий, кроме силы $f(r)$ межмолекулярного взаимодействия, должны сближаться или удаляться друг от друга в зависимости от того, какая сила преобладает — сила притяжения или сила отталкивания. Лишь при расстоянии $r = r_0$ между молекулами, на котором $f(r_0) = 0$, молекулы находятся в равновесии.

Потенциальной энергией $\Pi(r)$ взаимодействия двух молекул называется часть энергии системы двух молекул, зависящая от расстояния r между их центрами. Величина $\Pi(r)$ измеряется той работой, которая совершается силой $f(r)$ при изменении расстояния между молекулами от r до бесконечности, где $\Pi(r)$ считается равной нулю. ($\Pi(r) = 0$ при $r \to \infty$.) Такой выбор нулевого значения потенциальной энергии (I.5.3.5°) обусловлен тем, что две молекулы, находящиеся на очень большом расстоянии r друг от друга, не взаимодействуют.

2°. Если две молекулы сближаются на малое расстояние Δr ($\Delta r < 0$) под действием сил притяжения ($f_{\text{пр}}(r) < < 0$), то система двух молекул совершает положительную работу $\Delta A = f_{\text{пр}}(r) \cdot \Delta r > 0$ (I.5.1.1°). Из закона сохранения энергии (I.5.4.1°) следует, что при этом увеличивается кинетическая энергия молекул, а их потенциальная энергия уменьшается. Но при бесконечном удалении молекул ($r \to \infty$) они не взаимодействуют, $\Pi(\infty) \to 0$ (п. 1°). Поэтому при сближении двух молекул в области действия сил притяжения потенциальная энергия их взаимодействия является величиной отрицательной.

3°. Если две молекулы сближаются на расстояние Δr ($\Delta r < 0$) в области, где действуют силы отталкивания

($f_{от}(r) > 0$) *), то система совершает отрицательную работу по преодолению сил отталкивания. Этот процесс связан с уменьшением кинетической энергии молекул и увеличением потенциальной энергии их взаимодействия. Из выбора начала отсчета потенциальной энергии следует, что в области, где действуют силы отталкивания, $\Pi(r)$ должна быть величиной положительной. Наибольшее сближение молекул достигается при расстоянии $r = d$, при котором вся кинетическая энергия молекул полностью израсходована на совершение работы против сил отталкивания. При этом потенциальная энергия $\Pi(r)$ равна полной энергии E системы двух молекул и имеет наибольшее значение $\Pi_{\text{макс}}(d) = E$. Величина E определяет расстояние d, которое равно абсциссе точки пересечения кривой $\Pi(r)$ с горизонтальной прямой $\Pi(d) = E$ (рис. II. 1.3). Несимметричность кривой $\Pi(r)$ вблизи минимума Π_0 объясняется совместным действием сил притяжения и отталкивания между молекулами, которые по-разному зависят от расстояния r. Расстояние d тем меньше, чем больше кинетическая энергия молекул (т. е. чем выше температура), и зависит от строения молекул. Быстрый рост потенциальной энергии в области расстояний, близких к d (рис. II. 1.3), указывает, что силы отталкивания между молекулами очень быстро увеличиваются при уменьшении расстояния между ними. Расстояние d представляет собой диаметр (*эффективный диаметр*) молекулы, определяющий линейные размеры той области, в которую другая молекула проникнуть не может. Таким образом, силы отталкивания между молекулами определяют размеры молекулы.

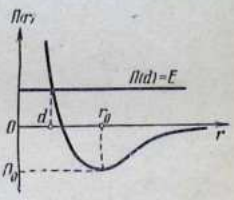


Рис. II. 1.3.

4°. При $r = r_0$ система двух молекул находится в состоянии устойчивого равновесия. Этому соответствует наименьшее значение потенциальной энергии — в этой точке кривая $\Pi(r)$ имеет минимум Π_0 (рис. II.1.3.).

*) Такое сближение невозможно без внешнего воздействия.

Если $\bar{\varepsilon}$ *) есть средняя кинетическая энергия молекулы (II.2.4.3°), то сравнение $\bar{\varepsilon}$ с Π_0 позволяет различить три агрегатных состояния вещества: газообразное, твердое и жидкое:

$$\bar{\varepsilon} \gg \Pi_0 - \text{газ}, \quad \bar{\varepsilon} < \Pi_0 - \text{твердое тело}, \quad \bar{\varepsilon} \approx \Pi_0 - \text{жидкость}. \qquad (*)$$

6. Строение газообразных твердых и жидких тел

1°. *Тепловым движением* называется хаотическое движение молекул, атомов и ионов в газах, твердых телах и жидкостях. Скорости теплового движения частиц вещества возрастают с повышением температуры (II.2.4.4°). Характер теплового движения молекул, атомов и ионов зависит от агрегатного состояния вещества и определяется силами межмолекулярного взаимодействия.

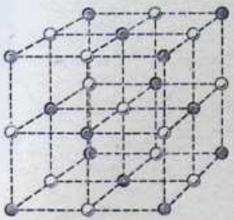
2°. В *газах* силы притяжения между молекулами не могут удержать их друг возле друга, и молекулы разлетаются во все стороны, занимая весь объем сосуда, в котором находится газ. Газы не имеют определенного объема и формы и легко сжимаются под действием внешнего давления.

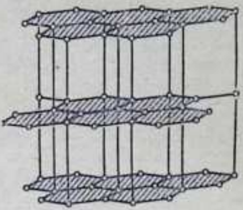
3°. *Твердыми* называются *тела*, которые отличаются постоянством формы и объема. Это объясняется тем, что силы взаимного притяжения частиц твердого тела весьма велики по сравнению с этими силами в газах. Частица твердого тела не может удалиться от своих соседей на значительное расстояние. Тепловое движение частиц в твердых телах представляет собой хаотические колебания частиц относительно их положений равновесия — узлов кристаллической решетки (п. 5°). Колебания частиц твердого тела не являются строго гармоническими (IV.1.1.4°). Это связано с той же причиной, что и несимметричность кривой $\Pi(r)$ (рис. II.1.3) вблизи минимума, — с различной зависимостью от r сил притяжения и отталкивания.

4°. Твердые тела, имеющие упорядоченное, периодически повторяющееся в пространстве расположение своих

*) В молекулярно-кинетической теории чаще принято обозначать кинетическую энергию не K, а другими буквами.

частиц, называются *кристаллами*. Кристаллы ограничены плоскими гранями, которые упорядоченно расположены друг относительно друга. Грани сходятся в ребрах и вершинах. На рис. II.1.4 представлены решетки кристаллов поваренной соли (*а*) и графита (*б*).





а) *б)*

Рис. II.1.4.

Одиночные кристаллы, имеющие форму правильных многогранников, называются *монокристаллами*. Большинство твердых тел имеет мелкокристаллическую структуру (*поликристаллы*). Такие тела состоят из большого числа сросшихся мелких, хаотически расположенных кристаллов (кристаллических зерен, кристаллитов). Примеры поликристаллических твердых тел: металлы, камни, песок и др. Типы кристаллов — см. II.7.1.2°.

5°. Частицы, из которых состоит кристалл, образуют в пространстве правильную *кристаллическую решетку* (*пространственная решетка*). Основу кристаллической решетки составляет *элементарная ячейка* определенной геометрической формы, в вершинах которой — *узлах кристаллической решетки* — расположены частицы (атомы, молекулы или ионы). Элементарная ячейка, повторенная на расстояниях, кратных длинам ее ребер, образует весь кристалл. Длина ребра элементарной ячейки называется *периодом кристаллической решетки* *).

*) Периоды могут быть различными по разным направлениям в кристалле.

6°. В кристаллических твердых телах имеется *дальний порядок* в расположении частиц, из которых построена ячейка кристалла: упорядоченное расположение частиц повторяется в пределах сотен, тысяч и десятков тысяч ячеек. В этом смысле весь кристалл можно рассматривать как одну, однотипно устроенную гигантскую частицу.

7°. *Жидкостями* называются тела, которые имеют определенный объем, но не имеют своей формы, принимая форму сосуда, в котором находятся. Если газы характеризуются полной беспорядочностью в расположении молекул, а твердые тела — наличием дальнего порядка, то жидкости по своему строению и характеру теплового движения занимают промежуточное положение. Это связано с тем, что условие (*) (II.1.5.4°) для жидкостей наиболее сложное: потенциальная энергия взаимодействия частиц жидкости соизмерима с кинетической энергией молекул. Сильное межмолекулярное взаимодействие молекул приводит к тому, что частицы в жидкостях расположены весьма близко друг к другу. Однако это расположение не является строго упорядоченным по всему объему, как в твердых телах. В жидкостях наблюдается *ближний порядок* — упорядоченное относительное расположение (или взаимная ориентация) соседних частиц жидкости.

8°. Молекулы жидкости совершают хаотические колебания около определенных положений равновесия. Эти колебания происходят внутри «свободного объема», предоставленного молекуле ее соседями. По истечении некоторого среднего времени $\bar{\tau}$, *«среднего времени оседлой жизни»* (*среднее время релаксации*), положения равновесия молекул перемещаются на расстояния δ, по порядку величины равные среднему расстоянию между соседними молекулами (10^{-10} м). Эти перемещения совершаются в виде скачков и связаны с затратой энергии на преодоление связей молекулы с ее соседями. Время $\bar{\tau}$ быстро убывает с повышением температуры.

9°. Жидкости не обладают анизотропией, характерной для твердых кристаллических тел (II.7.1.1°), — физические свойства жидкостей одинаковы во всех направлениях внутри жидкости (*изотропия жидкостей*).

10°. Важнейшей особенностью жидкостей является их *текучесть* — жидкости не сопротивляются изменению их формы (п. 7°). Одновременно с этим они отличаются малой сжимаемостью (II. 1.4.1°).

ГЛАВА 2
МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

1. Идеальный газ

1°. В молекулярно-кинетической теории рассматривается идеализированная модель реальных газов — идеальный газ.

Идеальным газом называется газ, между молекулами которого отсутствуют силы взаимного притяжения (II. 1.4.3°). Принимается, что при соударениях между собой и со стенками сосуда молекулы такого газа ведут себя как абсолютно упругие шарики конечных, но весьма малых размеров (*модель упругих шариков*). Эти соударения происходят по законам, справедливым для абсолютно упругого удара (I. 5.4.1°). Существование конечных, хотя и малых размеров молекул связано с действием сил отталкивания между частицами (II. 1.5.3°). Резкое возрастание сил отталкивания при сближении молекул на малые расстояния не позволяет частицам проникнуть друг в друга и определяет конечные размеры молекул.

В элементарном курсе физики рассматривают *идеальные* газы, молекулы которых состоят из одного атома.

2°. Существующие в действительности газы при не слишком низких температурах и достаточно малых давлениях — *разреженные газы* — по своим свойствам близки к идеальному газу. Например, гелий при комнатной температуре и атмосферном давлении с хорошим приближением подчиняется законам идеальных газов.

2. Скорости молекул газов

1°. Хаотичность теплового движения молекул газа означает, что ни одно из направлений возможного их движения не является преимущественным — все направления движения равноправны и встречаются одинаково часто. Из общего, достаточно большого, числа N молекул газа, содержащихся в кубическом сосуде, вдоль каждой из осей OX, OY и OZ, совпадающих с тремя ребрами куба (рис. II.2.1), будет в среднем двигаться $N/3$ молекул. Число молекул, движущихся по каждому из этих направлений в одну сторону, составляет $N/6$ и равно числу молекул, движущихся в противоположную сторону.

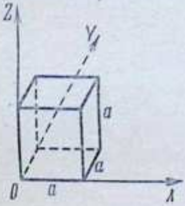


Рис. II.2.1.

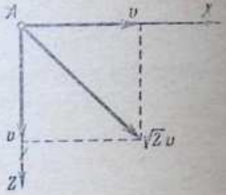


Рис. II.2.2.

2°. Соударения между молекулами газа приводят к тому, что скорости его молекул непрерывно изменяются по величине и направлению.

Пусть, например, молекула A имеет скорость **v**, направленную по оси OX. Пусть в результате столкновения с другой молекулой она получила такой импульс (I.2.3.5°) по оси OZ, что ей передана скорость, равная **v**. Тогда скорость молекулы A изменится и станет по модулю равной $\sqrt{2}\,v$ (рис. II.2.2).

3°. Движение каждой молекулы газа может быть описано законами механики Ньютона. Но число молекул в любом газе чрезвычайно велико, а силы, действующие между молекулами, таковы, что описание свойств громадной совокупности всех молекул законами механики оказывается невозможным. В таких случаях для исследования применяется *статистический метод*. С помощью особого математического аппарата — теории вероятностей — этим методом вычисляются средние значения физических величин, характеризующие движение всех молекул (средние скорости молекул, среднее значение энергии молекулы и т. д.). Статистическим методом изучаются не только газы, но и жидкости, и твердые тела.

4°. Для совокупности всех молекул удобно ввести некоторые средние скорости, характеризующие газ при данной температуре T.

а) *Средняя арифметическая скорость* движения молекул $\bar{v}$ по модулю равна

$$\bar{v} = \frac{v_1 + v_2 + \ldots + v_N}{N},$$

где N — общее число молекул газа.

Величина средней арифметической скорости движения молекул

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\mu\pi}} \approx 1{,}60 \sqrt{\frac{RT}{\mu}},$$

где R — универсальная молярная газовая постоянная (II. 3.3.7°), μ — молярная масса (II. 1.1.7°).

б) *Средняя квадратичная скорость* u движения молекул:

$$u = \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{v_1^2 + v_2^2 + \ldots + v_N^2}{N}},$$

$$u = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \approx 1{,}73 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}.$$

Здесь $\overline{v^2}$ — *средний квадрат скорости* движения молекул. Его не следует смешивать с квадратом средней скорости $\overline{v^2} \neq (\bar{v})^2$.

Задача. Определить среднюю арифметическую и среднюю квадратичную скорости частиц воздуха при 17 °С. Среднюю молярную массу воздуха считать равной $29 \cdot 10^{-3}$ кг/моль.

Дано: $T = 273 + 17 = 290$ К, $\mu = 29 \cdot 10^{-3}$ кг/моль.

Найти: $\bar{v}$, u.

Решение: Средняя арифметическая скорость молекул газа $\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$. Средняя квадратичная скорость $u = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}$, где R — универсальная (молярная) газовая постоянная, равная 8,31 Дж/моль·К.

находящихся в объеме V, m — масса молекулы, v_i — ее скорость.

2°. Если ввести среднюю квадратичную скорость (II.2.2.4°), то

$$\mathscr{E}_к = \frac{1}{2} Nm\overline{v^2} = \frac{1}{2} M\overline{v^2},$$

где $M = Nm$ — масса газа. Тогда

$$pV = \frac{1}{3} M\overline{v^2} = \frac{1}{3} Nm\overline{v^2}. \qquad (*)$$

Уравнение (*) позволяет выразить давление газа:

$$p = \frac{1}{3} \rho\overline{v^2} = \frac{1}{3} nm\overline{v^2},$$

где $\rho = nm$ — плотность газа, n — число молекул газа в единице объема ($n = N/V$). Давление газа пропорционально произведению его плотности на средний квадрат скорости молекул газа.

3°. Для одного моля газа, занимающего объем V_μ (II.1.1.6°), уравнение (*) дает

$$pV_\mu = \frac{1}{3} N_A m\overline{v^2} = \frac{2}{3} N_A \frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{2}{3} N_A \bar{\varepsilon}, \qquad (**)$$

где N_A — число Авогадро (II.1.1.5°), $\bar{\varepsilon} = m\overline{v^2}/2$. Величина $\bar{\varepsilon}$ характеризует *среднюю кинетическую энергию* хаотического теплового движения молекулы газа.

4°. Сравнение уравнения (**) с уравнением Менделеева — Клапейрона для одного моля газа (II.3.3.7°) $pV_\mu = RT$ приводит к молекулярно-кинетическому истолкованию абсолютной температуры (II.3.1.7°):

$$\bar{\varepsilon} = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T = \frac{3}{2} kT.$$

В этой формуле величина $k = R/N_A$ представляет собой молярную (универсальную) газовую постоянную (II.3.3.7°), отнесенную к одной молекуле газа, и называется *постоянной Больцмана:*

$$k = R/N_A = 1{,}38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}.$$

Формула для $\bar{\varepsilon}$ позволяет вскрыть физический смысл абсолютной температуры. Абсолютная температура является мерой средней кинетической энергии теплового хаотического движения молекул идеального газа. Средняя кинетическая энергия молекулы газа пропорциональна абсолютной температуре. В области весьма низких температур, близких к температуре вырождения (VI.1.8.1°), предыдущие утверждения не справедливы.

Задача 1. Под каким давлением находится в баллоне водород, если емкость баллона 10 литров, а средняя кинетическая энергия поступательного движения молекул водорода равна $7{,}5 \cdot 10^3$ Дж?

Дано: $\overline{\mathscr{E}}_к = 7{,}5 \cdot 10^3$ Дж, $V = 10$ л $= 10^{-2}$ м^3.

Найти: p.

Решение: Основное уравнение кинетической теории газа $pV = (2/3)\overline{\mathscr{E}}_к$.

Отсюда

$$p = \frac{2}{3}\overline{\mathscr{E}}_к \frac{1}{V}, \quad p = \frac{2}{3}\left(\frac{7{,}5 \cdot 10^3}{10^{-2}}\right) = 5{,}0 \cdot 10^5 \,\frac{\text{Н}}{\text{м}^2}, \quad p = 0{,}5\text{МПа}.$$

Задача 2. Под каким давлением находится газ, если средняя квадратичная скорость его молекул 580 м/с и плотность равна $9 \cdot 10^{-4}$ г/см^3?

Дано: $\sqrt{\overline{v^2}} = 580$ м/с, $\rho = 9{,}0 \cdot 10^{-4}$ г/см$^3 = 0{,}9$ кг/м^3.

Найти: p.

Решение: Из основного уравнения молекулярно-кинетической теории $p = \frac{1}{3}\rho\overline{v^2}$, где ρ — плотность газа, $\overline{v^2}$ — средний квадрат скорости молекул,

$$p = (1/3) \cdot 0{,}9 \cdot 580^2 = 1{,}1 \cdot 10^6 \text{ Н/м}^2 = 1{,}1 \text{ МПа}.$$

Задача 3. В одноатомном газе находятся в термодинамическом равновесии (II.3.1.3°) с газом пылинки во взвешенном состоянии. Температура газа 300 К. Определить среднюю кинетическую энергию поступательного движения одной молекулы и одной пылинки.

Дано: $T = 300$ К.

Найти: $\bar{\varepsilon}_м$, $\bar{\varepsilon}_п$.

Решение: Из условия термодинамического равновесия пылинок и молекул газа следует, что их средние кинетические энергии одинаковы. Из основного уравнения молекулярно-кинетической теории газов $\bar{\varepsilon} = (3/2)kT$.

Отсюда

$$\bar{\varepsilon}_{\text{н}} = (3/2)kT = (3/2)\cdot 1{,}38\cdot 10^{-23}\cdot 300 = 6{,}20\cdot 10^{-21}\ \text{Дж}.$$

Задача 4. Чему равна средняя кинетическая энергия поступательного движения молекул, содержащихся в одном моле и в 1 кг гелия при температуре 1000 К?

Дано: $T = 1000$ К, $\mu = 4\cdot 10^{-3}$ кг/моль, $M = 1$ кг.

Найти: $\overline{\mathscr{E}}_1$, $\overline{\mathscr{E}}_2$.

Решение: Среднюю кинетическую энергию поступательного движения одной молекулы определим по формуле $\bar{\varepsilon} = (3/2)kT$. Так как число молекул в моле равно $N_{\text{А}} = 6{,}02\cdot 10^{23}$ моль$^{-1}$, то средняя кинетическая энергия всех молекул, содержащихся в 1 моле, будет

$$\overline{\mathscr{E}} = \bar{\varepsilon}N_{\text{А}} = (3/2)\,kTN_{\text{А}} = (3/2)\,RT,$$

где R — универсальная газовая постоянная. Следовательно,

$$\overline{\mathscr{E}}_1 = (3/2)\,RT = (3/2)\cdot 8{,}31\cdot 1000 = 1{,}25\cdot 10^{4}\ \text{Дж}.$$

Средняя кинетическая энергия молекул гелия, содержащихся в 1 кг, равна

$$\overline{\mathscr{E}}_2 = (3/2)\,\frac{M}{\mu}\,RT, \quad \text{где } \frac{M}{\mu} \text{ — число молей},$$

$$\overline{\mathscr{E}}_2 = (3/2)\cdot(1/4)\cdot 10^{-3}\cdot 8{,}31\cdot 1000 \approx 3\cdot 10^{6}\ \text{Дж}.$$

ГЛАВА 3

ЗАКОНЫ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

1. Уравнение состояния

1°. Физические явления в газообразных и других телах изучаются, кроме статистического метода (II.2.2.3°), термодинамическим методом. *Термодинамикой* называется раздел физики, в котором изучаются условия превращения энергии из одного вида в другой и количественные соотношения при таких превращениях (II.4.3.4°). В основе термодинамики лежат экспериментально установленные *законы* (*начала*) *термодинамики* (II.4.5.1° и

II.4.9.2°). С помощью этих законов можно, не принимая во внимание молекулярного строения веществ, получить много сведений о свойствах тел и закономерностях процессов, происходящих с телами в различных условиях. Поэтому термодинамика широко используется во всех областях физики.

2°. Совокупность значений некоторого числа физических величин, характеризующих физические свойства тела (системы тел), определяет состояние тела (системы тел) — *термодинамическое состояние.* Физические величины, однозначно определяющие состояние тела (системы тел), называются *термодинамическими параметрами* *). К термодинамическим параметрам тел относятся: температура, плотность, теплоемкость, удельное электрическое сопротивление и многие другие физические величины.

Например, термодинамическое состояние жидкости, налитой в открытый сосуд, определяется ее плотностью, атмосферным давлением и температурой. Электрическое сопротивление металлического проводника характеризует электрические свойства проводника. Электрическое сопротивление будет определено, если заданы удельное электрическое сопротивление проводника (III.2.4.1°) и его размеры (длина и площадь поперечного сечения).

Два состояния тела (системы тел) считаются различными, если для них неодинаковы значения хотя бы одного из термодинамических параметров.

3°. Состояние системы тел называется *стационарным*, если оно не изменяется во времени. Это означает, что ни один из термодинамических параметров, определяющих состояние, не изменяется с течением времени. Стационарное состояние системы называется *равновесным*, если оно не обусловлено какими-либо явлениями, происходящими с телами, внешними по отношению к данной системе. Если, например, один конец металлического стержня поместить в тающий лед, а другой — в кипящую воду, то температуры обоих концов стрежня не будут изменяться с течением времени. Однако такое стационарное состояние не будет равновесным, ибо постоянные температуры поддерживаются подводом к стержню

*) От греческого «parametron» — отмеривающий.

энергии от кипящей воды и отводом энергии от стержня к тающему льду. В этих условиях происходит теплообмен (II.4.3.1°). Стационарное состояние камня, лежащего на дне ямы, будет равновесным, если считать, что в системе «Земля — камень» не происходит явлений, нарушающих состояние камня.

4°. Равновесное состояние системы определяется не всеми термодинамическими параметрами, а лишь некоторыми из них, называемыми *параметрами состояния* (*основные параметры состояния*). Остальные термодинамические параметры системы в состоянии равновесия зависят от параметров состояния.

Основными параметрами состояния химически однородной системы являются: *удельный объем* v, занимаемый единицей массы вещества, *давление* p и *температура* T.

5°. Давлением p называется физическая величина, равная модулю силы, действующей на единицу площади поверхности тела перпендикулярно к ней:

$$p = \frac{\Delta F_n}{\Delta S}.$$

Если на поверхности S давление везде постоянно, то

$$p = \frac{F_n}{S}.$$

6°. Удельным объемом v называется объем единичной массы:

$$v = 1/\rho,$$

где ρ — плотность (I.2.3.7°). Для однородного тела удельный объем равен отношению его объема к массе:

$$v = V/M.$$

7°. В термодинамике температура T является величиной, характеризующей направление теплообмена между телами (II.4.3.1°, см. также II.2.4.4°). В состоянии равновесия системы температура всех тел, входящих в систему, одинакова. Для измерения температуры используется тот факт, что при изменении температуры тела изменяются почти все его физические свойства: длина и объем, плотность, упругие свойства, электропроводность и др. Основой для измерения температуры может являться изменение любого из этих свойств какого-либо одного тела (*термометрическое тело*), если для него известна зависимость данного свойства от температуры. Температурная шкала, устанавливаемая с помощью термометрического тела, называется *эмпирической*. По решению IX Генеральной конференции по мерам и весам в 1948 г. для практического употребления принята *международная стоградусная температурная шкала*. Для построения этой шкалы, установления начала отсчета температуры и единицы ее измерения — градуса Цельсия — принимается, что при нормальном атмосферном давлении в $1{,}01325 \cdot 10^5$ Н/м^2 температуры плавления льда и кипения воды равны соответственно 0 °С и 100 °С. IX Генеральная конференция по мерам и весам установила *абсолютную термодинамическую шкалу* температуры, в которой температура измеряется в градусах Кельвина (кельвинах — К) и обозначается T. Связь между абсолютной температурой T и температурой t по стоградусной шкале:

$$T = 273{,}15 + t \quad \text{(см. также VII. 4.2°).}$$

Температура $T = 0$ К (по шкале Цельсия — 273,15 °С) называется *абсолютным нулем температуры* (см. также II. 4.9.4°).

8°. В равновесном состоянии тела:

а) параметры его состояния равны соответствующим параметрам состояния внешней среды (II. 3.2.2°),

б) параметры состояния p, v и T одинаковы во всех частях тела. Например, для газа, находящегося в равновесном состоянии, его давление и температура одинаковы во всех частях объема газа на одинаковых высотах.

9°. Между тремя основными параметрами состояния тела существует связь, называемая *уравнением состояния*. Оно записывается в форме функциональной зависимости между p, v и T: $f(p, v, T) = 0$. Это уравнение описывает только равновесные состояния тела.

Задача. Давление в газогенераторе (установке для получения газа) изменилось на $1{,}70 \cdot 10^{22}$ атм. Как изменилась разность уровней воды в манометре, присоединенном к генератору?

Дано: $\Delta p = 1{,}70 \cdot 10^{-2}$ атм $= 1{,}72 \cdot 10^3$ Н/м^2, $\rho = 10^3$ кг/м^3 (из таблиц).

Найти: Δh.

Решение: Давление вычисляется по формуле $p = F_n/S$, где F_n — сила, направленная нормально к поверхности S. В данном случае сила F_n — сила тяжести столба воды, S — площадь сечения столба воды. Следовательно,

$$p = F_n/S = mg/S.$$

Масса воды $m = V\rho$, где V — объем воды в столбе высотою h, ρ — плотность воды, $V = h \cdot S$. Тогда

$$p = \rho h S g/S = \rho g h, \quad \Delta p = p_1 - p_2 = \rho g (h_1 - h_2),$$

откуда

$$\Delta h = h_1 - h_2 = \frac{\Delta p}{\rho g}, \quad \Delta h = \frac{1{,}72 \cdot 10^3}{9{,}8 \cdot 10^3} \approx 0{,}18 \text{ м}.$$

2°. Термодинамические процессы

1°. Всякое изменение состояния тела (системы тел) называется *термодинамическим процессом*. В любом термодинамическом процессе изменяются параметры, определяющие состояние тела (системы тел). Например: при увеличении давления, оказываемого на газ, происходит уменьшение его объема; при повышении температуры металлического стержня он удлиняется и т. д.

2°. *Равновесным (квазистатическим) процессом* называется термодинамический процесс, при котором тело (система тел) проходит непрерывный ряд равновесных состояний (II.3.1.3°). При равновесном процессе состояние тела должно изменяться бесконечно медленно. Это означает, что тело проходит через ряд бесконечно близких состояний равновесия с внешней средой.

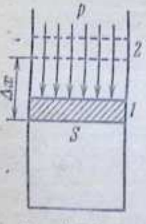


Рис. II.3.1.

Пример. Идеальный газ находится в цилиндре с подвижным поршнем (рис. II.3.1). Будем считать, что силой тяжести поршня и силой его трения о стенки цилиндра можно пренебречь. Пока поршень неподвижен, газ находится в состоянии равновесия с внешней средой. Если под действием внешней силы поршень медленно (со скоростью, много меньшей скорости звука в газе (IV. 3.3.3°)) будет перемещаться вниз, то будет происходить процесс сжатия газа, который можно считать равновесным. При этом давление, температура и плотность газа во всех частях объема цилиндра будут одинаковыми и можно пренебречь распространением звука в газе.

При движении поршня с конечной скоростью под ним образуется область повышенного давления. Изменение давления в газе будет распространяться по всему объему газа со скоростью звука. Равенство давлений во всех частях объема газа нарушится, и при этом тем сильнее, чем больше скорость перемещения поршня. Состояния газа не будут равновесными, ибо будет нарушено условие равновесности состояний (II. 3.1.8°).

3°. Все реальные термодинамические процессы протекают с конечной скоростью и поэтому являются неравновесными. Лишь в отдельных случаях неравновесностью реальных процессов можно пренебречь.

4°. Для изучения и сравнения различных термодинамических процессов их изображают графически (*графическое изображение процессов*, *термодинамические диаграммы*). Для графического описания процесса выбирается прямоугольная декартова двумерная система координат, по осям которой откладываются два изменяющихся параметра состояния, например давление p и удельный объем v (*термодинамическая диаграмма p—v*). Зависимость p от v (рис. II. 3.2) изображает данный термодинамический процесс. Точки $A_1(p_1, v_1)$ и $A_2(p_2, v_2)$ характеризуют начальное и конечное состояние тела. Третий параметр состояния, T, в каждой точке термодинамического процесса определяется по уравнению состояния. Решение уравнения состояния тела (II. 3.1.9°) относительно T позволяет найти зависимость $T = \varphi(p, v)$.

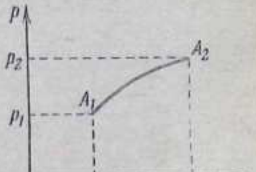


Рис. II. 3.2.

5°. Графически можно изображать только равновесные состояния и равновесные процессы. В случае неравновесных процессов нельзя говорить о параметрах состояния p, v и T всего тела, ибо нарушается условие б) равновесности состояния (II. 3.1.8°) и теряет смысл уравнение состояния тела.

3. Законы изопроцессов в идеальных газах. Уравнение состояния идеального газа

1°. *Изопроцессами* называются термодинамические процессы, протекающие в системе с неизменной массой при постоянном значении одного из параметров состояния системы.

Изохорическим (*изохорным*) процессом называется термодинамический процесс, протекающий при постоянном объеме системы ($V = \text{const}$).

Изобарическим (*изобарным*) называется процесс, при котором давление сохраняется постоянным ($p = \text{const}$).

Изотермическим (*изотермным*) называется термодинамический процесс, протекающий при неизменной температуре ($T = \text{const}$).

2°. Изотермический процесс в идеальном газе подчиняется *закону Бойля — Мариотта:* для данной массы газа при неизменной температуре произведение численных значений давления и объема есть величина постоянная:

$$pV = \text{const}.$$

В термодинамической диаграмме $p - v$ изотермический процесс изображается кривой, называемой *изотермой* (рис. II.3.3).

3°. Для изобарного процесса в идеальном газе справедлив *закон Гей-Люссака:* при постоянном давлении объем данной массы газа прямо пропорционален его абсолютной температуре:

$$V = V_0(1 + \alpha_V t), \quad \text{или} \quad V = \alpha_V V_0 T = V_0 \frac{T}{T_0},$$

где V_0 — объем газа при температуре $T_0 = 273{,}15$ К, $\alpha_V = 1/T_0 = 1/273{,}15$ град$^{-1}$ — *термический коэффициент объемного расширения*, который считается одинаковым для всех идеальных газов.

Из формулы $\alpha_V = \frac{V}{V_0 T}$ следует, что α_V характеризует относительное увеличение объема газа при изменении его температуры на один градус. В диаграмме $V-T$ изобарный процесс изображается отрезком прямой AB (рис. II.3.4). Прямая не может быть проведена в области низких абсолютных температур, близких к температуре вырождения газа (VI.1.8.1°).

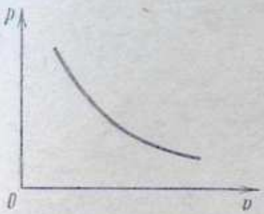


Рис. II.3.3.

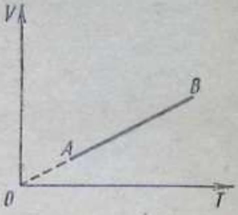


Рис. II.3.4.

4°. Изохорный процесс в идеальном газе описывается *законом Шарля*: при постоянном объеме давление данной массы газа прямо пропорционально его абсолютной температуре:

$$p = p_0(1 + \alpha_p t), \quad \text{или} \quad p = \alpha_p p_0 T = p_0 \frac{T}{T_0},$$

где p_0 — давление газа при температуре $T_0 = 273{,}15$ К, $\alpha_p = \frac{p}{p_0 T}$ — *термический коэффициент давления*, который характеризует относительное увеличение давления газа при нагревании его на один градус.

В диаграмме $p-T$ изохорный процесс изображается отрезком прямой BC (рис. II.3.5), которую нельзя продолжить в область низких температур, близких к температуре вырождения (VI.1.8.1°), где законы идеальных газов неприменимы.

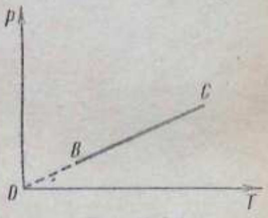


Рис. II.3.5.

Задача 1. Стеклянная колба объемом 10 см^3 с узкой шейкой была нагрета до 114 °C, затем шейку колбы опустили в ртуть. При охлаждении воздуха в колбу вошло 36 г ртути. До какой температуры охладился воздух? Плотность ртути считать равной $13{,}6 \cdot 10^3$ кг/м^3.

Дано: $V_1 = 10$ см$^3 = 10 \cdot 10^{-6}$ м^3, $T_1 = 273 + 114 = 391$ K, $\rho = 13{,}6 \cdot 10^3$ кг/м^3, $m = 36{,}0 \cdot 10^{-3}$ кг.

Найти: T_2.

Решение: Процесс охлаждения воздуха изобарный, так как воздух и ртуть находятся под атмосферным давлением. По закону Гей-Люссака $V_1/T_1 = V_2/T_2$, откуда $T_2 = T_1V_2/V_1$.

Объем холодного воздуха V_2 определится как разность объемов колбы и ртути, вошедшей в колбу, т. е. $V_2 = V_1 - V_p$. Объем ртути $V_p = m/\rho$. Тогда

$$T_2 = \frac{\left(V_1 - \frac{m}{\rho}\right)T_1}{V_1}, \quad T_2 = \frac{\left(10 \cdot 10^{-6} - \frac{36{,}0 \cdot 10^{-3}}{13{,}6 \cdot 10^3}\right) \cdot 391}{10 \cdot 10^{-6}} \approx 288 \text{ K}.$$

Задача 2. Давление воздуха в баллоне постоянного объема при 7 °С было 0,1515 МПа. При нагревании до 100 °С давление повысилось до 0,2020 МПа. Определить термический коэффициент давления.

Дано: $t_1 = 7{,}00$ °С, $p_1 = 0{,}1515$ МПа, $t_2 = 100$ °С, $p_2 = 0{,}2020$ МПа.

Найти: α_p.

Решение: Процесс нагревания изохорный, $V = \text{const}$. По закону Шарля $p_1 = p_0(1 + \alpha_p t_1)$, $p_2 = p_0(1 + \alpha_p t_2)$, где p_0 — давление воздуха при 0 °С. Совместное решение двух уравнений дает

$$\alpha_p = \frac{p_2 - p_1}{p_1t_2 - p_2t_1},$$

$$\alpha_p = \frac{0{,}2020 - 0{,}1515}{0{,}1515 \cdot 100 - 0{,}2020 \cdot 7{,}00} = 3{,}67 \cdot 10^{-3}\ \text{K}^{-1}.$$

Задача 3. Температура на улице −13 °С, в помещении 22 °С. На сколько изменится давление в газовом баллоне, если баллон внести в помещение. В помещении манометр на баллоне показал 1,50 МПа.

Дано: $T_1 = 273 - 13 = 260$ K, $T_2 = 273 + 22 = 295$ K, $p_2 = 1{,}50$ МПа.

Найти: Δp.

Решение: Процесс нагревания газа в закрытом баллоне изохорный, $V = \text{const}$. По закону Шарля $p/T = \text{const}$. Изменение давления при нагревании газа $\Delta p = p_2 - p_1$, или $p_1 = p_2 - \Delta p$.

Уравнение закона Шарля для двух состояний: $\frac{p_2}{T_2} = \frac{p_2 - \Delta p}{T_1}$, откуда

$$\Delta p = \frac{p_2 (T_2 - T_1)}{T_2}, \quad \Delta p = \frac{1{,}50 \cdot (295 - 260)}{295} \approx 0{,}18 \text{ МПа}.$$

5°. *Адиабатическим* (*адиабатным*) процессом называется термодинамический процесс, который осуществляется в системе без теплообмена ее с внешними телами (II.4.3.1°).

Примером адиабатного процесса может служить весьма быстрое расширение в атмосферу газа, помещенного в теплоизолированный сосуд, при быстром открывании крана. Адиабатный процесс должен происходить настолько быстро, чтобы при открывании крана A не успел произойти теплообмен газа с атмосферой (рис. II.3.6).

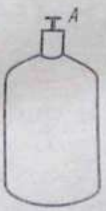


Рис. II.3.6.

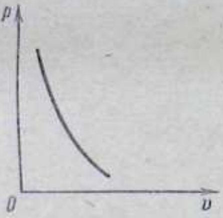


Рис. II.3.7.

Адиабатический процесс расширения газа может происходить только за счет убыли внутренней энергии газа (II.4.5.4°). При этом резко падает давление газа и происходит понижение его температуры.

На диаграмме $p - v$ адиабатический процесс изображается кривой, называемой *адиабатой* (рис. II.3.7).

6°. *Закон Авогадро:* при одинаковых давлениях и одинаковых температурах в равных объемах различных газов содержится одинаковое число молекул. Иными словами: при одинаковых давлениях и одинаковых температурах моли различных идеальных газов занимают одинаковые объемы (см. также II.1.1.6°). Число молекул, находящихся в 1 $см^3$ идеального газа при нормальных условиях ($t = 0°C$, $p = 1{,}01325 \cdot 10^5$ $Н/м^2$), называется *числом Лошмидта* и равно $2{,}687 \cdot 10^{19}$ $см^{-3}$.

7°. *Уравнение состояния идеального газа* для одного моля имеет вид

$$pV_\mu = RT,$$

где p, V_μ и T — давление, молярный объем и абсолютная температура газа, а R — *молярная* (*универсальная*) *газовая постоянная*, численно равная работе, совершенной одним молем идеального газа при изобарном повышении температуры на один градус:

$$R = \frac{p(V_{2\mu} - V_{1\mu})}{T},$$

где $V_{2\mu}$ и $V_{1\mu}$ — конечный и начальный объем моля газа,

$$R = 8{,}31 \cdot 10^3 \text{ Дж/кмоль·К} = 8{,}31 \text{ Дж/моль·К} =$$
$$= 0{,}0821 \text{ л·атм/моль·К} = 1{,}99 \text{ кал/моль·К}.$$

Для произвольной массы M газа с молярной массой μ объем $V = \frac{M}{\mu} V_\mu$. Уравнение *Менделеева — Клапейрона* для произвольной массы газа имеет вид

$$pV = \frac{M}{\mu} RT.$$

Поскольку $V/M = v$ есть удельный объем газа, то

$$pv = \frac{R}{\mu} T = BT,$$

где $B = R/\mu$ — *удельная газовая постоянная*, зависящая от молярной массы газа.

8°. Другой вид уравнения состояния идеального газа:

$$p = nkT,$$

где $n = N_A/V_\mu$ — концентрация газа, т. е. число частиц в единице объема газа, N_A — число Авогадро (II.1.1.5°), k — постоянная Больцмана (II.2.4.4°).

Задача 1. Сколько частиц воздуха находится в комнате площадью 20 $м^2$ и высотою 3 м при температуре 17 °C и давлении 752 мм рт. ст.?

Дано: $S = 20$ м², $h = 3$ м, $T = 17 + 273 = 290$ К, $p = 752$ мм рт. ст. $= 752 \cdot 133 \approx 10^5$ Н/м².

Найти: N.

Решение: Число частиц в единице объема определяется по формуле $n = p/kT$, где p — давление, T — абсолютная температура и k — постоянная Больцмана. Общее число частиц $N = nV$, где V — объем комнаты, $V = Sh$. Следовательно, число частиц равно

$$N = nV = \frac{p}{kT} \cdot Sh = \frac{10^5 \cdot 20 \cdot 3}{1{,}38 \cdot 10^{-23} \cdot 290} \approx 15 \cdot 10^{26}.$$

Задача 2. На сколько понизилось давление кислорода в баллоне емкостью 100 л, если из него откачали 3 кг газа? Температура газа 17 °С оставалась постоянной.

Дано: $V = 100$ л $= 0{,}1$ м³, $\Delta M = M_2 - M_1 = -3$ кг, $T = 290$ К.

Найти: $\Delta p = p_2 - p_1$.

Решение: По уравнению Менделеева — Клапейрона для двух состояний газа имеет $p_1V_1 = \frac{M_1}{\mu} RT_1$, $p_2V_2 = \frac{M_2}{\mu} RT_2$.

По условию $T_1 = T_2 = T$ и $V_1 = V_2 = V$. Вычитая, почленно, получаем $V(p_2 - p_1) = \frac{M_2 - M_1}{\mu} RT$, откуда $\Delta p = \frac{\Delta M \cdot RT}{V\mu}$, где μ — молярная масса кислорода $= 32 \cdot 10^{-3}$ кг/моль,

$$\Delta p = \frac{-3 \cdot 8{,}31 \cdot 290}{32 \cdot 10^{-3} \cdot 0{,}1} = -2{,}26 \cdot 10^6 \text{ Н/м}^2.$$

Задача 3. В баллоне емкостью 100 литров при нормальных условиях содержится $8{,}9 \cdot 10^{-3}$ кг газа. Определить молярную массу этого газа.

Дано: $V = 100$ л $= 0{,}1$ м³, $p = 760$ мм рт. ст. $= 1{,}01 \cdot 10^5$ Н/м², $T = 273$ К, $M = 8{,}9 \cdot 10^{-3}$ кг.

Найти: μ.

Решение: По уравнению Менделеева — Клапейрона

$$pV = \frac{M}{\mu} RT, \quad \mu = \frac{MRT}{pV},$$

$$\mu = \frac{8{,}9 \cdot 10^{-3} \cdot 8{,}31 \cdot 273}{1{,}01 \cdot 10^5 \cdot 0{,}1} = 2{,}0 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}.$$

Различаются работа A, которая **совершается системой над внешними телами**, и работа A', которая **совершается внешними телами над системой**. Эти работы численно равны и противоположны по знаку: $A = -A'$. Работа A принимается положительной, работа A' — отрицательной.

2°. *Работой расширения идеального газа* называется работа, которую совершает газ против внешнего давления (рис. II.3.1). Элементарная работа ΔA определяется формулой

$$\Delta A = p \cdot S \cdot \Delta x = p \cdot \Delta V,$$

где p — внешнее давление, S — площадь поршня, под которым находится газ, Δx — элементарное перемещение поршня из положения *1* в положение *2*, $\Delta V = S \cdot \Delta x$ — приращение объема газа.

Такой же формулой выражается элементарная работа, совершаемая не только газом, но и любым телом против внешнего давления.

При расширении газа он совершает **положительную** работу против внешних сил ($\Delta V > 0$). При сжатии газа совершается **отрицательная** работа ($\Delta V < 0$). Она совершается теми внешними телами, которые создали внешнее давление.

3°. Работа расширения при изменении объема газа (или любого тела) от V_1 до V_2 равна сумме элементарных работ:

$$A = \sum p \cdot \Delta V.$$

Например, в случае изобарического процесса (II.3.3.1°), при котором $p = \text{const}$, работа расширения

$$A = p(V_2 - V_1),$$

где V_1 и V_2 — начальный и конечный объемы тела.

При изобарическом процессе работа расширения изображается на диаграмме $p - V$ площадью заштрихованного прямоугольника (рис. II.4.1).

На диаграмме $p - V$ работа расширения при любом процессе измеряется площадью, ограниченной кривой процесса, осью абсцисс и вертикальными прямыми $V = V_1$ и $V = V_2$ (на рис. II.4.2 эти площади заштрихованы).

4°. Работа расширения, совершаемая телом (системой тел), зависит от характера процесса изменения его состояния. Это видно на рис. II.4.2, где площади под кривыми процессов *I I 2* и *I II 2* различны. На этом основано действие тепловых машин (II.4.10.1°).

5°. Работа, совершенная системой в том или ином процессе, является мерой изменения ее энергии в этом процессе (см. также II.4.9.3°). При совершении работы энергия упорядоченного движения одного тела переходит в энергию упорядоченного движения другого тела

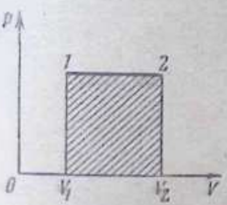


Рис. II.4.1.

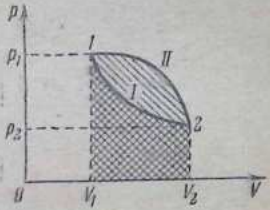


Рис. II.4.2.

(или его частей). Например, газ, расширяющийся в цилиндре двигателя внутреннего сгорания, перемещает поршень и передает ему энергию. Электродвигатели, приводящие в движение разнообразные станки и машины, также осуществляют передачу энергии.

Задача 1. Определить работу расширения 20 л газа при изобарическом нагревании от 300 К до 393 К. Давление газа 80 кПа.

Дано: $V_1 = 20$ л $= 20 \cdot 10^{-3}$ м^3, $T_1 = 300$ К, $T_2 = 393$ К, $p = 80$ кПа $= 80 \cdot 10^3$ Н/м^2.

Найти: A.

Решение: Работа расширения газа при изобарическом нагревании $A = p(V_2 - V_1)$.

Так как при изобарическом процессе $V_1/T_1 = V_2/T_2$, то $V_2 = V_1T_2/T_1$. Тогда

$$A = pV_1\left(\frac{T_2}{T_1} - 1\right).$$

$$A = 80 \cdot 10^3 \cdot 20 \cdot 10^{-3}\left(\frac{393}{300} - 1\right) = 496 \text{ Дж}.$$

Задача 2. Азот массою 280 г был нагрет при постоянном давлении на 100 °С. Определить работу расширения.

Дано: $M = 280$ г $= 0{,}28$ кг, $\Delta T = 100$ °С, $\mu = 28 \cdot 10^{-3}$ кг/моль.

Найти: Работу расширения.

Решение: Работа $A = p(V_2 - V_1)$. Объемы V_1 и V_2 находятся из уравнения Менделеева — Клапейрона $pV_1 = \frac{M}{\mu}RT_1$, откуда $V_1 = \frac{M}{\mu}\frac{RT_1}{p}$ и $V_2 = \frac{M}{\mu}\frac{RT_2}{p}$. Тогда

$$A = p\left(\frac{M}{\mu}\frac{RT_2}{p} - \frac{M}{\mu}\frac{RT_1}{p}\right) = \frac{M}{\mu}R(T_2 - T_1),\quad A = \frac{M}{\mu}R \cdot \Delta T,$$

$$A = \frac{0{,}28}{28 \cdot 10^{-3}} 8{,}31 \cdot 100 = 8{,}31 \cdot 10^3 \text{ Дж}.$$

3. Теплота

1°. *Теплотой* называется такая форма передачи энергии, при которой осуществляется непосредственный обмен энергией между хаотически движущимися частицами взаимодействующих тел. При этом за счет переданной телу энергии усиливается неупорядоченное движение его частиц, т. е. увеличивается внутренняя энергия тела. Например, при соприкосновении двух тел с различной температурой частицы более нагретого тела передают часть своей энергии частицам менее нагретого тела. Внутренняя энергия первого тела уменьшается, а второго — увеличивается, и их температуры выравниваются. Процесс передачи внутренней энергии без совершения работы называется *теплообменом*. Мерой энергии, переданной в форме теплоты в процессе теплообмена, служит величина, называемая *количеством теплоты*.

В обычно применяемой терминологии термины «работа» и «теплота» имеют двоякий смысл. С одной стороны, работа и теплота — это две различные формы передачи энергии, а с другой — меры переданной энергии. Правильнее во втором случае говорить не о «совершенной работе» или «сообщаемом количестве теплоты», а об энергии, переданной, соответственно, в форме работы или в форме теплоты. Там, где это не вызывает путаницы, такая краткая терминология применяется и в данном справочном руководстве.

2°. Теплота, как и работа, является не видом энергии, а формой ее передачи. Поэтому употребление выражения «запас теплоты в теле» является ошибочным. Ошибка состоит в смешении одного из видов энергии (внутренней энергии) с формой передачи энергии — теплотой.

Телу необходимо сообщать разные количества теплоты для перевода его из одного состояния в другое в зависимости от того, через какие промежуточные состояния оно при этом проходит. Например, для нагревания данной массы газа на Δt °C в изохорном процессе (II. 3.3.4°) требуется меньшее количество теплоты, чем для такого же нагревания в изобарном процессе (II. 3.3.3°). Теплота, в отличие от энергии, не является функцией состояния системы, а зависит от процесса изменения этого состояния.

3°. Теплота и работа обладают тем общим свойством, что они существуют лишь в процессе передачи энергии, а их численные значения (п. 1°) зависят от вида этого процесса.

Теплота и работа являются качественно неравноценными формами передачи энергии. В форме работы передается энергия упорядоченного движения. Если над телом совершается работа, то это может привести к увеличению любого вида энергии данного тела или других тел. Пусть, например, движущийся шар неупруго соударяется со стенкой. После неупругого удара тело останавливается, и вся энергия его упорядоченного движения переходит в изменение внутренней энергии тела и стенки. Происходит переход энергии упорядоченного движения тела в энергию беспорядочного движения частиц. Такой переход энергии является необратимым (II. 4.9.3°).

Если телу передается энергия в форме теплоты, то это увеличивает энергию хаотического теплового движения его частиц и непосредственно приводит только к увеличению внутренней энергии тела. Так, например, при нагревании газа, заключенного в сосуде постоянного объема, возрастают скорости движения молекул газа и увеличивается его внутренняя энергия.

Для того чтобы при подведении теплоты к телу произошло увеличение иных видов энергии, кроме внутренней, необходимо хотя бы частичное преобразование хаотического движения частиц тела в упорядоченное, или, как часто, но не точно говорят, «преобразование теплоты в работу». Это происходит в тепловых двигателях (II. 4.10.1°, см. также II. 4.9.3°).

4°. В реальных условиях оба способа передачи энергии системе (в форме работы и в форме теплоты) сопутствуют друг другу. Например, при нагревании металлического стержня происходит увеличение его внутренней энергии и одновременно тепловое расширение стержня (II. 7.3.1°), а следовательно, совершается работа расширения.

В Международной системе единиц (СИ) количество теплоты, как и работа, измеряется в джоулях (Дж). Для измерения количества теплоты применяется и внесистемная единица — калория. Одна калория (VII. 4.1°) эквивалентна 4,19 Дж работы. *Механический эквивалент теплоты*

$$I = 4{,}19 \text{ Дж/кал} = 4{,}19 \cdot 10^7 \text{ эрг/кал}.$$

Величина, обратная I, $1/I = 0{,}239$ кал/Дж, называется *тепловым эквивалентом работы.*

4. Теплоемкость

1°. *Теплоемкостью* называется физическая величина, численно равная количеству теплоты ΔQ, которое необходимо сообщить телу для нагревания его на один градус:

$$C = \frac{\Delta Q}{\Delta T}.$$

Теплоемкость тела зависит от его массы, химического состава, термодинамического состояния тела (II. 3.1.2°) и вида того процесса, в котором телу передается энергия в форме теплоты. Для нагревания данной массы газа на один градус требуется различное количество теплоты, если нагревание происходит в различных условиях, например при постоянном объеме или при постоянном давлении. Во втором случае требуется большее количество теплоты (II. 4.3.1°).

Из определения теплоемкости следует, что при адиабатном процессе, когда $\Delta Q = 0$, теплоемкость равна нулю.

При изотермическом процессе ($\Delta T = 0$) понятие теплоемкости не имеет смысла ($C = \infty$). Так, в условиях кипения жидкости (II. 5.3.1°) и плавления твердых тел (II. 7.4.1°) изменения температуры не происходит ($\Delta T = 0$) и понятие теплоемкости также не имеет смысла применять.

2°. *Удельной теплоемкостью* c называется теплоемкость единицы массы однородного вещества: $c = C/M$, где M — масса вещества.

Удельная теплоемкость тела не является постоянной величиной, и в таблицах теплоемкостей указываются условия, для которых данные таблицы справедливы.

Молярной теплоемкостью C_μ называется теплоемкость одного моля вещества: $C_\mu = c\mu$, где μ — молярная масса вещества (II. 1.1.7°).

3°. Количество теплоты ΔQ, которое необходимо для того, чтобы нагреть тело от температуры T до температуры $T + \Delta T$, равно

$$\Delta Q = C \cdot \Delta T.$$

Для тела массы M получим $\Delta Q = M \cdot c \cdot \Delta T = \frac{M}{\mu} C_\mu \cdot \Delta T$, где $\frac{M}{\mu}$ — число молей (II. 1.1.7°).

5. Первый закон (начало) термодинамики

1°. Изменение внутренней энергии ΔU тела (системы) при переходе из одного состояния в другое равно сумме совершенной **над телом** работы A' и полученного им количества теплоты ΔQ:

$$\Delta U = A' + \Delta Q.$$

В этой формулировке первого закона термодинамики учитывается, что существуют две формы передачи энергии — работа и теплота.

2°. Если работу A', **совершенную над телом (системой) внешними силами**, заменить равной ей численно, но противоположной по знаку работой

$A = -A'$, совершенной самим телом (системой) над внешними телами, то

$$\Delta Q = \Delta U + A.$$

Количество теплоты ΔQ, которое получено телом (системой), расходуется на изменение внутренней энергии ΔU и на работу A системы (тела) против внешних сил (другая формулировка *первого закона* (*начала*) *термодинамики*).

Например, если к газу, заключенному в сосуде под поршнем, подводится некоторое количество теплоты, то оно может быть израсходовано на повышение температуры газа, т. е. на увеличение его внутренней энергии и на работу против внешнего давления p при перемещении поршня из положения *1* в положение *2* (рис. II.3.1).

3°. Первый закон термодинамики применительно к изотермическому процессу (II.3.3.1°) в идеальном газе имеет вид $\Delta Q = A$. Внутренняя энергия идеального газа при этом изменяться не будет, ибо $\Delta T = T_2 - T_1 = 0$ и $\Delta U = 0$ (II.4.1.4°). Все подведенное количество теплоты расходуется на работу против внешнего давления.

При изохорном процессе (II.3.3.4°). количество теплоты ΔQ идет только на увеличение внутренней энергии газа ΔU, $\Delta Q = \Delta U$. Следовательно, температура газа повышается на ΔT. Работу расширения газ не совершает ($A = 0$).

При изобарическом процессе (II.3.3.3°) количество теплоты, подводимое к газу, расходуется и на увеличение внутренней энергии и на работу расширения, которую совершает газ против внешнего давления: $\Delta Q = \Delta U + A$.

4°. При адиабатическом процессе (II.3.3.5°) $\Delta Q = 0$ и первый закон термодинамики принимает вид $A = -\Delta U$. В условиях отсутствия теплообмена с внешней средой работа, которую производит тело против внешних сил, происходит за счет убыли его внутренней энергии. Например, если идеальный газ адиабатически расширяется, преодолевая внешнее давление, то работа расширения газа сопровождается убылью его внутренней энергии и охлаждением.

Если над газом в адиабатических условиях совершается работа внешних сил, то он сжимается, его внутренняя энергия увеличивается и происходит нагревание газа.

5°. Теплоемкость газа при изобарическом процессе превышает его теплоемкость при изохорическом процессе на величину работы расширения, совершаемой газом против внешнего давления. Для одного моля идеального газа разность этих теплоемкостей равна молярной (универсальной) газовой постоянной R (II. 3.3.7°).

6°. Первый закон термодинамики утверждает, что невозможно построить такой периодически действующий двигатель, который совершил бы работу большую, чем энергия, которая подводится к двигателю извне: *вечный двигатель первого рода* невозможен.

Действительно, если в периодически действующем двигателе газ, пар или другое рабочее тело *) совершает круговой процесс (II. 4.7.1°), то изменения его внутренней энергии не происходит (II. 4.1.3°), $\Delta U = 0$ и $A = \Delta Q$ (п. 2°). Работа, совершаемая этим телом, не может превосходить подведенного к нему количества теплоты.

Задача 1. Киломоль одноатомного газа нагревается на 100 K при постоянном объеме. Найти количество теплоты, сообщенной газу.

Дано: $\Delta T = 100$ K, $V = \text{const}$.

Найти: ΔQ.

Решение: При нагревании газа в условиях постоянного объема работы не совершается. Все подводимое к газу тепло расходуется на увеличение внутренней энергии, т. е. $\Delta Q = \Delta U$.

$U = (3/2)\ kTN_A$, где N_A — число Авогадро, или $U = (3/2)RT$.

Если газ нагревается на $\Delta T = T_2 - T_1$, то $\Delta U = U_2 - U_1 = (3/2)R \cdot \Delta T$. Следовательно,

$$\Delta Q = (3/2)\, R \cdot \Delta T,$$

$$\Delta Q = (3/2) \cdot 8{,}31 \cdot 10^3 \cdot 100 = 1{,}16 \cdot 10^6 \text{ Дж},$$

$$\Delta Q = 1{,}16 \text{ МДж}.$$

---

*) *Рабочим телом* в термодинамике называется газ или иное термодинамическое тело, которое совершает круговой процесс и обменивается энергией с другими телами.

Задача 2. Воздух в комнате объемом 90 м³ нагревается на 10 К. Какой объем горячей воды должен пройти через радиаторы водяного отопления? Вода охлаждается на 20 К. Потери тепла составляют 50%.

Дано: $V_1 = 90$ м³, $\Delta T_1 = 10$ К, $\Delta T_2 = 20$ К, $\eta = 50\%$.

Найти: V_2.

Решение: Количество теплоты, получаемое воздухом, $Q_1 = c_1\rho_1 V_1 \Delta T_1$. Количество теплоты, отдаваемое водой, $Q_2 = c_2\rho_2 V_2 \Delta T_2$, где c_1 — удельная теплоемкость воздуха $\approx 10^3$ Дж/кг·К, ρ_1 — плотность воздуха $= 1{,}29$ кг/м³, ρ_2 — плотность воды $= 1\cdot 10^3$ кг/м³, c_2 — удельная теплоемкость воды $= 4{,}18\cdot 10^3$ Дж/кг·К.

Учитывая потери энергии, запишем $Q_1 = \eta Q_2$, или $c_1\rho_1 V_1 \Delta T_1 = \eta c_2 \rho_2 V_2 \Delta T_2$.

Отсюда

$$V_2 = \frac{c_1\rho_1 V_1 \Delta T_1}{\eta c_2 \rho_2 \Delta T_2}, \quad V_2 = \frac{10^3\cdot 1{,}29\cdot 90\cdot 10}{0{,}5\cdot 4{,}18\cdot 10^3\cdot 10^3\cdot 20} = 27{,}7\cdot 10^{-3}\,\text{м}^3$$

Задача 3. Воздух в объеме 0,50 м³ находится под давлением 0,10 МПа. Определить количество теплоты, необходимое для изохорического нагревания воздуха от 30 до 130 °С. Удельная теплоемкость воздуха $c = 0{,}71\cdot 10^3$ Дж/кг·К. Среднюю молярную массу частиц воздуха принять равной $29\cdot 10^{-3}$ кг/моль.

Дано: $V = 0{,}50$ м³, $p = 0{,}10$ МПа $= 10^5$ Н/м², $T_1 = 273 + 30 = 303$ К, $T_2 = 273 + 130 = 403$ К, $\mu = 29\cdot 10^{-3}$ кг/моль, $c = 0{,}71\cdot 10^3$ Дж/кг·К.

Найти: ΔQ.

Решение: Воздух нагревается при постоянном объеме. Количество теплоты, необходимое для нагревания воздуха, $\Delta Q = cM(T_2 - T_1)$, где M — масса воздуха, M определяется из уравнения $pV = \frac{M}{\mu}RT$; тогда

$$\Delta Q = c\frac{\mu p V}{RT_1}(T_2 - T_1),$$

$$\Delta Q = \frac{0{,}71\cdot 10^3\cdot 29\cdot 10^{-3}\cdot 10^5\cdot 0{,}50}{8{,}31\cdot 303}100 = 4{,}06\cdot 10^4\ \text{Дж}.$$

Задача 4. Какое количество теплоты необходимо для нагревания 64 г кислорода на 50 К при постоянном давлении? Какое количество теплоты расходуется на увеличение внутренней энергии и на совершение работы расширения? (Удельные теплоемкости кислорода берем из таблиц.)

Дано: $M = 64 \cdot 10^{-3}$ кг, $\mu = 32 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, $\Delta T = 50$ К, $c = 9{,}2 \cdot 10^2$ Дж/кг·К, $c' = 6{,}53 \cdot 10^2$ Дж/кг·К.

Найти: Q_1, Q_2, A.

Решение: Количество теплоты, поглощаемое газом при изобарическом нагревании, $Q_1 = cM \cdot \Delta T$, где c — удельная теплоемкость кислорода при постоянном давлении,

$$Q_1 = 9{,}20 \cdot 10^2 \cdot 64 \cdot 10^{-3} \cdot 50 = 2{,}94 \cdot 10^3 \text{ Дж}.$$

Количество теплоты, которое расходуется на увеличение внутренней энергии, $Q_2 = c'M \cdot \Delta T$, где c' — удельная теплоемкость кислорода при постоянном объеме,

$$Q_2 = 6{,}53 \cdot 10^2 \cdot 64 \cdot 10^{-3} \cdot 50 = 2{,}08 \cdot 10^3 \text{ Дж}.$$

Количество теплоты, расходуемое на работу расширения,

$$A = Q_1 - Q_2 = 2{,}94 \cdot 10^3 - 2{,}08 \cdot 10^3 = 0{,}86 \cdot 10^3 \text{ Дж}.$$

Задача 5. Азот нагревается при постоянном давлении 100 кПа. Объем азота изменяется на 1,50 м³. Определить: 1) работу расширения, 2) количество теплоты, сообщенное газу, 3) изменение внутренней энергии газа.

Дано: $p = 100$ кПа $= 10^5$ Н/м², $\Delta V = 1{,}50$ м³. Из таблиц находим: молярная теплоемкость азота при постоянном объеме $C = 5$ кал/моль·К $= 20{,}90$ Дж/моль·К. Молярная теплоемкость азота при постоянном давлении $C' = 7$ кал/моль·К $= 29{,}30$ Дж/моль·К.

Найти: A, Q, ΔU.

Решение: 1) Работа расширения газа при $p = \text{const}$

$$A = p(V_2 - V_1) = p \cdot \Delta V, \qquad A = 10^5 \cdot 1{,}50 = 1{,}50 \cdot 10^5 \text{ Дж}.$$

2) $Q = cM \cdot \Delta T$, где c — удельная теплоемкость при постоянном давлении, $c = \frac{C'}{\mu}$, где μ — молярная масса газа. Следовательно, $Q = \frac{C'}{\mu} M \cdot \Delta T$.

Воспользуемся уравнением Менделеева — Клапейрона для двух состояний газа $pV_1 = \frac{M}{\mu} RT_1$ и $pV_2 = \frac{M}{\mu} RT_2$, Вычитая из второго уравнения первое, имеем

$$p(V_2 - V_1) = \frac{M}{\mu}(T_2 - T_1)R,$$

$$\frac{p \cdot \Delta V}{R} = \frac{M}{\mu}\Delta T, \quad \text{или} \quad \frac{M}{\mu}\Delta T = \frac{A}{R}.$$

Тогда

$$Q = C'\frac{A}{R}, \quad Q = 29{,}30\,\frac{1{,}50 \cdot 10^5}{8{,}31} = 5{,}25 \cdot 10^5 \text{ Дж}.$$

3) Изменение внутренней энергии равно количеству теплоты, необходимому для нагревания газа на ΔT при постоянном объеме, $\Delta U = Q_1$, а $Q_1 = C\frac{M}{\mu}\Delta T$, или $Q_1 = C\frac{A}{R}$; следовательно,

$$\Delta U = 20{,}90\,\frac{1{,}50 \cdot 10^5}{8{,}31} = 3{,}75 \cdot 10^5 \text{ Дж}.$$

6*. Обратимые и необратимые процессы

1°. Термодинамический процесс (II. 3.2.1°) называется *обратимым* (*обратимый процесс*), если он допускает возвращение тела (системы) в первоначальное состояние без того, чтобы в окружающей среде остались какие-либо изменения. Процесс является обратимым, если при совершении его сначала в прямом, а затем в обратном направлении (II. 4.7.3°) в исходные состояния возвращаются как само тело (или система), так и все внешние тела, с которыми тело (или система) взаимодействовало. Необходимым и достаточным условием обратимости термодинамического процесса является его равновесность (II. 3.2.2°).

Пример 1. Абсолютно упругий шар падает в вакууме на абсолютно упругую плиту. После падения, как это следует из законов абсолютно упругого удара (I. 5.4.1°), шар вернется в исходное положение, пройдя в обратном направлении все те промежуточные состояния, которые он проходил при падении. После окончания процесса шар и плита возвращаются в исходные состояния.

Пример 2. Незатухающие колебания (IV. 1.1.5°), которые совершает в вакууме тело, подвешенное на абсолютно упругой пружине. В системе отсутствует трение, и колебания происходят под действием силы тяжести тела и реакции упруго деформированной пружины. По истечении времени T, равного периоду колебания (IV. 1.1.3°), полностью повторяются взаимное расположение и скорость движения тела, пружины и Земли. За время T замкнутая система (I. 2.2.5°) «тело — Земля» возвращается в исходное состояние. Колебательный процесс в изолированной системе не изменяет состояния других тел. Таким образом, он является обратимым.

2°. Всякий термодинамический процесс, не удовлетворяющий условиям обратимости (п. 1°), называется *необратимым термодинамическим процессом.* Все реальные процессы протекают не бесконечно медленно, а с конечной скоростью. Все они сопровождаются трением (I. 2.10.1°), диффузией (II. 1.3.1°) и теплообменом (II. 4.3.1°) при конечной разности температур тела (системы) и внешней среды. Поэтому все реальные процессы являются неравновесными (II. 3.2.3°). Следовательно, все реальные процессы являются необратимыми.

7*. Круговые процессы (циклы)

1°. *Круговым процессом* или *циклом* называется термодинамический процесс, в результате совершения которого рабочее тело возвращается в исходное состояние. В диаграммах состояния $p - V$, $p - T$ и др. (II. 3.2.4°) круговые процессы изображаются в виде замкнутых кривых, ибо в любой диаграмме два тождественных состояния изображаются одной и той же точкой на плоскости. Круговые процессы являются основой тепловых двигателей (II. 4.10.1°).

2°. Работа против внешнего давления, которую совершает рабочее тело в произвольном круговом процессе, измеряется площадью, ограниченной кривой $c_1ac_2bc_1$ этого процесса (рис. II. 4.3). При расширении по кривой c_1ac_2 телом совершается положительная работа A_1, измеряемая площадью фигуры $V_1c_1ac_2V_2$. При сжатии по кривой c_2bc_1 внешние силы совершают положительную работу A_2', измеряемую площадью фигуры $V_1c_1bc_2V_2$. Из рис. II. 4.3 видно, что $A_1 > A_2'$. В целом за цикл рабочее тело совершает положительную работу

$A = A_1 + A_2 = A_1 - A_2'$, измеряемую заштрихованн площадью на рис. II.4.3 ($A_2 = -A_2'$).

3°. *Прямым циклом* называется круговой проце в котором рабочее тело совершает положительную рабо за счет сообщенной ему теплоты. В диаграмме p— прямой цикл изображает замкнутой кривой, котора обходится по часовой стрел (рис. II.4.3).

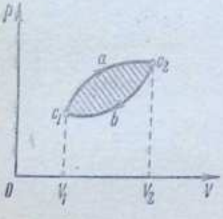


Рис. II.4.3.

Обратным циклом называется круговой процесс, в ко тором рабочее тело совершае отрицательную работу. Это оз начает, что над рабочим тело совершается работа и от нег отводится эквивалентное ей ко личество теплоты. В диаграмм $p-V$ обратный цикл изобра жается замкнутой кривой, которая обходится против ча совой стрелки.

В тепловом двигателе (II.4.10.1°) рабочее тело (II.4.5.6°) совершает прямой цикл, а в холодильной установке (II.4.11.1°) — обратный цикл.

8*. Цикл Карно

1°. *Циклом Карно* называется прямой обратимый круговой процесс (рис. II.4.4), состоящий из двух изотерм $1-1'$ и $2-2'$ и двух адиабат $1-2$ и $1'-2'$. При изотермическом расширении $1-1'$ рабочее тело получает от *нагревателя* (*теплоотдатчика*) — источника энергии с постоянной температурой T_1 — количество теплоты Q_1. При изотермическом сжатии $2'-2$ рабочее тело отдает *холодильнику* (*теплоприемнику*), имеющему постоянную температуру T_2 ($T_2 < T_1$), количество теплоты Q_2. При адиабатном расширении и сжатии энергия извне к рабочему телу не поступает и эти процессы происходят за счет изменения его внутренней энергии (II.4.5.4°).

2°. *Термическим* (*термодинамическим*) *коэффициентом полезного действия* (к. п. д.) произвольного цикла называется отношение работы A, совершенной рабочим телом в прямом цикле, к количеству теплоты Q_1, сообщенному рабочему телу нагревателем:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}.$$

3°. Термический к. п. д. обратимого цикла Карно не зависит от природы рабочего тела и определяется только температурами нагревателя T_1 и холодильника T_2:

$$\eta_К = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1};$$

$\eta_К < 1$, ибо практически невозможно осуществить условие $T_1 \to \infty$ и теоретически невозможно осуществить холодильник, у которого $T_2 = 0$ (II. 4.9.4°).

4°. Термический к. п. д. $\eta_{обр}$ произвольного обратимого цикла не может превышать термический к. п. д. обратимого цикла Карно, осуществленного между теми же температурами T_1 и T_2 нагревателя и холодильника:

$$\eta_{обр} \leqslant \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

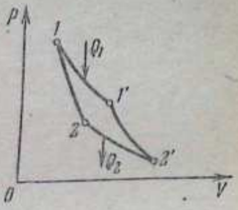


Рис. II. 4.4.

5°. Термический к. п. д. $\eta_{необр}$ произвольного необратимого цикла всегда меньше термического к. п. д. обратимого цикла Карно, проведенного между температурами T_1 и T_2:

$$\eta_{необр} < \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Пункты 3° — 5° составляют содержание *теоремы Карно* (см. также II. 4.9.2°).

6°. В обратимом цикле Карно отношение температур нагревателя и холодильника равно отношению количеств теплоты, соответственно отданной и полученной ими в цикле:

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{Q_1}{Q_2}.$$

Это соотношение может быть положено в основу сравнения температур двух тел. Если эти тела выбраны в качестве нагревателя и холодильника в обратимом цикле

Карно, то, измерив Q_1 и Q_2, можно определить отношение T_1/T_2. Так устанавливается теоретически *абсолютная термодинамическая шкала температур*. В соответствии с теоремой Карно (пп. 3°—5°) эта шкала не связана со свойствами термометрического тела (см. также II. 3.1.7°).

Задача 1. Двигатель внутреннего сгорания имеет к. п. д. 28% при температуре горения топлива 927 °С и температуре отходящих газов 447 °С. На сколько процентов к. п. д. идеальной машины больше к. п. д. двигателя?

Дано: $T_1 = 927 + 273 = 1200$ К, $T_2 = 447 + 273 = 720$ К, $\eta = 28\%$.

Найти: $\eta_К$, η.

Решение: К. п. д. идеальной машины, работающей по циклу Карно, находится по формуле

$$\eta_К = \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad \eta_К = \frac{1200 - 720}{120} \cdot 100 = 40\%,$$

$$\eta_К - \eta = 40\% - 28\% = 12\%.$$

Задача 2. Нагреватель тепловой машины, работающий по идеальному циклу Карно, получает $2 \cdot 10^3$ калорий и 80% от них передает холодильнику. Найти к. п. д. цикла и работу, совершенную машиной.

Дано: $Q_1 = 2$ ккал, $Q_2 = 0{,}8Q_1$.

Найти: η, A.

Решение: К. п. д. цикла равен

$$\eta = \frac{A}{Q} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \cdot 100 = \frac{Q_1 - 0{,}8Q_1}{Q_1} \cdot 100,$$

$$\eta = (1 - 0{,}8) \cdot 100 = 20\%.$$

Работа $A = Q_1 - Q_2 = Q_1\eta$, $A = 0{,}2 \cdot 2 \cdot 10^3 = 4 \cdot 10^2$ кал, 1 кал $= 4{,}18$ Дж.

Следовательно,

$$A = 4 \cdot 10^2 \cdot 4{,}18 = 1{,}67 \text{ кДж}.$$

9*. Второй и третий законы (начала) термодинамики

1°. Первый закон термодинамики (II. 4.5.2°) не позволяет определить, в каком направлении может происходить термодинамический процесс. Например, основываясь на законе сохранения и превращения энергии, нельзя предвидеть, в каком направлении будет происходить теплообмен между двумя телами, нагретыми до различных температур: с точки зрения первого закона термодинамики одинаково возможен как переход энергии в форме теплоты от более нагретого тела к менее нагретому, так и обратный переход. Первый закон термодинамики допускает создание *вечного двигателя второго рода*. Так называется двигатель, в котором рабочее тело, совершая круговой процесс, получало бы энергию в форме теплоты от одного внешнего тела и целиком передавало бы ее в форме работы другому внешнему телу. Примером такого двигателя могло бы служить периодически действующее устройство, «выкачивающее» внутреннюю энергию океанов и передающее ее в форме работы другим телам.

2°. Невозможность создания вечного двигателя второго рода является утверждением, вытекающим из обобщения многочисленных опытов. Оно называется *вторым законом (началом) термодинамики* и имеет несколько эквивалентных друг другу формулировок:

а) невозможен процесс, единственным результатом которого является передача энергии в форме теплоты от менее нагретого тела к более нагретому телу (*формулировка Клаузиуса*);

б) невозможен периодический процесс, единственным результатом которого является превращение теплоты, полученной от нагревателя, в эквивалентную ей работу (*формулировка Кельвина*).

Второй закон термодинамики может быть сформулирован в виде теоремы Карно (II.4.8.3°—5°).

3°. Второй закон термодинамики указывает на необратимость процесса превращения одной формы передачи энергии — работы в другую форму передачи энергии — теплоту. Например, при относительном движении двух тел с трением происходит необратимый переход энергии упорядоченного движения тела как целого (обратимого перехода быть не может) в энергию беспорядочного теплового движения частиц этих двух тел (см. также II.4.3.3°).

В формулировках второго закона термодинамики особое значение имеют слова «единственным результатом». Запреты, которые накладываются вторым законом термодинамики, снимаются, если процессы, о которых идет речь, не являются единственными. Передача энергии в форме теплоты от менее нагретого тела к более нагретому возможна, если при этом происходит еще один *компенсирующий процесс*, осуществляемый, например, в холодильной установке (II.4.11.1°). При изотермическом расширении идеального газа совершается работа, полностью эквивалентная теплоте, сообщаемой газу (II.4.5.3°), но это не является нарушением второго закона термодинамики. При расширении газа возрастает его удельный объем (II.3.1.6°), и состояние газа изменяется. Поэтому превращение теплоты в работу не является единственным результатом рассматриваемого процесса. В обычно применяемой терминологии под «переходом теплоты в работу» следует понимать переход внутренней энергии неупорядоченного движения частиц в энергию упорядоченного движения тел (II.4.3.3°).

4°. *Третий закон термодинамики* рассматривает поведение термодинамической системы при $T \to 0$ *). Третий закон термодинамики приводит к недостижимости абсолютного нуля температуры. Для всех тел при абсолютном нуле обращаются в нуль теплоемкости и коэффициенты расширения (II.4.4.1°, II.7.3.2°, 3°).

10*. Тепловой двигатель

1°. *Тепловым двигателем* называется устройство, которое превращает внутреннюю энергию обычного или ядерного (VI.4.12.7°) топлива в механическую энергию. Энергия, которая выделяется при сгорании топлива или при ядерных реакциях (VI.4.8.1°), передается путем теплообмена (II.4.3.1°) какому-либо газу. При расширении газа совершается работа против внешних сил и приводится в движение какой-нибудь механизм.

2°. Газ в тепловом двигателе не может беспредельно расширяться, ибо устройство имеет конечные размеры. Поэтому устройство должно быть таким, чтобы после расширения газ был бы снова сжат до первоначального объема. Тепловой двигатель должен работать цикличе-

---

*) Строгая формулировка третьего закона термодинамики не может быть дана в справочном руководстве по элементарной физике.

ски: в течение цикла (II. 4.7.1°) после расширения следует сжатие газа. Реальные тепловые двигатели работают по разомкнутому циклу: после расширения газ выбрасывается, и сжимается новая порция газа. Термодинамические процессы (II. 3.2.1°), происходящие в тепловом двигателе, могут быть рассмотрены в замкнутом цикле, когда расширяется и сжимается одна и та же порция газа.

3°. Работа расширения газа в течение одного цикла должна превышать работу сжатия, которую совершают над газом внешние силы. Это условие необходимо для того, чтобы двигатель мог совершать полезную работу. Температура газа при его сжатии должна быть ниже, чем при расширении. Тогда давление газа во всех промежуточных состояниях при сжатии будет меньше, чем при расширении, и будет выполнено условие, необходимое для совершения двигателем полезной работы.

4°. Любой тепловой двигатель, независимо от его конструктивных особенностей, состоит из трех основных частей: рабочего тела, нагревателя и холодильника (рис. II. 4.5). Рабочее тело — газ или пар (II. 5.1.1°) — при расширении совершает работу, получая от нагревателя некоторое количество теплоты Q_1. Температура T_1 нагревателя остается при этом постоянной за счет сгорания топлива. При сжатии рабочее тело передает некоторое количество теплоты Q_2 холодильнику — телу постоянной температуры T_2, меньшей, чем T_1. Давление газа при сжатии ниже, чем при расширении, и это обеспечивает полезную работу двигателя (п. 3°). Холодильником может служить и окружающая среда (*двигатели внутреннего сгорания*, *реактивные двигатели*). Коэффициент полезного действия теплового двигателя вычисляется по формуле, приведенной в II. 4.8.2°.

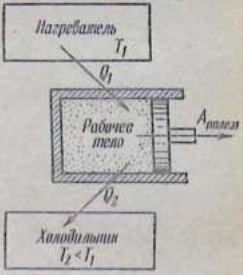


Рис. II. 4.5.

11*. Холодильная установка

1°. *Холодильной установкой* называется циклически действующее устройство, которое поддерживает в холодильной камере температуру более низкую, чем в окружающей среде. Это осуществляется путем перехода некоторого количества теплоты от холодного тела к телу с более высокой температурой. Такой переход не противоречит второму началу термодинамики (II.4.9.2°), ибо этот переход теплоты не является единственным процессом. Происходит компенсирующий процесс (II.4.9.3°) превращения механической энергии окружающих тел во внутреннюю энергию нагревателя.

2°. Схема преобразования энергии в холодильной установке показана на рис. II.4.6. При изотермическом расширении, происходящем при температуре холодильной камеры T_2, рабочее тело совершает работу и поглощает при этом от холодильной камеры количество теплоты Q_2. При изотермическом сжатии рабочего тела, которое происходит при более высокой температуре T_1 нагревателя (атмосферы), последнему передается количество теплоты Q_1. Это происходит за счет работы внешних сил. Перевод рабочего тела из состояния с температурой T_1 в состояние с температурой T_2 и обратно осуществляется процессами адиабатического расширения (при этом температура падает от T_1 до T_2) и адиабатического сжатия (при этом температура растет от T_2 до T_1).

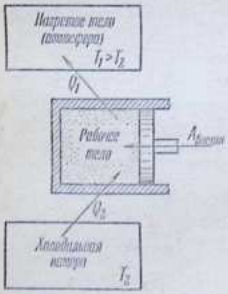


Рис. II.4.6.

3°. Рабочим телом в холодильной установке служат обычно пары легкокипящих жидкостей — аммиака, фреона и т. д. Энергия подводится к установке от электрической сети. За счет этой энергии происходит «перекачка» теплоты от холодильной камеры к более нагретому телу — к окружающей среде.

4°. В холодильной установке сжатие рабочего тела происходит при более высокой температуре, чем расширение, и работа внешних сил при сжатии $A_{сж}$ больше, чем работа расширения рабочего тела $A_{расш}$. За цикл внешние силы совершают положительную работу:

$$A_{внеш} = A_{сж} - A_{расш} = Q_1 - Q_2.$$

Холодильным коэффициентом установки называется отношение количества теплоты, отнятого за цикл от холодильной камеры, к работе внешних сил:

$$k = \frac{Q_2}{A_{внеш}} = \frac{Q_2}{Q_1 - Q_2}.$$

Из второго закона термодинамики следует, что

$$k \leqslant \frac{T_2}{T_1 - T_2}.$$

Знак равенства относится к обратимому циклическому процессу в холодильной установке, знак неравенства — к необратимому: чем меньше разность $T_1 - T_2$, тем меньше необходимо затратить механической или электрической энергии для «перекачки» теплоты от холодного тела к горячему. Холодильный коэффициент может быть больше 100%, в то время как к. п. д. теплового двигателя всегда значительно меньше 100%.

5°. Холодильная установка может быть использована как *тепловой насос* для отопления. При этом электроэнергия используется для того, чтобы привести в действие холодильную установку, в которой нагревателем является отапливаемое помещение, а холодильной камерой — наружная атмосфера. При этом отапливаемое помещение получает большее количество теплоты, чем его выделяется при непосредственном преобразовании электрической энергии во внутреннюю энергию нагревателей типа электропечей, электроплиток и т. п.

ГЛАВА 5

ВЗАИМНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

1. Испарение жидкостей

1°. *Парообразованием* называется процесс перехода вещества из жидкого состояния в газообразное. Парообразование, происходящее при любой температуре со свободной поверхности жидкости, называется *испарением*. Совокупность молекул, вылетевших из жидкости при парообразовании, называется *паром* данной жидкости. Образование пара происходит не только у жидкостей, но и у твердых тел (II.7.4.8°).

Из поверхностного слоя жидкости вылетают молекулы, которые обладают наибольшей скоростью и кинетической энергией теплового, хаотического движения, поэтому в результате испарения жидкость охлаждается.

Мерой процесса парообразования является *скорость парообразования* — количество жидкости, переходящей в пар за единицу времени с единицы площади поверхности жидкости.

2°. Охлаждение при испарении жидкостей имеет большое практическое значение. Например, при перевозке скоропортящихся продуктов для охлаждения вагонов в специальных устройствах испаряют жидкий аммиак или жидкую двуокись углерода. Испарение жидкого аммиака в змеевиках холодильных установок используется для получения льда. Змеевики проходят через раствор соли и охлаждают его ниже 0 °C. В растворе соли помещаются формы из листовой стали, наполненные водой. Куски льда образуются в этих формах, омываемых охлажденным раствором.

2. Насыщающий (насыщенный пар)

1°. Если процесс парообразования (II.5.1.1°) происходит в закрытом сосуде, то по истечении некоторого времени количество жидкости перестает убывать, хотя молекулы жидкости, способные покинуть ее поверхность, продолжают переходить в пар. В этом случае, наряду с процессом парообразования, происходит компенсирующий его обратный процесс *конденсации* — превращения пара в жидкость. *Скорость конденсации* определяется числом молекул, переходящих из пара в жидкость через единицу площади поверхности жидкости в единицу времени.

2°. Через некоторое время в закрытом сосуде с находящейся в нем жидкостью наступает *динамическое (подвижное) равновесие* между процессами парообразования и конденсации: скорость парообразования становится равной скорости конденсации. С этого момента перестают меняться количества жидкости и находящегося над ней пара.

3°. Пар, находящийся в состоянии динамического равновесия со своей жидкостью, называется *насыщающим* (*насыщенным*) *паром*. Давление насыщающего (насыщенного) пара $p_н$ зависит только от его химического состава и температуры и не зависит от величины свободного от жидкости объема сосуда, в котором находится пар.

Независимость $p_н$ от объема объясняется тем, что при уменьшении объема насыщенного пара все бо́льшая часть пара переходит в жидкость. Но это не нарушает динамического равновесия между паром и жидкостью вплоть до момента окончания конденсации пара.

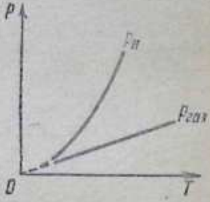


Рис. II.5.1.

4°. Давление насыщающего (насыщенного) пара быстро возрастает с увеличением его температуры. На рис. II.5.1 приведены графики зависимости $p(T)$ для насыщенного пара и $p(T)$ для идеального газа при постоянном объеме.

3. Кипение

1°. *Кипением* называется процесс интенсивного парообразования не только со свободной поверхности, но и по всему объему жидкости внутрь образующихся при этом пузырьков пара. Давление p внутри пузырька определяется формулой

$$p = p_0 + \rho g h + \frac{2\sigma}{R},$$

где p_0 — внешнее давление, $\rho g h$ — гидростатическое давление (I.6.2.2°) вышележащих слоев жидкости, $2\sigma/R$ — дополнительное давление, связанное с кривизной поверхности пузырька (II.6.2.4°), R — радиус пузырька жидкости, h — расстояние от его центра до поверхности жидкости, ρ и σ — плотность и коэффициент поверхностного натяжения жидкости (II.6.1.3°).

2°. Кипение жидкости начинается при условии, что

$$p_н \geqslant p_0 + \rho g h + \frac{2\sigma}{R},$$

где $p_н$ — давление насыщенного пара (II.5.2.3°) внутри пузырька. При малых R давление $p_н$ достаточно велико, и кипение происходит при сравнительно высоких температурах. Если в жидкости имеются *центры парообразования* (пылинки, пузырьки растворенных газов и т. п.), то обычно $2\sigma/R \ll p_0$, и кипение начинается при меньших температурах. Если $\rho g h \ll p_0$, то условие кипения принимает вид

$$p_н \geqslant p_0.$$

3°. *Температурой* (*точкой*) *кипения* называется температура жидкости, при которой давление ее насыщенного пара равно или превышает внешнее давление. Температура кипения повышается с ростом внешнего давления и понижается при его уменьшении. Это вытекает из условия кипения. При увеличении p_0 возрастает $p_н$, необходимое для возникновения кипения, а это возможно лишь при более высокой температуре (II.5.2.3°). Различие точек кипения разных жидкостей связано с тем, что у разных жидкостей неодинаково $p_н$ при одной и той же температуре. Чем выше давление насыщенного пара, тем выше точка кипения.

Пузырьки газа, имеющиеся внутри жидкости, заполнены ее насыщенным паром. При повышении температуры жидкости давление пара в пузырьке возрастает и его объем увеличивается. Выталкивающая архимедова сила (I.6.2.3°), действующая на пузырек, возрастает с ростом его объема. Под действием этой силы пузырек всплывает и, при выполнении условия кипения (п. 2°), лопается, выбрасывая пар. Очевидно, что при возрастании $p_н$ весь этот процесс облегчается и соответствующая жидкость кипит при более низкой температуре.

4°. Если в жидкости нет пузырьков, необходимых для процесса кипения, то можно перегреть жидкость до температуры более высокой, чем точка кипения при данном давлении. Возникающее при этом неустойчивое (метастабильное) состояние характерно для *перегретой жидкости.* Перегретую жидкость можно получить, если уменьшить внешнее давление на жидкость настолько, чтобы оно стало меньше давления насыщенного пара при данной температуре и было бы нарушено условие кипения (п. 2°). Нарушение метастабильного состояния перегретой жидкости вызывает ее бурное кипение.

5°. В процессе кипения температура жидкости остается постоянной, если не изменяется внешнее давление p_0 (п. 1°). Количество теплоты, которое извне подводится к жидкости, расходуется на парообразование (II.5.1.1°) и работу внешних сил. Количество теплоты $r_к$, необходимое для превращения в пар единицы массы жидкости, нагретой до температуры кипения, называется *удельной теплотой парообразования*. Из закона сохранения энергии следует, что при обратном процессе — конденсации пара в жидкость — выделяется количество теплоты, равное $r_к$.

6°. Если кипение данной жидкости происходит при более высокой (или низкой) температуре, то величина $r_к$ уменьшается (или увеличивается). Это связано с зависимостью давления насыщенного пара от температуры (рис. II.5.1) и условием кипения (п. 2°). Повышение или понижение температуры кипения за счет увеличения или уменьшения внешнего давления приводит к уменьшению или увеличению того количества теплоты, которое необходимо сообщить единице массы жидкости для превращения ее в пар в условиях кипения.

4. Изотерма пара

1°. Пар называется *ненасыщающим* (*ненасыщенным*), если его давление меньше давления $p_н$ насыщенного пара при данной температуре. Давление ненасыщенного пара зависит от его объема: при уменьшении объема давление увеличивается, а при увеличении объема — уменьшается.

2°. *Изотермой пара* называется кривая зависимости давления p пара от его удельного объема v при постоянной температуре. Общий вид изотермы пара изображен на рис. II.5.2. Участок $0 \to 1$ соответствует ненасыщенному пару, участок $1 \to 2$ — насыщенному пару и участок $2 \to 3$ — жидкости. Уменьшая объем ненасыщенного пара, можно привести его в состояние насыщения (точка 1). При дальнейшем уменьшении объема (участок

$1 \to 2$) давление насыщенного пара не изменяется; часть его переходит в жидкость, и в точке 2 весь пар полностью конденсируется. Уменьшение объема жидкости на участке $2 \to 3$ требует значительного увеличения давления в связи с малой сжимаемостью жидкостей.

3°. Переход ненасыщенного пара в состояние насыщения может быть осуществлен не только его изотермическим сжатием, но и снижением температуры. Ненасыщенный пар, переходя при этом в состояние насыщенного, частично обращается в жидкость. Этим объясняется

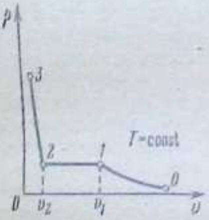


Рис. II.5.2.

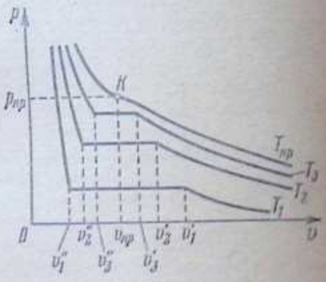


Рис. II.5.3.

запотевание холодных предметов, внесенных в теплую комнату, образование тумана, росы и т. д.

Изотерма $3 \to 2 \to 1 \to 0$ может рассматриваться как кривая непрерывного перехода жидкости в состояние ненасыщенного пара. Перевод пара из насыщенного в ненасыщенное состояние может осуществляться не только изотермическим расширением, но и повышением температуры. Ненасыщенный пар, получаемый путем перегрева насыщенного (насыщающего) пара, называется *перегретым паром*.

При медленном изотермическом сжатии в отсутствие пылинок, ионов и других центров конденсации можно получить *пересыщенный пар*, давление которого превышает давление насыщенного пара при данной температуре.

4°. Изотермы, построенные при различных, все более высоких температурах T_1, T_2, T_3 ($T_3 > T_2 > T_1$)

(рис. II.5.3), показывают, что состояние насыщенного пара получается при все более малых удельных объемах пара: $v_3' < v_2' < v_1'$. Это объясняется тем, что с ростом температуры быстро возрастает давление насыщенного пара и для того, чтобы давление ненасыщенного пара сравнялось с ним, нужно объем пара уменьшить. Полная конденсация пара с ростом температуры происходит при бо́льших объемах: $v_3'' > v_2'' > v_1''$. Причиной этого является тепловое расширение жидкостей (II.7.3.3°), которые при более высокой температуре занимают больший объем.

5. Критическое состояние вещества. Сжижение газов

1°. Из рис. II.5.3 видно, что при повышении температуры участок насыщенного пара (горизонтальный участок изотермы) уменьшается, при некоторой температуре $T_{кр}$ насыщенного пара не образуется. Температура $T_{кр}$, при которой разность удельных объемов насыщенного пара и жидкости становится равной нулю, называется *критической температурой*. Горизонтальный участок изотермы при этом обращается в точку перегиба K (*критическая точка*). Это происходит при определенном давлении $p_{кр}$ и удельном объеме $v_{кр}$, называемых вместе с $T_{кр}$ *критическими параметрами*. Состояние вещества, характеризуемое критическими параметрами $p_{кр}$, $v_{кр}$, $T_{кр}$, называется *критическим состоянием*.

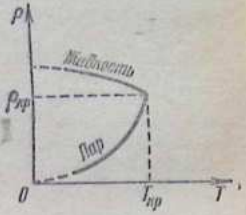


Рис. II.5.4.

2°. С ростом температуры плотность насыщенного пара и его давление быстро возрастают (II.5.2.4°). Плотность жидкости, находящейся в динамическом равновесии со своим паром, убывает при повышении температуры за счет теплового расширения жидкости (II.7.3.3°). Графики зависимости от температуры плотностей насыщенного пара и жидкости пересекаются в критической точке с температурой $T_{кр}$ (рис. II.5.4). В критической точке плотность жидкости равна плотности насыщенного пара, находящегося в равновесии с жидкостью.

3°. При $T \to T_{кр}$ стирается различие между жидким и газообразным состояниями вещества. При $T = T_{кр}$ обращается в нуль удельная теплота парообразования (II.5.3.5°) и коэффициент поверхностного натяжения жидкости (II.6.1.3°).

4°. При температурах $T > T_{кр}$ даже при очень больших давлениях невозможно превращение газа в жидкость. При сверхкритических температурах возможно только парообразное состояние вещества.

5°. *Сжижение газов* — превращение их в жидкое состояние — возможно лишь при температурах ниже критической. Для газов с критической температурой порядка комнатной и выше: NH_3 ($t_{кр} = 132\,°C$), CO_2 ($t_{кр} = 31{,}1\,°C$), Cl_2 ($t_{кр} = 144\,°C$) и др. — снижение температуры ниже $T_{кр}$ и последующее изотермическое сжатие не представляют особых трудностей.

6°. Для сжижения газов с низкой критической температурой: O_2 ($t_{кр} = -118\,°C$), N_2 ($t_{кр} = -147{,}1\,°C$), H_2 ($-239{,}9\,°C$) и особенно He ($t_{кр} = -267{,}9\,°C$) — необходимо глубокое охлаждение. В основе одного из методов, осуществляемых в холодильных машинах — детандерах, лежит охлаждение газов при совершении ими полезной работы. Газ адиабатически расширяется, и это сопровождается охлаждением газа (II.4.5.4°).

6. Влажность воздуха

1°. *Абсолютной влажностью воздуха* f называется масса водяных паров, содержащихся в 1 м³ воздуха при данных условиях. Значение f оценивается по плотности водяного пара в воздухе. Обычно ее выражают не в СИ, а в г/м³:

$$f = \rho_{пар}\ (\text{г/м}^3).$$

В метеорологии абсолютная влажность оценивается по давлению водяного пара, выраженному в миллиметрах ртутного столба: $f = p$ (мм рт. ст.) При комнатных температурах ($T \approx 300$ К) p(мм рт. ст.) $\approx \rho$ (г/м³).

2°. *Относительной влажностью воздуха* r называется отношение абсолютной влажности к тому количеству водяного пара, которое необходимо для насыщения 1 м³ воздуха при данной температуре. Из предыдущего (п. 1°) следует, что относительную влажность можно определять как отношение давления водяного пара, содержащегося в воздухе, к давлению насыщенного водяного пара при данной температуре:

$$r = p/p_н.$$

Обычно $r < 1$ и ее выражают в процентах.

3°. *Точкой росы* называется температура, при которой водяные пары, не насыщавшие ранее воздух, становятся насыщающими. Зная температуру воздуха и определив точку росы, рассчитывают влажность воздуха. При этом используется таблица давления насыщенного водяного пара при различных температурах.

Задача. Температура воздуха в комнате 20 °C, относительная влажность воздуха 60%. При какой температуре воздуха за окном начнут запотевать оконные стекла?

Дано: $t_1 = 20\ °C$, $r = 60\%$.

Найти: t_2.

Решение: Относительная влажность $r = p/p_н$, где p — давление водяных паров, находящихся в воздухе, $p_н$ — давление водяных паров, насыщающих пространство при данной температуре.

При 20 °C давление насыщающего пара $p_н = 17{,}5$ мм рт. ст. (по таблице). Давление $p = p_н r$, или $p = 17{,}5 \cdot 0{,}6 = 10{,}5$ мм рт. ст.

Конденсация паров начнется при той температуре воздуха, для которой давление p будет соответствовать давлению пара, насыщающего пространство. Из таблицы находим, что давлению $p = 10{,}5$ мм рт. ст. соответствует $t_2 = 12\ °C$.

ГЛАВА 6
СВОЙСТВА ЖИДКОСТЕЙ *)

1. Энергия поверхностного слоя и поверхностное натяжение жидкостей

1°. На поверхности жидкости, вблизи границы, разделяющей жидкость и ее пар, молекулы испытывают межмолекулярное взаимодействие не такое, как молекулы, находящиеся внутри объема жидкости.

*) Сведения о строении и тепловом движении в жидкостях см. II.1.6.7°, 8°, о тепловом расширении жидкостей — II.7.3.3°.

Молекула *1*, окруженная со всех сторон другими молекулами той же жидкости, испытывает в среднем одинаковые силы притяжения (II.1.4.3°) ко всем своим соседям. Эти силы в среднем взаимно компенсируют друг друга, и их равнодействующая равна нулю (рис. II.6.1). Молекула *2* испытывает меньшее притяжение вверх со стороны молекул пара и большее притяжение вниз со стороны молекул жидкости. На рис. II.6.1 силы притяжения молекулы *2* к молекулам пара показаны пунктиром. В результате на молекулы, расположенные в поверхностном слое, действует направленная вниз равнодействующая R сил, которую принято относить к единице площади поверхностного слоя.

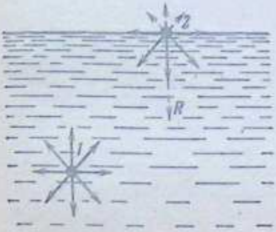


Рис. II.6.1.

2°. Для перенесения молекул из глубины объема жидкости в ее поверхностный слой необходимо совершить работу на преодоление силы R (п. 1°). Эта работа идет на увеличение *поверхностной энергии*. Так называется избыточная потенциальная энергия, которой обладают молекулы в поверхностном слое по сравнению с их потенциальной энергией внутри остального объема жидкости.

Для того чтобы изотермически увеличить поверхностный слой жидкости за счет молекул, находящихся в ее объеме, необходимо совершить работу A, равную

$$A = (\Pi_S - \Pi_V) N,$$

где Π_S — потенциальная энергия одной молекулы в поверхностном слое, Π_V — потенциальная энергия молекулы в объеме жидкости, N — число молекул в поверхностном слое жидкости.

3°. *Коэффициентом поверхностного натяжения* жидкости называется работа, необходимая для изотермического увеличения площади поверхности жидкости на одну единицу:

$$\sigma = \frac{\Delta A}{\Delta S} = (\Pi_S - \Pi_V)\frac{N}{S} = (\Pi_S - \Pi_V)\, n,$$

где n — число молекул на единице площади поверхности жидкости.

Если поверхность жидкости ограничена периметром смачивания (II. 6.2.1°), то коэффициент поверхностного натяжения численно равен силе, действующей на единицу длины периметра смачивания и направленной перпендикулярно к этому периметру:

$$\sigma = \frac{F}{l},$$

где l — длина периметра смачивания, F — сила поверхностного натяжения, действующая на длине l периметра смачивания. Сила поверхностного натяжения лежит в плоскости, касательной к поверхности жидкости.

4°. Сокращение площади поверхности жидкости уменьшает ее поверхностную энергию. Условием устойчивого равновесия жидкости, как и любого тела, является минимум потенциальной поверхностной энергии (I. 4.3.4°). Это значит, что в отсутствие внешних сил жидкость должна иметь при заданном объеме наименьшую площадь поверхности и принимает форму шара.

5°. С повышением температуры жидкости и приближением ее к критической, при $T \to T_{кр}$ (II. 5.5.3°), коэффициент поверхностного натяжения $\sigma \to 0$. Вдали от $T_{кр}$ коэффициент σ линейно убывает при возрастании температуры. Для уменьшения поверхностного натяжения жидкости к ней добавляются специальные примеси, которые располагаются на поверхности и уменьшают поверхностную энергию (*поверхностно-активные вещества*): мыло, жирные кислоты и т. п.

2. Смачивание. Капиллярные явления *)

1°. На границе соприкосновения твердых тел с жидкостями наблюдаются явления *смачивания*, состоящие

*) Явления рассматриваются для простейшего случая, когда можно пренебречь силами взаимодействия между молекулами жидкости и газа, находящегося над жидкостью.

в искривлении свободной поверхности жидкости около твердой стенки сосуда. Поверхность жидкости, искривленная на границе с твердым телом, называется *мениском*. Линия, по которой мениск пересекается с твердым телом, называется *периметром смачивания*.

2°. Явление смачивания характеризуется *краевым углом* θ между поверхностью твердого тела и мениском в точках их пересечения, т. е. в точках периметра смачивания. Жидкость называется *смачивающей* твердое тело, если краевой угол острый: $0 \leqslant \theta < \pi/2$ (рис. II. 6.2, *а*).

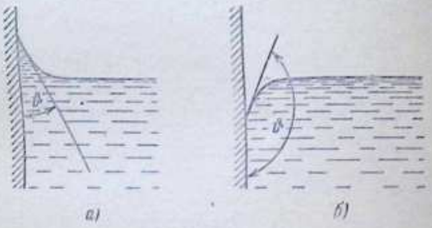


Рис. II. 6.2.

Например, вода смачивает чистое стекло, ртуть смачивает цинк. Для жидкостей, *не смачивающих* твердое тело, краевой угол тупой: $\pi/2 < \theta < \pi$ (рис. II. 6.2, *б*). Например, вода не смачивает парафин, ртуть не смачивает чугун. Если $\theta = 0$, *смачивание* считается *идеальным*; $\theta = \pi$ соответствует *идеальному несмачиванию*. При $\theta = 0$ и $\theta = \pi$ наблюдается сферическая форма мениска, вогнутая или выпуклая. При $\theta = \pi/2$ жидкость имеет плоскую свободную поверхность. Этот случай называется *отсутствием смачивания и несмачивания*.

3°. Различие краевых углов в явлениях смачивания и несмачивания объясняется соотношением сил притяжения между молекулами твердых тел и жидкостей и сил межмолекулярного притяжения в жидкостях (II. 1.4.1°, II. 6.1.1°). Если силы притяжения между молекулами твердого тела и жидкости больше, чем силы притяжения молекул жидкости друг к другу, то жидкость будет смачивающей. Если молекулярное притяжение в жидкости превышает силы притяжения молекул жидкости к молекулам твердого тела, то жидкость не смачивает твердое тело.

4°. Искривление поверхности жидкости создает *дополнительное* (*избыточное*) *давление* на жидкость по сравнению с давлением под плоской поверхностью. Для сферической поверхности жидкости, при краевом угле ϑ, равном 0 или π, дополнительное давление $p_{М}$ равно

$$p_{М} = \frac{2\sigma}{R},$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения, R — радиус сферической поверхности; $p_{М} > 0$, если мениск выпуклый; $p_{М} < 0$, если мениск вогнутый (рис. II.6.3).

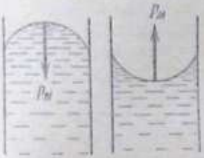


Рис. II.6.3.

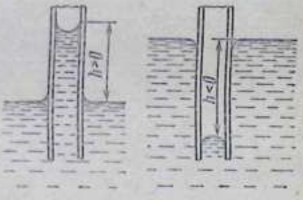


Рис. II.6.4.

При выпуклом мениске $p_{М}$ увеличивает то давление, которое существует под плоской поверхностью жидкости (например, атмосферное давление на свободную поверхность жидкости). При вогнутом мениске давление под плоской поверхностью уменьшается на величину $p_{М}$. Дополнительное давление внутри сферического пузыря радиуса R вызывается избыточным давлением на обеих поверхностях пузыря и равно $p_{М} = 4\sigma/R$.

5°. Узкие цилиндрические трубки с диаметром около миллиметра и менее называются *капиллярами*. Уровень идеально смачивающей (несмачивающей) жидкости в капилляре радиуса r выше (ниже), чем в сообщающемся с ним широком сосуде, на высоту h, равную (рис. II.6.4)

$$h=\frac{2\sigma}{\rho g r},$$

где ρ — плотность жидкости, g — ускорение силы тяжести. Изменения высоты уровня в капиллярах называются *капиллярными явлениями*. Они связаны с тем, что для равновесия смачивающей жидкости в капилляре избыточное давление $p_М$ должно быть равно гидростатическому давлению $\rho g h$ (I.6.2.2°). Снижение уровня несмачивающей жидкости в капилляре объясняется тем, что дополнительное давление $p_М$ вытесняет жидкость из капилляра до тех пор, пока не установится равновесие такое же, как для смачивающей жидкости, $\rho g h = 2\sigma/r$.

6°. Капиллярными явлениями объясняется свойство ряда тел (вата, ткани, почвы, бетон) впитывать влагу (*гигроскопичность тел*). Для сохранения подпочвенной влаги в почве капилляры в ней разрушают при вспашке и бороновании. Иначе влага в почве поднимается по капиллярам на поверхность и испаряется. Для того чтобы влага не проникала в жилое помещение по капиллярам, между фундаментом здания и стенами прокладывают слои толя, смолы и других веществ, препятствующих явлению капиллярности. Поднятие воды по капиллярным волокнам в растениях обеспечивает их развитие.

Задача 1. Под каким давлением находится воздух внутри мыльного пузырька диаметром 4 мм и чему равно добавочное давление? Атмосферное давление 752 мм рт. ст.

Дано: $p_0 = 752$ мм рт. ст., $d = 4$ мм $= 4\cdot10^{-3}$ м, $\sigma = 40\cdot10^{-3}$ Н/м, 133 Н/м^2 = 1 мм рт. ст.

Найти: p, $p_М$.

Решение: Воздух в пузырьке находится под давлением $p = p_0 + p_М$, где $p_М$ — давление, которое оказывают на воздух две сферические поверхности пленки пузырька. Пленка имеет очень малую толщину. Поэтому диаметры обеих поверхностей практически одинаковы. Добавочное давление равно

$$p_М = 2\,\frac{2\sigma}{R},$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения, R — радиус кривизны поверхности, $R = d/2$. Следовательно, давление воздуха в пузырьке

$$p = p_0 + 2\frac{4\sigma}{d},$$

$$p = 752 \cdot 133 + \frac{8 \cdot 40 \cdot 10^{-3}}{4 \cdot 10^{-3}} = 100\,016 + 80 = 100\,096 \text{ Н/м}^2.$$

Добавочное давление $p_М = 80$ Н/м², или $p_М = 0{,}6$ мм рт. ст.

Задача 2. Мыльная вода вытекает из капилляра по каплям. В момент отрыва капли диаметр ее шейки равен 1 мм. Масса капли 0,0129 г. Определить коэффициент поверхностного натяжения мыльной воды.

Дано: $m = 0{,}0129$ г $= 1{,}29 \cdot 10^{-5}$ кг, $d = 1$ мм $= 10^{-3}$ м.

Найти: σ.

Решение: Капля отрывается от капилляра при условии $P > F$, где P — сила тяжести, $P = mg$, F — сила поверхностного натяжения.

Условие равновесия: $F = P$, $\sigma l = mg$, где l — периметр шейки капли, $l = \pi d$. Отсюда

$$\sigma = \frac{mg}{\pi d}, \quad \sigma = \frac{1{,}29 \cdot 10^{-5} \cdot 9{,}81}{3{,}14 \cdot 10^{-3}} = 4{,}05 \cdot 10^{-2} \text{ Н/м}.$$

Задача 3. Найти разность уровней жидкости в двух капиллярных трубках, опущенных в жидкость. Плотность жидкости 0,8 г/см³. Внутренние диаметры капилляров 0,04 см и 0,1 см. Коэффициент поверхностного натяжения жидкости $22 \cdot 10^{-3}$ Н/м.

Дано: $d_1 = 0{,}04$ см $= 0{,}4 \cdot 10^{-3}$ м, $d_2 = 0{,}1$ см $= 10^{-3}$ м, $\rho = 0{,}8$ г/см³ $= 8 \cdot 10^2$ кг/м³, $\sigma = 22 \cdot 10^{-3}$ Н/м.

Найти: Δh.

Решение: Высота поднятия уровня жидкости в капилляре

$$h = \frac{2\sigma}{\rho g r},$$

где r — радиус капилляра, ρ — плотность жидкости, $r = d/2$. Тогда

$$h = \frac{2 \cdot 2\sigma}{\rho g d} \quad \text{и} \quad \Delta h = h_1 - h_2 = \frac{4\sigma}{\rho g}\left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}\right),$$

$$\Delta h = \frac{4 \cdot 22 \cdot 10^{-3}}{8 \cdot 10^2 \cdot 9{,}8}\left(\frac{1}{0{,}4 \cdot 10^{-3}} - \frac{1}{10^{-3}}\right) = 16{,}8 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

ГЛАВА 7

ТВЕРДЫЕ ТЕЛА И ИХ ПРЕВРАЩЕНИЕ В ЖИДКОСТИ *)

1. Типы кристаллических твердых тел

1°. Кристаллические твердые тела обладают анизотропией — зависимостью физических свойств от направления внутри кристалла. Так, тепловое расширение кристаллов (II.7.3.1°), механическая прочность (II.7.2.9°), оптические свойства (скорость распространения света, показатель преломления (V.1.2.1°)) зависят от направления внутри кристалла.

2°. Различаются следующие четыре типа кристаллических решеток:

а) *Ионные кристаллы* — большинство неорганических соединений, например соли ($NaCl$ и др.), окиси металлов и т. д. В узлах кристаллических решеток ионных кристаллов размещаются правильно чередующиеся положительные и отрицательные ионы (см. рис. II.1.4, *а*), между которыми действуют главным образом силы электростатического взаимодействия, осуществляющие ионную (гетерополярную) связь (VI.3.2.1°). В процессе кристаллизации (II.7.4.6°) одни атомы (например, Na) теряют электроны, которые присоединяются к другим атомам (например, Cl), и возникают два противоположно заряженных иона.

б) *Атомные* (*валентные*) *кристаллы* — кристаллические решетки полупроводников (Te, Ge) и др. (III.3.11.1°), многие органические твердые тела. Типичными примерами таких кристаллов являются разновидности углерода — алмаз и графит (см. рис. II.1.4, *б*). В узлах кристаллических решеток атомных кристаллов находятся электрически нейтральные атомы, чаще всего одинаковые, между которыми осуществляется особая ковалентная (гомеополярная) связь (VI.3.3.1°), имеющая квантовомеханическое происхождение.

в) *Молекулярные кристаллы* — Br_2, I_2, CH_4, нафталин, парафин, многие твердые органические соединения. В узлах кристаллических решеток таких кристаллов на-

*) Сведения о строении кристаллических твердых тел и тепловом движении в кристаллах см. II.1.6.3°—6°.

ходятся молекулы, сохранившие свою индивидуальность. Между этими молекулами действуют силы притяжения, характерные для взаимодействия молекул (II. 1.4.3°). Относительно малая устойчивость молекулярных кристаллов, низкие температуры плавления объясняются тем, что силы притяжения между их молекулами меньше, чем у кристаллов других типов.

г) *Металлические кристаллы* (*металлы*). При кристаллизации (II. 7.4.6°) металлов происходит отщепление от атомов внешних (валентных) электронов (VI. 2.9.2°) и образуются положительные ионы. Положительные ионы располагаются в узлах кристаллической решетки. Внешние (валентные) электроны становятся *коллективизированными* (*обобществленными*) — они принадлежат всему кристаллу в целом, образуя *электронный газ в металлах*.

Металлическая связь в кристаллической решетке металлов обеспечивается притяжением между положительно заряженными ионами, находящимися в узлах кристаллической решетки, и отрицательно заряженным электронным газом. Коллективизированные электроны металлов как бы «стягивают» положительные ионы, уравновешивая отталкивание между ними. При расстояниях между ионами, равных периоду кристаллической решетки (II. 1.6.5°), возникает устойчивая конфигурация ионов, соответствующая условию равенства сил, стягивающих ионы, и сил их взаимного отталкивания. Наличием электронного газа объясняется хорошая электропроводность и теплопроводность металлов.

2. Упругие свойства твердых тел

1°. *Деформацией* твердого тела называется изменение его размеров и объема, которое сопровождается обычно изменением формы тела *). Деформации происходят при нагревании (охлаждении) твердых тел или под действием внешних сил. При деформациях частицы, расположенные в узлах кристаллической решетки, смещаются из своих равновесных положений. Этому смещению препятствуют силы взаимодействия между частицами твердого

*) Исключение составляет всестороннее растяжение (сжатие), при котором форма тела сохраняется неизменной.

тела. В деформированном твердом теле возникают внутренние упругие силы.

2°. *Упругостью* называется свойство тел восстанавливать свои размеры, форму и объем после прекращения действия внешних сил, вызывающих деформацию.

Силой упругости $\mathbf{F}_{упр}$ (*упругой силой*) называется сила, возникающая при деформации тела и направленная в сторону, противоположную направлению смещения частиц тела при деформации (о силе упругости см. также I.2.9.1°).

3°. Деформации, которые исчезают после того, как действие внешних сил прекращается, называются *упругими*. При этом частицы твердого тела, сместившиеся в процессе деформации (п. 1°), возвращаются в свои исходные положения равновесия и восстанавливаются первоначальные размеры и объем тела. Так, упруго деформированная пружина после снятия нагрузки восстанавливает свою первоначальную длину, объем и форму. Упругая деформация прекращается при условии $F_{упр} = F$, где F и $F_{упр}$ — модули внешней силы, вызывающей деформацию, и силы упругости.

Неупругие деформации твердого тела не исчезают после прекращения действия вызвавших их сил и приводят к необратимым изменениям в кристаллической решетке твердого тела. Такие деформации называются *пластическими*. Пластические деформации характеризуются возникновением *остаточных деформаций*, которые сохраняются в теле после прекращения действия сил.

4°. Мерой деформации считается *относительная деформация* $\frac{\Delta x}{x}$, равная отношению абсолютной деформации Δx к первоначальному значению величины x, характеризующей размеры или форму тела. Так, относительное удлинение тела есть отношение удлинения тела Δl к его первоначальной длине l, т. е. $\frac{\Delta l}{l}$ (п. 7°).

5°. *Механическим напряжением* σ называется физическая величина, численно равная упругой силе, приходящейся на единицу площади сечения тела:

$$\sigma = \frac{\Delta F_{упр}}{\Delta S},$$

где $F_{упр}$ — сила упругости, S — площадь сечения тела. Если напряжение постоянно по всей площади сечения, то $\sigma = \frac{F_{упр}}{S}$.

Напряжение называется *нормальным*, если сила $\Delta F_{упр}$ перпендикулярна к площади сечения ΔS, и *касательным*, если $\Delta F_{упр}$ направлена по касательной к площади ΔS.

6°. *Закон Гука* (см. также I.2.9.4°): относительная деформация прямо пропорциональна напряжению:

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{\sigma}{K},$$

где K — *модуль упругости*. При $\Delta x = x$, т. е. при относительной деформации, равной единице, модуль упругости численно равен напряжению: $K = \sigma$. Закон Гука справедлив для упругих деформаций (п. 3°) вплоть до определенных значений этих деформаций. Напряжение, при котором нарушается закон Гука, называется *пределом пропорциональности*.

7°. Простейшим типом деформации является одностороннее растяжение (сжатие). При *одностороннем растяжении* (*сжатии*) под действием растягивающей (сжимающей) силы возрастает (убывает) длина тела. Мерой деформации является относительное удлинение (сжатие) $\frac{\Delta l}{l}$. Модуль упругости K называется при этом *модулем Юнга* $K = E$. Модуль Юнга численно равен напряжению, при котором происходит увеличение (уменьшение) длины тела в два раза $E = \sigma$ при $\Delta l = l$.

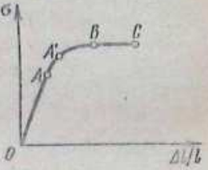


Рис. II.7.1.

8°. График зависимости $\sigma = f\left(\frac{\Delta l}{l}\right)$ при одностороннем растяжении называется *диаграммой растяжения* (рис. II.7.1). В области OA справедлив закон Гука. Точка A соответствует пределу пропорциональности (п. 6°). *Пределом упругости* называется наибольшее напряжение, при котором еще не возникают остаточные деформации (п. 3°). Пределу упругости соответствует точка A' на рис. II.7.1. Области $A'B$ диаграммы растяжения соответствуют остаточные деформации. Горизонтальный участок BC диаграммы определяет *текучесть* — такое состояние деформированного тела, при котором удлинение возрастает без увеличения напряжения. Точке B соответствует *предел текучести*.

9°. *Прочностью* материала называется его свойство выдерживать действия внешних сил без разрушения. *Пределом прочности* называется механическое напряжение, которому соответствует наибольшая выдерживаемая телом нагрузка перед разрушением его кристаллической структуры.

Запасом прочности (*коэффициентом безопасности*) называется число, показывающее, во сколько раз предел прочности больше допускаемого напряжения. Пределы прочности зависят от свойств материалов. Запас прочности зависит от характера нагрузки, условий использования материала и многих других факторов.

Задача. Проволока длиною 3,0 м и диаметром 0,8 мм висит вертикально. К свободному концу проволоки подвесили груз массою 5 кг. Длина проволоки увеличилась на 0,6 мм. Определить напряжение, относительное удлинение и модуль упругости.

Дано: $l = 3{,}0$ м, $d = 0{,}8$ мм, $m = 5{,}0$ кг, $\Delta l = 0{,}6$ мм.
Найти: σ, $\Delta l/l$, K.

Решение: Напряжение $\sigma = F/S$. Упругая сила по модулю равна силе тяжести $F = mg$; площадь S сечения проволоки $S = \pi d^2/4$. Следовательно,

$$\sigma = \frac{4mg}{\pi d^2} = \frac{5{,}0 \cdot 9{,}8 \cdot 4}{3{,}14 \cdot (0{,}8 \cdot 10^{-3})^2} = 32{,}0 \cdot 10^6\ \text{Н/м}^2 = 32\ \text{МПа}.$$

Относительное удлинение

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{0{,}6 \cdot 10^{-3}}{3{,}0} = 2{,}0 \cdot 10^{-4}.$$

По закону Гука модуль упругости

$$K = \frac{l}{\Delta l} \cdot \sigma, \quad K = \frac{3{,}0 \cdot 32 \cdot 10^6}{0{,}6 \cdot 10^{-3}} = 16{,}0 \cdot 10^{10}\ \text{Н/м}^2 = 160\ \text{ГПа}.$$

3. Тепловое расширение твердых тел и жидкостей

1°. *Тепловым расширением* называется увеличение линейных размеров и объемов тел, происходящее при повышении их температуры. *Линейное тепловое расширение* характерно для твердых тел. *Объемное тепловое расширение* происходит как в твердых телах, так и в жидкостях при их нагревании.

2°. Линейное тепловое расширение характеризуется *коэффициентом линейного расширения* (*средним коэффициентом линейного расширения*) α в данном интервале температур. Если l_0 — начальная длина тела при температуре t_0, а $\Delta l = l - l_0$ — увеличение длины тела при нагревании его на $\Delta t = t - t_0$ градусов, то α характеризует *относительное удлинение* $\frac{\Delta l}{l_0}$ тела, которое происходит при его нагревании на один градус:

$$\alpha = \frac{1}{\Delta t}\frac{\Delta l}{l_0}.$$

Длина l тела при температуре t определяется формулой $l = l_0(1 + \alpha\cdot\Delta t)$. Для большинства твердых тел $\alpha \approx$ $\approx (10^{-5} \div 10^{-6})$ град$^{-1}$ и можно считать, что α практически не зависит от температуры.

3°. Объемное расширение твердых тел и жидкостей характеризуется *коэффициентом объемного расширения* (*средним коэффициентом объемного расширения*) β в данном интервале температур. Так называется *относительное увеличение объема* $\frac{\Delta V}{V_0}$, происходящее при нагревании тела на один градус:

$$\beta = \frac{1}{\Delta t}\frac{\Delta V}{V_0},$$

где V_0 — первоначальный объем тела при температуре t_0, $\Delta V = V - V_0$ — увеличение объема тела при его нагревании на $\Delta t = t - t_0$ градусов. Объем тела V при температуре t определяется формулой $V = V_0(1 + \beta\cdot\Delta t)$. Связь коэффициентов линейного и объемного расширения

$$\beta \approx 3\alpha$$

справедлива при условиях, когда можно пренебречь членами $3\alpha^2\cdot\Delta t$ и $3\alpha\cdot\Delta t^2$ в выражении $(1+\alpha\cdot\Delta t)^3$.

4°. Линейное тепловое расширение объясняется несимметричной формой кривой зависимости потенциальной энергии $\Pi(r)$ взаимодействия двух молекул от расстояния r между ними. Как известно (II. 1.5.3°), такой характер кривой $\Pi(r)$ связан с различной зависимостью от расстояния r сил притяжения и отталкивания между молекулами. Если при некоторой невысокой температуре T_1 молекула имеет полную энергию E_1, то она колеблется около положения равновесия r_0 между точками a и b, причем $ar_0 \approx br_0$ (рис. II.7.2). С повышением температуры возрастает полная энергия молекулы E_2, E_3 и т. д. и она колеблется между точками a' и b', a'' и b'' и т. д., причем $a'r_0 < r_0b'$, $a''r_0 < r_0b''$ и т. д. Неравенство усиливается при повышении температуры.

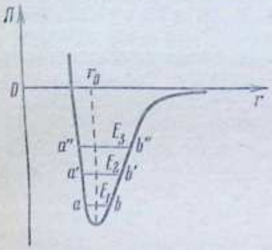


Рис. II.7.2.

Это связано с тем, что при нагревании точка a' (a'' и т. д.) на кривой $\Pi(r)$ смещается влево относительно точки a меньше, чем точка b' (b'' и т. д.) вправо относительно точки b. Это приводит к тому, что с нагреванием возрастает среднее расстояние между положениями равновесия частиц твердого тела, т. е. происходит тепловое расширение.

Задача. Какое количество теплоты израсходовано на нагревание медного шара от 0 °С, если объем его увеличился при этом на 10 см³?

Дано: $t_1 = 0\,°C$, $\Delta V = 10$ см³ $= 10^{-5}$ м³, из таблиц: $c = 3{,}80\cdot10^2$ Дж/кг·К, $\alpha = 1{,}7\cdot10^{-5}$ К$^{-1}$, $\rho_0 = 8{,}90\cdot10^3$ кг/м³.

Найти: Q.

Решение: Количество теплоты $Q = mc(t_2 - t_1)$, где t_2 — температура, до которой нагрет шар.

Из формулы объемного расширения $V = V_0(1 + \beta(t_2 - t_1))$, где β — коэффициент объемного расширения, V_0 — объем шара при 0 °C, следует, что

$$t_2 = \frac{V - V_0}{V_0 \cdot \beta}.$$

Учитывая, что $V - V_0 = \Delta V$ и $V_0 = m/\rho_0$, находим

$$t_2 = \frac{\Delta V \cdot \rho_0}{m \cdot \beta} \quad \text{и} \quad Q = m \cdot c\left(\frac{\Delta V \cdot \rho_0}{m\beta} - t_1\right).$$

И, наконец, $Q = c\frac{\Delta V \cdot \rho_0}{3\alpha}$, так как $\beta = 3\alpha$; где α — коэффициент линейного расширения и $t_1 = 0$ °C; т. е.

$$Q = \frac{3{,}80 \cdot 10^2 \cdot 10^{-5} \cdot 8{,}90 \cdot 10^3}{3 \cdot 1{,}70 \cdot 10^{-5}} = 6{,}65 \cdot 10^4 \text{ Дж}.$$

4. Плавление, кристаллизация и сублимация твердых тел

1°. *Плавлением* твердых тел называется их переход из твердого состояния в жидкое. За счет энергии, которая подводится к твердому телу при плавлении, амплитуды смещений частиц, колеблющихся в узлах кристаллической решетки, возрастают, становятся сравнимыми с периодом кристаллической решетки (II. 1.6.5°). В процессе плавления происходит разрушение кристаллической решетки твердого тела.

2°. Плавление происходит при определенной температуре, называемой *температурой* (*точкой*) *плавления* $T_{пл}$. У большинства твердых тел $T_{пл}$ возрастает с увеличением внешнего давления. Давление препятствует необходимому для начала плавления тела увеличению равновесных расстояний между частицами в кристаллической решетке и затрудняет процесс ее разрушения.

3°. Как правило, плавление твердых тел сопровождается увеличением (уменьшением) удельного объема (плотности) тел. Исключение составляют лед и висмут, у которых плавление сопровождается уменьшением удельного объема (увеличением плотности). У этих тел возрастание внешнего давления приводит к уменьшению температуры плавления.

4°. В процессе плавления твердого тела оно существует одновременно и в твердом, и в жидком состояниях. Температура тела не изменяется при плавлении и остается все время равной $T_{пл}$. Все количество теплоты, которое подводится к твердому телу, расходуется на разрушение кристаллической решетки и на работу против внешних сил. В результате плавления увеличивается внутренняя энергия тела (II.4.1.2°) и возрастает потенциальная энергия межмолекулярного взаимодействия (II.1.5.1°).

5°. Количество теплоты, необходимое для перехода единицы массы твердого тела в жидкое состояние при температуре плавления, называется *удельной теплотой плавления* λ.

6°. Переход вещества из жидкого в твердое кристаллическое состояние называется *кристаллизацией* (*затвердеванием*). Во время кристаллизации увеличивается среднее время оседлой жизни молекул жидкости (II.1.6.8°), упорядочивается их движение, которое постепенно превращается в тепловые колебания около некоторых средних положений — узлов кристаллической решетки. Для любой химически чистой жидкости этот процесс происходит при постоянной *температуре кристаллизации* $T_{крист}$, которая совпадает с температурой плавления $T_{пл}$ (п. 2°). Кристаллизация единицы массы жидкости сопровождается выделением некоторого количества теплоты — *удельной теплоты кристаллизации*, — равной удельной теплоте плавления.

7°. Кристаллизация жидкости начинается вблизи центров кристаллизации — примесей, пылинок, местных нарушений однородности жидкости. В этих местах происходит упорядочение в расположении частиц и образование кристаллической решетки. При отсутствии центров кристаллизации жидкость может быть охлаждена до температуры более низкой, чем $T_{крист}$ (*переохлажденная жидкость*). Состояние переохлаждения является неустойчивым и легко нарушается. Например, при встряхивании переохлажденной жидкости начинается ее кристаллизация.

8°. В твердых телах может происходить процесс испарения (*сублимации*) — непосредственный отрыв молекул от поверхности твердого тела и переход их в газообразное состояние. Для того чтобы частицы твердого тела могли покинуть его поверхность, необходима затрата энергии на преодоление межмолекулярного притяжения частиц и на отрыв их с поверхности твердого тела. *Удельной теплотой испарения* твердого тела называется количество теплоты, которое необходимо для испарения единицы массы тела. Из закона сохранения энергии следует, что разность между удельными теплотами испарения твердых тел и жидкостей при температуре плавления равна удельной теплоте плавления.

Задача. Сколько аммиака надо испарить и затем нагреть до 0 °C в холодильной машине, чтобы за счет поглощенного количества теплоты получить 40 кг льда из воды, взятой при 10 °C?

Точка кипения аммиака —33,4 °C, удельная теплота парообразования при точке кипения $r_к = 1{,}37 \cdot 10^6$ Дж/кг, удельная теплоемкость аммиака в газообразном состоянии $c_2 = 2{,}1 \cdot 10^3$ Дж/кг·К. Удельная теплота плавления льда при 0 °C есть $\lambda = 3{,}35 \cdot 10^5$ Дж/кг, удельная теплоемкость воды $c_1 = 4{,}187 \cdot 10^3$ Дж/кг·К.

Дано: Вода: $M_1 = 40$ кг, $c_1 = 4{,}19 \cdot 10^3$ Дж/кг·К, $t_1 = 10$ °C, $t_1' = 0$ °C, $\lambda = 3{,}35 \cdot 10^5$ Дж/кг.

Аммиак: $c_2 = 2{,}1 \cdot 10^3$ Дж/кг·К, $t_2 = -33{,}4$ °C, $t_2' = 0$ °C, $r_к = 1{,}37 \cdot 10^6$ Дж/кг.

Найти: M_2.

Решение: Количество теплоты, отданное водой,

$$Q_1 = M_1[(t_1 - t_1')c_1 + \lambda].$$

Количество теплоты, полученное аммиаком,

$$Q_2 = M_2[(t_2' - t_2)c_2 + r_к].$$

Очевидно, что $Q_1 = Q_2$, откуда

$$M_2 = \frac{M_1[(t_1 - t_1')c_1 + \lambda]}{(t_2' - t_2)c_2 + r_к},$$

$$M_2 = \frac{40\,[(10 - 0)\cdot 4{,}19\cdot 10^3 + 3{,}35\cdot 10^5]}{[0 - (-33{,}4)]\cdot 2{,}1\cdot 10^3 + 1{,}37\cdot 10^6} \approx 10{,}7 \text{ кг}.$$

ОТДЕЛ III

ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

ГЛАВА 1

ЭЛЕКТРОСТАТИКА

1. Основные понятия. Закон сохранения электрического заряда

1°. *Электростатикой* называется раздел электродинамики (III.1.3.1°), в котором рассматриваются свойства и взаимодействия неподвижных в инерциальной системе отсчета (I.2.1.3°) электрически заряженных тел или частиц, обладающих электрическим зарядом.

2°. Физическая величина, характеризующая свойство тел или частиц вступать в электромагнитные взаимодействия (III.1.3.1°) и определяющая значения сил и энергий при таких взаимодействиях, называется *электрическим зарядом*. Электрические заряды делятся на положительные и отрицательные.

3°. Стабильными носителями электрических зарядов являются элементарные частицы (VI.5.1.1°) и их античастицы (VI.5.5.1°). Носителями положительного заряда являются протон и позитрон, отрицательного — электрон и антипротон.

Наименьшими устойчивыми частицами, которые обладают отрицательным (положительным) электрическим зарядом и входят в состав любого вещества, являются *электроны* (*протоны*). Электрический заряд протона и электрона по абсолютному значению равен $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ Кл $= 4{,}80 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ (VII.8). Массы протона и электрона равны соответственно $1{,}67 \cdot 10^{-27}$ кг и $9{,}1 \cdot 10^{-31}$ кг. Электрический заряд протона и электрона называется *элементарным зарядом*.

4°. Электрический заряд любого заряженного тела равен целому числу элементарных зарядов. В электрически нейтральной (незаряженной) системе содержится равное число элементарных зарядов противоположного знака. Электрически нейтральными являются атомы, молекулы и их коллективы — макроскопические тела.

5°. Если электрическая нейтральность тела нарушена, то оно называется *наэлектризованным*. Для электризации тела необходимо, чтобы на нем был создан избыток (недостаток) электрических зарядов того или другого знака. Электризация тел осуществляется различными способами, простейшим из которых является электризация соприкосновением. При соприкосновении некоторых тел происходит контакт между разнородными веществами. При этом валентные электроны атомов (VI. 2.9.2°) одного из веществ переходят в другое вещество.

6°. При всех явлениях, связанных с перераспределением электрических зарядов в изолированной системе взаимодействующих тел, алгебраическая сумма электрических зарядов сохраняется постоянной (*закон сохранения электрического заряда*). Закон сохранения электрического заряда является таким же основным законом физики, как и другие законы сохранения: энергии (I. 5.4.1°) и импульса (I. 2.6.2°).

2. Закон Кулона

1°. Элекрические заряды называются *точечными*, если они распределяются на телах, линейные размеры которых значительно меньше, чем любые другие расстояния, встречающиеся в данной задаче. Например, заряды на двух взаимодействующих металлических заряженных шарах с радиусами в 1 мм каждый, расположенных друг от друга на расстоянии 1 м, могут считаться точечными, если вычисляется сила взаимодействия между шарами. Если же вычисляется напряженность поля (III. 1.3.3°) одного из этих шаров на расстоянии 15 мм от его центра, то заряд шара уже нельзя считать точечным.

2°. Силы электростатического взаимодействия зависят от формы, размеров наэлектризованных тел и характера распределения зарядов на этих телах. В случае неподвижных точечных зарядов q_1 и q_2, а также заряженных тел шарообразной формы, если их заряды q_1 и q_2 равномерно распределены по всему объему или по всей поверхности этих тел, справедлив *закон Кулона:* модуль силы F электростатического взаимодействия между зарядами q_1 и q_2, находящимися в вакууме, прямо пропорционален произведению величин зарядов и обратно пропорционален квадрату расстояния r между ними:

$$F = k\frac{q_1 q_2}{r^2},$$

где k — коэффициент пропорциональности, зависящий от системы единиц, используемой при расчетах. Для взаимодействующих равномерно заряженных шаров их радиусы R_1 и R_2 могут быть соизмеримы с расстоянием r между их центрами. Сила $\mathbf{F}$ называется *кулоновской силой.*

3°. Кулоновские силы, как и гравитационные силы, подчиняются третьему закону Ньютона (I.2.5.1°): силы взаимодействия между зарядами равны по модулю и направлены противоположно друг другу по прямой, соединяющей точечные заряды или центры шаров. Кулоновская сила является центральной силой (I.2.8.1°).

Опыт показывает, что разноименные электрические заряды притягиваются друг к другу, а одноименные — отталкиваются. Этим кулоновские силы принципиально отличаются от гравитационных сил, которые всегда являются силами притяжения (I.2.8.1°).

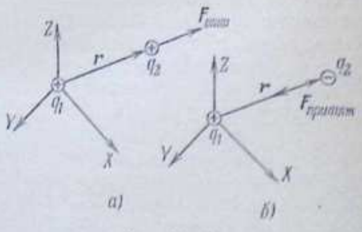


Рис. III.1.1.

4°. Сила отталкивания, действующая на заряд q_2 со стороны одноименного заряда q_1, направлена в ту же сторону, что и радиус-вектор $\mathbf{r}$, проведенный к этому заряду (рис. III.1.1.*а*).

Сила притяжения, действующая на заряд q_2, имеющий другой знак, чем q_1, имеет противоположное направление (рис. III.1.1.*б*). Электростатические силы отталкивания принято считать *положительными*, силы притяжения — *отрицательными* (ср. II.1.4.2°—4° о силах межмолекулярного взаимодействия). Принятые знаки сил притяжения и отталкивания соответствуют закону Кулона: произведение одноименных зарядов является положительным числом, и сила отталкивания имеет положительный знак. Произведение разноименных зарядов является отрицательным числом, и это соответствует знаку силы притяжения.

5°. Закон Кулона для взаимодействия точечных зарядов или заряженных шаров (п. 2°) в вакууме записывается в форме

$$F=\frac{q_1q_2}{4\pi\varepsilon_0r^2},$$

где ε_0 — электрическая постоянная в СИ (VII.5.1°).

В абсолютной электростатической системе единиц (СГСЭ) (VII.5.2°)

$$F=\frac{q_1q_2}{r^2}.$$

6°. Модуль силы электростатического взаимодействия точечных зарядов или равномерно заряженных шаров, находящихся в однородном и безграничном, газообразном или жидком диэлектрике (III.1.6.1°),

$$F=\frac{q_1q_2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2} \quad \text{(в СИ)},$$

$$F=\frac{q_1q_2}{\varepsilon r^2} \quad \text{(в системе СГСЭ)},$$

где ε — *относительная диэлектрическая проницаемость среды*.

Величина ε всегда больше единицы и показывает, во сколько раз сила взаимодействия между зарядами q_1 и q_2 в данной среде меньше, чем в вакууме. К твердым диэлектрикам данное выше определение ε неприменимо (см. также III.1.6.5°—8°).

Задача 1. Точечные заряды 10^{-7} Кл и 10^{-6} Кл взаимодействовали в вакууме с силой 0,36 Н. Затем заряды поместили в керосин. Для вакуума $\varepsilon_1 = 1$, для керосина

$\varepsilon_2 = 2{,}0$. На сколько надо изменить расстояние между ними, чтобы сила взаимодействия не изменилась?

Дано: $q_1 = 10^{-7}$ Кл, $q_2 = 10^{-6}$ Кл, $F = 0{,}36$ Н, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 2{,}0$.

Найти: r_1, r_2.

Решение: По закону Кулона $F = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r^2}$, где ε_0 — электрическая постоянная в СИ, $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, ε — относительная диэлектрическая проницаемость среды.

Расстояние между зарядами в вакууме $r_1 = \sqrt{\frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 F}}$, в керосине $r_2 = \sqrt{\frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon_2 F}}$; тогда

$$r_1 - r_2 = \sqrt{\frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 F}}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_2}}\right),$$

$$r_1 - r_2 = \sqrt{\frac{10^{-7} \cdot 10^{-6}}{4 \cdot 3{,}14 \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12} \cdot 0{,}36}}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{2{,}0}}\right) \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}.$$

Задача 2. С какой силой взаимодействуют два одинаковых маленьких шарика в вакууме, если один несет заряд $6{,}0 \cdot 10^{-9}$ Кл, а второй $3{,}0 \cdot 10^{-9}$ Кл. Расстояние между шариками 5,0 см. С какой силой будут взаимодействовать эти шарики, если их привести в соприкосновение и затем удалить на прежнее расстояние?

Дано: $q_1 = 6{,}0 \cdot 10^{-9}$ Кл, $q_2 = 3{,}0 \cdot 10^{-9}$ Кл, $r = 5{,}0$ см $= 5{,}0 \cdot 10^{-2}$ м.

Найти: F_1, F_2.

Решение:

$$F_1 = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}, \quad F_1 = \frac{6{,}0 \cdot 10^{-9} \cdot 3{,}0 \cdot 10^{-9}}{4 \cdot 3{,}14 \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12} \cdot 25 \cdot 10^{-4}} \approx 6{,}6 \cdot 10^{-5} \text{ Н}.$$

Шарики будут притягиваться с силой $F_1 = 6{,}5 \cdot 10^{-5}$ Н.

При соприкосновении шариков часть зарядов компенсируется. На обоих шариках останется суммарный заряд, равный $q_1 - q_2 = 6{,}0 \cdot 10^{-9} - 3{,}0 \cdot 10^{-9} = 3{,}0 \cdot 10^{-9}$ Кл. Этот заряд распределится между шариками поровну. Заряд каждого шарика будет

$$q_3 = \frac{3{,}0 \cdot 10^{-9}}{2} = 1{,}5 \cdot 10^{-9} \text{ Кл}.$$

Таким образом,

$$F_2 = \frac{q_3 \cdot q_3}{4\pi\varepsilon_0 \cdot r^2} = \frac{1{,}5^2 \cdot 10^{-16}}{4 \cdot 3{,}14 \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12} 25 \cdot 10^{-4}} = 0{,}81 \cdot 10^{-5}\ \text{Н}.$$

Шарики будут отталкиваться с силой $F_2 = 0{,}81 \cdot 10^{-5}$ Н.

3. Электрическое поле. Напряженность поля

1°. *Электромагнитным взаимодействием* называется взаимодействие между электрически заряженными частицами или макроскопическими заряженными телами.

Раздел физики, в котором изучаются электромагнитные взаимодействия, называется *электродинамикой.*

Электромагнитным полем называется форма материи, посредством которой осуществляются электромагнитные взаимодействия заряженных частиц или тел, в общем случае движущихся в данной системе отсчета.

Электрическим полем называется одна из частей электромагнитного поля, особенностью которой является то, что это поле создается электрическими зарядами или заряженными телами, а также воздействует на эти объекты независимо от того, движутся они или неподвижны. Электрическое поле описывается определенными силовыми и энергетическими характеристиками (III. 1.8.1°). Если электрически заряженные частицы или тела неподвижны в данной системе отсчета, то их взаимодействие осуществляется посредством *электростатического поля.* Электростатическое поле является не изменяющимся во времени (*стационарным*) электрическим полем. В общем случае электрическое и электромагнитное поля могут изменяться с течением времени (*переменное, нестационарное* электрическое и электромагнитное поля).

2°. Современная физика основывается на *теории близкодействия.* Согласно этой теории переменные электромагнитные поля распространяются в пространстве с конечной скоростью, равной скорости света, и воздействуют на заряженные частицы или тела, находящиеся в пространстве. Конечность скорости распространения электромагнитных взаимодействий лежит в основе специальной теории относительности (V. 4.2.1°).

В *теории дальнодействия,* предшествовавшей теории близкодействия, считалось, что все взаимодействия например, электромагнитные и гравитационные) распространяются с бесконечно большой скоростью, т. е. осуществляются мгновенно, непосредственно между частицами и телами, удаленными друг от друга. В настоящее время теория дальнодействия представляет лишь исторический интерес.

3°. Силовой характеристикой электрического поля является вектор **E** напряженности поля:

$$\mathbf{E}=\frac{\mathbf{F}}{q},$$

где **F** — сила, действующая на положительный заряд q, помещенный в данную точку поля. *Напряженность электрического поля* в некоторой его точке равна и совпадает по направлению с силой, действующей на неподвижный единичный положительный точечный заряд (*«пробный» заряд*). При этом считается, что пробный заряд не искажает того поля, которое с его помощью изучается, и пренебрегают его собственным электрическим полем.

4°. Сила, действующая на заряд q, помещенный в любое электрическое поле с напряженностью **E**,

$$\mathbf{F}=q\mathbf{E}.$$

Электрическое поле называется *однородным*, если вектор его напряженности **E** одинаков во всех точках поля. Примерами таких полей являются электростатические поля равномерно заряженной бесконечной плоскости (III.1.4.4°) и плоского конденсатора вдали от краев его обкладок (III.1.11.2°).

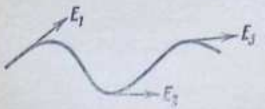


Рис. III.1.2.

5°. Для графического изображения электростатического поля пользуются методом силовых линий. *Силовыми линиями* (*линиями напряженности*) называются воображаемые линии, касательные к которым в каждой точке совпадают с направлением вектора напряженности в этой точке поля (рис. III.1.2). Линии напряженности разомкнуты — они начинаются на положительных и заканчиваются на отрицательных зарядах. Силовые линии нигде не пересекаются, так как в каждой точке поля его напряженность имеет одно-единственное значение и определенное направление. (Примеры силовых линий некоторых электростатических полей см. III. 1.4.1°—5°.)

6°. Если положительный электрический заряд движется в однородном электрическом поле и его начальная скорость направлена вдоль силовой линии, то траектория движения заряда будет совпадать с силовой линией.

7°. Каждый электрический заряд создает в пространстве электрическое поле независимо от наличия других электрических зарядов. *Принцип наложения* (*суперпозиции*) *электрических полей*: напряженность электрического поля системы N зарядов равна векторной сумме напряженностей полей, создаваемых каждым из них в отдельности:

$$\mathbf{E}=\mathbf{E}_1+\mathbf{E}_2+\ldots+\mathbf{E}_N=\sum_{i=1}^{N}\mathbf{E}_i,$$

где N — произвольное положительное целое число.

8°. Если электрические заряды создают поле в среде, которая представляет собой изотропный однородный диэлектрик (III. 1.6.1°), то при заданном расположении электрических зарядов в пространстве напряженность электростатического поля в такой среде в ε раз меньше, чем в вакууме: $\mathbf{E}=\frac{\mathbf{E}_0}{\varepsilon}$, где $\mathbf{E}_0$ — напряженность поля, создаваемого данной системой зарядов в вакууме, ε — относительная диэлектрическая проницаемость среды (III. 1.2.6°).

Задача 1. Капелька воды диаметром 0,1 мм находится во взвешенном состоянии в масле при напряженности электрического поля 10^4 Н/Кл. Напряженность однородного поля направлена вертикально вверх. Сколько элементарных зарядов находится на капле? Плотность масла $8\cdot10^2$ кг/м^3.

Дано: $d=0{,}1$ мм $=10^{-4}$ м, $E=10^4$ Н/Кл, $\rho_1=1{,}0\cdot10^3$ кг/м^3, $\rho_2=8\cdot10^2$ кг/м^3, $e=1{,}6\cdot10^{-19}$ Кл.

Найти: N.

Решение: На каплю действуют три силы:

1) сила тяжести, направленная вертикально вниз, $P=mg=\frac{\pi d^3}{6}\rho_1 g$;

2) выталкивающая архимедова сила (I.6.2.3°) $F_1 = \frac{\pi d^3}{6}\rho_2 g$, направленная вертикально вверх;

3) электрическая сила, направленная вертикально вверх, $F_2 = qE = NeE$.

Капля находится в равновесии при условии $P = F_1 + F_2$, т. е.

$$\frac{\pi d^3}{6}\rho_1 g = \frac{\pi d^3}{6}\rho_2 g + NeE;$$

отсюда

$$N = \frac{\pi d^3}{6}\,\frac{g(\rho_1 - \rho_2)}{eE},$$

$$N = \frac{3{,}14\cdot 10^{-12}}{6}\cdot\frac{9{,}8\cdot 10^3(1{,}0-0{,}8)}{1{,}6\cdot 10^{-19}\cdot 10^4} \approx$$

$$\approx 6\cdot 10^5 \text{ элементарных зарядов.}$$

При известном заряде капли эта задача позволяет определить элементарный заряд (III.1.1.3°) (схема *опыта Милликена по измерению заряда электрона*).

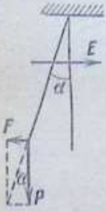


Рис. III.1.2*.

Задача 2. На шелковой нити висит бузиновый шарик, масса которого равна 0,5 г, имеющий заряд $-9{,}8\cdot 10^{-9}$ Кл. На какой угол отклонится нить, если шарик внести в однородное электрическое поле с напряженностью $5\cdot 10^4$ Н/кл, направленной горизонтально (рис. III.1.2*)?

Дано: $q = -9{,}8\cdot 10^{-9}$ Кл, $m = 0{,}5$ г $= 5\cdot 10^{-4}$ кг, $E = 5\cdot 10^4$ Н/Кл.

Найти: α.

Решение: Равновесный угол отклонения α определится из условия $\operatorname{tg}\alpha = F/P$, где $F = |q|E$ — электрическая сила, $P = mg$ — сила тяжести; тогда

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{|q|E}{mg},\quad \operatorname{tg}\alpha = \frac{9{,}8\cdot 10^{-9}\cdot 5\cdot 10^4}{5\cdot 10^{-4}\cdot 9{,}8} = 0{,}1, \text{ откуда } \alpha = 6°.$$

Задача 3. Электрическое поле образовано двумя одинаковыми разноименными точечными зарядами 5 нКл. Расстояние между зарядами 10 см. Определить напряженность поля: 1) в точке, лежащей посередине между зарядами; 2) в точке, лежащей на продолжении линии, соединяющей центры зарядов, на расстоянии 10 см от отрицательного заряда; 3) в точке, находящейся на расстоянии 10 см от положительного и отрицательного зарядов (рис. III. 1.2**).

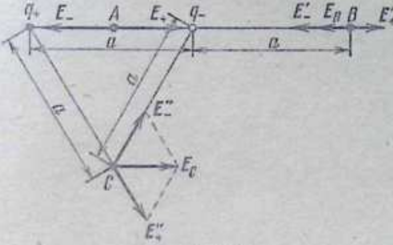


Рис. III.1.2**.

Дано: $q_1 = q_2 = 5$ нКл $= 5 \cdot 10^{-9}$ Кл, $a = 10$ см $= 10^{-1}$ м.

Найти: E_A, E_B, E_C.

Решение: В соответствии с принципом суперпозиции полей напряженность поля, созданного двумя зарядами, определяется суммой напряженностей полей, создаваемых отдельными зарядами: $\mathbf{E} = \mathbf{E}_- + \mathbf{E}_+$, где $\mathbf{E}_-$ и $\mathbf{E}_+$ — векторы напряженностей полей, создаваемых соответственно отрицательным и положительным зарядами.

В точке A векторы $\mathbf{E}_-$ и $\mathbf{E}_+$ направлены в противоположные стороны и равны по модулю. Поэтому

$$|\mathbf{E}_A| = |\mathbf{E}_-| - |\mathbf{E}_+| = 0 \quad \text{и} \quad \mathbf{E}_A = 0.$$

В точке B имеем $|\mathbf{E}'_+| = \frac{q_+}{4\pi\varepsilon_0 (2a)^2}$; точка B находится на расстоянии $2a$ от заряда q_+, и $|\mathbf{E}'_-| = \frac{q_-}{4\pi\varepsilon_0 a^2}$; тогда

$$|\mathbf{E}_B| = |\mathbf{E}'_-| + |\mathbf{E}'_+| = \frac{q_-}{4\pi\varepsilon_0 a^2} - \frac{q_+}{4\pi\varepsilon_0 4a^2},$$

$$|\mathbf{E}_B| = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 a^2}\left(1 - \frac{1}{4}\right),$$

$$|\mathbf{E}_B| = \frac{5 \cdot 10^{-9}}{4 \cdot 3{,}14 \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{-2}} \cdot \frac{3}{4} = 4 \cdot 10^3 \text{ В/м}.$$

В точке C $|\mathbf{E}_C| = |\mathbf{E}''_+|\cos\alpha + |\mathbf{E}''_-|\cos\alpha$. Из условия задачи следует, что $|\mathbf{E}''_+| = |\mathbf{E}''_-|$, угол α в равностороннем треугольнике равен 60°, $\cos 60° = 0{,}5$. Поэтому

$$|\mathbf{E}_C| = 2|\mathbf{E}''_+|\cos\alpha = 2\cdot\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 a^2}\cdot 0{,}5 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 a^2}.$$

$$|\mathbf{E}_C| \approx 5\cdot 10^3 \text{ В/м}.$$

Направления векторов $\mathbf{E}_B$ и $\mathbf{E}_C$ указаны на рисунке.

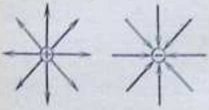
4. Примеры некоторых электростатических полей

1°. Напряженность электростатического поля точечного заряда q в диэлектрике (III.1.2.6°)

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{\varepsilon r^2}\frac{\mathbf{r}}{r} \quad \text{(в СИ)},$$

$$\mathbf{E} = \frac{q}{\varepsilon r^2}\frac{\mathbf{r}}{r} \qquad \text{(в системе СГСЭ)},$$

где $\mathbf{r}$ — радиус-вектор, проведенный из точечного заряда в исследуемую точку поля, ε — относительная диэлектрическая проницаемость среды, ε_0 — электрическая постоянная в СИ (VII.5.1°). На рис. III.1.3, *а* и *б* изображены электростатические поля уединенных точечных зарядов: положительного (*а*) и отрицательного (*б*) — и указаны направления векторов напряженностей полей. Модуль вектора напряженности поля точечного заряда



а) *б*)

Рис. III.1.3.

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{\varepsilon r^2} \quad \text{(в СИ)},$$

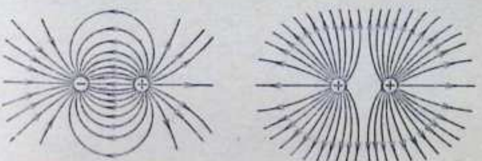
$$E = \frac{q}{\varepsilon r^2} \qquad \text{(в системе СГСЭ)}.$$

2°. Напряженность электростатического поля системы N точечных зарядов $q_1, q_2, \ldots, q_N$ согласно принципу суперпозиции (III. 1.3.7°)

$$\mathbf{E}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{N}\frac{q_i}{\varepsilon r_i^2}\frac{\mathbf{r}_i}{r_i} \quad \text{(в СИ)},$$

$$\mathbf{E}=\sum_{i=1}^{N}\frac{q_i}{\varepsilon r_i^2}\frac{\mathbf{r}_i}{r_i} \quad \text{(в системе СГСЭ)}.$$

На рис. III. 1.4 изображены электростатические поля двух разноименных (*а*) и одноименных (*б*) зарядов и указаны направления силовых линий этих полей.



а) б)

Рис. III. 1.4.

3°. Напряженность электростатического поля шара радиуса R с зарядом q, равномерно распределенным по его поверхности,

$$\mathbf{E}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{\varepsilon r^2}\frac{\mathbf{r}}{r} \quad (\text{при } r\geqslant R) \quad \text{(в СИ)},$$

$$\mathbf{E}=\frac{q}{\varepsilon r^2}\frac{\mathbf{r}}{r} \quad (\text{при } r\geqslant R) \quad \text{(в системе СГСЭ)},$$

где $\mathbf{r}$ — радиус-вектор, проведенный из центра шара в исследуемую точку поля (остальные обозначения см. п. 1°). Модуль вектора напряженности поля шара

$$E=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{\varepsilon r^2} \quad (\text{при } r\geqslant R) \quad \text{(в СИ)},$$

$$E=\frac{q}{\varepsilon r^2} \quad (\text{при } r\geqslant R) \quad \text{(в системе СГСЭ)}.$$

Электростатическое поле вне заряженного шара совпадает с полем точечного заряда (равного заряду шара), помещенного в центр шара (рис. III.1.5). Напряженность электростатического поля внутри шара, заряженного по поверхности, равна нулю (III.1.5.3°).

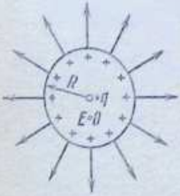


Рис. III.1.5.

4°. Равномерно заряженная бесконечная плоскость создает однородное электростатическое поле, модуль напряженности которого равен

$$E=\frac{\sigma}{2\varepsilon_0\varepsilon} \quad \text{(в СИ)},$$

$$E=\frac{2\pi\sigma}{\varepsilon} \quad \text{(в системе СГСЭ)},$$

где σ — *поверхностная плотность зарядов*, равная электрическому заряду, который помещен на единице площади поверхности: $\sigma=\frac{q}{S}$. Линии напряженности перпендикулярны плоскости. На рис. III.1.6 изображены

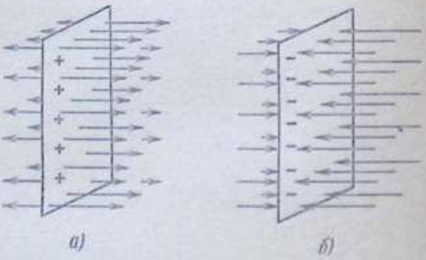


Рис. III.1.6.

электростатические поля уединенных равномерно заряженных бесконечных плоскостей: положительной (*а*) и отрицательной (*б*).

5°. Две равномерно, с одинаковой плотностью σ, и разноименно заряженные бесконечные параллельные плоскости создают однородное электростатическое поле с напряженностью, модуль которой равен

в пространстве между плоскостями $\left\{ \begin{array}{ll} E = \dfrac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} & \text{(в СИ)}, \\ E = \dfrac{4\pi\sigma}{\varepsilon} & \text{(в системе СГСЭ)}, \end{array} \right.$

в остальном пространстве $E = 0$ (рис. III. 1.7).

6°. *Электрическим диполем* называется совокупность двух равных по величине и противоположных по знаку

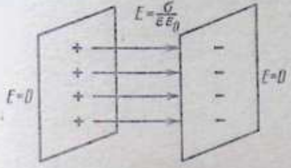


Рис. III. 1.7.

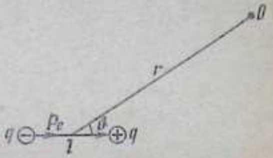


Рис. III. 1.8.

точечных зарядов $+q$ и $-q$, расположенных на расстоянии l друг от друга (рис. III. 1.8). Вследствие того, что заряды диполя находятся в разных точках пространства, они не компенсируют друг друга по напряженности и каждый из них создает свое электрическое поле. По принципу суперпозиции (III. 1.3.7°) напряженность электростатического поля диполя равна сумме напряженностей полей, создаваемых каждым из зарядов диполя. Модуль вектора напряженности в точке O, достаточно удаленной от диполя ($r \gg l$) (рис. III. 1.8),

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{p_e}{\varepsilon r^3} \sqrt{3\cos\theta + 1} \quad \text{(в СИ)},$$

$$E = \frac{p_e}{\varepsilon r^3} \sqrt{3\cos\theta + 1} \qquad \text{(в системе СГСЭ)}.$$

Здесь p_e — модуль вектора $\mathbf{p}_e$ *электрического момента диполя*:

$$\mathbf{p}_e = q\mathbf{l}.$$

Вектор $\mathbf{l}$ направлен по оси диполя от отрицательного заряда к положительному.

7°. Два электрических диполя с моментами $\mathbf{p}_{e1}$ и $\mathbf{p}_{e2}$, расположенных вдоль одной оси, взаимодействуют (притягиваются или отталкиваются) между собой с силой, модуль которой равен

$$F=\frac{6p_{e1}p_{e2}}{4\pi\varepsilon_0 r^4},$$

где r — расстояние между центрами диполей, причем $r \gg l$, l — длина диполя. Если диполи обращены друг к другу разноименными зарядами, то они притягиваются. В противоположном случае происходит отталкивание диполей.

Задача 1. Поверхностная плотность заряда на равномерно заряженном шаре $6{,}4\cdot10^{-8}$ Кл/м². Определить напряженность электрического поля в точке, отстоящей от центра шара на 6 радиусов.

Дано: $\sigma=6{,}4\cdot10^{-8}$ Кл/м², $r=6R$.

Найти: E.

Решение: Электростатическое поле заряженного по поверхности шара вне шара аналогично полю точечного заряда, расположенного в его центре: $E=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2}$.

Заряд на шаре $q=\sigma S=\sigma 4\pi R^2$, где R — радиус шара, $\varepsilon=1$; тогда

$$E=\frac{\sigma 4\pi R^2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon 36R^2}=\frac{\sigma}{36\varepsilon_0},\quad E=\frac{6{,}4\cdot10^{-8}}{8{,}85\cdot10^{-12}\cdot36}\approx2{,}0\cdot10^2\ \text{В/м}.$$

Задача 2. Какая сила действует на заряд 0,1 нКл, помещенный в поле равномерно заряженной плоскости с поверхностной плотностью заряда 10^{-5} Кл/м²? Относительная диэлектрическая проницаемость среды $\varepsilon=5$.

Дано: $q=0{,}1$ нКл $=1\cdot10^{-10}$ Кл, $\sigma=10^{-5}$ Кл/м², $\varepsilon=5$.

Найти: F.

Решение: Сила, действующая на заряд, $F=qE$, где E — напряженность поля, создаваемого равномерно заряженной плоскостью, $E=\frac{\sigma}{2\varepsilon_0\varepsilon}$. Поэтому

$$F=q\frac{\sigma}{2\varepsilon_0\varepsilon},\quad F=\frac{10^{-10}\cdot10^{-5}}{2\cdot8{,}85\cdot10^{-12}\cdot5}=1{,}13\cdot10^{-5}\ \text{Н}.$$

Задача 3. Пылинка массою $2{,}0\cdot10^{-12}$ г взвешена в воздухе между двумя горизонтальными разноименно и равномерно заряженными пластинами. Напряженность поля пластин направлена вертикально вверх. Заряд пылинки равен пяти элементарным зарядам. Определить заряд на пластинах. Площадь каждой пластины 100 см².

Дано: $m = 2{,}0 \cdot 10^{-12}$ г $= 2{,}0 \cdot 10^{-15}$ кг, $\varepsilon = 1{,}0$, $q = 5 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл $= 8{,}0 \cdot 10^{-19}$ Кл, $S = 100$ см² $= 1{,}00 \cdot 10^{-2}$ м².

Найти: Q.

Решение: Пылинка находится во взвешенном состоянии при условии $P = F$, где $P = mg$ и $F = qE$. Напряженность поля двух равномерно заряженных пластин $E = \sigma/\varepsilon_0\varepsilon$, где $\sigma = Q/S$.

Отсюда

$$Q = \frac{mg}{q}\varepsilon\varepsilon_0 S,$$

$$Q = \frac{2{,}0 \cdot 10^{-15} \cdot 9{,}8}{8{,}0 \cdot 10^{-19}} \cdot 1{,}0 \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12} \cdot 1{,}00 \cdot 10^{-2} \approx$$

$$\approx 2{,}2 \cdot 10^{-9}\ \text{Кл}.$$

5. Проводники в электростатическом поле

1°. *Проводниками* называются вещества, в которых может происходить упорядоченное перемещение электрических зарядов, т. е. осуществляться электрический ток (III. 2.1.1°). Проводниками являются металлы, водные растворы солей, кислот и др., ионизованные газы. При образовании металла валентные электроны взаимодействующих друг с другом атомов отщепляются и становятся *свободными* (*обобществленными, коллективизированными*) электронами (*электроны проводимости металлов*).

2°. Если металлический проводник поместить в электрическое поле, то под действием этого поля на тепловое, хаотическое движение электронов проводимости наложится их упорядоченное движение, и они будут перемещаться в направлении, противоположном напряженности поля. Например, в проводнике, помещенном во внешнее однородное электрическое поле с напряженностью $\mathbf{E}_{ex}$, электроны будут перемещаться справа налево (рис. III. 1.9). На поверхности AB проводника появится избыточный отрицательный заряд, на поверхности CD — избыточный положительный заряд. Заряды, появляющиеся на поверхностях проводника, создают внутри него внутреннее электрическое поле, вектор напряженности которого $\mathbf{E}_i$ направлен противоположно вектору $\mathbf{E}_{ex}$ напряженности внешнего электрического поля. Результирующее электрическое поле в проводнике будет иметь напряженность $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{ex} + \mathbf{E}_i$, уменьшенную по модулю по сравнению с $\mathbf{E}_{ex}$:

$$|\mathbf{E}| = |\mathbf{E}_{ex}| - |\mathbf{E}_i|.$$

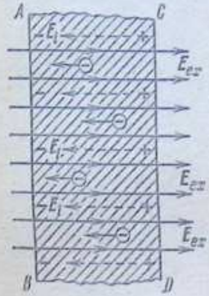


Рис. III.1.9.

При условии $|\mathbf{E}_{ex}| = |\mathbf{E}_i|$ сила, действующая на электроны проводимости, станет равной нулю, и упорядоченное перемещение зарядов в проводнике прекратится.

3°. Под действием внешнего электростатического поля электроны проводимости в металлическом проводнике перераспределяются так, что напряженность результирующего поля в любой точке внутри проводника равна нулю; некомпенсированные электрические заряды располагаются неподвижно только на его поверхности.

4°. Явление перераспределения зарядов в проводнике во внешнем электростатическом поле называется *электростатической индукцией*. Оно состоит в разделении положительных и отрицательных зарядов, которые содержатся в проводнике в одинаковых количествах. Заряды, разделенные электростатическим полем (*наведенные, индуцированные заряды*), взаимно компенсируют друг друга, если проводник удаляется из поля. При этом восстанавливается обычное состояние металлического твердого тела.

5°. Если внутри проводника имеется полость, то в этой полости напряженность электростатического поля равна нулю независимо от того, какое поле имеется вне проводника и как заряжен проводник. Внутренняя полость в проводнике экранирована (защищена) от внешних электростатических полей. На этом основана *электростатическая защита*: если прибор окружен замкнутой металлической поверхностью, то никакие внешние электрические поля на этот прибор действовать не будут. Обычно для этого используется заземленная медная сетка, играющая роль экрана. Потенциал экрана сохраняется равным потенциалу Земли (III. 1.8.4°).

6°. Во всех точках поверхности заряженного проводника напряженность электростатического поля перпендикулярна к поверхности. Если бы этого не было и существовала бы некоторая касательная составляющая напряженности $\mathbf{E}_\tau$, направленная вдоль поверхности AB заряженного проводника, то она вызвала бы перемещение электрических зарядов вдоль поверхности

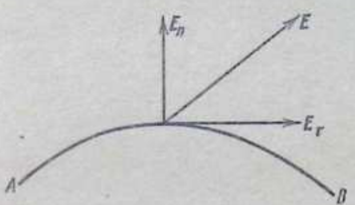


Рис. III. 1.10.

(рис. III. 1.10). Но это противоречит необходимому равновесному распределению зарядов на поверхности заряженного проводника. Следовательно, $\mathbf{E}_\tau = 0$ и $\mathbf{E} = \mathbf{E}_n \neq 0$, где $\mathbf{E}_n$ — нормальная (перпендикулярная к поверхности) составляющая напряженности электростатического поля.

7°. Во всех точках внутри заряженного проводника его потенциал φ одинаков (III. 1.8.1°). Поверхность заряженного проводника является эквипотенциальной поверхностью (III. 1.9.2°).

6. Диэлектрики в электростатическом поле

1°. *Диэлектриками* называются вещества, которые не проводят электрический ток (III. 2.1.1°). В диэлектриках практически отсутствуют свободные электроны (III. 1.5.1°) и упорядоченное движение электрических зарядов в обычных условиях невозможно. Диэлектрик становится проводящим в тех случаях, когда к нему приложено весьма высокое пробивное напряжение (III.2.3.4°). Это явление называется *пробоем диэлектрика* *).

К диэлектрикам относятся некоторые твердые вещества (стекло, фарфор и др.), жидкости (химически чистая вода, CH_3Cl и др.) и газы (H_2, N_2, CCl_4, NH_4 и др.).

Диэлектрик называется *однородным* и *изотропным*, если все его свойства одинаковы в любой точке объема диэлектрика и по всем направлениям внутри диэлектрика. Валентные электроны в атомах диэлектриков прочно связаны со своими ядрами и в обычных условиях не могут отщепляться от них.

2°. Молекулы диэлектрика электрически нейтральны — суммарные положительные заряды их ядер и отрицательные заряды всех электронов равны друг другу. Из этого, однако, не следует, что молекулы диэлектрика не обладают электрическими свойствами. Молекулы диэлектрика создают электрическое поле, эквивалентное полю электрического диполя с электрическим моментом $\mathbf{p}_e$, равным $q\mathbf{l}$ (*дипольный момент молекулы*) (III.1.4.6°), где q — положительный (или равный ему отрицательный) заряд молекулы, l — расстояние между центрами масс (I.2.3.4°) положительных и отрицательных зарядов.

3°. В зависимости от строения молекул различаются *полярные* и *неполярные диэлектрики*. Если в отсутствие внешнего электрического поля центры масс (I.2.3.4°) положительных и отрицательных зарядов в молекуле диэлектрика совпадают, то он называется неполярным. В отсутствие внешнего электрического поля дипольный момент молекулы неполярного диэлектрика равен нулю. Например, в атоме водорода электрон движется по орбите с такой большой скоростью, что в среднем его положение совпадает с ядром — протоном. Поэтому $\mathbf{l} = 0$ (п. 2°) и $\mathbf{p}_e = 0$ (рис. III.1.11, *а*). Если же атом водорода поместить во внешнее электрическое поле, то оно будет действовать на ядро и электрон с силами, модуль которых $F = eE$. Направления векторов $\mathbf{F}$ сил, дей-

*) Проводимость диэлектрика может быть вызвана и нагреванием его до высокой температуры.

ствующих на ядро и электрон, будут противоположны. В результате произойдет деформация электронной орбиты, и центры масс электрона и ядра совпадать не будут ($l \neq 0$) (рис. III.1.11, *б*). Возникнет *наведенный* (*индуцированный*) *дипольный электрический момент*, модуль которого $p_e = el$, где e — абсолютное значение

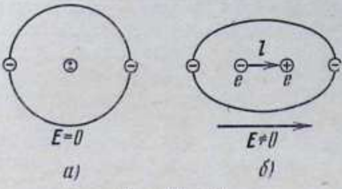


Рис. III.1.11.

заряда электрона. Подобно атому водорода ведут себя во внешнем электрическом поле молекулы всех неполярных диэлектриков. При внесении таких диэлектриков во внешнее электрическое поле в молекулах (атомах) происходит деформация и возникает индуцированный дипольный электрический момент молекул. Молекулы неполярных диэлектриков в электрическом поле по своим электрическим свойствам подобны *индуцированным, квазиупругим диполям*.

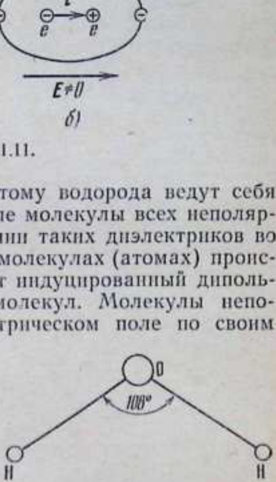


Рис. III.1.12.

4°. В молекулах полярных диэлектриков ядра и электроны расположены таким образом, что центры масс положительных и отрицательных зарядов не совпадают. Такие молекулы, независимо от внешних электрических полей, ведут себя как *жесткие диполи*, обладающие электрическим моментом, модуль которого p_e постоянен ($l = \mathrm{const}$). Например, в молекуле H_2O, схематически изображенной на рис. III.1.12, центры масс положительных зарядов ядер трех атомов и всех их электронов раздвинуты. Молекула воды по своим электрическим свойствам подобна весьма вытянутому жесткому диполю.

Если полярный диэлектрик не помещен во внешнее электрическое поле, то тепловое хаотическое движение молекул и их непрерывные соударения друг с другом приводят к тому, что в расположении жестких диполей отсутствует какая-либо упорядоченность. Всегда найдутся диполи, электрические поля которых будут иметь напряженности, направленные в противоположные стороны. Поэтому, хотя каждый диполь и создает электрическое поле (III. 1.4.6°), суммарная напряженность поля всех диполей диэлектрика будет по принципу наложения полей (III. 1.3.7°) равна нулю.

5°. При внесении диэлектрика во внешнее электрическое поле происходит его поляризация. *Поляризацией диэлектрика* называется переход его в такое состояние, когда внутри малого объема вещества геометрическая сумма векторов дипольных электрических моментов молекул оказывается отличной от нуля. Диэлектрик, в котором произошла поляризация, называется *поляризованным*. Механизм явления поляризации различен для неполярных и полярных диэлектриков.

6°. Если однородный неполярный диэлектрик внесен в однородное электрическое поле, вектор напряженности **E** которого направлен, как показано на рис. III. 1.13, то в молекулах диэлектрика произойдет смещение положительных и отрицательных зарядов. На поверхностях AB и CD, ограничивающих диэлектрик, появятся электрические *поверхностные связанные заряды*. Возникновением поверхностных связанных зарядов на поверхностях диэлектрика, внесенного во внешнее электрическое поле, характеризуется явление поляризации.

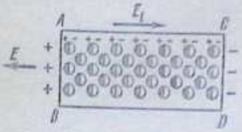


Рис. III. 1.13.

Связанными поверхностные заряды называются потому, что они появляются в результате деформации молекул диэлектрика и не могут быть от них оторваны (ср. свободные заряды на поверхности проводника (III. 1.5.2°)). Связанные заряды не проявляют себя внутри любого объема диэлектрика: суммарный электрический заряд молекул в этом объеме равен нулю. На поверхностях AB и CD диэлектрика связанные заряды оказываются нескомпенсированными и создают собственное электрическое поле самого диэлектрика. Вектор $\mathbf{E}_i$ напряженности этого поля направлен внутри объема диэлектрика в сторону, противоположную направлению напряженности внешнего электрического поля, вызвавшего явление поляризации. Поэтому результирующее электрическое поле в однородном изотропном диэлектрике имеет напряженность в ε раз меньшую, чем в вакууме (III. 1.3.8°).

Поляризация диэлектрика с неполярными молекулами, состоящая в возникновении у молекул индуцированного электрического дипольного момента (п. 3°), называется *электронной* или *деформационной поляризацией*. Поляризация этого типа не зависит от температуры диэлектрика. Интенсивность теплового движения молекул не влияет на возникновение индуцированных дипольных электрических моментов молекул.

7°. На каждый из зарядов жесткого диполя (п. 4°), внесенного в однородное электрическое поле с напряженностью $\mathbf{E}$, будут действовать равные по модулю силы $F=|q|E$, направленные в противоположные стороны (рис. III.1.14, *а*). Они создадут момент силы

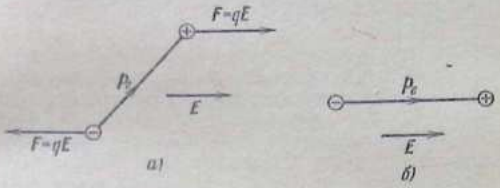


Рис. III.1.14.

(I.3.1.4°), стремящийся повернуть жесткий диполь так, чтобы вектор его дипольного электрического момента $\mathbf{p}_e$ был направлен параллельно вектору напряженности поля (рис. III.1.14, *б*). При внесении однородного полярного диэлектрика во внешнее однородное электрическое поле каждая молекула — жесткий диполь — будет испытывать ориентирующее влияние поля и будет стремиться повернуться, как указано на рис. III. 1.14, *б*. Тепловое, хаотическое движение молекул полярного диэлектрика препятствует повороту диполей вдоль напряженности поля **E**. При весьма сильном внешнем электрическом поле *) ориентированность жестких диполей будет наибольшей. (Влияние теплового движения при весьма сильных полях сведется лишь к тому, что диполи, ориентированные вдоль направления напряженности поля, будут «дрожать».)

На граничных поверхностях AB и CD поляризованного диэлектрика возникнут нескомпенсированные, связанные электрические заряды противоположных знаков (рис. III. 1.15, *а*). При обычных, не слишком сильных

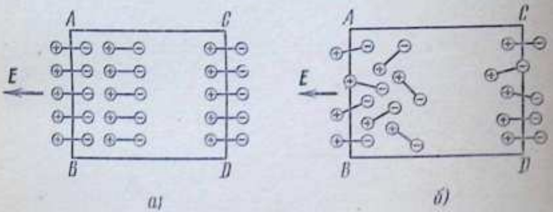


Рис. III. 1.15.

внешних электрических полях будет происходить преимущественная ориентация диполей вдоль напряженности поля и на поверхностях AB и CD возникнут связанные электрические заряды в меньшем количестве (рис. III. 1.15, *б*), чем в случае сильного поля. Связанные заряды в полярном диэлектрике, как и в случае неполярного диэлектрика, создают собственное электрическое поле (п. 6°). Поляризация описанного типа называется *ориентационной поляризацией*. Ориентационная поляризация уменьшается с повышением температуры.

8°. В твердых кристаллических диэлектриках типа NaCl, имеющих ионную кристаллическую решетку (II.7.1.2°), возможна *ионная поляризация*. Она заклю-

*) Количественная оценка сильного и слабого электрического поля не может быть дана в справочном руководстве по элементарной физике.

чается в том, что при внесении таких диэлектриков во внешнее однородное электрическое поле положительные ионы решетки смещаются в направлении вектора напряженности поля, а отрицательные ионы — в противоположную сторону.

9°. Особую группу кристаллических диэлектриков составляют *сегнетоэлектрики*, названные так по первому обнаруженному веществу этого типа — сегнетовой соли ($NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$). Сегнетоэлектрики обладают огромными значениями относительной диэлектрической проницаемости ε, зависящей от напряженности E электрического поля, в котором находится вещество*).

7. Работа сил электростатического поля

1°. Сила **F**, действующая на заряд q', находящийся в электростатическом поле с напряженностью **E**, равна $\mathbf{F} = q'\mathbf{E}$.

Элементарная работа ΔA (I.5.1.1°) силы **F** при перемещении заряда q' на $\Delta\mathbf{l}$

$$\Delta A = F \cdot \Delta l \cdot \cos\alpha = q' \cdot E \cdot \Delta l \cdot \cos\alpha,$$

где Δl — модуль вектора элементарного перемещения $\Delta\mathbf{l}$ (I.1.2.1°), α — угол между направлениями векторов **E** и $\Delta\mathbf{l}$ (рис. III.1.16).

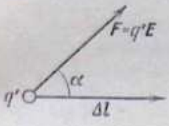


Рис. III.1.16.

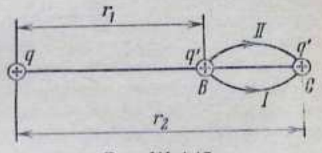


Рис. III.1.17.

2°. Работа при пермещении заряда q' между двумя точками B и C электростатического поля равна сумме элементарных работ (рис. III.1.17):

$$A = \Delta A_1 + \Delta A_2 + \ldots = \sum_i q' \cdot E_i \cdot \Delta l_i \cdot \cos\alpha_i.$$

*) Для сегнетоэлектриков неприменимо понятие об ε, введенное в III.1.2.6°. Информация о практически важных свойствах сегнетоэлектриков выходит за рамки данного справочного руководства.

Пример 1. Работа A при перемещении положительного заряда q в однородном поле с напряженностью $\mathbf{E}$ между точками *1* и *2* равна

$$A = -qE(x_2 - x_1),$$

где x_1 и x_2 — координаты точек *1* и *2* по оси X. Знак минус показывает, что направления силы $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$ и проекции вектора перемещения $\mathbf{l}$ на ось X противоположны друг другу (рис. III.1.18).

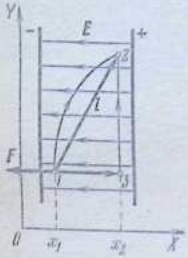


Рис. III.1.18.

Пример 2. Работа A при перемещении точечного заряда q' между точками B и C в электростатическом поле, созданном точечным зарядом q,

$$A = \frac{qq'}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \quad \text{(в СИ)},$$

$$A = \frac{qq'}{\varepsilon}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \quad \text{(в системе СГСЭ)},$$

где r_1 и r_2 — расстояния точек B и C от заряда q (рис. III.1.17), ε_0 — электрическая постоянная в системе СИ (VII.5.1°), ε — относительная диэлектрическая проницаемость (III.1.2.6°).

3°. Работа по перемещению электрического заряда из одной точки электростатического поля в другую не зависит от формы пути, а зависит лишь от начального и конечного положений заряда (свойство *потенциальности электростатических сил*). Так, в примере 1 работа при перемещении заряда по пути *1*—*2* равна работе по пути *1*—*3*—*2*. В примере 2 равны работы по перемещению заряда q' по траекториям BC, BIC и $BIIC$. Работа, совершенная электростатическими силами при перемещении заряда по замкнутой траектории в электростатическом поле, равна нулю. При $x_1 = x_2$ в примере 1 и при $r_1 = r_2$ в примере 2 работа равна нулю.

4°. Работа электростатических сил отталкивания одноименных зарядов положительна, если заряды удаляются друг от друга, и отрицательна, если происходит сближение зарядов. Работа электростатических сил притяжения разноименных зарядов положительна, если заряды сближаются, и отрицательна, если они удаляются друг от друга.

5°. Работа, которая совершается электростатическими силами при перемещении электрического заряда q в электрическом поле, равна убыли потенциальной энергии Π этого заряда:

$$A = -\Delta\Pi = -(\Pi_2 - \Pi_1) = \Pi_1 - \Pi_2,$$

где Π_1 и Π_2 — потенциальная энергия (I.5.3.5°) заряда соответственно в начальной и конечной точках его траектории.

Пример 1. Потенциальная энергия заряда q в однородном поле с напряженностью $\mathbf{E}$ (рис. III.1.18)

$$\Pi = -qEx,$$

где x — координата заряда, если считать, что $\Pi = 0$ при $x = 0$.

Пример 2. Потенциальная энергия заряда q' в данной точке электростатического поля, удаленной на расстояние r от точечного заряда q, создавшего поле (*потенциальная энергия взаимодействующих зарядов*).

$$\Pi = \frac{qq'}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r} \quad \text{(в СИ)},$$

$$\Pi = \frac{qq'}{\varepsilon r} \quad \text{(в системе СГСЭ)}.$$

Считается, что $\Pi \to 0$ при $r \to \infty$ (обозначения см. п. 2°, пример 2).

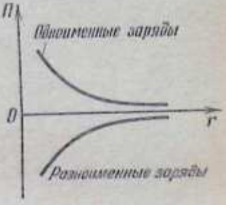


Рис. III.1.19.

6°. Потенциальная энергия отталкивания одноименных зарядов положительна и увеличивается, если заряды приближаются друг к другу. Потенциальная энергия притяжения разноименных зарядов отрицательна и возрастает до нуля, если один из зарядов удаляется от другого на весьма большое расстояние ($r \to \infty$) (рис. III.1.19).

Задача. Две параллельные пластины площадью $2 \cdot 10^{-2}$ м^2 каждая, находящиеся в воздухе, заряжены разноименными зарядами 100 нКл. Какую работу надо совершить, чтобы увеличить расстояние между пластинами на 0,1 мм? Диэлектрик — воздух.

Дано: $S = 2 \cdot 10^{-2}$ м², $q = 100$ нКл $= 10^{-7}$ Кл, $\Delta x = 0{,}1$ мм $= 10^{-4}$ м, $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, $\varepsilon = 1$.

Найти: ΔA.

Решение: Работа $\Delta A = F \cdot \Delta x$, где $F = qE$, q — заряд одной пластины, E — напряженность ее электрического поля:

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} = \frac{q}{S 2\varepsilon_0}.$$

Следовательно,

$$\Delta A = \frac{q^2}{2\varepsilon_0 S} \cdot \Delta x, \quad \Delta A = \frac{10^{-14} \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12} \cdot 2 \cdot 10^{-2}} \approx 3 \cdot 10^{-5}\ \text{Дж}.$$

лектростатического поля

кой характеристикой электростатиче-
ся его потенциал. *Потенциалом* поля
называется скалярная величина, чис-
енциальной энергии $П$ единичного по-
яда, помещенного в эту точку:

$$\varphi = \frac{П}{q}.$$

Электростатическое поле, каждая точка которого характеризуется некоторым потенциалом, является примером *потенциального поля*.

2°. Работа по перемещению заряда q из точки *1* в точку *2* (III.1.7.5°)

$$A = П_1 - П_2 = q(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Разность потенциалов в начальной (*1*) и конечной (*2*) точках пути численно равна работе, которую совершают силы электростатического поля при перемещении единичного положительного заряда между этими точками:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q}.$$

Если точка *2* находится в бесконечности, то $П_2 = 0$ и соответственно $\varphi_2 = 0$. Работа A' по перемещению заряда q из точки 1 в бесконечность $A' = \Pi_1 = q\varphi_1$, откуда $\varphi_1 = \frac{A'}{q}$.

Потенциал электростатического поля численно равен работе, которую совершают электростатические силы при перемещении единичного положительного заряда из данной точки поля в бесконечность. Так, потенциал численно равен той работе, которая совершается, когда единичный положительный заряд, отталкиваясь от положительного заряда q, удаляется в бесконечность.

3°. Потенциал также равен численно работе, которую совершают внешние силы против сил электростатического поля при перемешении единичного положительного заряда из бесконечности в данную точку. Например, потенциал численно равен работе, которая будет совершена, если, преодолевая отталкивание от положительного заряда q, другой единичный положительный заряд переносится из бесконечности в данную точку поля.

4°. Физический смысл во всех задачах имеет разность потенциалов между двумя точками электростатического поля, а не значения потенциалов в этих точках. Поэтому выбор точки с нулевым потенциалом определяется соображениями простоты и удобства решения задач. Иногда удобнее выбирать равным нулю потенциал Земли, а не бесконечно удаленной точки.

5°. Если электрически заряженная частица с зарядом q и массой m движется в ускоряющем ее электрическом поле с разностью потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$, то частица приобретает кинетическую энергию

$$\frac{mv^2}{2} = q(\varphi_1 - \varphi_2)$$

и скорость

$$v = \sqrt{\frac{2q(\varphi_1 - \varphi_2)}{m}}.$$

6°. Разность потенциалов между двумя точками 1 и 2 электростатического поля, удаленными на расстояния x_1 и x_2 от равномерно заряженной бесконечной плоскости,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0\varepsilon}(x_2 - x_1) \quad \text{(в СИ)},$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi\sigma}{\varepsilon}(x_2 - x_1) \quad \text{(в системе СГСЭ)},$$

где σ — поверхностная плотность зарядов, ε_0 — электрическая постоянная в системе СИ (VII.5.1°), ε — относительная диэлектрическая проницаемость.

7°. Разность потенциалов между равномерно и разноименно заряженными бесконечными параллельными плоскостями

$$\varphi_1-\varphi_2=\frac{\sigma d}{\varepsilon_0\varepsilon} \quad \text{(в СИ)},$$

$$\varphi_1-\varphi_2=\frac{4\pi\sigma d}{\varepsilon} \quad \text{(в системе СГСЭ)},$$

где d — расстояние между плоскостями. Остальные обозначения см. в п. 6°.

8°. Потенциал электростатического поля точечного заряда q в точке, удаленной на расстояние r от заряда (при условии, что $\varphi\to 0$ при $r\to\infty$),

$$\varphi=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r} \quad \text{(в СИ)},$$

$$\varphi=\frac{q}{\varepsilon r} \quad \text{(в системе СГСЭ)}.$$

9°. Потенциал электростатического поля шара с радиусом R и зарядом q, равномерно распределенным по его поверхности, совпадает вне шара с потенциалом поля точечного заряда q, помещенного в центре шара (при условии, что $\varphi\to 0$ при $r\to\infty$). Внутри шара имеется постоянный потенциал поля, равный

$$\varphi=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon R} \quad \text{(в СИ)},$$

$$\varphi=\frac{q}{\varepsilon R} \quad \text{(в системе СГСЭ)},$$

хотя напряженность поля внутри шара равна нулю (III.1.4.3°).

9. Связь между напряженностью и разностью потенциалов электростатического поля

1°. Две характеристики электростатического поля — силовая (**E**) и энергетическая (φ) связаны между собой. Вблизи любой точки электростатического поля потенциал изменяется наиболее быстро в направлении силовой линии (III. 1.3.5°). Напряженность в произвольной точке электростатического поля численно равна изменению потенциала, приходящемуся на единицу длины силовой линии:

$$E_l = -\frac{\Delta\varphi}{\Delta l},$$

где $\Delta\mathbf{l}$ — вектор с модулем Δl, направленный вдоль силовой линии; $E_l = E \cdot \cos\alpha$ — проекция вектора **E** на направление $\Delta\mathbf{l}$ (рис. III. 1.20). Знак минус показывает, что вектор напряженности поля всегда направлен в сторону убывания потенциала.

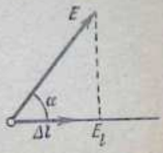


Рис. III. 1.20.

2°. Геометрическое место точек электростатического поля с одинаковыми потенциалами называется *эквипотенциальной поверхностью*. Свойства эквипотенциальных поверхностей:

а) в каждой точке эквипотенциальной поверхности вектор напряженности поля перпендикулярен к ней и направлен в сторону убывания потенциала;

б) работа по перемещению электрического заряда по одной и той же эквипотенциальной поверхности равна нулю.

Примером эквипотенциальной поверхности является поверхность заряженного проводника. Во всех точках внутри объема такого проводника напряженность электростатического поля равна нулю (III. 1.5.3°), и все точки объема проводника имеют одинаковый потенциал.

3°. Электростатическое поле графически изображают не только при помощи силовых линий, но и при помощи эквипотенциальных поверхностей. Вокруг любых источников электростатического поля можно провести бесконечное множество эквипотенциальных поверхностей. Обычно их проводят так, чтобы разности потенциалов между любыми двумя соседними эквипотенциальными поверхностями были одинаковы.

По известному расположению линий напряженности (III. 1.3.5°) электростатического поля можно построить эквипотенциальные поверхности, и, наоборот, по известному расположению эквипотенциальных поверхностей можно в каждой точке поля определить величину и направление вектора напряженности поля.

На рис. III.1.21 изображены плоские сечения электростатических полей положительного точечного заряда (*а*),

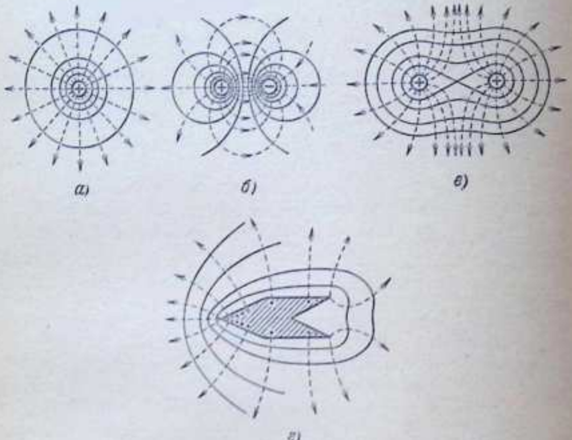


Рис. III.1.21.

диполя (*б*), двух одноименных зарядов (*в*) и заряженного металлического проводника сложной конфигурации (*г*). Пунктиром изображены силовые линии, сплошными линиями — сечения эквипотенциальных поверхностей.

Задача 1. Равномерно заряженный шар радиусом 2 см в вакууме имеет поверхностную плотность заряда $5 \cdot 10^{-7}$ Кл/м². Определить потенциал поля в точке, отстоящей на 0,5 м от центра шара, а также потенциал и напряженность поля внутри шара.

Дано: $R = 2$ см $= 2 \cdot 10^{-2}$ м, $\sigma = 5 \cdot 10^{-7}$ Кл/м², $r = 0{,}5$ м, $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, $\varepsilon = 1$.

Найти: φ_1, φ_2, E.

Решение: Потенциал электрического поля, образованного заряженным шаром, вне шара совпадает с потенциалом поля точечного заряда, сосредоточенного в центре шара, $\varphi_1 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r}$.

Так как $q = \sigma S = \sigma 4\pi R^2$, то

$$\varphi_1 = \frac{\sigma R^2}{\varepsilon_0\varepsilon r}, \quad \varphi_1 = \frac{5\cdot 10^{-7}\cdot 4\cdot 10^{-4}}{8{,}85\cdot 10^{-12}\cdot 1\cdot 0{,}5} \approx 50 \text{ В}.$$

Потенциал поля внутри заряженного шара

$$\varphi_2 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon R} = \frac{\sigma R}{\varepsilon_0\varepsilon}, \quad \varphi_2 = \frac{5\cdot 10^{-7}\cdot 2\cdot 10^{-2}}{8{,}85\cdot 10^{-12}\cdot 1} = 10^3 \text{ В}.$$

Связь напряженности поля с потенциалом шара имеет вид $E = -\frac{\Delta\varphi}{\Delta r}$. Потенциал поля внутри шара во всех точках одинаков. Его изменение на единицу длины равно нулю, поэтому $E = 0$.

Задача 2. Какова разность потенциалов между точками электростатического поля, находящимися в вакууме на расстояниях 0,4 м и 1 м от точечного заряда $2\cdot 10^{-9}$ Кл? Какая работа совершается при перемещении положительного заряда $4\cdot 10^{-10}$ Кл из первой точки во вторую?

Дано: $q = 2\cdot 10^{-9}$ Кл, $r_1 = 0{,}4$ м, $r_2 = 1$ м, $q_1 = 4\cdot 10^{-10}$ Кл, $\varepsilon = 1$.

Найти: $\varphi_1 - \varphi_2$, A.

Решение: Разность потенциалов двух точек электростатического поля, созданного точечным зарядом,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r_1} - \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r_2} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right),$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\cdot 10^{-9}}{4\cdot 3{,}14\cdot 8{,}85\cdot 10^{-12}}\left(\frac{1}{0{,}4} - \frac{1}{1}\right) \approx 300 \text{ В}.$$

Работа $A = q_1(\varphi_1 - \varphi_2)$, $A = 4\cdot 10^{-10}\cdot 300 \approx 10^{-7}$ Дж.

Задача 3. Разность потенциалов точек, отстоящих от заряженной плоскости на расстоянии 5 и 10 см, равна 5 В. Чему равен заряд плоскости в вакууме, если ее площадь 400 см²?

Дано: $x_1 = 5$ см $= 5\cdot 10^{-2}$ м, $x_2 = 10$ см $= 1\cdot 10^{-1}$ м, $S = 400$ см$^2 = 4\cdot 10^{-2}$ м^2, $\varphi_1 - \varphi_2 = 5$ В, $\varepsilon = 1$.

Найти: q.

Решение: Разность потенциалов точек поля заряженной плоскости

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0\varepsilon}(x_2 - x_1),$$

где $\sigma = \frac{q}{S}$.

Заряд плоскости $q = \sigma S$, или

$$q = \frac{(\varphi_1 - \varphi_2) \cdot 2\varepsilon_0\varepsilon}{x_2 - x_1} \cdot S,$$

$$q = \frac{5 \cdot 2 \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12}}{1 \cdot 10^{-1} - 5 \cdot 10^{-2}} \cdot 4 \cdot 10^2 = 7 \cdot 10^{-11} \text{ Кл}.$$

10. Электроемкость

1°. Когда на проводнике увеличивается заряд q, то прямо пропорционально заряду возрастает потенциал проводника φ. Это справедливо для проводников любой геометрической формы. Отношение заряда проводника к его потенциалу не зависит от величины заряда, находящегося на проводнике, и определяется свойствами самого проводника, а также среды, в которой он находится. Характеристикой электрических свойств проводника, определяющей возможность накопления зарядов на данном проводнике, является электроемкость.

Физическая величина, измеряемая отношением заряда q уединенного*) проводника к его потенциалу φ, называется *электроемкостью* (*емкостью*) уединенного проводника:

$$C = \frac{q}{\varphi}.$$

Иными словами, электроемкостью (емкостью) уединенного проводника называется физическая величина, численно равная заряду, который изменяет потенциал проводника на одну единицу.

Емкость проводника зависит от его линейных размеров и геометрической формы, но не зависит от материала проводника и его агрегатного состояния. Геометрически подобные проводники имеют электроемкости,

*) Уединенным называется проводник, находящийся вдали от заряженных тел и других проводников.

прямо пропорциональные их линейным размерам. Емкость проводника прямо пропорциональна относительной диэлектрической проницаемости среды (III. 1.2.6°), в которой находится проводник.

2°. Емкость уединенного шара

$$C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon R \quad \text{(в СИ)},$$

$$C = \varepsilon R \quad \text{(в системе СГСЭ)},$$

где R — радиус шара, ε_0 — электрическая постоянная в СИ (VII. 5.1°), ε — относительная диэлектрическая проницаемость среды, в которой находится шар.

3°. *Взаимной электроемкостью* (*взаимной емкостью*) двух проводников называется физическая величина, численно равная заряду q, который нужно перенести с одного проводника на другой для того, чтобы изменить на единицу разность потенциалов $(\varphi_1 - \varphi_2)$ между ними:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}.$$

Взаимная емкость зависит от геометрической формы, линейных размеров и взаимного расположения проводников и не зависит от материала проводников и их агрегатных состояний. Взаимная емкость прямо пропорциональна относительной диэлектрической проницаемости среды, в которой находятся проводники.

Задача. Сколько электронов находится на поверхности уединенного металлического шара диаметром 4 см, заряженного в вакууме до потенциала 100 В?

Дано: $d = 4$ см $= 4 \cdot 10^{-2}$ м, $\varphi_1 - \varphi_2 = 100$ В, $\varepsilon = 1$.

Найти: N.

Решение: Заряд металлического шара $Q = C(\varphi_1 - \varphi_2)$, где C — электроемкость уединенного шара, $C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon R$, R — радиус шара. Тогда $Q = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon \frac{d}{2}(\varphi_1 - \varphi_2)$.

Число электронов $N = \frac{Q}{e}$, где e — абсолютная величина заряда электрона,

$$N = \frac{4\pi\varepsilon_0\varepsilon d\,(\varphi_1 - \varphi_2)}{2e},$$

$$N = \frac{4 \cdot 3{,}14 \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12} \cdot 4 \cdot 10^{-2} \cdot 100}{2 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}} = 137 \cdot 10^{6}.$$

11. Конденсаторы

1°. *Конденсатор* состоит из двух проводников, заряженных разноименно равными по абсолютному значению зарядами. Проводники должны иметь такую геометрическую форму и должны быть расположены друг относительно друга так, чтобы электрическое поле, созданное этими проводниками, было сосредоточено в пространстве между ними. Проводники, образующие конденсатор, называются его *обкладками* (*обкладки конденсатора*). Емкость конденсатора является взаимной емкостью его обкладок (III. 1.10.3°). Конденсаторы служат накопителями электрической энергии (III. 1.12.2°).

2°. *Плоский конденсатор* представляет собой две параллельные плоские пластины, заряженные одинаковыми по абсолютному значению, но разноименными зарядами. Пластины (обкладки) конденсатора находятся

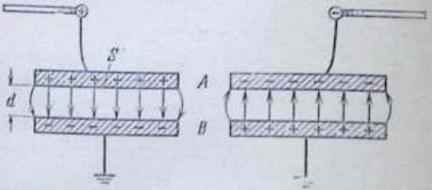


Рис. III. 1.22.

на расстоянии d друг от друга (рис. III. 1.22). При зарядке конденсатора можно сообщить одной из обкладок некоторый заряд, а другую обкладку заземлить. Тогда на заземленной обкладке останется заряд, противоположный по знаку и равный по значению заряду, сообщенному первой обкладке. В Землю уйдет заряд того знака, которым заряжена первая обкладка.

3°. Емкость плоского конденсатора

$$C=\frac{\varepsilon_0\varepsilon S}{d} \quad \text{(в СИ)},$$

$$C=\frac{\varepsilon S}{4\pi d} \quad \text{(в системе СГСЭ)},$$

где S — площадь каждой обкладки или меньшей из них, d — расстояние между обкладками, ε_0 — электрическая постоянная в СИ (VII. 5.1°), ε — относительная диэлектрическая проницаемость вещества, находящегося между обкладками.

Если плоский конденсатор состоит из системы n пластин (*многопластинчатый конденсатор*), то в формулу емкости вместо S входит произведение $S(n-1)$, где n — число пластин. Обычно в конденсаторе $n = 2$.

4°. *Конденсатор переменной емкости* в простейшем случае состоит из двух наборов металлических пластин. При вращении рукоятки (рис. III. 1.23) пластины одного набора входят в промежутки между пластинами другого набора. При этом емкость конденсатора меняется пропорционально изменению площади перекрывающейся части пластин.

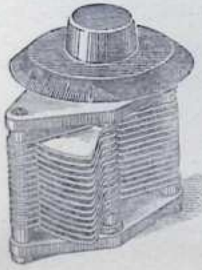


Рис. III.1.23.

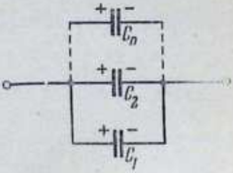


Рис. III. 1.24.

5°. Увеличение емкости достигается *параллельным соединением конденсаторов* в батарею. При этом конденсаторы соединяются одноименно заряженными обкладками (рис. III. 1.24). Общая емкость батареи

$$C = C_1 + C_2 + \ldots + C_n.$$

6°. При *последовательном соединении конденсаторов* соединяются их разноименные обкладки (рис. III. 1.25). При этом складываются величины, обратные емкостям:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \ldots + \frac{1}{C_n},$$

и общая емкость батареи всегда меньше, чем наименьшая емкость конденсатора, входящего в батарею.

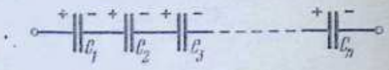


Рис. III.1.25.

Задача 1. Найти разность потенциалов в воздушном конденсаторе, если между его обкладками поместить плотно прилегающую к ним фарфоровую пластинку. Первоначально конденсатор был заряжен до 200 В, а затем источник отключили.

Дано: $\varphi_1 - \varphi_2 = \Delta\varphi_1 = 200$ В, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 5$.

Найти: $\Delta\varphi_2$.

Решение: Емкость воздушного конденсатора $C_1 = \frac{q}{\Delta\varphi_1}$.

Емкость конденсатора с диэлектриком $C_2 = \frac{q}{\Delta\varphi_2}$.

Так как заряд конденсатора не изменяется, то $\frac{\Delta\varphi_2}{\Delta\varphi_1} = \frac{C_1}{C_2}$; емкость плоского конденсатора $C = \frac{\varepsilon_0\varepsilon S}{d}$, тогда $\frac{C_1}{C_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$ и $\Delta\varphi_2 = \Delta\varphi_1\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$, $\Delta\varphi_2 = 200 \cdot \frac{1}{5} = 40$ В.

Задача 2. Найти емкость и поверхностную плотность заряда на пластинах воздушного конденсатора, заряженного до разности потенциалов 200 В. Площадь каждой пластины 0,25 м², расстояние между пластинами 1,0 мм.

Дано: $\varphi_1 - \varphi_2 = 200$ В, $S = 0{,}25$ м², $d = 1{,}0$ мм $= 1{,}0 \cdot 10^{-3}$ м, $\varepsilon = 1{,}0$.

Найти: C, σ.

Решение: Емкость плоского конденсатора

$$C = \frac{\varepsilon_0\varepsilon S}{d}, \quad C = \frac{8{,}85 \cdot 10^{-12} \cdot 1{,}0 \cdot 0{,}25}{1{,}0 \cdot 10^{-3}} \approx 2{,}2 \cdot 10^{-9}\ \text{Ф}.$$

Разность потенциалов между двумя заряженными пластинами $\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma d}{\varepsilon_0\varepsilon}$, откуда

$$\sigma = \frac{(\varphi_1 - \varphi_2)\varepsilon_0\varepsilon}{d}, \quad \sigma = \frac{200 \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12} \cdot 1{,}0}{1{,}0 \cdot 10^{-3}} \approx 1{,}8 \cdot 10^{-6}\ \text{Кл/м}^2.$$

12. Энергия электрического поля

1°. Для того чтобы увеличить заряд проводника, необходимо перенести на него некоторое количество электричества. Для этого необходимо преодолеть силы отталкивания между вновь переносимым зарядом и уже ранее имевшимися на проводнике зарядами. Увеличение заряда на проводнике и его потенциала связано с совершением работы. Работа, которую необходимо совершать, чтобы сообщить проводнику заряд q и потенциал φ, может служить мерой энергии заряженного проводника.

2°. *Собственной энергией заряженного проводника* называется потенциальная энергия взаимодействия зарядов, находящихся на проводнике. Если проводник не находится во внешнем электростатическом поле, то его энергия является собственной и вычисляется по формуле

$$\varPi_{\text{соб}}=\frac{q\varphi}{2}=\frac{q^2}{2C}=\frac{C\varphi^2}{2},$$

где C — емкость проводника, q и φ — его заряд и потенциал.

3°. Если имеется система n заряженных проводников, то полная электрическая энергия системы состоит из суммы собственных энергий проводников и энергии их взаимодействия:

$$\varPi=\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n} q_i\varphi_i,$$

где q_i — заряд i-го проводника, φ_i — потенциал i-го проводника, создаваемый как полем всех других проводников, так и собственным полем этого проводника.

4°. Энергия заряженного конденсатора является полной энергией системы двух проводников и вычисляется по формуле

$$\varPi=\frac{q(\varphi_1-\varphi_2)}{2}=\frac{C(\varphi_1-\varphi_2)^2}{2},$$

где q — заряд конденсатора, C — его электроемкость, $(\varphi_1-\varphi_2)$ — разность потенциалов между обкладками конденсатора.

5°. Согласно теории близкодействия (III. 1.3.2°) энергия любых заряженных тел сосредоточена в электрическом поле этих тел. Поэтому говорят об *энергии электрического поля*, причем считается, что энергия источников поля — заряженных тел — распределена по всему пространству, где имеется электрическое поле. Например, в плоском конденсаторе (III. 1.11.2°) энергия сосредоточена в пространстве между его обкладками.

6°. Энергия однородного электрического поля, сосредоточенного в объеме V изотропной среды,

$$\Pi = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E}{2} V \quad \text{(в СИ)},$$

$$\Pi = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} V \quad \text{(в системе СГСЭ)},$$

где E — напряженность поля, ε_0 — электрическая постоянная в системе СИ (VII. 5.1°), ε — относительная диэлектрическая проницаемость среды.

7°. *Объемной плотностью энергии* w_e электрического поля называется энергия поля, сосредоточенная в единице объема поля:

$$w_e = \frac{\Delta \Pi}{\Delta V};$$

w_e вычисляется по формуле

$$w_e = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} \quad \text{(в СИ)},$$

$$w_e = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} \quad \text{(в системе СГСЭ)}.$$

Выражения п. 7° справедливы не только для однородного поля, но и для произвольных, в том числе и изменяющихся во времени, электрических полей в однородном изотропном диэлектрике (III. 1.6.1°).

8°. Определение электрического поля как особой формы материи (III. 1.3.1°) получает свое обоснование в том, что у электрического поля имеется энергия. Энергия, как и масса, является необходимым свойством вещества и полей — двух форм материи, изучаемых физикой.

Задача. Конденсаторы емкостью 2,0 мкФ и 8,0 мкФ соединены последовательно и подключены к источнику напряжения 200 В. Определить разность потенциалов на каждом конденсаторе и энергию каждого конденсатора.

Дано: $C_1 = 2{,}0$ мкФ, $C_2 = 8{,}0$ мкФ, $\varphi_1 - \varphi_2 = U = 200$ В.

Найти: U_1, U_2, Π_1, Π_2.

Решение: При последовательном соединении заряды на конденсаторах будут одинаковыми. Разность потенциалов на конденсаторах: $U_1 = Q/C_1$ и $U_2 = Q/C_2$, где Q — заряд; $Q = CU$, где C — емкость соединенных последовательно конденсаторов.

При последовательном соединении

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}, \quad \text{или} \quad C = \frac{C_1C_2}{C_1 + C_2}.$$

Тогда $Q = \frac{C_1C_2}{C_1 + C_2}U$ и

$$U_1 = \frac{C_1C_2U}{(C_1 + C_2)C_1} = \frac{C_2}{C_1 + C_2}U, \quad U_1 = \frac{8{,}0 \cdot 200}{2{,}0 + 8{,}0} = 160 \text{ В},$$

$$U_2 = \frac{C_1}{C_1 + C_2}U, \quad U_2 = \frac{2{,}0 \cdot 200}{2{,}0 + 8{,}0} = 40 \text{ В}.$$

Энергии конденсаторов:

$$\Pi_1 = \frac{C_1U_1^2}{2}, \quad \Pi_1 = \frac{2{,}0 \cdot 160^2}{2} \approx 26 \text{ мкДж},$$

$$\Pi_2 = \frac{C_2U_2^2}{2}, \quad \Pi_2 = \frac{8{,}0 \cdot 40^2}{2} = 6{,}4 \text{ мкДж}.$$

ГЛАВА 2

ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК

1. Основные понятия и определения

1°. По свойству *электрической проводимости* (*электропроводности*), т. е. способности проводить электрический ток, все вещества делятся на *проводники* (металлы, электролиты и ионизованные газы), *диэлектрики* (*изоляторы*) (III.1.6.1°) и *полупроводники* (III.3.11.1°).

Электрическим током называется упорядоченное движение электрических зарядов. Упорядоченное движение свободных электрических зарядов, происходящее в проводнике, называется *током проводимости*. Токами проводимости являются: электрический ток в металлах, созданный упорядоченным движением свободных электронов, ток в электролитах, осуществляемый упорядоченным движением ионов (III.3.1.1°), ток в газах (III.3.3.1°), где упорядоченно движутся ионы и электроны. Упорядоченное перемещение электрических зарядов, происходящее при движении в пространстве заряженного тела, называется *конвекционным током*. Например, Земля имеет избыточный отрицательный заряд и при ее движении возникает конвекционный ток. Кроме токов проводимости и конвекционных токов существуют токи смещения (IV.4.1.3°).

2°. Направлением электрического тока считается то направление, в котором упорядоченно движутся положительные заряды. В металлах свободные электроны движутся в направлении, противоположном этому принятому. В жидкостях и газах упорядоченное движение электрических зарядов может происходить как в направлении тока, так и в противоположном направлении (упорядоченное движение электронов и отрицательных ионов).

3°. *Силой тока* называется скалярная величина I, равная количеству электричества Δq, которое за единицу времени переносится сквозь некоторую площадь сечения проводника:

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t}.$$

В частности, силой тока в проводнике называется количество электричества Δq, которое переносится за единицу времени сквозь поперечное сечение проводника.

4°. *Постоянным* называется электрический ток, сила и направление которого сохраняются с течением времени неизменными. Для постоянного тока

$$I = \frac{q}{t},$$

где q — заряд, который переносится сквозь поперечное сечение проводника за время t.

5°. Сила постоянного тока в металлическом проводнике с площадью поперечного сечения S

$$I = en\bar{v}S,$$

где e — абсолютное значение заряда электрона, n — число носителей зарядов (электронов проводимости) в единице объема, $\bar{v}$ — средняя скорость упорядоченного движения электронов.

6°. *Вектором средней плотности тока* $\mathbf{j}$ *) называется физическая величина, модуль которой равен отношению силы тока I к площади поперечного сечения проводника S, перпендикулярной к вектору $\bar{\mathbf{v}}$ (п. 7°):

$$j = \frac{I}{S}.$$

Плотность тока определяет ток, приходящийся на единицу площади поперечного сечения проводника, и характеризует распределение электрического тока по сечению проводника. Вектор $\mathbf{j}$ направлен вдоль тока (п. 2°).

7°. Плотность тока проводимости в металлах

$$\mathbf{j} = ne\bar{\mathbf{v}},$$

где n — число электронов проводимости в единице объема (*концентрация носителей тока*), e — абсолютное значение заряда электрона, $\bar{\mathbf{v}}$ — вектор средней скорости упорядоченного движения электронов. Важной особенностью металлов является практически постоянная для данного металла концентрация n свободных электронов. Она не зависит от температуры. Этим металлы существенно отличаются от электролитов (III.3.1.4°) и полупроводников (III.3.12.5°).

8°. Модуль вектора $\bar{\mathbf{v}}$ имеет значения порядка 10^{-4} м/с при наибольших допустимых плотностях токов. Например, в медном проводнике ($n \approx 8{,}5 \cdot 10^{28}$ м$^{-3}$), $\bar{v} \approx 8 \cdot 10^{-4}$ м/с при самых больших плотностях тока $j = 1{,}1 \cdot 10^{7}$ А/см^2, которые допускаются без опасного перегрева проводника.

*) В дальнейшем под плотностью тока понимается средняя плотность тока.

9°. Электрический ток устанавливается во всем проводнике практически одновременно с замыканием цепи. *Время установления тока* в цепи $t = \frac{L}{c}$, где L — длина цепи, c — скорость света в вакууме, совпадает с временем установления вдоль всей цепи стационарного электрического поля (III.1.3.1°). Это время совпадает с временем распространения света вдоль электрической цепи. За это время на всем протяжении проводника устанавливается упорядоченное движение электронов, начинающееся практически одновременно с замыканием цепи.

Существование электрического тока обнаруживается по его тепловым, химическим и магнитным действиям.

2. Условия, необходимые для возникновения и поддержания постоянного тока

1°. *Для возникновения и поддержания в проводниках тока проводимости* (III.2.1.1°) на заряженные частицы должны действовать силы, обеспечивающие их упорядоченное перемещение в течение конечного промежутка времени.

Кулоновские силы электростатического взаимодействия электрических зарядов приводят к такому их распределению в проводнике, при котором напряженность электрического поля внутри проводника равна нулю, а потенциалы всех точек проводника одинаковы. Поэтому электростатическое поле кулоновских сил (*кулоновское электрическое поле*) не может обеспечить постоянного электрического тока в проводнике (III.2.1.4°).

2°. Для того чтобы в проводнике мог существовать постоянный ток проводимости, необходимо выполнение следующих условий:

а) напряженность электрического поля в проводнике должна быть отлична от нуля и не должна изменяться с течением времени;

б) цепь постоянного тока проводимости должна быть замкнутой;

в) на свободные электрические заряды, помимо кулоновских сил, должны действовать неэлектростатические силы, называемые *сторонними силами*. Сторонние силы могут быть созданы источниками тока (гальваническими элементами, аккумуляторами, электрическими генераторами и др.).

3°. За счет сторонних сил электрические заряды движутся внутри источника тока в направлении, противоположном действию сил электростатического поля. Благодаря этому на концах внешней цепи поддерживается разность потенциалов и в цепи идет постоянный электрический ток. Работа, которая необходима для обеспечения упорядоченного движения электрических зарядов в проводнике при прохождении по нему постоянного электрического тока, совершается за счет энергии источника тока.

4°. *Сторонним электрическим полем* называется неэлектростатическое электрическое поле, в котором движутся свободные электрические заряды в проводнике в условиях, когда действуют сторонние силы.

Напряженностью стороннего электрического поля $\mathbf{E}^{\text{ст}}$ называется физическая величина, численно равная сторонней силе, действующей в стороннем электрическом поле на единичный положительный заряд, находящийся в данной точке внутри проводника:

$$\mathbf{E}^{\text{ст}} = \frac{\mathbf{F}^{\text{ст}}}{q},$$

где $\mathbf{F}^{\text{ст}}$ — сторонняя сила, которая действует на положительный заряд q. По направлению $\mathbf{E}^{\text{ст}}$ совпадает с $\mathbf{F}^{\text{ст}}$.

3. Электродвижущая сила. Напряжение

1°. Внутри проводника, по которому протекает постоянный электрический ток, напряженность $\mathbf{E}$ электрического поля по принципу суперпозиции полей (III.1.3.7°) равна

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^{\text{кул}} + \mathbf{E}^{\text{ст}},$$

где $\mathbf{E}^{\text{кул}}$ и $\mathbf{E}^{\text{ст}}$ — соответственно напряженности кулоновского поля и поля сторонних сил.

2°. Работа по перемещению заряда по проводнику в процессе протекания по нему электрического тока совершается кулоновскими и сторонними силами. Полная работа A равна

$$A = A^{\text{кул}} + A^{\text{ст}},$$

где $A^{\text{кул}}$ — работа кулоновских сил (III.1.7.1°), $A^{\text{ст}}$ — работа, которая совершается за счет действия сторонних сил.

Полная работа, которая совершается при перемещении единичного положительного заряда на участке $1-2$ электрической цепи, по которой протекает постоянный ток,

$$\frac{A_{1-2}}{q} = \frac{A_{1-2}^{\text{кул}}}{q} + \frac{A_{1-2}^{\text{ст}}}{q},$$

где q — положительный заряд, который переносится на участке $1-2$ (рис. III.2.1). Согласно (III.1.8.2°), $\frac{A_{1-2}^{\text{кул}}}{q} = \varphi_1 - \varphi_2$ есть разность потенциалов в точках 1 и 2.

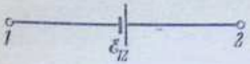


Рис. III.2.1.

3°. *Электродвижущей силой* $\mathscr{E}_{2-1}$ (э. д. с.), действующей на участке $1-2$ цепи, называется физическая величина, численно равная работе, которую совершают сторонние силы при перемещении на участке $1-2$ единичного положительного заряда:

$$\mathscr{E}_{2-1} = \frac{A_{1-2}^{\text{ст}}}{q}.$$

4°. *Напряжением* (*падением напряжения*) U_{2-1} на участке цепи $1-2$ называется физическая величина, численно равная полной работе, которая совершается кулоновскими и сторонними силами при перемещении вдоль участка цепи единичного положительного заряда из точки 1 в точку 2 (рис. III.2.1):

$$U_{2-1} = \frac{A_{1-2}}{q} = (\varphi_1 - \varphi_2) + \mathscr{E}_{2-1}.$$

Напряжение на концах участка цепи $1-2$ равно разности потенциалов в точках 1 и 2 т о л ь к о в т о м с л у ч а е, если на этом участке не приложены э. д. с.: $U_{2-1} = \varphi_1 - \varphi_2$ при $\mathscr{E}_{2-1} = 0$.

4. Закон Ома

1°. *Электрическим сопротивлением* (*сопротивлением*) участка цепи *1—2* принято считать одну из характеристик электрических свойств данного участка цепи, определяющую упорядоченное перемещение носителей тока на этом участке.

Сопротивление металлического проводника на участке неразветвленной цепи (III.2.6.1°) зависит от материала проводника, его геометрической формы и размеров, а также от температуры (III.2.5.1°). Для однородного цилиндрического проводника длиной l_{12} и площадью поперечного сечения S сопротивление R_{2-1} равно (рис. III.2.2)*)

$$R_{2-1} = \rho \frac{l_{12}}{S},$$

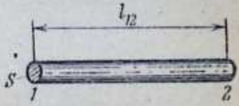


Рис. III.2.2.

где ρ — *удельное сопротивление проводника*. Так называется сопротивление однородного цилиндрического проводника, изготовленного из данного материала и имеющего единичную длину и единичную площадь поперечного сечения.

Величина, обратная удельному сопротивлению, называется *удельной электропроводностью* (*проводимостью*) *проводника*: $\lambda = \frac{1}{\rho}$.

2°. *Закон Ома для произвольного участка цепи*: напряжение (падение напряжения) на участке цепи равно произведению сопротивления этого участка на силу тока:

$$U_{2-1} = R_{2-1} I.$$

Иначе: падение напряжения на участке цепи равно сумме разности потенциалов на концах участка и приложенных к нему э. д. с.:

$$R_{2-1} I = (\varphi_1 - \varphi_2) + \mathscr{E}_{2-1}.$$

*) Проводник с сопротивлением R_{2-1} иногда называется *резистором* (от английского «resistance»).

3°. *Закон Ома для участка цепи, не содержащего э. д. с.* (рис. III.2.3). В этом случае $\mathscr{E}_{2-1}=0$, $U_{2-1}=\varphi_1-\varphi_2$ (III.2.3.4°) и

$$I=\frac{\varphi_1-\varphi_2}{R_{2-1}}.$$

Сила тока прямо пропорциональна разности потенциалов на концах участка цепи и обратно пропорциональна сопротивлению этого участка.

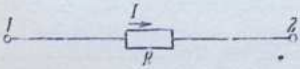


Рис. III.2.3.

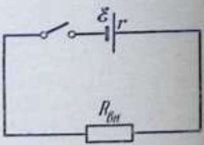


Рис. III.2.4.

4°. *Закон Ома для полной электрической цепи*, состоящей из источника тока с э. д. с. $\mathscr{E}$ и внутренним сопротивлением r и внешнего сопротивления $R_{вн}$ (рис. III.2.4).

Для полной цепи $\varphi_1=\varphi_2$, $R_{2-1}=R=R_{вн}+r$ есть полное сопротивление цепи и $\mathscr{E}_{2-1}=\mathscr{E}$. Поэтому

$$I=\frac{\mathscr{E}}{R_{вн}+r}.$$

Сила тока в цепи прямо пропорциональна э. д. с., действующей в цепи, и обратно пропорциональна сумме внешнего и внутреннего сопротивлений.

Напряжение (падение напряжения) U на внешней цепи

$$U=IR_{вн}=\frac{\mathscr{E}R_{вн}}{R_{вн}+r}=\mathscr{E}-Ir,$$

где Ir — падение напряжения внутри источника тока.

5°. Если полная электрическая цепь содержит несколько источников тока, э. д. с. которых равны, например, $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_2$, $\mathscr{E}_3$ (рис. III.2.5), то э. д. с. $\mathscr{E}$, действующая в цепи, равна алгебраической сумме э. д. с. отдельных источников тока:

$$\mathscr{E}=\sum_{i=1}^{N}\mathscr{E}_i.$$

Значение э. д. с. считается положительным (отрицательным), если произвольно выбранное направление обхода цепи (на рис. III.2.5 против часовой стрелки) совпадает с переходом внутри источника от отрицательного (положительного) полюса источника к положительному (отрицательному). Для цепи, изображенной на рис. III.2.5,

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_2 + \mathscr{E}_3.$$

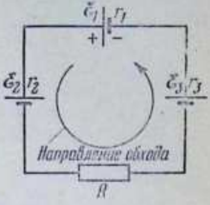


Рис. III.2.5.

6°. Для разомкнутой электрической цепи $I = 0$ и, согласно п. 2°, $\mathscr{E}_{2-1} = \varphi_2 - \varphi_1$. Э. д. с. источника тока измеряется разностью потенциалов на его клеммах при разомкнутой внешней цепи.

7°. *Закон Ома для плотности постоянного тока в металлах (закон Ома в электронной теории)*:

$$\mathbf{j} = \lambda \mathbf{E} = \frac{1}{\rho} \mathbf{E}.$$

Плотность постоянного тока (III.2.1.6°) равна произведению удельной электропроводности (п. 1°) на напряженность электрического поля в данной точке внутри металлического проводника с током. Средняя скорость $\overline{\mathbf{v}}$ упорядоченного движения электронов в металле (III.2.1.7°) пропорциональна напряженности электрического поля в данной точке проводника:

$$\overline{\mathbf{v}} = \frac{e\bar{\tau}}{2m} \mathbf{E},$$

где e — абсолютное значение заряда электрона, m — его масса, $\bar{\tau}$ — среднее время свободного пробега электрона (II.2.3.3°).

В классической электронной теории электропроводности металлов предполагается, что свободные электроны в металлическом проводнике (II.7.1.2°) под действием электрического поля ускоренно движутся без столкновений от одного узла кристаллической решетки металла (II.1.6.5°) до другого. Плотность тока

(III.2.1.7°) выражается формулой

$$\mathbf{j}=en\bar{\mathbf{v}}=\frac{ne^2\bar{\tau}}{2m}\mathbf{E}=\lambda\mathbf{E}.$$

Удельная электропроводность металла в классической электронной теории

$$\lambda=\frac{1}{\rho}=\frac{ne^2\bar{\tau}}{2m}.$$

Задача. Батарея с э. д. с. 16 В замкнута на прибор. Сила тока в приборе 2 А. Коэффициент полезного действия батареи 0,75. Определить внутреннее сопротивление батареи.

Дано: $\mathscr{E}=16$ В, $I=2$ А, $\eta=0{,}75$.

Найти: r.

Решение: Закон Ома для замкнутой цепи: $I=\frac{\mathscr{E}}{R+r}$, или $\mathscr{E}=U+Ir$, где $U=IR$ — падение напряжения на внешнем сопротивлении, Ir — падение напряжения на внутреннем сопротивлении.

Коэффициент полезного действия батареи $\eta=U/\mathscr{E}$, следовательно, $U=\eta\mathscr{E}$ и $\mathscr{E}=\eta\mathscr{E}+Ir$, откуда

$$r=\frac{\mathscr{E}(1-\eta)}{I},\qquad r=\frac{16(1-0{,}75)}{2}=2\text{ Ом}.$$

5. Зависимость сопротивления от температуры

1°. Удельное сопротивление ρ проводников зависит от температуры:

$$\rho=\rho_0(1+\alpha t),$$

где ρ_0 — удельное сопротивление при 0 °С; t — температура по шкале Цельсия, $\alpha=\frac{\rho-\rho_0}{\rho_0 t}$ — *температурный коэффициент сопротивления* — относительное изменение сопротивления проводника при нагревании его на один градус.

2°. Для металлов и сплавов в интервале температур 0÷100 °С значение температурного коэффициента сопротивления α изменяется в пределах $(3,3 \div 6,2)\cdot 10^{-3}$ град$^{-1}$. Обычно для чистых металлов принимается, что $\alpha = (1/273)$ град$^{-1}$. Для электролитов $\alpha < 0$.

3°. Зависимость удельного сопротивления чистых металлов от температуры не может быть удовлетворительно объяснена в рамках классической электронной теории электропроводности. В современной квантовой теории электропроводности металлов доказывается, что при всех температурах, кроме абсолютного нуля, свободные электроны испытывают такие взаимодействия с узлами кристаллической решетки металла, что среднее время $\bar{\tau}$ свободного пробега электронов в области средних температур обратно пропорционально абсолютной температуре T металла $\left(\bar{\tau} \sim \frac{1}{T}\right)$ и ρ прямо пропорционально абсолютной температуре $(\rho \sim T)$.

4°. *Явление сверхпроводимости*, которое обнаруживается у некоторых металлов и сплавов, заключается в том, что ниже некоторой температуры (*температура $T_{кр}$ перехода проводника в сверхпроводящее состояние*) удельное сопротивление этих веществ становится исчезающе малым. Температуры $T_{кр}$ для чистых металлов изменяются от 0,14 K (иридий) до 9,22 K (ниобий); для сплавов — от 0,155 K (BiPt) до 23,2 K (Ni_3Ge).

Явление сверхпроводимости используется для получения весьма сильных магнитных полей. Если обмотку электромагнита (III.4.3.7°) изготовить из сверхпроводящей проволоки, то в такой обмотке создается огромная плотность токов и, соответственно, электромагнит имеет сильное магнитное поле.

На основе явления сверхпроводимости работают иногда элементы памяти счетно-решающих устройств. Принцип действия таких элементов, изготавливаемых из сверхпроводящих пленок, состоит в том, что ток, созданный в сверхпроводящем кольце, не затухает очень долго. На принципе разрушения сверхпроводящего состояния магнитным полем основано иногда устройство переключающих элементов современных электронных вычислительных машин.

Теория явления сверхпроводимости разработана в современной квантовой механике. Ознакомление с ней выходит за рамки курса элементарной физики.

6. Разветвление токов. Соединения проводников

1°. *Электрическая цепь* представляет собой совокупность проводников и источников тока. В общем случае электрическая цепь является *разветвленной* (*сложной*) и содержит узлы. *Узлом A* в разветвленной цепи называется точка, в которой сходится не менее трех проводников (рис. III.2.6). Расчет разветвленной цепи состоит в том, чтобы по заданным сопротивлениям участков цепи и приложенным к ним э. д. с. найти силы токов в каждом участке цепи. Для расчетов разветвленных цепей применяются правила узлов и контуров.

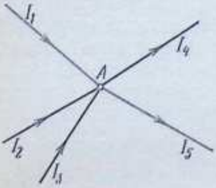


Рис. III.2.6.

2°. *Правило узлов* (*первое правило Кирхгофа*): алгебраическая сумма сил токов, сходящихся в узле, равна нулю:

$$\sum_{k=1}^{n} I_k = 0,$$

где n — число проводников, сходящихся в узле. Токи считаются положительными, если они втекают в узел. Отрицательными считаются токи, отходящие от узла.

3°. *Правило контуров* (*второе правило Кирхгофа*): в любом замкнутом контуре, произвольно выбранном в разветвленной электрической цепи, алгебраическая сумма произведений сил токов I_k на сопротивления R_k соответствующих участков этого контура равна алгебраической сумме имеющихся в контуре э. д. с.:

$$\sum_{k=1}^{n} I_k R_k = \sum_{i=1}^{m} \mathscr{E}_i.$$

Если токи I_k совпадают с выбранным направлением обхода контура, то они считаются положительными. Э. д. с. $\mathscr{E}_i$ считаются положительными, если они создают токи, направленные в сторону обхода контура.

4°. Расчет разветвленной цепи постоянного тока проводится в такой последовательности:

а) произвольно выбираются направления токов во всех участках цепи;

б) записываются $n-1$ независимых уравнений правила узлов, где n — число узлов в цепи;

в) произвольные замкнутые контуры выделяются так, чтобы каждый новый контур содержал по крайней мере один участок цепи, не входящий в ранее рассмотренные контуры. В разветвленной цепи, содержащей n узлов и m участков цепи между соседними узлами, число независимых уравнений правила контуров равно $m-n+1$.

5°. При составлении электрической цепи проводники могут соединяться последовательно или параллельно.

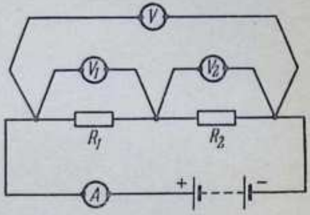


Рис. III.2.7.

При последовательном соединении проводников (рис. III.2.7):

а) сила тока во всех частях цепи одинакова:

$$I = \mathrm{const};$$

б) падение напряжения в цепи равно сумме падений напряжений на отдельных участках:

$$U = U_1 + U_2;$$

в) падение напряжения на проводниках прямо пропорционально их сопротивлениям:

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{R_1}{R_2};$$

г) общее сопротивление цепи, состоящей из n последовательно соединенных проводников, равно сумме сопротивлений отдельных проводников:

$$R = R_1 + R_2 + \ldots + R_n.$$

6°. *При параллельном соединении проводников* (рис. III.2.8):

а) сила тока в неразветвленной части цепи равна сумме сил токов, текущих в разветвленных участках цепи:

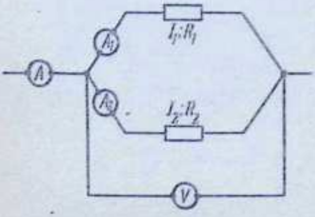


Рис. III. 2.8.

$$I = I_1 + I_2;$$

б) падения напряжения в параллельно соединенных участках цепи одинаковы:

$$U = \text{const};$$

в) силы токов в участках разветвленной цепи обратно пропорциональны их сопротивлениям:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}.$$

7°. Величина Λ, обратная сопротивлению участка цепи, называется *электропроводностью* (*проводимостью*), $\Lambda = 1/R$. Элетропроводность цепи, состоящей из n параллельно соединенных проводников, равна сумме электропроводностей всех проводников:

$$\Lambda = \Lambda_1 + \Lambda_2 + \ldots + \Lambda_n,$$

или

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \ldots + \frac{1}{R_n}.$$

Задача 1. Измерительный прибор — гальванометр G сопротивлением 50 Ом может измерять силу электрического тока до 0,1 А. Как включить его в цепь, чтобы он стал амперметром, измеряющим токи силой до 10 А, или вольтметром для измерения напряжения до 100 В?

Дано: $r = 50$ Ом, $i = 0{,}1$ А, $I = 10{,}0$ А, $U = 100$ В.

Найти: R_1, R_2.

Решение: Для измерения токов больших, чем те, на которые рассчитан прибор, надо к последнему подключить параллельно резистор R_1, называемый *шунтом* (рис. III.2.8, а). Амперметр включается в цепь последовательно. Сила тока в цепи $I = i + I_1$, где I_1 — сила тока, идущего через шунт. Сопротивление шунта $R_1 = U/I_1$, где U — падение напряжения, равное здесь

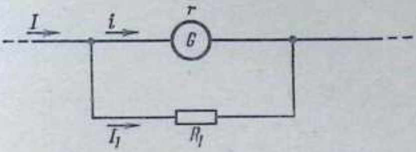


Рис. III. 2.8а.

одинаковой разности потенциалов на клеммах амперметра и на концах шунта: $U = ir$.

Тогда

$$R_1 = \frac{ir}{I - i}, \quad R_1 = \frac{0,1 \cdot 50}{10,0 - 0,1} = 0,05 \text{ Ом}.$$

Для измерения напряжения гальванометром необходимо последовательно к нему подключить добавочное сопротивление R_2 (рис. III. 2.8, б). Вольтметр включается

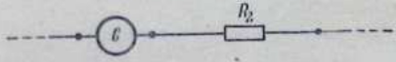


Рис. III. 2.8б.

в электрическую цепь параллельно резистору, на котором измеряется падение напряжения. Добавочное сопротивление $R_2 = U_1/I$, где U_1 — падение напряжения. Разность потенциалов на клеммах гальванометра $U_1 = ir$, $U_1 = U - U_2$.

Разность потенциалов на добавочном сопротивлении $U_2 = iR_2$. Тогда

$$R_2 = \frac{U - ir}{i}, \quad R_2 = \frac{100 - 0,1 \cdot 50}{0,1} = 950 \text{ Ом}.$$

Задача 2. К источнику тока подключены последовательно амперметр и катушка. Вольтметр подключен параллельно катушке (рис. III. 2.8, в). Показания вольтметра 200 В, амперметра 0,5 А. Сопротивлением амперметра можно пренебречь.

Определить сопротивление катушки в двух случаях:

1) Сопротивление вольтметра бесконечно велико.

2) Сопротивление вольтметра равно 2000 Ом.

Дано: $U = 200$ В, $I = 0{,}5$ А, $r = \infty$, $r = 2000$ Ом.

Найти: R_1, R_2.

Решение: 1) При $r = \infty$ сила тока, идущего через вольтметр, равна нулю. Сопротивление катушки

$$R_1 = \frac{U}{I}, \quad R_1 = \frac{200}{0{,}5} = 400 \text{ Ом}.$$

2) При $r = 2000$ Ом сила тока в цепи равна сумме сил токов, текущих через вольтметр и катушку: $I = i + i_1$, где i — сила тока, текущего через вольтметр,

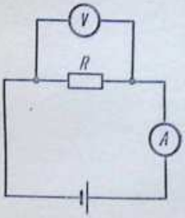


Рис. III. 2.8в.

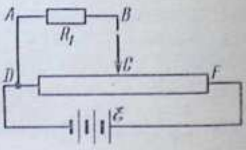


Рис. III. 2.8г.

$i = \frac{U}{r}$; сила тока, текущего через катушку, $i_1 = I - i = I - \frac{U}{r}$. Тогда

$$R_2 = \frac{U}{i} = \frac{U}{I - \frac{U}{r}}, \quad R_2 = \frac{200}{0{,}5 - \frac{200}{2000}} = 500 \text{ Ом}.$$

Различие в результатах измерений будет составлять $\Delta R = 500 - 400 = 100$ Ом.

Задача 3. Потенциометр с сопротивлением 3,0 кОм подключен к источнику тока, э. д. с. которого 110 В. Определить падение напряжения на приборе, который соедипеи с одной из клемм потенциометра D и подвижным контактом C, находящимся посредине потенциометра (рис. III.2.8, г). Сопротивление прибора 10 кОм.

Потенциометром называется устройство, назначение которого состоит в том, чтобы изменять разность потенциалов на концах какого-либо участка цепи. Для этой цели в электрическую цепь включают с помощью трех клемм проволочный реостат с подвижным контактом.

Дано: $R_1 = 10$ кОм $= 1{,}0 \cdot 10^4$ Ом, $R_2 = 3{,}0$ кОм $= 3{,}0 \cdot 10^3$ Ом, $\mathscr{E} = 110$ В.

Найти: U.

Решение: Напряжение цепи с сопротивлением R есть $U = IR$, где I — сила тока, протекающего через потенциометр, R — сопротивление участка $ABCD$.

Сопротивление R двух параллельно соединенных сопротивлений R_1 и $R_2/2$

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{2}{R_2}, \quad \text{или} \quad R = \frac{R_2 R_1}{R_2 + 2R_1}.$$

Сила тока $I = \mathscr{E}/R'$, где R' — сопротивление последовательно соединенных сопротивлений R и $R_2/2$, т. е.

$$R' = R + \frac{R_2}{2}, \quad \text{тогда} \quad I = \frac{\mathscr{E}}{R + \frac{R_2}{2}} = \frac{2\mathscr{E}}{2R + R_2}.$$

Напряжение $U = \frac{2\mathscr{E}}{2R + R_2} R$. После подстановки значения R получаем

$$U = \frac{2\mathscr{E} R_1}{4R_1 + R_2}, \qquad U = \frac{2 \cdot 110 \cdot 1{,}0 \cdot 10^4}{4 \cdot 1{,}0 \cdot 10^4 + 3{,}0 \cdot 10^3} \approx 51 \text{ В}.$$

Задача 4. К реостату подключена батарея из двух элементов. Определить силу тока в реостате в двух случаях:

1) Элементы подсоединены к реостату одноименными полюсами.

2) Элементы подсоединены разноименными полюсами.

Дано: $\mathscr{E}_1 = 8$ В, $r_1 = 1$ Ом, $\mathscr{E}_2 = 4$ В, $r_2 = 0{,}5$ Ом, $R = 50$ Ом.

Найти: I.

Решение: Выбираем направление обхода контуров по часовой стрелке. Силы токов, текущих в направлении обхода, считаются положительными (рис. III.2.8, а).

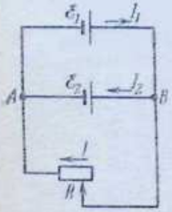


Рис. III. 2.8а.

1) По правилу Кирхгофа для узла A

$$I_2 + I = I_1; \tag{1}$$

по правилу Кирхгофа для контуров:

для контура $\mathscr{E}_1 BRA\mathscr{E}_1$

$$I_1 r_1 + IR = \mathscr{E}_1, \tag{2}$$

для контура $\mathscr{E}_2 BRA\mathscr{E}_2$

$$-I_2 r_2 + IR = \mathscr{E}_2. \tag{3}$$

Из (2) получаем $I_1 = \frac{\mathscr{E}_1 - IR}{r_1}$. Из (3) имеем $I_2 = \frac{-\mathscr{E}_2 + IR}{r_2}$.

Подставляя значения I_1 и I_2 в (1), получим

$$\frac{-\mathscr{E}_2 + IR}{r_2} + I = \frac{\mathscr{E}_1 - IR}{r_1},$$

или

$$-\mathscr{E}_2 r_1 + IRr_1 + Ir_1 r_2 = \mathscr{E}_1 r_2 - IRr_2,$$

отсюда

$$I = \frac{\mathscr{E}_1 r_2 + \mathscr{E}_2 r_1}{Rr_1 + r_1 r_2 + Rr_2} = \frac{8 \cdot 0{,}5 + 4 \cdot 1}{5 \cdot 1 + 1 \cdot 0{,}5 + 5 \cdot 0{,}5} = 1 \text{ A}.$$

Ток I в реостате, как и на других участках, мог быть выбран протекающим в направлении, противоположном тому, которое указано на рисунке. Тогда, применяя правила узлов и контуров, имеем

$$I_2 = I_1 + I, \tag{1}$$

$$\mathscr{E}_1 = I_1 r_1 - IR, \tag{2}$$

$$\mathscr{E}_2 = -I_2 r_2 - IR, \tag{3}$$

$$\frac{-\mathscr{E}_2 - IR}{r_2} = \frac{\mathscr{E}_1 + IR}{r_1} + I, \quad I_1 = \frac{\mathscr{E}_1 + IR}{r_1}, \quad I_2 = \frac{-\mathscr{E}_2 - IR}{r_2},$$

$$-\mathscr{E}_2 r_1 - IRr_1 = \mathscr{E}_1 r_2 + IRr_2 + Ir_1 r_2,$$

$$I = \frac{-\mathscr{E}_2 r_1 - \mathscr{E}_1 r_2}{Rr_1 + Rr_2 + r_1 r_2} = \frac{-4 \cdot 1 - 8 \cdot 0{,}5}{8} = -1 \text{ A}.$$

Знак минус в ответе показывает, что действительное направление тока противоположно выбранному.

2) Для узла A (рис. III.2.8, е)

$$I_2 + I = I_1. \qquad (1)$$

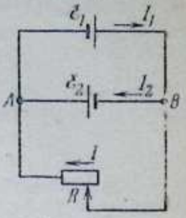


Рис. III.2.8е.

Для контура $\mathscr{E}_1 BRA\mathscr{E}_1$

$$I_1 r_1 + IR = \mathscr{E}_1. \qquad (2)$$

Для контура $\mathscr{E}_2 BRA\mathscr{E}_2$

$$-I_2 r_2 + IR = -\mathscr{E}_2. \qquad (3)$$

Совместное решение уравнений (1), (2) и (3) дает

$$I = \frac{-\mathscr{E}_2 r_1 + \mathscr{E}_1 r_2}{Rr_1 + r_1 r_2 + Rr_2} = \frac{-4\cdot 1 + 8\cdot 0{,}5}{5\cdot 1 + 1\cdot 0{,}5 + 5\cdot 0{,}5} = 0.$$

7. Работа и мощность тока. Закон Джоуля — Ленца

1°. Кулоновские и сторонние электрические силы совершают работу A при перемещении зарядов вдоль электрической цепи (III.2.3.4°). Если электрический ток постоянен, а образующие цепь прводники неподвижны, то энергия W, которая необратимо преобразуется за время t в объеме проводника, равна совершенной работе:

$$W = A = IUt,$$

где I — сила тока, U — падение напряжения в проводнике.

2°. Необратимые преобразования энергии в проводнике с током обусловливаются взаимодействием электронов проводимости с узлами кристаллической решетки металла (II.1.6.5°). В результате столкновений электронов с положительными ионами, находящимися в узлах решетки, электроны передают ионам энергию. Эта энергия идет на нагревание проводника.

3°. *Мощность электрического тока* равна работе, которая совершается током за единицу времени:

$$P = \frac{A}{t} = IU,$$

где I — сила тока, U — падение напряжения на данном участке цепи.

4°. Количество теплоты, выделяющееся в проводнике за время t,

$$Q = W = IUt.$$

При измерении Q в калориях (VII.4.1°), а остальных величин в СИ (VII.5.2°)

$$Q = 0{,}24IUt.$$

Две последние формулы выражают *закон Джоуля — Ленца*: количество теплоты, которое выделяется током в проводнике, прямо пропорционально силе тока, времени его прохождения по проводнику и падению напряжения на нем.

ГЛАВА 3
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СРЕДАХ

1. Электрический ток в электролитах

1°. *Электролитами* называются вещества, в которых электрический ток осуществляется ионной проводимостью. *Ионной проводимостью* называется упорядоченное движение ионов под действием электрического поля. Электролитами являются растворы кислот, щелочей и солей, а также расплавленные соли. *Ионами* называются атомы или молекулы, потерявшие или присоединившие к себе один или несколько электронов. *Положительные ионы* называются иначе *катионами*, *отрицательные ионы* — *анионами*. Электрическое поле, вызывающее упорядоченное движение ионов, создается в жидкости *электродами* — проводниками, соединенными с источником тока. Положительно заряженный электрод называется *анодом*, отрицательно заряженный — *катодом*. Положительные ионы (катионы) — ионы металлов и водородные ионы — движутся к катоду, отрицательные ионы (анионы) — кислотные остатки и гидроксильные группы OH — движутся к аноду.

2°. Прохождение электрического тока через жидкости сопровождается *электролизом* — выделением на электродах веществ, входящих в состав электролита. Электролиты иначе называются *проводниками* II *рода*. В них ток связан с переносом вещества, в отличие от металлических проводников — *проводников* I *рода*, в которых носителями тока являются обобществленные, коллективизированные электроны металлов (II.7.1.2°).

3°. Возникновение ионов в электролитах объясняется явлением *электролитической диссоциации* — распадом молекул растворенного вещества на положительные и отрицательные ионы в результате взаимодействия с растворителем. Молекулы растворяемых веществ состоят из взаимосвязанных ионов противоположного знака (например, Na^+Cl^-, H^+Cl^-, K^+I^-, $Cu^{++}SO_4^{--}$ и т. д.). Силы притяжения между этими ионами обеспечивают целостность таких молекул. Взаимодействие этих молекул с полярными молекулами растворителя, например воды (III.1.6.4°), приводит к ослаблению взаимного притяжения противоположно заряженных ионов. При тепловом, хаотическом движении молекул растворенных веществ и растворителей происходят их столкновения, которые приводят к распаду молекул на ионы.

4°. *Степенью диссоциации* α называется отношение числа молекул n_0', диссоциировавших на ионы, к общему числу n_0 молекул растворенного вещества: $\alpha = \frac{n_0'}{n_0}$.

При тепловом, хаотическом движении ионов в растворе может происходить процесс воссоединения ионов противоположных знаков в нейтральные молекулы. Этот процесс называется *рекомбинацией* (*молизацией*) ионов. Между процессами электролитической диссоциации и рекомбинации ионов при неизменных условиях устанавливается динамическое равновесие, при котором число молекул, распадающихся на ионы в единицу времени, равно числу пар ионов, которые за это время воссоединяются в нейтральные молекулы.

В состоянии динамического равновесия раствор электролита характеризуется определенной степенью диссоциации α, определяющей число носителей тока в жидкости — ионов противоположного знака. Степень диссоциации α зависит от температуры, концентрации раствора и относительной диэлектрической проницаемости ε

растворителя (III.1.2.6°). Ионы в электролитах движутся хаотически до тех пор, пока в жидкость не опускаются электроды (п. 1°). Тогда на хаотическое движение ионов накладывается их упорядоченное движение к соответствующим электродам и в жидкости возникает электрический ток (п. 1°).

Плотность электрического тока в электролитах подчиняется закону Ома для плотности тока (III.2.4.7°) $\mathbf{j}=\lambda\mathbf{E}$. Однако выражение для удельной электропроводности λ (III.2.4.7°) имеет более сложный вид, чем для металлов, и не рассматривается в элементарной физике.

2. Законы электролиза. Дискретность электрических зарядов

1°. *Первый закон электролиза* (*первый закон Фарадея*): масса вещества, выделяющегося на электроде, прямо пропорциональна электрическому заряду q, прошедшему через электролит:

$$m=kq, \quad \text{или} \quad m=kIt$$

(поскольку $q=It$, где I — сила постоянного тока, протекающего через раствор за время t).

Коэффициент пропорциональности k называется *электрохимическим эквивалентом вещества*. Он численно равен массе вещества, которая выделяется при прохождении через электролит единичного количества электричества.

2°. *Второй закон электролиза* (*второй закон Фарадея*): электрохимические эквиваленты веществ прямо пропорциональны отношениям их атомных (молярных) масс A к валентности n:

$$k=c\frac{A}{n}=\frac{1}{F}\frac{A}{n}.$$

Величина $F=\frac{1}{c}$ называется *числом* (*постоянной*) *Фарадея*.

3°. Из *объединенного закона электролиза Фарадея*:

$$m=\frac{1}{F}\frac{A}{n}It, \quad \text{или} \quad m=\frac{1}{F}\frac{A}{n}q,$$

следует, что постоянная Фарадея численно равна электрическому заряду, который нужно пропустить через электролит для выделения на электроде массы любого вещества, равной в килограммах отношению A/n. Значение числа Фарадея в СИ:

$$F = 9{,}648 \cdot 10^7 \text{ Кл/кмоль}.$$

4°. Из объединенного закона электролиза определяется электрический заряд q любого иона: $q = \pm \frac{nF}{N_A}$, где n — валентность иона, F — постоянная Фарадея, N_A — число Авогадро (II.1.1.5°). Заряд одновалентного иона ($n = 1$) равен по абсолютному значению заряду электрона:

$$q = e = 1{,}602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} = 4{,}803 \cdot 10^{-10} \text{ ед. СГСЭ (VII.5.2°)}.$$

Любой электрический заряд является кратным *элементарному заряду* e (III.1.1.3°).

3. Электрический ток в газах

1°. Газы, в отличие от металлов и электролитов, состоят из электрически нейтральных атомов и молекул и в нормальных условиях не содержат свободных носителей тока (электронов и ионов). Газы в нормальных условиях являются диэлектриками. Носители электрического тока в газах могут возникнуть только при *ионизации газов* — отрыве от их атомов или молекул электронов. При этом атомы (молекулы) газов превращаются в положительные ионы. Отрицательные ионы в газах могут возникнуть, если атомы (молекулы) присоединят к себе электроны.

Электрический ток в газах называется *газовым разрядом*. Для осуществления газового разряда к трубке, где имеется ионизованный газ (*газоразрядная трубка*), должно быть приложено электрическое или магнитное поле.

2°. Ионизация газов может происходить под влиянием внешних воздействий (*внешних ионизаторов*): сильного нагревания, ультрафиолетовых и рентгеновских лучей (V.3.6.1°), радиоактивных излучений (VI.4.4.1°), при бомбардировке атомов (молекул) газов быстрыми электронами или ионами.

Мерой процесса ионизации является *интенсивность ионизации*, измеряемая числом пар противоположно заряженных частиц, возникающих в единице объема газа за единицу времени.

3°. Для ионизации атома (молекулы) необходимо совершить *работу ионизации* $A_{и}$ против сил взаимодействия между вырываемым электроном и остальной частью атома (молекулы). Величина $A_{и}$ зависит от химической природы газа и энергетического состояния электрона, который вырывается из атома или молекулы. Работа ионизации $A_{и}$ имеет наименьшее значение для валентных электронов (VI.2.9.2°) и возрастает с увеличением числа электронов, вырванных из атома (молекулы). Это связано с тем, что после удаления из атома (молекулы) одного электрона возрастает прочность связи с атомом (молекулой) остальных электронов. Например, работа ионизации атома азота (N) равна 14,5 эВ, его одновалентного иона (N^{+}) — 29,5 эВ, двухвалентного иона (N^{++}) — 47,4 эВ.

4°. *Ударной ионизацией* (*ионизацией электронным* или *ионным ударом*) называется отрыв от атома (молекулы) газа одного или нескольких электронов, вызванный соударением с атомами (или молекулами) газа электронов или ионов, разогнанных электрическим полем в разряде. Ударная ионизация одноатомного газа электронами или ионами возможна при выполнении условия

$$\frac{mv^2}{2} \geqslant A_{и}\left(1 + \frac{m}{M}\right),$$

где m — масса ионизующей частицы, $\frac{mv^2}{2}$ — ее кинетическая энергия, $A_{и}$ — работа ионизации, M — масса атома. Для того чтобы одновалентный ион произвел ударную ионизацию, он должен пройти в ускоряющем электрическом поле бо́льшую разность потенциалов φ, чем электрон. Это видно из того, что $\frac{mv^2}{2} = e\varphi$ и $\frac{m_{ион}}{M} \gg \frac{m_{эл}}{M}$.

5°. Противоположным процессу ионизации газов является процесс *рекомбинации* — воссоединения противоположно заряженных частиц (положительных ионов и электронов) в нейтральные атомы (молекулы). При неизменном во времени действии внешнего ионизатора между процессами ионизации и рекомбинации устанавливается *динамическое равновесие*, при котором число вновь образующихся пар противоположно заряженных частиц равно числу пар, воссоединившихся в нейтральные атомы (молекулы).

4. Несамостоятельный газовый разряд

1°. *Несамостоятельным газовым разрядом* называется электропроводность газов, вызванная внешними ионизаторами (III. 3.3.2°). Такой газовый разряд характеризуется кривой OCA зависимости силы тока I от напряжения U между электродами, изображенной на рис. III. 3.1 (*вольтамперная характеристика газового разряда*). По мере увеличения U растет число заряженных частиц, достигающих электрода, и возрастает сила тока I вплоть до такого значения $I = I_н$, при котором все заряженные частицы, образующиеся в объеме газа в единицу времени, достигают электродов. При этом $U = U_н$.

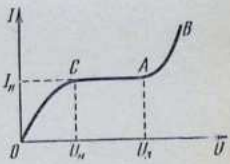


Рис. III. 3.1.

2°. Максимальная сила тока $I_н$, возможная при данной интенсивности ионизации (III. 3.3.2°), называется *током насыщения*: $I_н = eN_0$, где e — абсолютное значение элементарного заряда (III. 1.1.3°), N_0 — максимальное число пар одновалентных ионов, образовавшихся в объеме газа за 1 секунду. Крутое возрастание тока на участке AB кривой на рис. III. 3.1 связано с возникновением ударной ионизации (III. 3.3.4°).

5. Самостоятельный газовый разряд

1°. Газовый разряд (III. 3.3.1°), который продолжается после того, как прекращается действие внешнего ионизатора (III. 3.3.2°), называется *самостоятельным* *газовым разрядом*. Он поддерживается и развивается за счет ионов и электронов, возникших, главным образом, в результате ударной ионизации (III. 3.3.4°).

Несамостоятельный газовый разряд переходит в самостоятельный при напряжении $U_з$ между электродами, называемом *напряжением зажигания*. Процесс такого перехода называется *электрическим пробоем газа*.

Помимо ионизации атомов (молекул) ударами электронов в объеме газа (*объемная ионизация*), электроны выбиваются из катода при бомбардировке его положительными ионами (*поверхностная ионизация*). (О других процессах вырывания электронов из катода см. термоэлектронная эмиссия (III. 3.7.3°), фотоэлектронная эмиссия (III. 3.7.2°).)

2°. В зависимости от давления газа и приложенного к электродам напряжения различаются несколько типов самостоятельного разряда в газах. При низких давлениях, обычно от сотых долей до нескольких мм рт. ст. (VII. 3.2°), наблюдается *тлеющий разряд*. В нем выделяются четыре области: *I — катодное темное пространство*, *II — отрицательное (тлеющее) свечение*, *III — фарадеево темное пространство*, *IV — положительный столб разряда* (рис. III. 3.2). Области *I—III* составляют *катодную часть разряда*. Возле катода, на границе областей *I—II*, имеется большая концентрация положительных ионов и, вследствие этого, резко падает потенциал в разряде. В области *II* ускоренные электроны являются источниками ударной ионизации. Тлеющее свечение в этой области вызывается рекомбинацией (III. 3.3.5°) электронов и положительных ионов в нейтральные атомы (молекулы). В области *IV* имеется постоянная и большая концентрация положительных ионов и электронов, обусловленная ударной ионизацией атомов (молекул) газа электронами. Положительный столб является газоразрядной плазмой (III. 3.6.1°). Све-

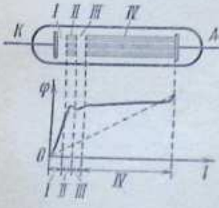


Рис. III. 3.2.

чение положительного столба определяется излучением возбужденных атомов (молекул) газа (V.3.3.2°) и поэтому имеет характерные цвета. Этим определяется использование тлеющего разряда в газосветных трубках, газовых лазерах (VI.2.10.1°).

3°. При нормальном давлении в газе, находящемся в сильно неоднородном электрическом поле (около остриев, проводов линий высокого напряжения и т. п.), наблюдается *коронный самостоятельный газовый разряд*. Ионизация газа электронным ударом и его свечение, напоминающее корону, происходят только в небольшой области, прилегающей к электроду (*коронирующий электрод*). Светящийся слой называется *коронирующим слоем*. Если коронирует катод, то электроны, которые вызывают ионизацию в объеме коронирующего слоя, выбиваются из катода положительными ионами. Если коронирует анод, то электроны возникают вблизи анода благодаря ионизации газа под действием излучения коронирующего слоя. При повышенном напряжении коронный разряд на острие имеет вид светящейся кисти — системы тонких светящихся линий, которые выходят из острия, имеют изгибы и изломы, изменяющиеся с течением времени (*кистевой разряд*).

4°. *Искровой разряд*, наблюдающийся при нормальном давлении и большой напряженности поля между электродами, имеет вид прерывистых ярких зигзагообразных нитей — каналов ионизованного газа. Нити пронизывают пространство между электродами и исчезают, сменяясь новыми. При этом наблюдается яркое свечение газа и выделяется большое количество теплоты. В искровых каналах, где создаются высокое давление и весьма высокие температуры, возникают *электронные* и *ионные лавины*, которыми определяются все свойства искрового разряда. Его примером является молния. Главный канал молнии имеет диаметр от 10 до 25 см. Молния имеет длину до нескольких километров, и в ней развивается сила тока в импульсе до сотен тысяч ампер.

5°. *Дуговой разряд* является формой разряда при большой плотности тока и сравнительно небольшом напряжении между электродами, порядка нескольких десятков вольт. Основной причиной дугового разряда является интенсивная термоэлектронная эмиссия (III.3.7.3°) раскаленного катода. Электроны ускоряются электрическим полем и производят ударную ионизацию молекул газа, уменьшается электрическое сопротивление газового промежутка, и его проводимость сильно возрастает. Между электродами возникает столб ярко светящегося газа (*электрическая дуга*). При атмосферном давлении температура катода достигает 3000 °С. Бомбардировка анода электронами создает в нем углубление — *кратер дуги* с температурой около 4000 °С при атмосферном давлении. Температура газа в канале электрической дуги 5000—6000 °С. Дуговой разряд как мощный источник света используется в прожекторах, проекционной и киноаппаратуре.

6. Понятие о плазме

1°. *Плазмой* называется особое агрегатное состояние вещества, характеризующееся высокой степенью ионизации его частиц. *Степенью ионизации* α вещества называется отношение концентрации заряженных частиц к общей концентрации частиц. В зависимости от степени ионизации плазма подразделяется на *слабо ионизованную* (α — доли процента), *частично ионизованную* (α — несколько процентов) и *полностью ионизованную* (α близка к 100%). Слабо ионизованной плазмой в природных условиях являются верхние слои атмосферы — ионосфера. Солнце, горячие звезды и некоторые межзвездные облака являются примерами полностью ионизованной плазмы, которая образуется при очень высокой температуре (*высокотемпературная плазма*) (см. также термоядерные реакции (VI.4.15.1°)).

Искусственно созданной плазмой различной степени ионизации является плазма в газовых разрядах, газоразрядных лампах.

2°. Высокая электропроводность плазмы приближает ее свойства к свойствам проводников. Металлические проводники являются примером полностью ионизованной плазмы — в металлах нет нейтральных атомов и молекул. Электропроводность и теплопроводность полностью ионизованной плазмы зависят от температуры по законам, соответственно, $\sim T^{3/2}$ и $\sim T^{5/2}$.

Управление движением плазмы в электрических и магнитных полях является основой использования плазмы как рабочего тела (II. 4.5.6°) в различных двигателях для прямого превращения внутренней энергии (II. 4.1.2°) в электрическую (*плазменные источники электрической энергии, магнитогидродинамические* (МГД) *генераторы*).

3°. Особенностями плазмы, позволяющими считать ее особым агрегатным состоянием вещества, являются: сильное взаимодействие с внешними электрическими и магнитными полями, обусловленное высокой электропроводностью плазмы, особое коллективное взаимодействие частиц плазмы*), наличие упругих свойств, приводящих к возможности возбуждения и распространения в плазме различных колебаний.

7. Электрический ток в вакууме. Эмиссионные явления

1°. *Вакуумом* называется такая степень разрежения газа, при которой можно пренебрегать соударениями между его молекулами и считать, что средняя длина свободного пробега $\bar{l}$ (II. 2.3.1°) превышает линейные размеры d сосуда, в котором газ находится ($\bar{l} \gg d$). Проводимость межэлектродного промежутка в состоянии вакуума называется *электрическим током в вакууме*. Молекул газа при этом столь мало, что процессы их ионизации не могут обеспечить такого числа электронов и положительных ионов, которое необходимо для электропроводности. Проводимость межэлектродного промежутка в вакууме может быть обеспечена лишь с помощью заряженных частиц, возникших за счет эмиссионных явлений на электродах.

2°. Явление *фотоэлектронной эмиссии***) состоит в вырывании под действием света электронов с поверхности тел (например, металлов), помещенных в вакууме или газе. Это явление наблюдается и используется в специально изготовленных *фотокатодах*, обладающих высокой чувствительностью. *Чувствительность*

---

*) Это взаимодействие имеет сложную природу, рассмотрение которой выходит за рамки элементарной физики.

**) От латинского «emissio» — испускание, излучение.

фотокатода определяется отношением числа электронов, вылетевших из фотокатода, к числу поглощенных им квантов света (фотонов) (см. также фотоэффект (V.5.2.1°) и фотон (V.5.1.2°)).

3°. *Термоэлектронной эмиссией* называется испускание электронов твердыми или жидкими телами при их нагревании. Для электрического тока в вакуумированной газоразрядной трубке имеет значение термоэлектронная эмиссия из нагретого катода. Электроны, испускаемые нагретым телом, называются *термоэлектронами*, а само тело — *эмиттером*.

В результате термоэлектронной эмиссии может возникнуть *термоэлектронный ток* (III.3.8.1°). Для вылета электрона из металла необходимо, чтобы кинетическая энергия электрона была достаточной для преодоления его связи с металлом — для совершения *работы выхода* A из металла. При комнатной температуре лишь немногие электроны обладают необходимой кинетической энергией и термоэлектронная эмиссия невелика. Явление термоэлектронной эмиссии интенсивно происходит при нагревании эмиттера до высокой температуры, соответствующей видимому свечению раскаленного металла.

4°. При бомбардировке поверхности металла в вакууме электронами, которые ускоряются электрическим полем, наблюдается встречный поток электронов от поверхности. Это явление называется *вторичной электронной эмиссией*. Вторичный электронный поток состоит из электронов, отраженных поверхностью, а также из электронов, вырванных из металла. Наибольшая эмиссия вторичных электронов происходит при энергиях первичных электронов в несколько сотен эВ. Для некоторых чистых металлических поверхностей (ртуть, платина) число n_2 вторичных электронов в 1,75—1,78 раза превышает число n_1 первичных электронов. Отношение $\frac{n_2}{n_1} = \delta$ называется *коэффициентом вторичной эмиссии*. Величина δ у диэлектриков и полупроводников больше,

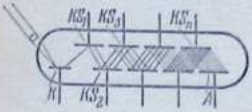


Рис. III.3.3.

чем у металлов. Явление вторичной электронной эмиссии применяется в *электронных умножителях*, которые служат для многократного усиления слабых токов (рис. III. 3.3). Электроны, которые вырываются из катода K под действием света, последовательно поступают на эмиттеры KS_1, KS_2, ..., KS_n. На каждом из них происходит явление вторичной электронной эмиссии. Если умножитель имеет n эмиттеров или n каскадов, то на последнем электроде — аноде A (*коллекторе*) получается достаточно сильный поток электронов.

8. Двухэлектродная лампа — диод

1°. *Электронными лампами* называются устройства, основанные на применении явления термоэлектронной эмиссии (III. 3.7.3°). Простейшим типом электронных ламп является двухэлектродная лампа — *диод прямого накала*, который изображается схематически, как показано на рис. III. 3.4. Если анод лампы присоединить

Рис. III. 3.4.

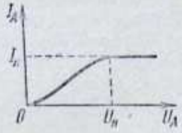


Рис. III. 3.5.

к положительному полюсу источника постоянного тока, а катод — к отрицательному, то в цепи лампы устанавливается постоянный термоэлектронный ток I_A.

При постоянной температуре катода сила термоэлектронного тока в диоде прямого накала зависит от *анодного напряжения* диода — напряжения U_A, приложенного между анодом и катодом (*вольтамперная характеристика*), размеров и взаимного расположения электродов, работы выхода электронов из катода (III. 3.7.3°) и его температуры. Вольтамперная характеристика такого диода при постоянной температуре катода изображена на рис. III.3.5. Нелинейный вид характеристики указывает, что в диоде не выполняется закон Ома (III.2.4.2°).

2°. При небольших анодных напряжениях при увеличении $U_А$ сила тока $I_А$ растет медленно. Это связано с тем, что при малых значениях $U_А$ не все электроны, испускаемые катодом, достигают анода. Часть электронов образует между катодом и анодом *электронное облако* — пространственный отрицательный заряд, который препятствует движению к аноду электронов, вновь вылетающих из катода. С увеличением напряжения $U_А$ электронное облако постепенно рассасывается, и сила тока $I_А$ растет. При $U_А = U_н$ сила $I_А$ термоэлектронного тока достигает максимально возможного значения при данной температуре катода. Это значение $I_А = I_н$ называется *током насыщения*. Если N — общее число электронов, испускаемых катодом при данной температуре за единицу времени, то $I_н = Ne$, где e — абсолютная величина заряда электрона (ср. III.3.4.2°).

Диод прямого накала имеет существенный недостаток: если катод нагревается переменным током, то его температура периодически изменяется, и это вызывает колебания тока в цепи лампы. В *диоде с подогревным катодом*, схематически изображенном на рис. III.3.6, этот недостаток устраняется тем, что внутри катода помещается изолированный от него источник нагревания катода (например, вольфрамовая нить накала).

Рис. III.3.6.

3°. Диоды обладают *односторонней* (*униполярной*) *проводимостью*: ток в лампе возможен только в том случае, если потенциал анода выше потенциала катода, т. е. напряжение $U_А > 0$. Если подать на анод отрицательный относительно катода потенциал, т. е. создать электрическое поле, которое будет отталкивать электроны от анода, то лампа будет заперта — *анодного тока*, т. е. тока в цепи лампы, не будет. Это свойство диодов позволяет применять их для выпрямления переменного тока (IV.2.2.3°). Вакуумная двухэлектродная электронная лампа, которая служит для выпрямления переменного тока, называется *кенотроном*.

9. Трехэлектродная лампа — триод

1°. Для управления термоэлектронным током в лампе применяются многоэлектродные (трех- и более) лампы — *триоды*, *тетроды*, *пентоды*. В триоде между анодом и катодом помещен третий электрод — *управляющая сетка С*, сквозь которую проходят электроны, летящие от катода к аноду. Схематические обозначения триода прямого накала (*а*) и триода с подогревным катодом (*б*) (III. 3.8.2°) указаны на рис. III. 3.7. Управляющая сетка располагается вблизи катода, так что, даже при малом напряжении U_C между сеткой и катодом (*сеточное напряжение*), вблизи катода создается сильное электрическое поле, которое существенно влияет на движение электронов в триоде.

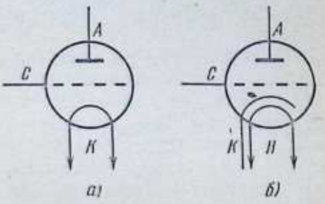


Рис. III. 3.7.

2°. Зависимость анодного тока I_A от напряжения U_C при одном и том же накале лампы и постоянном напряжении U_A между анодом и катодом (анодное напряжение) называется *статической сеточной характеристикой лампы* (рис. III. 3.8). Вид сеточных характеристик

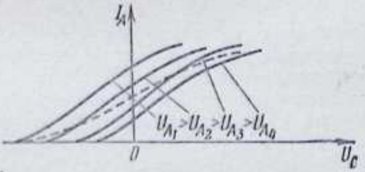


Рис. III. 3.8.

объясняется тем, что в триоде происходит наложение нескольких электрических полей. Если потенциал сетки выше потенциала катода, т. е. сеточное напряжение U_C положительно ($U_C > 0$), то электрическое поле, создаваемое сеткой вблизи катода, совпадает по направлению с электрическим полем, существующим между анодом и катодом. Электроны, вылетающие из раскаленного катода, при этом движутся к аноду со скоростями бóльшими, чем при $U_C = 0$. Число электронов, попадающих на анод за единицу времени,а следовательно, и анодный ток в триоде возрастают при увеличении U_C. Если же, наоборот, $U_C < 0$, то электрическое поле сетки ослабляет электрическое поле между анодом и катодом и скорость движения электронов и анодный ток уменьшаются.

3°. Отрицательное сеточное напряжение, при котором анодный ток полностью прекращается, называется *напряжением запирания.* Оно возрастает по абсолютному значению с ростом анодного напряжения. Таким образом, изменяя сеточное напряжение U_C, можно управлять током в лампе. Поэтому сетка C называется управляющей (п. 1°). Триод используется в радиотехнических устройствах для усиления слабых переменных токов в ламповом генераторе (IV.2.9.1°).

10. Электронные пучки. Электроннолучевая трубка

1°. *Электронные пучки* (*электронные, катодные лучи*) представляют собой поток быстро летящих электронов. Электронные пучки образуются в электронной лампе (III.3.8.1°) и различных газоразрядных устройствах.

2°. Свойства электронных пучков:

1) Они вызывают свечение некоторых твердых и жидких тел (см. люминесценция (V.3.3.1°)).

2) Торможение быстрых электронных пучков в веществе приводит к возникновению рентгеновских лучей (V.3.6.1°).

3) Электронные пучки отклоняются в электрических полях. Например, пролетая между обкладками заряженного плоского конденсатора (III.1.11.2°), электронные пучки отклоняются к положительно заряженной обкладке.

4) Электронные пучки отклоняются в магнитном поле под действием силы Лоренца (III.4.5.1°).

5) Электронные пучки, падающие на вещества, нагревают их и оказывают на них механическое воздействие.

3°. *Электроннолучевой трубкой* называется устройство, основанное на явлении термоэлектронной эмиссии (III. 3.7.3°) с подогревного катода (III. 3.8.2°). Управление электронным пучком в электроннолучевой трубке осуществляется с помощью электрических и магнитных полей. Схема устройства электроннолучевой трубки приведена на рис. III. 3.9. Электроны, испускаемые подогревным катодом, проходят сквозь управляющую сетку

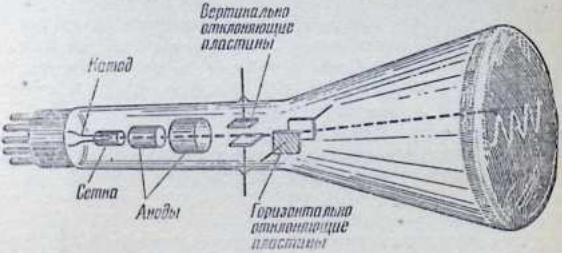


Рис. III. 3.9.

(первый *управляющий электрод*) и два ускоряющих анода. Вся эта система, называемая *электронной пушкой*, служит для того, чтобы на экране трубки, покрытом люминесцирующим веществом (V. 3.3.2°), получить пучок электронов с возможно меньшим поперечным сечением (*фокусировка электронного пучка*). Для фокусировки электронного пучка на управляющий электрод подается отрицательный потенциал (от —20 до —70 В). Поле этого электрода сжимает электронный пучок, выходящий из катода. На ускоряющие аноды подаются положительные потенциалы, соответственно от +250 до +500 В на первый и от +1000 до +2000 В на второй. В телевизионных трубках (IV. 4.5.5°) потенциалы еще выше. Изменением потенциалов управляющей сетки и анодов достигается изменение фокусировки и яркости свечения электронного пучка на экране.

4°. После электронной пушки сфокусированный электронный пучок проходит систему вертикально и горизонтально отклоняющих электродов (*управляющие пластины*), на которые подается переменное напряжение. Колебания потенциала на пластинах вызывают вертикальные и горизонтальные колебания электронного пучка на экране трубки. Одновременное использование вертикальных и горизонтальных управляющих пластин позволяет перемещать электронный пучок на экране в произвольном направлении. Малая масса электронов в электронном пучке обеспечивает малую инерционность электроннолучевой трубки: электронный пучок практически мгновенно реагирует на изменения напряжений на управляющих пластинах. На этом основано применение электроннолучевой трубки в электронном осциллографе — приборе, который применяется для изучения периодически изменяющихся напряжений.

5°. Электроннолучевые трубки делятся на два типа:

а) *трубки с электростатическим управлением*. В трубках этого типа отклонение электронного пучка достигается изменением электрического поля между управляющими пластинами;

б) *трубки с электромагнитным управлением*. В трубках этого типа отклонение электронного пучка достигается изменением значения и направления вектора **B** магнитной индукции (III.4.1.3°) магнитного поля, в котором движется электронный пучок. Соответственно с изменением вектора **B** меняется сила Лоренца, отклоняющая электронный пучок (III.4.5.1°).

11. Электропроводность чистых полупроводников

1°. *Полупроводниками* называются вещества, удельное электрическое сопротивление ρ которых может изменяться в широких пределах и очень быстро убывает с повышением температуры. Химические элементы, обладающие свойствами полупроводников, образуют в периодической системе элементов Менделеева (VI.2.9.1°) группу, изображенную на рис. III.3.10. Типичными широко применяемыми полупроводниками являются германий Ge, кремний Si и теллур Te. Эти химические элементы принадлежат к IV группе периодической системы, и на внешней электронной оболочке изолированных атомов этих элементов находятся четыре валентных электрона (VI. 2.9.2°).

2°. Кристаллы германия и других полупроводников имеют атомную кристаллическую решетку (II. 7.1.2°). Плоская схема структуры кристалла германия изображена на рис. III. 3.11. Четыре валентных электрона

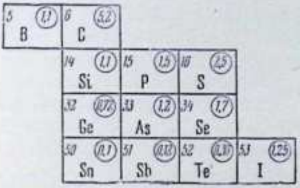


Рис. III. 3.10.

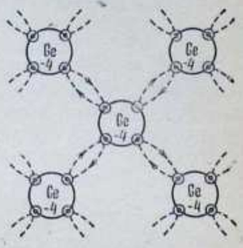


Рис. III. 3.11.

каждого атома Ge связаны с такими же электронами соседних атомов химическими парноэлектронными связями (*ковалентная связь*) (VI. 3.3.1°). В чистом кристалле германия и в кристаллах других полупроводниковых элементов при низких температурах свободных электронов нет, и такие кристаллы в этих условиях являются хорошими диэлектриками.

3°. Электропроводность химически чистого полупроводника оказывается возможной в тех случаях, когда ковалентные связи в кристаллах разрываются. Например, нагревание до сравнительно невысоких температур приводит к разрыву ковалентных связей, появлению свободных электронов и возникновению *собственной электронной проводимости* (проводимости n-типа *)) чистого полупроводника. Энергия, которая должна быть затрачена для создания в кристаллах чистых полупроводников электропроводности, называется *энергией активации собственной проводимости*. Ее значения в эВ для различных полупроводников указаны на рис. III. 3.10 в кружках.

*) От латинского «negativus» — отрицательный.

4°. С повышением температуры возрастает число разрывов ковалентных связей и увеличивается количество свободных электронов в кристаллах чистых полупроводников. Это означает, что удельная электропроводность чистых полупроводников увеличивается с повышением температуры. Соответственно удельное сопротивление чистых полупроводников уменьшается при нагревании (рис. III.3.12). Этим полупроводники существенно отличаются от металлов, у которых удельное сопротивление увеличивается при нагревании (III.2.5.2°).

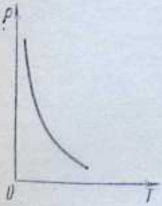


Рис. III.3.12.

Кроме нагревания, разрыв ковалентной связи и возникновение собственной проводимости полупроводников могут быть вызваны освещением (*фотопроводимость полупроводников*), а также действием сильных электрических полей.

5°. Когда в кристаллическом чистом полупроводнике электрон получает энергию, необходимую для разрыва ковалентных связей, и уходит со своего места, электрическая нейтральность кристалла в этом месте нарушается. В том месте, откуда ушел электрон, возникнет избыточный положительный заряд — образуется *положительная дырка*. Она ведет себя как заряд, равный по абсолютному значению заряду электрона, но положительный по знаку. На освободившееся от электрона место — дырку — может переместиться соседний электрон, а это равносильно тому, что переместилась положительная дырка: она появится в новом месте, откуда ушел электрон.

Характер движения дырки в кристалле можно уяснить из следующей аналогии. Пусть из шеренги пионеров вышел один пионер и образовалась «вакансия». Если все стоящие справа пионеры будут последовательно перемещаться на освободившееся место, то все будет происходить так, как будто свободное место передвигается в сторону, противоположную перемещению пионеров.

6°. Во внешнем электрическом поле электроны перемещаются в сторону, противоположную направлению напряженности электрического поля. Положительные дырки перемещаются в направлении напряженности электрического поля, т. е. в ту сторону, куда двигался бы положительный заряд под действием электрического поля. Процесс перемещения электронов и дырок во внешнем поле происходит по всему кристаллу полупроводника. Электропроводность чистого полупроводника, обусловленная упорядоченным перемещением дырок, называется *собственной дырочной проводимостью* (*проводимостью* p-типа *)).

Температурная зависимость удельного сопротивления при дырочной проводимости аналогична той, которая характерна для электронной проводимости (п. 4°). Общая удельная электропроводность полупроводника (III. 2.4.1°) складывается из проводимостей n- и p-типов.

12. Примесная электропроводность полупроводников

1°. *Примесной проводимостью* полупроводников называется их электропроводность, обусловленная внесением в их кристаллические решетки примесей (*примесных центров*). Примесными центрами являются: а) атомы или ионы посторонних химических элементов, внедренные в решетку полупроводника; б) избыточные атомы или ионы элементов полупроводников, внедренные в междоузлия решетки; в) различного рода другие дефекты и искажения в кристаллической решетке: пустые узлы, трещины, сдвиги, возникающие при деформациях кристаллов, и т. д.

2°. Примеси вносят изменения в электропроводность полупроводников. При изменении концентрации примесей изменяется число носителей электрического тока — электронов и дырок. Возможность управления числом носителей тока (нагреванием или действием других факторов, например освещением) лежит в основе широкого применения полупроводников в науке и технике. В металлах такая возможность отсутствует (III. 2.1.7°).

3°. Примеси могут служить дополнительными поставщиками электронов в кристаллы полупроводников. Пусть, например, в решетке полупроводника один атом германия, имеющий четыре валентных электрона,

*) От латинского «positivus» — положительный.

заменен атомом примеси, который имеет пять валентных электронов (фосфор, мышьяк, сурьма). Четыре электрона примесного атома будут связаны ковалентными связями (VI.3.3.1°) с электронами соседних атомов германия, а пятый электрон не может образовать ковалентной связи. Он является «лишним», слабее связан со своим атомом и легко может его покинуть и стать свободным электроном (рис. III.3.13). Под действием электрического поля такие электроны приходят в упорядоченное движение в кристалле полупроводника, и в нем возникает *электронная примесная проводимость*. Полупроводники с такой проводимостью называются *электронными* или *полупроводниками n-типа*. Атомы примесей, поставляющие электроны, называются *донорами* *).

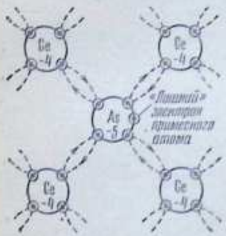


Рис. III.3.13.

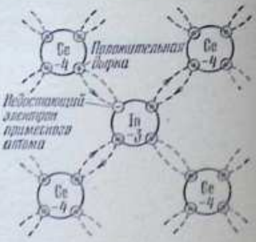


Рис. III.3.14.

4°. При замещении в кристалле полупроводника одного атома с четырьмя валентными электронами атомом примеси, который имеет три валентных электрона (индий, бор, алюминий), возникает недостаток одного электрона для образований всех ковалентных связей в решетке (рис. III.3.14). Однако примесный атом может создать все связи, если он заимствует электрон у ближайшего основного атома в решетке. Тогда на месте электрона, ушедшего из основного атома, образуется положительная дырка (III.3.11.5°), которая в свою очередь может быть заполнена электроном из следующего, соседнего атома решетки, и т. д. Последовательное за-

*) От латинского «donare» — дарить, жертвовать.

полнение положительных дырок электронами равносильно движению дырки в полупроводнике и появлению в нем носителей тока. Под действием электрического поля дырка перемещается в направлении вектора напряженности поля, и в полупроводнике возникает *дырочная примесная проводимость*. Полупроводники с такой проводимостью называются *примесными дырочными* или *полупроводниками p-типа*. Атомы примесей, которые приводят к примесной дырочной проводимости, называются *акцепторами* *).

5°. Если в полупроводник одновременно вводятся и донорные и акцепторные примеси, то характер проводимости (ее n- или p-тип) определяется примесью с более высокой концентрацией носителей тока — электронов или дырок. При любом типе электропроводности полупроводника концентрация носителей тока в нем значительно меньше, чем в металлах. Но величина этой концентрации, как и энергия носителей тока в полупроводниках, в отличие от металлов, зависит весьма сильно от температуры. При нагревании число носителей тока резко возрастает.

13. Электрические свойства контакта полупроводников p- и n-типов

1°. Область монокристаллического полупроводника (II.1.6.4°), в котором происходит смена проводимости с электронной на дырочную (или наоборот), называется *электронно-дырочным переходом* ($p-n$-переходом). Обычно $p-n$-переход образуется в кристалле полупроводника, где введением соответствующих примесей создаются области с различной (p- и n-) проводимостью.

2°. При контактировании двух полупроводников с различными типами проводимости будет происходить взаимная диффузия (II.1.3.1°) носителей тока через границу соприкосновения (*контакт*) полупроводников. Электроны из n-полупроводника будут диффундировать в дырочный p-полупроводник. В результате из объема n-полупроводника, граничащего с контактом, уйдут электроны, этот объем будет обеднен электронами, и вблизи

*) От латинского «acceptor» — приемщик.

границы в нем образуется избыточный положительный заряд. Диффузия дырок из p-полупроводника по аналогичным причинам приведет к возникновению вблизи границы в p-полупроводнике избыточного отрицательного заряда. В результате на границе электронно-дырочного перехода образуется *запирающий электрический слой* толщины l (рис. III.3.15). Электрическое поле запирающего слоя препятствует дальнейшему переходу электронов и дырок через границу раздела двух полупроводников. Запирающий слой имеет повышенное сопротивление по сравнению с остальными объемами полупроводников.

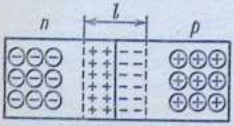


Рис. III.3.15.

3°. Внешнее электрическое поле влияет на сопротивление запирающего электрического слоя. Если n-полупроводник подключен к отрицательному полюсу источника, а плюс источника соединен с p-полупроводником, то под действием электрического поля электроны в n-полупроводнике и дырки в p-полупроводнике будут двигаться навстречу друг другу к границе раздела полупроводников. Электроны, переходя границу, «заполняют» дырки. При таком *прямом* (*пропускном*) направлении внешнего электрического поля толщина запирающего слоя и его сопротивление непрерывно уменьшаются (рис. III.3.16). В этом направлении электрический ток проходит через границу двух полупроводников.

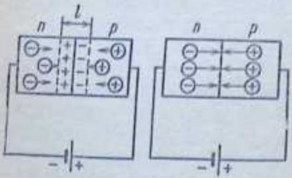


Рис. III.3.16.

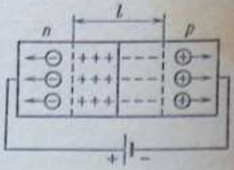


Рис. III.3.17.

4°. Если n-полупроводник соединен с положительным полюсом источника, а p-полупроводник — с отрицательным, то электроны в n-полупроводнике и дырки в p-полупроводнике под действием электрического поля будут перемещаться от границы раздела в противоположные стороны (рис. III.3.17). Это приводит к утолщению запирающего слоя и увеличению его сопротивления. Направление внешнего электрического поля, расширяющее запирающий слой, называется *запирающим* (*обратным*). При таком направлении внешнего поля электрический ток через контакт двух n- и p-полупроводников практически не проходит.

5°. Электронно-дырочный переход обладает односторонней (униполярной) проводимостью, аналогично выпрямляющему действию двухэлектродной лампы — диода (III.3.8.3°). Поэтому полупроводник с одним $p-n$-переходом называется *полупроводниковым диодом*. Полупроводниковые диоды обладают целым рядом преимуществ перед электронными двухэлектродными лампами (экономия энергии для получения носителей тока, миниатюрность, высокая надежность и большой срок службы). Недостатком полупроводниковых диодов является ограниченный интервал температур, в котором они работают (приблизительно от −70 до +125 °C).

ГЛАВА 4
МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА*)

1. Магнитное поле. Вектор индукции магнитного поля. Магнитный поток

1°. *Магнитным полем* называется одна из частей электромагнитного поля (III.1.3.1°). Особенностью магнитного поля является то, что это поле создается проводниками с токами, движущимися электрически заряженными частицами и телами, а также намагниченными телами (III.6.2.1°) и переменным электрическим полем (IV.4.1.3°).

Магнитное поле, характеристики которого (III.4.1.3°, III.4.1.8°) не изменяются с течением времени, называется *стационарным*. В противном случае магнитное

*) Все формулы в этой главе приведены только в СИ (VII.5.3°).

поле является *переменным* (*нестационарным*) *полем.* Возникновение стационарного магнитного поля вблизи проводника с током иллюстрируется основополагающим *опытом Эрстеда.* Если магнитную стрелку, которая может свободно вращаться вокруг вертикальной оси, поместить под прямолинейным проводником с постоянным током, то она поворачивается, как показано на рис. III.4.1, стремясь расположиться перпендикулярно к проводнику с током. Стрелка тем точнее совпадает с этим направлением, чем больше сила тока, чем ближе стрелка к проводнику и чем слабее влияние магнитного поля Земли.

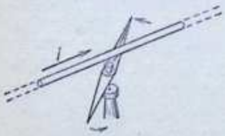


Рис. III.4.1.

2°. Магнитное поле действует только на движущиеся частицы и тела, обладающие электрическим зарядом. На намагниченные тела (III.6.2.1°) магнитное поле действует независимо от того, движутся они или неподвижны.

3°. Силовой характеристикой магнитного поля является *вектор индукции магнитного поля* **B** (*вектор магнитной индукции*). Понятие о векторе индукции магнитного поля вводится на основании одного из трех опытных фактов: а) ориентирующее действие магнитного поля на рамку с током (*замкнутый плоский контур с током*) (п. 6°), б) отклонение проводника с током в магнитном поле (III.4.2.4°), в) отклонение пучка электрически заряженных частиц, движущихся в магнитном поле (III.4.5.1°).

4°. *Магнитным моментом замкнутого плоского контура,* по которому протекает ток силой I (например, рамки с током), называется вектор $\mathbf{p}_m$, равный

$$\mathbf{p}_m = IS\mathbf{n}_0,$$

где S — площадь поверхности, охватываемой контуром, $\mathbf{n}_0$ — вектор с модулем, равным единице, направленный перпендикулярно к плоскости контура (*единичный вектор нормали*). Векторы $\mathbf{n}_0$ и $\mathbf{p}_m$ перпендикулярны к плоскости контура и ориентированы так, чтобы из концов векторов $\mathbf{n}_0$ и $\mathbf{p}_m$ ток казался протекающим против часовой стрелки (рис. III.4.2).

Направление единичного вектора нормали $\mathbf{n}_0$ и вектора магнитного момента $\mathbf{p}_m$ определяется также *правилом правого винта* (*правило буравчика*): если рукоятку буравчика с правой резьбой вращать по направлению тока в контуре (в рамке с током), то направление векторов $\mathbf{n}_0$ и $\mathbf{p}_m$ совпадает с направлением движения острия буравчика (рис. III. 4.3).

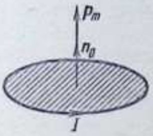


Рис. III. 4.2.

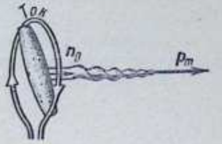


Рис. III. 4.3.

5°. На плоскую рамку с током, подвешенную на неупругой нити в однородном магнитном поле, действует момент сил (I. 3.1.4°), который поворачивает ее. Ориентирующее действие поля на рамку с током используется для выбора направления вектора магнитной индукции

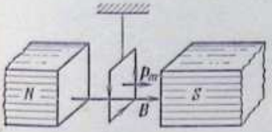


Рис. III. 4.4.

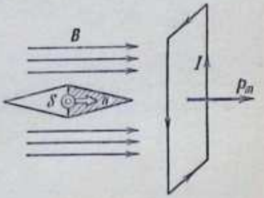


Рис. III. 4.5.

поля $\mathbf{B}$, в которое помещена рамка. За направление вектора $\mathbf{B}$ в данной точке магнитного поля выбирается направление векторов нормали $\mathbf{n}_0$ и магнитного момента $\mathbf{p}_m$ малой рамки *) с током в окрестности данной точки (рис. III. 4.4).

*) Рамка с током должна быть столь малых размеров, чтобы не искажать того магнитного поля, которое с ее помощью изучается. Кроме того, принимается, что собственным магнитным полем, которое создает рамка с током, можно пренебречь.

Направление вектора **B** совпадает с направлением прямой, проведенной через центр магнитной стрелки от ее южного S к северному N полюсу, если эта стрелка малых*) размеров помещена в окрестности данной точки магнитного поля (рис. III.4.5).

Магнитное поле называется *однородным*, если векторы **B** во всех его точках одинаковы. В противном случае поле называется *неоднородным*.

6°. На плоский замкнутый контур с током (например, прямоугольную рамку), помещенный в однородное поле, действует момент сил M, модуль которого равен

$$M = p_m B \sin\alpha,$$

где p_m — модуль вектора магнитного момента контура (п. 4°), B — модуль вектора индукции магнитного поля, α — угол между векторами $\mathbf{p}_m$ и **B** (рис. III.4.6). Из предыдущей формулы вытекает следующее определение магнитной индукции: модуль вектора магнитной индукции в данной точке однородного магнитного поля равен наибольшему значению момента сил $M_{\text{макс}}$, действующего на малую рамку с током, имеющую единичный по модулю магнитный момент p_m, помещенную в окрестности данной точки:

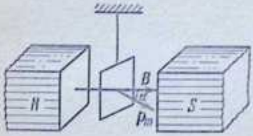


Рис. III.4.6.

$$B = \frac{M_{\text{макс}}}{p_m} = \frac{M_{\text{макс}}}{IS}.$$

Значение $M = M_{\text{макс}}$ соответствует такой ориентации рамки, при которой $\alpha = \frac{\pi}{2}$ радиан, т. е. линии магнитной индукции (п. 7°) лежат в плоскости рамки, а ее магнитный момент направлен перпендикулярно к линиям индукции. В этом положении рамка с током будет находиться в неустойчивом равновесии (I.4.3.2°). Устойчивым (равновесным) положение рамки с током

*) Магнитная стрелка считается малой, если она не искажает магнитное поле в тех точках, где она находится, и можно пренебречь ее собственным магнитным полем.

или любого замкнутого контура с током будет тогда, когда плоскость рамки перпендикулярна к линии индукции, а вектор магнитного момента рамки (контура с током) параллелен линиям индукции (рис. III.4.4).

7°. Графически магнитное поле можно изобразить, если ввести представление о линиях магнитной индукции. *Линиями магнитной индукции* называются воображаемые линии, касательные к которым в каждой точке совпадают с направлением вектора **B** в этих точках поля. Линии магнитной индукции замкнуты. Замкнутость линий магнитной индукции означает, что в природе отсутствуют свободные магнитные заряды (магнитные массы) (ср. линии напряженности электростатического поля (III.1.3.5°)).

Линии магнитной индукции проводятся с произвольной плотностью. Обычно считается, что модуль вектора индукции магнитного поля пропорционален числу линий магнитной индукции, проведенных через единицу площади поверхности, перпендикулярной к этим линиям. В отличие от электростатического поля, магнитное поле является непотенциальным (III.1.8.1°). Непотенциальное поле называется *вихревым полем* (см. также III.5.3.2°). Примеры некоторых магнитных полей см. III.4.3.4°—6°.

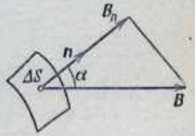


Рис. III.4.6′.

8°. *Потоком магнитной индукции* (*магнитным потоком*) $\Delta\Phi$ сквозь участок поверхности с малой площадью ΔS называется скалярная величина, равная

$$\Delta\Phi = B \cdot \Delta S \cdot \cos\alpha = B_n \cdot \Delta S,$$

где $B_n = B \cdot \cos\alpha$ есть проекция вектора **B** магнитной индукции на нормаль к площадке (рис. III.4.6′). Положительный (отрицательный) знак магнитного потока соответствует острому (тупому) углу α, или условию $B_n > 0$ $(B_n < 0)$. Магнитный поток Φ сквозь поверхность с площадью S находится алгебраическим суммированием потоков $\Delta\Phi$ сквозь участки поверхности. Если магнитное поле однородно, то магнитный поток через плоскую поверхность с площадью S равен

$$\Phi = BS\cos\alpha.$$

Задача 1. Проволочный виток с диаметром в 20 см помещен в однородное магнитное поле, индукция которого 10^{-3} Т. При пропускании по витку тока в 2 А виток повернулся на 90°. Какой момент сил действовал на виток?

Дано: $d = 20$ см $= 2\cdot 10^{-1}$ м, $B = 10^{-3}$ Т, $I = 2$ А, $\alpha = 90°$.

Найти: M.

Решение: Модуль момента сил, действующего на виток с током в магнитном поле, $M = p_m B \sin\alpha$, где $p_m = IS$ — магнитный момент витка, S — площадь витка, α — угол между векторами $\mathbf{p}_m$ и $\mathbf{B}$.

Так как $\alpha = 90°$, то

$$M = \frac{I\pi d^2}{4} B, \quad M = \frac{2\cdot 3{,}14\cdot 4\cdot 10^{-2}}{4}\cdot 10^{-3} \approx 6\cdot 10^{-5}\ \text{Н}\cdot\text{м}.$$

Задача 2. В магнитном поле с индукцией 0,1 Т расположен стержень длиной 1 м, который вращается перпендикулярно к направлению линий магнитной индукции. Ось вращения проходит через один из концов стержня. Определить поток магнитной индукции сквозь поверхность, которую образует стержень при каждом обороте.

Дано: $B = 0{,}1$ Т, $l = 1$ м, $\alpha = 0$.

Найти: Φ.

Решение: Поток магнитной индукции, пронизывающий площадку S, $\Phi = BS\cos\alpha$, где α — угол между вектором индукции и нормалью к площадке S, образуемой вращающимся стержнем.

Следовательно,

$$\Phi = B\pi l^2, \quad \Phi = 0{,}1\cdot 3{,}14\cdot 1^2 \approx 0{,}3\ \text{Вб}.$$

2. Закон Ампера

1°. На проводник с током, помещенный в магнитное поле, действует *сила Ампера*. *Закон Ампера*: на малый отрезок проводника с током силы I и длиной Δl, помещенного в однородное магнитное поле с индукцией $\mathbf{B}$, действует сила $\Delta\mathbf{F}$, модуль которой равен

$$\Delta F = I\cdot\Delta l\cdot B\cdot\sin\alpha = I\cdot\Delta l\cdot B_\perp,$$

где α — угол между вектором **B** и проводником с током (рис. III.4.7). Модуль силы ΔF зависит от составляющей вектора **B**, перпендикулярной проводнику: $B_\perp = B \sin \alpha$.

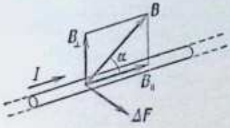


Рис. III.4.7.

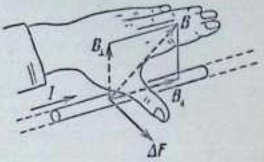


Рис. III.4.8.

2°. Вектор Δ**F** перпендикулярен к проводнику с током и к вектору **B**. Направление силы Δ**F** определяется по *правилу левой руки*: если ладонь левой руки расположить так, чтобы перпендикулярная к проводнику составляющая $\mathbf{B}_\perp$ вектора индукции входила в ладонь, а четыре вытянутых пальца указывали бы направление тока, то отогнутый на 90° большой палец укажет направление силы, действующей со стороны поля на проводник с током (рис. III.4.8).

3°. В отличие от кулоновских сил, которые являются центральными (III.1.2.3)°, сила Ампера не является центральной. Она направлена перпендикулярно к линиям магнитной индукции.

4°. Закон Ампера может быть использован для определения модуля вектора магнитной индукции. Модуль вектора индукции в данной точке однородного магнитного поля равен наибольшей силе, которая действует на помещенный в окрестности данной точки проводник единичной длины, по которому протекает ток в единицу силы тока (см. также III.4.1.6°):

$$B = \frac{\Delta F_{\text{макс}}}{I \cdot \Delta l}.$$

Значение $\Delta F = \Delta F_{\text{макс}}$ достигается при условии, что проводник расположен перпендикулярно к линиям индукции (III.4.1.7°).

3. Магнитное поле электрического тока

1°. Электрический ток, протекающий по проводнику, создает в пространстве, окружающем проводник, магнитное поле. Модуль и направление вектора магнитной индукции в любой точке магнитного поля зависят: от силы тока в проводнике, геометрической формы проводника, расположения данной точки относительно проводника, а также от магнитных свойств среды, в которой находятся проводник и точка. Существенно, что магнитное поле в данной точке создается одновременно всеми участками проводника, по которому течет ток. Согласно принципу суперпозиции полей (III.1.3.7°) вектор магнитной индукции поля в произвольной его точке равен геометрической сумме векторов магнитных индукций полей, создаваемых всеми участками проводника.

2°. Если некоторый проводник с током силы I создает в вакууме магнитное поле, вектор магнитной индукции которого в данной точке равен $\mathbf{B}_0$, то в однородной изотропной среде, заполняющей все пространство, где имеется магнитное поле, в этой же точке будет создаваться магнитное поле с индукцией $\mathbf{B}$:

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{B}_0,$$

где μ — *относительная магнитная проницаемость среды*. В любой среде $\mu \gtreqless 1$ и показывает, во сколько раз при заданных токах, создающих магнитное поле, магнитная индукция в рассматриваемой точке однородной изотропной среды, заполняющей все поле, больше (или меньше), чем в вакууме (III.6.2.1°).

3°. Направление вектора магнитной индукции поля, созданного проводником с током, определяется *правилом буравчика* (*правило правого винта*) (ср. III.4.1.4°): если движение острия буравчика с правой резьбой совпадает с направлением тока в проводнике, то направление вектора магнитной индукции совпадает с направлением вращения рукоятки буравчика (рис. III.4.9).

4°. Весьма длинный прямолинейный проводник (бесконечный проводник*)) с током I создает в данной

*) Практически прямолинейный проводник считается бесконечно длинным, если можно считать, что расстояние от его концов до точки, где отыскивается индукция магнитного поля, много больше, чем R.

среде на расстоянии R от проводника магнитное поле с индукцией B, по модулю равной

$$B = \mu_0 \mu \frac{I}{2\pi R},$$

где I — сила тока в проводнике, μ_0 — магнитная постоянная в СИ (VII. 5.3°), μ — относительная магнитная проницаемость среды (п. 2°).

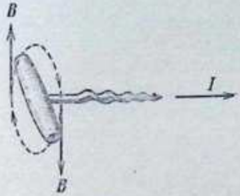


Рис. III. 4.9.

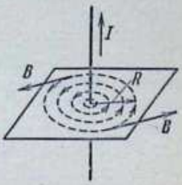


Рис. III. 4.10.

На рис. III. 4.10 изображены линии магнитной индукции такого поля и направления векторов **B** в различных точках поля. Линии магнитной индукции представляют собой концентрические окружности в плоскостях, перпендикулярных к проводнику с током.

5°. Проводник в форме кругового витка с радиусом R, по которому протекает ток силы I, создает магнитное поле, магнитная индукция которого в центре витка по модулю равна

$$B = \mu_0 \mu \frac{I}{2R},$$

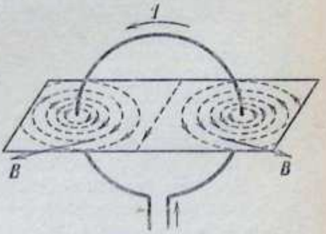


Рис. III. 4.11.

где μ_0 — магнитная постоянная в СИ, μ — относительная магнитная проницаемость среды (п. 2°). На рис. III. 4.11 показано расположение линий магнитной индукции и направление векторов **B** в различных точках поля в сечении, перпендикулярном витку. Любой замкнутый проводник с током (контур с током) создает магнитное поле, магнитная индукция **B** которого прямо пропорциональна магнитному моменту $\mathbf{p}_m$ контура с током (III. 4.1.4°) и относительной магнитной проницаемости среды.

Зависимость **B** от геометрической формы контура и расстояния от него до точки, где отыскивается индукция магнитного поля, в общем случае имеет сложный характер и в элементарной физике не рассматривается.

6°. Простейшим однослойным *соленоидом* *) называется цилиндрическая катушка, состоящая из большого числа витков проволоки, которые образуют винтовую линию (рис. III. 4.12) Если длина соленоида $l \gg R$, где R — радиус витка, то соленоид имеет магнитное поле, изображенное на рис. III. 4.12. Внутри соленоида вдали от

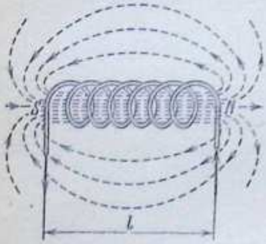


Рис. III. 4.12.

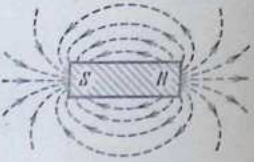


Рис. III. 4.13.

его концов поле является однородным (III. 4.1.5°). Магнитное поле вне соленоида подобно магнитному полю полосового постоянного магнита (III. 6.5.6°) (рис. III. 4.13). Конец катушки, из которого выходят линии индукции, аналогичен северному полюсу N магнита. Другой конец катушки, в который линии индукции входят, аналогичен южному магнитному полюсу. Расположение полюсов в катушке соленоида определяется по известному направлению тока в витках с помощью правила буравчика. Если вращать рукоятку буравчика

*) От греческого слова «соленоидес» — трубообразный.

с правой резьбой по току, то движение его острия укажет направление линий индукции магнитного поля (ср. п. 3°). Северным полюсом соленоида будет тот конец катушки, на который должен смотреть наблюдатель, чтобы ток в витках протекал против часовой стрелки. Противоположный конец соленоида соответствует южному полюсу (рис. III. 4.14).

7°. Для достаточно длинного соленоида (п. 6°) с числом витков N и длиной l индукция магнитного поля в точках его оси, достаточно удаленных от концов соленоида,

$$B = \mu_0 \mu n I,$$

где I — сила тока, протекающего по витку, $n = N/l$ — число витков на единицу длины соленоида. Остальные обозначения указаны в пп. 4° и 5°.

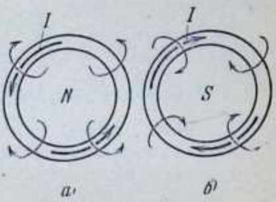


Рис. III. 4.14.

Соленоид, внутрь которого помещен ферромагнитный стержень (III. 6.5.1°), называется *электромагнитом.*

Задача 1. Чему равна индукция магнитного поля в центре кругового витка радиусом 0,1 м, если магнитный момент витка 0,2 А·м²?

Дано: $R = 0{,}1$ м, $p_m = 0{,}2$ А · м².

Найти: B.

Решение: Индукция магнитного поля в центре кругового тока $B = \mu\mu_0 \frac{I}{2R}$, где μ_0 — магнитная постоянная в СИ, $\mu_0 = 1{,}26 \cdot 10^{-6}$ Г/м.

Магнитный момент витка с током $p_m = IS = I\pi R^2$, отсюда $I = \frac{p_m}{\pi R^2}$.

Тогда

$$B = \mu\mu_0 \frac{p_m}{2\pi R^3}, \quad B = 1 \cdot 1{,}26 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{0{,}2}{2 \cdot 3{,}14 \cdot 10^{-3}} \approx 4 \cdot 10^{-5}\ \text{Т}.$$

Задача 2. При силе тока 0,5 А индукция магнитного поля на оси достаточно длинного соленоида $3{,}15 \cdot 10^{-3}$ Т. Определить диаметр провода, из которого изготовлена однослойная обмотка соленоида. Витки обмотки плотно прилегают друг к другу. Соленоид без сердечника.

Дано: $B = 3{,}15 \cdot 10^{-3}$ Т, $I = 0{,}5$ А, $\mu = 1$, $\mu_0 = 1{,}26 \cdot 10^{-6}$ Г/м.

Найти: d.

Решение: Индукция магнитного поля на оси длинного соленоида $B = \mu\mu_0 nI$, где n — число витков на единицу длины.

Если витки плотно прилегают друг к другу, то $d = 1/n$, или

$$d = \frac{\mu\mu_0 I}{B}, \quad d = \frac{1 \cdot 1{,}26 \cdot 10^{-6} \cdot 0{,}5}{3{,}15 \cdot 10^{-3}} = 0{,}2 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

4. Взаимодействие параллельных токов

1°. Между двумя параллельно расположенными бесконечно длинными проводниками (III.4.3.4°), по которым протекают постоянные токи, возникает сила взаимодействия. Проводники с одинаково направленными токами притягиваются, с противоположно направленными токами — отталкиваются. Такое взаимодействие проводников с параллельными токами объясняется правилом левой руки (III.4.2.2°). Если проводник с током силы I_2 находится в магнитном поле с индукцией $\mathbf{B}_1$, созданном другим проводником с током силы I_1, то сила Ампера $\mathbf{F}$ направлена так, как показано на рис. III.4.15.

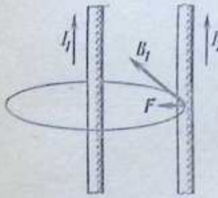


Рис. III.4.15.

2°. Между двумя участками единичной длины параллельных бесконечных проводников, расположенных на расстоянии R друг от друга, по которым текут токи силы I_1 и I_2*), возникает притяжение (отталкивание) при одинаковых (противоположных) направлениях токов. Модуль силы взаимодействия F равен

$$F = \mu_0\mu \frac{I_1 I_2}{2\pi R}.$$

*) Следует помнить, что за направление тока принимается направление, в котором движутся положительные заряды (III.2.1.2°).

где μ_0 — магнитная постоянная в СИ (VII.5.3°), μ — относительная магнитная проницаемость среды, в которой находятся проводники с токами (III.4.3.2°).

5. Действие магнитного поля на движущийся заряд. Сила Лоренца

1°. На электрический заряд, движущийся в магнитном поле, действует *сила Лоренца*, модуль которой равен

$$F_Л = qvB \sin\alpha = qv_\perp B,$$

где q — абсолютное значение движущегося заряда ($q > 0$ для положительного заряда, $q < 0$ для отрицательного), v — скорость заряда, B — модуль индукции магнитного поля, α — угол между векторами **B** и **v** (рис. III.4.16). Модуль силы Лоренца определяется составляющей скорости, перпендикулярной к вектору **B**, $v_\perp = v \sin\alpha$. Направление силы Лоренца, действующей на положительный заряд, определяется по правилу левой руки (III.4.2.2°). На отрицательный заряд, движущийся с такой же скоростью и в таком же магнитном поле, сила Лоренца действует в противоположном направлении.

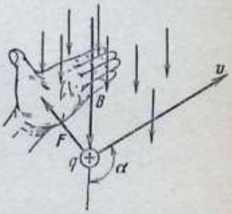


Рис. III.4.16.

Сила Лоренца позволяет ввести понятие вектора магнитной индукции (см. также III.4.1.6° и III.4.2.4°): модуль вектора магнитной индукции в данной точке магнитного поля равен наибольшей лоренцевой силе $F_{Л\,макс}$, действующей на единичный положительный заряд, который движется с единичной скоростью:

$$B = \frac{F_{Л\,макс}}{qv},$$

$F_Л = F_{Л\,макс}$ при условии, что $\alpha = \pi/2$ радиан.

2°. В однородном магнитном поле, вектор индукции которого перпендикулярен к направлению скорости заряженной частицы, сила Лоренца искривляет траекторию движения. Частица движется по окружности постоянного радиуса R в плоскости, перпендикулярной к вектору **B**:

$$R=\frac{m}{q}\frac{v}{B},$$

где m — масса частицы, q — абсолютное значение ее заряда, v — скорость частицы, B — индукция магнитного поля. Знак заряда частицы определяет направление ее отклонения в магнитном поле, линии индукции которого перпендикулярны к плоскости чертежа (рис. III.4.17). Сила Лоренца является в этом случае центростремительной силой (I.2.4.5°) и не совершает работы при движении частицы по окружности.

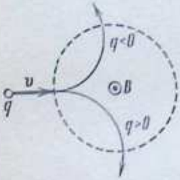


Рис. III.4.17.

3°. Время T движения заряженной частицы по всей окружности (период обращения) в однородном магнитном поле

$$T=\frac{2\pi}{B}\frac{m}{q}.$$

(Все обозначения указаны в п. 2°.) Время T не зависит от радиуса окружности и не зависит от скорости частицы (при скорости частицы $v \ll c$, где c — скорость света в вакууме, когда не сказывается зависимость массы от скорости (V.4.10.3°)). Это положено в основу работы циклического ускорителя заряженных частиц — циклотрона (VI.4.16.5°).

4°. На заряд, движущийся одновременно в электрическом и магнитном полях, действует сила, которая называется также силой Лоренца (*обобщенная сила Лоренца*). Ее модуль равен

$$F_{\text{л}}=qE+qvB\sin\alpha,$$

где E — модуль вектора напряженности электрического поля (III.1.3.3°). Направление обобщенной силы Лоренца, по правилу сложения сил (I.2.2.6°), зависит от того, в каком направлении действуют обе силы, входящие в обобщенную силу Лоренца.

Задача 1. α-частица, имеющая скорость 10^6 м/с, влетела в однородное магнитное поле, индукция которого

0,3 Т. Скорость частицы перпендикулярна к направлению линий индукции магнитного поля. Найти радиус окружности, по которой будет двигаться частица, и период обращения.

Дано: $v = 10^6$ м/с, $B = 0{,}3$ Т, $\alpha = 90°$, $q = 2e = 3{,}2 \cdot 10^{-19}$ Кл, $m = 6{,}64 \cdot 10^{-27}$ кг.

Найти: r, T.

Решение: В магнитном поле на движущийся заряд действует сила Лоренца. Так как $\mathbf{v} \perp \mathbf{B}$, то эта сила будет центростремительной: $F_л = F_ц$, $qvB = \frac{mv^2}{r}$, отсюда радиус окружности

$$r = \frac{m}{q}\frac{v}{B}, \qquad r = \frac{6{,}64 \cdot 10^{-27}}{3{,}2 \cdot 10^{-19}} \cdot \frac{10^6}{0{,}3} \approx 7 \cdot 10^{-2}\ \text{м}.$$

Период обращения

$$T = \frac{2\pi r}{v}, \quad T = \frac{2 \cdot 3{,}14 \cdot 7 \cdot 10^{-2}}{10^6} \approx 4 \cdot 10^{-7}\ \text{с}.$$

Задача 2. Параллельно длинному прямолинейному проводнику с током на расстоянии 2 мм от него движется электрон со скоростью 10^7 м/с. С какой силой будет действовать магнитное поле тока на электрон, если по проводнику течет ток 10 А?

Дано: $v = 10^7$ м/с, $I = 10$ А, $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл, $d = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $\mu = 1$, $\mu_0 = 1{,}26 \cdot 10^{-6}$ Г/м, $\alpha = 90°$.

Найти: $F_л$.

Решение: Модуль силы Лоренца, действующей на электрон, движущийся в магнитное поле, $F_л = evB \sin\alpha$.

Индукция магнитного поля прямого тока $B = \mu\mu_0 \frac{I}{2\pi d}$.

Тогда

$$F_л = ev\mu\mu_0 \frac{I}{2\pi d},$$

$$F_л = 1{,}6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^7 \cdot 1{,}26 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{10}{2 \cdot 3{,}14 \cdot 2 \cdot 10^{-3}} = 10^{-15}\ \text{Н}.$$

Задача 3. Найти кинетическую энергию электрона, движущегося по дуге окружности радиуса 8 см в однородном магнитном поле, индукция которого равна 0,2 Т. Направление индукции магнитного поля перпендикулярно к плоскости окружности.

Дано: $r = 8$ см $= 8 \cdot 10^{-2}$ м, $B = 0{,}2$ Т, $m = 9{,}1 \cdot 10^{-31}$ кг, $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Найти: $\mathscr{E}$.

Решение: Кинетическая энергия электрона $\mathscr{E} = mv^2/2$. В магнитном поле на электрон действует сила Лоренца. Модуль ее $F_Л = evB$, так как $\mathbf{v} \perp \mathbf{B}$; $\mathbf{F}_Л$ является центростремительной силой: $evB = \frac{mv^2}{r}$. Отсюда скорость $v = \frac{e}{m}Br$. Тогда

$$\mathscr{E} = \frac{e^2B^2r^2}{2m}, \qquad \mathscr{E} = \frac{(1{,}6 \cdot 10^{-19})^2 \cdot 10^{-2} \cdot 2^2 \cdot 8^2 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 9{,}1 \cdot 10^{-31}} \approx 4 \text{ пДж.}$$

Задача 4. Пучок однозарядных ионов неона, пройдя в электрическом поле ускоряющую разность потенциалов 10 кВ, влетает в однородное магнитное поле перпендикулярно к линиям магнитной индукции. В магнитном поле ионы движутся по двум дугам окружностей, радиусы которых 14,5 см и 15,3 см. Найти массовые числа изотопов неона (VI.4.1.2°).

Дано: $\varphi_1 - \varphi_2 = 10$ кВ, $B = 0{,}14$ Т, $r_1 = 14{,}6$ см, $r_2 = 15{,}3$ см, 1 а. е. м. $= 1{,}66 \cdot 10^{-27}$ кг, $q = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Найти: M_1, M_2.

Решение: Кинетическая энергия, приобретенная ионом в ускоряющем электрическом поле с разностью потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$, равна $\frac{mv^2}{2} = q(\varphi_1 - \varphi_2)$, откуда

$$m = \frac{2q(\varphi_1 - \varphi_2)}{v^2}. \tag{1}$$

По условию задачи $F_Л = F_ц$, т. е. $qvB = \frac{mv^2}{r}$; отсюда $v^2 = \frac{q^2B^2r^2}{m^2}$. Подставляя в (1), получаем $m = \frac{r^2B^2q}{2(\varphi_1 - \varphi_2)}$.

Массовые числа изотопов, выраженные в атомных единицах массы (а. е. м.) (VII.7.1°), будут

$$M_1 = \frac{0{,}146^2 \cdot 0{,}14^2 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}}{2 \cdot 10^3 \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-27}} = 20,$$

$$M_2 = \frac{0{,}153^2 \cdot 0{,}14^2 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}}{2 \cdot 10^3 \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-27}} = 22.$$

6. Удельный заряд частиц

1°. *Удельным зарядом* частицы называется отношение ее заряда q к массе m, т. е. $\frac{q}{m}$. Определение удельного заряда основано на отклонении заряженных частиц в магнитном и электрическом полях. Для измерения q/m необходимо знать скорость частицы v и радиус ее траектории R в магнитном поле (III. 4.5.2°). Скорость v создается электрическим полем с известной разностью потенциалов и определяется по формуле, приведенной в III. 1.8.5°. Радиус R определяется экспериментально. Удельные заряды электрона и протона см. в (VII. 8).

2°. Для определения удельных зарядов и масс положительных ионов используется совместное действие на частицы электрического и магнитного полей. Приборы, с помощью которых производятся точные измерения относительных атомных масс (VII. 4.3°) изотопов химических элементов (VI. 4.1.2°), называются *масс-спектрографами* или *масс-спектрометрами*. В этих приборах частицы разделяются по массам в соответствии со *спектром масс* — совокупностью значений масс данных частиц. Принцип действия всех этих устройств состоит в том, чтобы все частицы с определенным значением удельного заряда q/m_1, независимо от их скоростей, были бы сфокусированы и отделены от частиц с другими значениями q/m_2, q/m_3 и т. д. Это достигается отклонениями в надлежащим образом подобранных электрических и магнитных полях.

ГЛАВА 5

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ

1. Явление и закон электромагнитной индукции

1°. Если проводящий контур находится в переменном магнитном поле (III. 4.1.1°), то в контуре возникает индуцированное электрическое поле (III. 5.3.1°), характеристикой которого является электродвижущая сила индукции. В проводящем замкнутом контуре возникает в этих условиях электрический ток, называемый *индукционным* *током*, а все явление называется *электромагнитной индукцией*.

Явление электромагнитной индукции было обнаружено Фарадеем опытным путем. В основе *опытов Фарадея* лежала идея о тесной взаимосвязи электрических и магнитных явлений. Если вокруг проводников с токами возникает магнитное поле, то должно существовать и обратное явление — возникновение электрического тока в замкнутом проводнике под действием магнитного поля. Серией опытов Фарадей показал, что в замкнутых проводящих контурах, находящихся в переменном магнитном поле, возникает электрический индукционный ток независимо от того, как достигается изменение во времени магнитного потока (III.4.1.8°) сквозь площадь поверхности, ограниченной контуром. Магнитный поток, пронизывающий площадь поверхности контура, может изменяться с течением времени благодаря деформации или перемещению контура во внешнем магнитном поле, а также потому, что индукция магнитного поля может быть переменной.

2°. *Закон электромагнитной индукции Фарадея*: э. д. с. электромагнитной индукции $\mathscr{E}_i$ в контуре численно равна и противоположна по знаку скорости изменения магнитного потока сквозь площадь поверхности, ограниченной этим контуром:

$$\mathscr{E}_i = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}.$$

Сила индукционного тока I_i в замкнутом проводящем контуре с сопротивлением R (III.2.4.1°)

$$I_i = \frac{\mathscr{E}_i}{R}.$$

$\mathscr{E}_i$ считается положительной, если магнитный момент $\mathbf{p}_m$ (III.4.1.4°) соответствующего ей индукционного тока I_i в контуре образует острый угол с линиями магнитной индукции того поля, которое наводит этот ток. На рис. III.5.1 изображены случаи положительной (*а*) и отрицательной (*б*) $\mathscr{E}_i$.

Если замкнутый контур состоит из N последовательно соединенных витков (например, в соленоиде (III.4.3.6°)), то $\mathscr{E}_i$ определяется изменением в единицу времени магнитного потока сквозь поверхности, ограниченные всеми витками.

Количество электричества Δq, которое протекает в контуре с сопротивлением R при явлении электромагнитной индукции,

$$\Delta q = -\frac{\Delta\Phi}{R}.$$

3°. Знак минус в законе э. д. с. индукции выражает *правило Ленца*: индукционный ток в замкнутом контуре

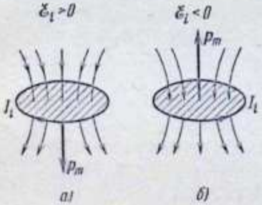


Рис. III.5.1.

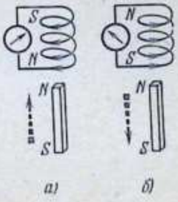


Рис. III.5.2.

имеет всегда такое направление, чтобы магнитный поток поля, созданного этим током сквозь поверхность, ограниченную контуром, уменьшал бы те изменения поля, которые вызвали появление индукционного тока. На рис. III.5.2 указаны по правилу Ленца направления индукционных токов в катушке, вызванных перемещением полосового магнита.

2. Э. д. с. индукции в движущихся проводниках

1°. При движении отрезка проводника длиной l со скоростью v в стационарном (III.4.1.1°) однородном (III.4.1.5°) магнитном поле э. д. с. электромагнитной индукции в проводнике равна

$$\mathscr{E}_i = Blv \sin\alpha = Blv_\perp,$$

где B — модуль вектора магнитной индукции, α — угол между векторами $\mathbf{v}$ и $\mathbf{B}$. Из формулы видно, что $\mathscr{E}_i$ пропорциональна составляющей вектора скорости, перпендикулярной к полю: $v_\perp = v \sin\alpha$.

При движении проводника в магнитном поле на его положительные и отрицательные заряды действует сила Лоренца. Под действием силы Лоренца в проводнике происходит разделение зарядов: положительные и отрицательные заряды накапливаются на противоположных концах проводника (рис. III. 5.3). Эти заряды создают внутри отрезка проводника кулоновское поле (III. 1.3.1°). Перемещение зарядов под действием силы Лоренца будет происходить до тех пор, пока сила, действующая на заряд в кулоновском поле, не уравновесит силу Лоренца $F_Л = qBv_\perp$ (III. 4.5.1°).

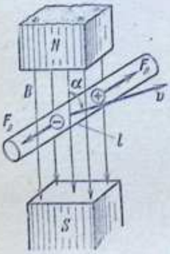


Рис. III. 5.3.

Э. д. с. индукции в отрезке проводника является работой по перемещению единичного положительного заряда вдоль проводника.

2°. Действие лоренцевых сил на заряды проводника аналогично действию некоторого электрического поля, направленного противоположно кулоновскому полю. Это поле создается не кулоновскими силами, а силами магнитного происхождения — силами Лоренца. Поэтому электрическое поле, характеристикой которого является э. д. с. индукции, является сторонним электрическим полем (III. 2.2.4°). По определению модуль напряженности этого стороннего электрического поля (III. 2.2.4°)

$$E^{ст} = \frac{F_Л}{q} = Bv_\perp,$$

где $F_Л = qBv_\perp$ — модуль силы Лоренца.

3°. Направление напряженности стороннего электрического поля электромагнитной индукции в прямолинейном проводнике, движущемся в магнитном поле, определяется *правилом правой руки*: если ладонь правой руки расположить так, чтобы вектор магнитной индукции **B** входил в ладонь, а отставленный на 90° большой палец совпадал с направлением перпендикулярной к проводнику составляющей его скорости, то вытянутые четыре пальца укажут направление напряженности стороннего электрического поля электромагнитной индукции, возникающего в проводнике (рис. III.5.4).

4°. В плоской прямоугольной рамке, которая вращается в однородном магнитном поле с угловой скоростью ω (I.1.9.4°) так, что ось вращения лежит в плоскости рамки и перпендикулярна к вектору **B** магнитной индукции внешнего поля, э. д. с. электромагнитной индукции равна

$$\mathscr{E}_i = BS\omega \sin \omega t,$$

где S — площадь рамки.

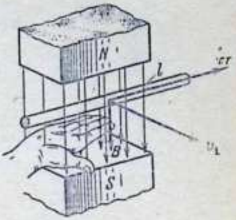


Рис. III.5.4.

Задача 1. Самолет имеет размах крыльев 15 м. Горизонтальная скорость 830 км/ч. Определить разность потенциалов, возникающую между концами крыльев. Вертикальная составляющая индукции магнитного поля Земли 50 мкТ.

Дано: $l = 15$ м, $v = 830$ км/ч $= 230$ м/с, $B = 50$ мкТ $= 5{,}0 \cdot 10^{-5}$ Т.

Найти: $(\varphi_1 - \varphi_2)$.

Решение: При движении проводника перпендикулярно к линиям индукции магнитного поля разность потенциалов на концах проводника равна

$$\varphi_1 - \varphi_2 = Blv, \quad \varphi_1 - \varphi_2 = 5{,}0 \cdot 10^{-5} \cdot 15 \cdot 230 \approx 0{,}17 \text{ В}.$$

Задача 2. Рамка площадью 400 см², имеющая 100 витков, вращается в однородном магнитном поле с индукцией 0,01 Т. Период обращения рамки 0,1 с. Определить максимальное значение э. д. с. индукции в рамке. Ось вращения перпендикулярна к линиям индукции магнитного поля.

Дано: $S = 400$ см² $= 0{,}04$ м², $N = 100$, $B = 0{,}01$ Т, $T = 0{,}1$ с.

Найти: $\mathscr{E}_{i\,\text{макс}}$.

Решение: При вращении замкнутого контура в магнитном поле э. д. с. индукции равна $\mathscr{E}_i = \omega BS \sin \omega t \cdot N$.

Очевидно,

$$\mathscr{E}_{i\,\text{макс}} = \omega BSN = \frac{2\pi}{T} BSN,$$

$$\mathscr{E}_{i\,\text{макс}} = \frac{2 \cdot 3{,}14}{0{,}1} \cdot 0{,}01 \cdot 0{,}04 \cdot 100 \approx 2\ \text{В}.$$

3. Индуцированное электрическое поле

1°. Если к неподвижному замкнутому проводящему контуру приближается со скоростью v полосовой магнит, то в контуре возникает индукционный ток I_i (рис. III.5.5). Причиной, вызывающей упорядоченное перемещение зарядов, является *индуцированное электрическое поле*, в котором на положительные и отрицательные заряды проводящего контура действуют силы (III.5.2.1°).

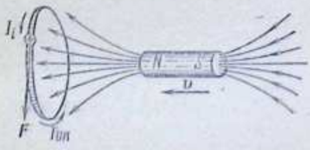


Рис. III.5.5.

2°. Свойства индуцированного электрического поля:

а) Индуцированное электрическое поле не является кулоновским полем. Оно создается не зарядами, распределенными в пространстве, а переменным магнитным полем.

б) Индуцированное электрическое поле, подобно магнитному полю, является вихревым полем (III.4.1.7°). Его силовые линии замкнуты сами на себя, они не начинаются и не заканчиваются на зарядах, как в случае кулоновского поля.

в) Индуцированное электрическое поле является непотенциальным полем. Работа, совершаемая в этом поле при перемещении единичного положительного заряда по замкнутой цепи, не равна нулю и представляет собой э. д. с. индукции в замкнутом проводящем контуре, находящемся в переменном магнитном поле.

3°. Переменное магнитное поле вызывает появление индуцированного вихревого электрического поля. Это фундаментальное положение электродинамики установлено Максвеллом как обобщение закона электромагнитной индукции Фарадея (III.5.1.2°). Вихревое электрическое поле обнаруживается по его действию на свободные заряды электрического проводящего контура, помещенного в это поле. Направление вектора напряженности вихревого электрического поля устанавливается в соответствии с законом электромагнитной индукции Фарадея (III.5.1.2°) и правилом Ленца (III.5.1.3°) (см. также IV.4.1.2°).

Вихревое электрическое поле с замкнутыми силовыми линиями используется для ускорения электронов в бетатроне (VI.4.16.3°).

4. Индукционные токи в сплошных проводниках

1°. Индукционные токи, которые возникают в сплошных проводниках, называются *вихревыми токами* или *токами Фуко*. В толщах сплошных проводников возникает много замкнутых линий таких токов. Токи Фуко выделяют большое количество теплоты в единицу времени, прямо пропорциональное квадрату частоты изменения магнитного поля. В индукционных печах для нагревания применяются переменные токи высокой частоты.

2°. Во многих электротехнических устройствах (электрические машины, трансформаторы и др.) выделение теплоты за счет токов Фуко приводит к потерям энергии. Для их уменьшения сердечники трансформаторов (III.5.6.3°), магнитные цепи электрических машин и другие устройства изготовляют не сплошными, а из отдельных изолированных пластин, поверхности которых располагаются параллельно линиям магнитной индукции. Токи Фуко образуются в плоскостях, перпендикулярных к линиям магнитной индукции. Поэтому такое расположение пластин уменьшает потери энергии от токов Фуко.

3°. Вихревые токи, которые возникают в сплошных проводниках, движущихся в магнитном поле, взаимодействуют с магнитным полем по правилу Ленца (III.5.1.3°), что приводит к торможению движущихся проводников. Это явление используется для торможения подвижных систем электроизмерительных приборов (*тормозящее действие токов Фуко*).

5. Самоиндукция

1°. *Явлением самоиндукции* называется возникновение индуцированного поля в цепи в результате изменения тока в этой цепи. Изменение тока вызывает изменение его собственного магнитного поля. В проводнике с током, который находится в изменяющемся собственном магнитном поле, возникает явление электромагнитной индукции, характеристикой которого служит *э. д. с. самоиндукции.*

2°. Собственное магнитное поле тока в контуре создает магнитный поток Φ_s сквозь площадь поверхности, ограниченную самим контуром (III.4.1.8°). Магнитный поток Φ_s называется *потоком самоиндукции контура.* Если контур находится не в ферромагнитной среде (III.6.5.1°), то Φ_s пропорционален силе тока I в контуре: $\Phi_s = LI$. Величина L называется *индуктивностью контура* и является его электрической характеристикой, подобно сопротивлению R контура и другим характеристикам.

Индуктивность контура численно равна магнитному потоку самоиндукции контура при силе тока, равной единице. Значение L зависит от размеров контура, его геометрической формы и относительной магнитной проницаемости (III.4.3.2°) среды, в которой находится контур. Например, для достаточно длинного соленоида (III.4.3.6°, 7°) длиной l и площадью сечения витка S с общим числом витков N индуктивность равна

$$L = \frac{\mu_0 \mu N^2 S}{l} = \mu_0 \mu n^2 V,$$

где μ_0 — магнитная постоянная в СИ (VII.5.3°), μ — относительная магнитная проницаемость среды, $n = \frac{N}{l}$ — число витков на единицу длины, $V = Sl$ — объем соленоида.

3°. По закону электромагнитной индукции Фарадея (III.5.1.2°) э. д. с. самоиндукции $\mathscr{E}_{is}$ равна

$$\mathscr{E}_{is} = -\frac{\Delta\Phi_s}{\Delta t}.$$

Если контур с током не деформируется и относительная магнитная проницаемость среды постоянна, то индуктивность контура постоянна. Тогда $\mathscr{E}_{is}$ пропорциональна только скорости изменения силы тока:

$$\mathscr{E}_{is} = -L\frac{\Delta I}{\Delta t}.$$

Величина индуктивности контура численно равна э. д. с. самоиндукции в контуре при изменении в нем силы тока на единицу за одну секунду $\left(|\mathscr{E}_{is}| = L \text{ при } \frac{\Delta I}{\Delta t} = 1\right)$.

4°. Под действием $\mathscr{E}_{is}$ в контуре появляется индукционный ток I_s, который, по правилу Ленца (III.5.1.3°), противодействует изменению тока в цепи, вызвавшего явление самоиндукции. Ток самоиндукции, накладываясь на основной ток, замедляет его возрастание или препятствует его убыванию. По формуле п. 3° $\mathscr{E}_{is}$, а следовательно, и I_s, при прочих равных условиях, прямо пропорциональны индуктивности контура.

Индуктивность контура является мерой его «инертности» по отношению к изменению тока в контуре. В этом смысле индуктивность L контура в электродинамике играет такую же роль, как масса m тела в механике (I.2.3.1°).

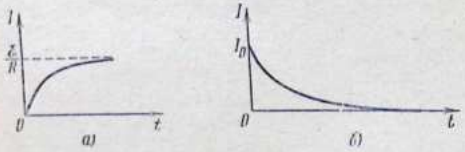


Рис. III.5.6.

5°. Нарастание (убывание) тока с течением времени при замыкании (размыкании) цепи имеет вид, изображенный на рис. III.5.6. Характер кривых объясняется ролью явления самоиндукции при замыкании и размыкании (п. 4°).

6. Взаимная индукция. Трансформатор

1°. *Явление взаимной индукции* состоит в возникновении индуцированного поля (III.5.3.1°) в проводниках, находящихся поблизости от других проводников с токами, изменяющимися с течением времени. Так, если сила тока I_1 в контуре *1* изменяется, то в контуре *2*, не содержащем источника тока, возникает индуцированное поле, характеризуемое *э. д. с. взаимной индукции* $\mathscr{E}_{i21}$. Создается индукционный ток, который обнаруживается гальванометром G (рис. III. 5.7).

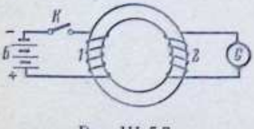


Рис. III. 5.7.

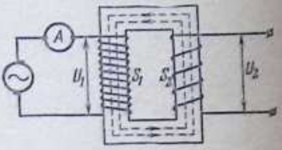


Рис. III. 5.8.

2°. По закону электромагнитной индукции Фарадея (III. 5.1.2°)

$$\mathscr{E}_{i21} = -\frac{\Delta\Phi_{21}}{\Delta t},$$

где Φ_{21} — поток магнитной индукции, который создается магнитным полем тока I_1 и пронизывает площадь поверхности, охватываемой контуром *2*. Магнитный поток Φ_{21} пропорционален силе тока I_1 в контуре *1*:

$$\Phi_{21} = M_{21} I_1,$$

где M_{21} — коэффициент, который называется *взаимной индуктивностью* второго и первого контуров. M_{21} зависит от размеров, геометрической формы и взаимного расположения контуров *1* и *2* и, кроме того, от относительной магнитной проницаемости среды, в которой находятся контуры.

3°. На явлении взаимной индукции основано действие *трансформатора*, который применяется для повышения или понижения напряжения переменного тока. На сердечнике, состоящем из отдельных плит, собранных в замкнутую раму (III. 6.5.6°), находятся две обмотки — первичная S_1 и вторичная S_2 с числами витков соответственно N_1 и N_2. Переменный ток I_1 создает в первичной обмотке переменное магнитное поле, которое и является причиной э. д. с. взаимной индукции во вторичной обмотке.

При холостом ходе трансформатора, когда ток во вторичной обмотке отсутствует ($I_2 = 0$) (рис. III.5.8), отношение абсолютных значений напряжений U_2 и U_1 на концах вторичной и первичной обмоток называется *коэффициентом трансформации*:

$$\left|\frac{U_2}{U_1}\right| = \frac{N_2}{N_1} = k.$$

Для повышающего (понижающего) трансформатора $N_2 > N_1$ ($N_2 < N_1$).

7. Энергия магнитного поля

1°. Для создания тока I в контуре с индуктивностью L необходимо совершить работу на преодоление э. д. с. самоиндукции. *Собственной энергией* W_m тока силой I называется величина, численно равная этой работе. Если среда, в которой находится контур, неферромагнитна (III.6.5.1°), то

$$W_m = \frac{LI^2}{2}.$$

2°. В соответствии с теорией близкодействия (III.1.3.2°) собственная энергия тока сосредоточена в магнитном поле, созданном проводником с током. Поэтому говорят об *энергии магнитного поля*, причем считается, что собственная энергия тока распределена по всему пространству, где имеется магнитное поле. Энергия магнитного поля равна собственной энергии тока. В длинном соленоиде (III.4.3.6°) энергия магнитного поля сосредоточена главным образом в объеме V соленоида и равна

$$W_m = \frac{1}{2}\mu_0\mu n^2 I^2 V,$$

где n — число витков на единице длины соленоида, μ_0 — магнитная постоянная в СИ (VII.5.3°), μ — относительная магнитная проницаемость среды.

3°. Энергия однородного магнитного поля, сосредоточенного в объеме V изотропной и неферромагнитной среды,

$$W_m = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0 \mu} V,$$

где B — индукция магнитного поля (III.4.1.6°). Остальные обозначения указаны в п. 2°.

4°. *Объемной плотностью энергии* w_m магнитного поля называется энергия, заключенная в единице объема поля:

$$w_m = \frac{\Delta W}{\Delta V}.$$

Для магнитного поля в изотропной и неферромагнитной среде

$$w_m = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0 \mu}.$$

Это выражение справедливо не только для однородного поля, но и для произвольных, в том числе и переменных во времени, магнитных полей.

5°. Если одновременно существуют электрическое и магнитное поля, то *объемная плотность энергии электромагнитного поля* w в изотропной среде, не обладающей ферромагнитными (III.6.5.1°) и сегнетоэлектрическими (III.1.6.9°) свойствами, равна сумме объемных плотностей энергий электрического (III.1.12.7°) и магнитного полей:

$$w = w_e + w_m = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} + \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0 \mu}.$$

Задача. Определить индуктивность катушки с неферромагнитным сердечником, имеющей 800 витков. Длина катушки 0,25 м, диаметр витков 4 см. По катушке идет ток 1 А. Чему равен магнитный поток сквозь поперечное сечение катушки? Какова энергия магнитного поля катушки?

Дано: $l = 0{,}25$ м, $d = 4$ см $= 0{,}04$ м, $N = 800$, $I = 1$ А, $\mu = 1$, $\mu_0 = 1{,}26 \cdot 10^{-6}$ Г/м.

Найти: Φ, W.

Решение: Индуктивность катушки с неферромагнитным сердечником

$$L = \mu_0 \frac{N^2}{l} S, \quad L = 1{,}26 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{800^2}{0{,}25} \cdot \frac{3{,}14 \cdot 0{,}04^2}{4} \approx 4 \text{ мГ}.$$

Магнитный поток

$$\Phi = \frac{LI}{N} = \frac{4 \cdot 10^{-3} \cdot 1}{800} \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ Вб.}$$

Энергия магнитного поля

$$W_m = \frac{LI^2}{2}, \quad W_m = \frac{4 \cdot 10^{-3} \cdot 1^2}{2} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ Дж.}$$

ГЛАВА 6

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА

1. Магнитные моменты электронов и атомов. Спин электрона

1°. Каждый электрон, движущийся в атоме вокруг ядра по замкнутой орбите*) (VI. 2.2.1°), представляет собой *электронный ток*, текущий в направлении, противоположном движению электрона. На рис. III. 6.1 указано направление вектора скорости **v** электрона и направление тока, текущего по орбите. Сила I электронного тока (III. 2.1.3°)

$$I = \frac{e}{T},$$

где e — абсолютное значение заряда электрона, T — период обращения электрона по орбите.

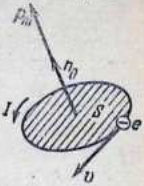


Рис. III. 6.1.

2°. Магнитный момент $\mathbf{p}_m$ электрического тока, вызванного движением электрона по орбите, согласно определению (III. 4.1.4°)

$$\mathbf{p}_m = IS\mathbf{n}_0,$$

где S — площадь орбиты электрона, $\mathbf{n}_0$ — единичный вектор нормали, задающий направление вектора $\mathbf{p}_m$ (III. 4.1.4°) (рис. III. 6.1). Магнитный момент $\mathbf{p}_m$ электронного тока называется *орбитальным магнитным моментом электрона*.

---

*) Уточнение понятия об орбите электрона в атоме см. VI. 1.6.2° и VI. 2.6.3°.

3°. Вектором *орбитального магнитного момента атома* $\mathbf{P}_m$ называется векторная сумма орбитальных магнитных моментов всех Z его электронов:

$$\mathbf{P}_m = \mathbf{p}_m^{(1)} + \mathbf{p}_m^{(2)} + \ldots + \mathbf{p}_m^{(Z)},$$

где Z — порядковый номер атома в периодической системе элементов Менделеева (VI.2.9.1°), равный общему числу электронов в атоме. Если вещество состоит из молекул, то магнитный момент молекулы является векторной суммой орбитальных магнитных моментов ее атомов.

4°. Каждый атом или молекула, обладающие магнитным моментом, могут быть уподоблены замкнутому электрическому току, текущему по контуру, ограничивающему некоторую площадь поверхности S (*атомный* или *молекулярный ток*). Молекулярный ток, как и всякий замкнутый контур с током, имеет магнитный момент и создает магнитное поле (III.4.3.5°). Согласно *гипотезе Ампера* магнитные свойства вещества определяются молекулярными токами.

5°. Электрон, независимо от его пребывания в какой-либо системе частиц (атом, молекула, кристалл), обладает *собственным механическим моментом количества движения* $\mathbf{p}_s$ (*собственный момент импульса*) (I.3.2.2°), называемым *спином* *). Элементарное модельное представление о спине связывается с вращением электрона вокруг собственной оси. Однако это представление противоречит специальной теории относительности (VI.2.8.3°). В современной физике доказано, что электрону присущ спин в такой же мере, как ему присущи электрический заряд e и масса покоя m_0 (V.4.10.4°) (см. также (VI.2.8.1°)).

6°. Важнейшая особенность спина электрона состоит в том, что в магнитном поле **) спин может быть ориентирован так, чтобы его проекция на направление вектора индукции магнитного поля $\mathbf{B}$ принимала только

---

*) От английского «spin» — вращаться, кручение, веретено.

**) Это поле может быть создано как проводниками с токами («внешнее поле»), так и электронными, а также атомными и молекулярными токами («внутреннее поле»).

два значения (рис. III.6.2):

$$L_{SB} = \pm\frac{\hbar}{2} = \pm\frac{h}{4\pi},$$

где h — постоянная Планка (V.3.2.3°) и $\hbar = h/2\pi$ (см. также (VI.2.8.2°)).

Если в какой-либо системе электронов (атом, кристалл) имеется четное число электронов, то спины каждой пары электронов, направленные в противоположные стороны, дают суммарный спин, равный нулю. Такая система называется *скомпенсированной по спину*. При нечетном числе электронов система имеет нескомпенсированный спин, отличный от нуля.

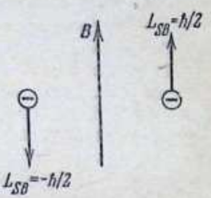


Рис. III.6.2.

Наличием у электрона и некоторых других элементарных частиц (VI.5.1.1°) спина объясняются многие важные закономерности в современной физике. Например, спином электрона объясняются магнитные свойства ферромагнетиков (III.6.5.8°). Спин электрона определяет распределение электронов по энергетическим состояниям и, в связи с этим, по оболочкам в атомах (VI.2.8.6°).

2. Классификация магнетиков

1°. *Магнетиками* называются все вещества, способные намагничиваться во внешнем магнитном поле, т. е. создавать *собственное* (*внутреннее*) *магнитное поле* самого вещества. Магнетики подразделяются по своим магнитным свойствам на *слабомагнитные* и *сильномагнитные вещества*. К слабомагнитным веществам относятся парамагнетики и диамагнетики. Основную группу сильномагнитных веществ составляют ферромагнетики. Слабо- и сильномагнитные вещества отличаются величиной относительной магнитной проницаемости μ (III.4.3.2°). Для слабомагнитных веществ μ незначительно отличается от единицы: для парамагнетиков $\mu \geqslant 1$, для диамагнетиков $\mu \leqslant 1$. Кроме того, μ для слабомагнитных веществ не зависит от индукции B_0 того магнитного поля, в котором намагничиваются вещества. Для сильномагнитных веществ $\mu \gg 1$ и зависит от B_0 (III.6.5.3°)*).

2°. К парамагнетикам относятся кислород, окись азота, алюминий, платина, редкоземельные элементы, щелочные и щелочноземельные металлы и другие вещества.

Для парамагнитных веществ μ зависит от температуры и убывает с повышением ее по закону $\mu = 1 + C/T$ где T — абсолютная температура, C — *постоянная Кюри*, характерная для данного вещества.

3°. Диамагнетиками являются инертные газы (гелий, аргон и др.), многие металлы (золото, цинк, медь, ртуть, серебро), вода, стекло, мрамор, многие органические соединения. Для этих веществ относительная магнитная проницаемость не зависит от температуры.

4°. К ферромагнетикам относится сравнительно небольшая группа твердых кристаллических тел — так называемых переходных металлов (железо, никель, кобальт), а также ряд сплавов. О магнитных свойствах ферромагнетиков см. III.6.5.1°—7°.

3. Диамагнетизм

1°. *Диамагнетиками* называются вещества, у которых атомы или молекулы в отсутствие внешнего магнитного поля не имеют магнитных моментов (III.6.1.3°). Атомы таких веществ называются *диамагнитными атомами*. Примером является атом гелия. Ядро этого атома имеет заряд $q = +2e$ (VI.2.1.1°), где e — абсолютное значение заряда электрона. Предположим, что оба электрона атома гелия обращаются вокруг ядра с одинаковой скоростью по одинаковым орбитам (VI.2.2.1°), но в противоположных направлениях (рис. III.6.3). Тогда их орбитальные магнитные моменты (III.6.1.2°) будут равны по модулю, но противоположны по знаку и суммарный магнитный момент атома $\mathbf{P}_m = \mathbf{p}_m^{(1)} + \mathbf{p}_m^{(2)}$ будет равен нулю.

*) Для ферромагнетиков относительная магнитная проницаемость определяется иначе, чем в III.4.3.2°. Определение μ для ферромагнетиков выходит за рамки элементарной физики.

2°. При внесении диамагнитного вещества в магнитное поле в каждом его атоме (или молекуле) индуцируется некоторый дополнительный атомный (или молекулярный) индукционный ток I_i (III.6.1.4°) с магнитным моментом $\Delta\mathbf{P}_{mi}$. Вектор $\Delta\mathbf{P}_{mi}$ направлен противоположно вектору $\mathbf{B}_0$ магнитной индукции внешнего магнитного поля (рис. III.6.4). Вектор $\Delta\mathbf{P}_{mi}$ и индукционный ток I_i по правилу Ленца (III.5.1.3°) должны иметь такое направление, чтобы магнитное поле, созданное наведенными токами, было противоположно намагничивающему внешнему полю. Суммарное магнитное поле, созданное наведенными во всех атомах (молекулах) индукционными токами, является собственным (внутренним) магнитным полем. Вектор магнитной индукции внутреннего поля направлен противоположно вектору индукции внешнего, намагничивающего поля. В этом и заключается намагничивание диамагнитного вещества.

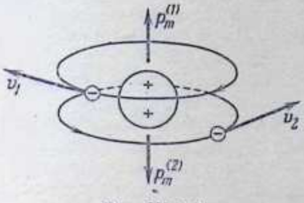


Рис. III.6.3.

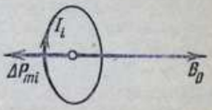


Рис. III.6.4.

Если воздействие намагничивающего поля прекращается, то исчезают индукционные токи в атомах (молекулах) и диамагнитные свойства исчезают (*размагничивание диамагнетика*). На возникновение индукционных токов в атомах (молекулах) не влияет тепловое, хаотическое движение атомов (молекул). Поэтому диамагнитные свойства вещества не зависят от температуры.

3°. Диамагнетизм является универсальным свойством всех веществ, так как в атомах (молекулах) любых веществ, помещенных в магнитное поле, наводятся индукционные токи. Однако диамагнетизм является очень слабым эффектом. Поэтому диамагнитные свойства наблюдаются только у тех веществ, у которых эти свойства являются единственными и не маскируются другими, более сильными магнитными свойствами.

4. Парамагнетизм

1°. Атомы (или молекулы), обладающие некоторым магнитным моментом $\mathbf{P}_m$ (III. 6.1.3°), называются *парамагнитными*, а состоящие из них вещества — *парамагнетиками*. Магнитные моменты атомов (молекул) парамагнетика зависят от строения атомов (молекул), постоянны для данного вещества и не зависят от внешнего магнитного поля.

2°. В отсутствие магнитного поля тепловое движение атомов (молекул) парамагнетика и их соударения между собой препятствуют возникновению упорядоченного расположения векторов $\mathbf{P}_m$ магнитных моментов отдельных атомов (молекул). Поэтому в парамагнитном веществе в отсутствие внешнего магнитного поля атомные (молекулярные) токи не создают результирующего магнитного поля. Вещество не намагничивается — в нем не возникает собственного (внутреннего) магнитного поля.

3°. При внесении парамагнетика во внешнее однородное магнитное поле каждый атомный (молекулярный) ток стремится расположиться так, чтобы вектор его магнитного момента был ориентирован параллельно вектору $\mathbf{B}_0$ индукции внешнего поля. Этому препятствует тепловое движение атомов (молекул). Совместное действие магнитного поля и теплового движения приводит к тому, что возникает преимущественная ориентация магнитных моментов атомов (молекул) по направлению внешнего магнитного поля (рис. III.6.5). В парамагнитном веществе создается результирующее магнитное поле всех атомных (молекулярных) токов, и вещество намагничивается — в нем возникает собственное (внутреннее) магнитное поле. Вектор индукции этого

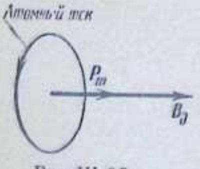


Рис. III. 6.5.

поля направлен одинаково с вектором индукции внешнего намагничивающего поля.

4°. При повышении температуры парамагнетика в нем усиливается хаотическое, тепловое движение атомов (молекул). Оно препятствует ориентации магнитных моментов атомов (молекул) и уменьшает намагничивание вещества. Поэтому относительная магнитная проницаемость парамагнетиков уменьшается при нагревании (III. 6.2.2°).

5. Ферромагнетизм

1°. *Ферромагнетиками* называется группа веществ в твердом кристаллическом состоянии, обладающая совокупностью магнитных свойств, обусловленных особым взаимодействием атомных носителей магнетизма. У ферромагнитных веществ собственное (внутреннее) магнитное поле (III. 6.2.1°) имеет индукцию в сотни и тысячи раз большую, чем индукция внешнего магнитного поля, вызвавшего явление намагничивания, т. е. образование внутреннего поля.

2°. Для характеристики явления намагничивания вещества вводится величина I, называемая ***намагничиванием вещества****).

Намагничивание в СИ определяется формулой

$$I = B - B_0 = \mu B_0 - B_0 = (\mu - 1) B_0,$$

где μ — относительная магнитная проницаемость вещества, B_0 — индукция магнитного поля в вакууме, B — индукция магнитного поля в веществе: $B = \mu B_0$ (III. 4.3.2°).

Для пара- и диамагнетиков намагничивание I прямо пропорционально индукции B_0 магнитного поля в вакууме (рис. III. 6.6).

Для ферромагнитных тел намагничивание I является сложной нелинейной функцией B_0. Зависимость I от величины $\frac{B_0}{\mu_0}$ называется ***технической кривой намагничи-***

*) Не следует путать величину намагничивания, являющуюся мерой собственного (внутреннего) поля, с явлением намагничивания вещества — возникновением этого поля.

вания (рис. III.6.7). Кривая указывает на явление магнитного насыщения: начиная с некоторого значения $\frac{B_0}{\mu_0} = \frac{B_{0н}}{\mu_0}$, намагничивание практически остается постоянным, равным $I_н$ (*намагничивание насыщения*), μ_0 — магнитная постоянная в СИ (VII.5.3°).

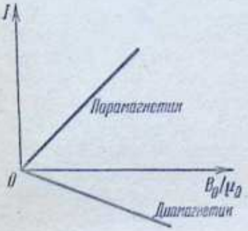


Рис. III.6.6.

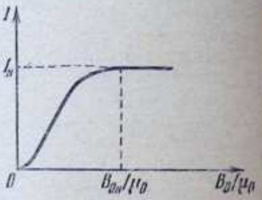


Рис. III.6.7.

3°. Относительная магнитная проницаемость μ ферромагнетиков, в отличие от пара- и диамагнетиков, имеет весьма большие значения и зависит от индукции B_0 магнитного поля, в котором находится вещество (рис. III.6.8). Например, для железа $\mu_{макс} = 5000$, для пермаллоя (78% Ni и 22% Fe) $\mu_{макс} = 100\,000$ *).

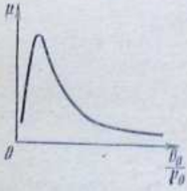


Рис. III.6.8.

4°. *Магнитным гистерезисом* **) ферромагнетика называется отставание изменения величины намагничивания ферромагнитного вещества от изменения внешнего магнитного поля, в котором находится вещество. Важнейшей причиной магнитного гистерезиса является характерная для ферромагнетика зависимость его магнитных характеристик (μ, I) не только от состояния вещества в данный момент, но

*) См. сноску на стр. 304.

**) От греческого «hysteresis» — отставание следствия от его причины.

и от значений величин μ и I в предыдущие моменты времени. Таким образом, существует зависимость магнитных свойств от предшествующего намагничивания вещества.

5°. *Петлей гистерезиса* называется кривая зависимости изменения величины намагничивания ферромагнитного тела, помещенного во внешнее магнитное поле, от изменения индукции этого поля от $+B_{0н}/\mu_0$ до $-B_{0н}/\mu_0$ и обратно. Значение $+B_{0н}/\mu_0$ соответствует намагничиванию насыщения $I_н$ (п. 2°) (рис. III.6.9). Если процесс намагничивания ферромагнетика до насыщения (точка a на рис. III.6.9) происходит по кривой Oa, то при дальнейшем уменьшении B_0/μ_0 величина намагничивания изменяется по кривой aI_R. При $B_0 = 0$ у ферромагнетика остается некоторая величина *остаточного намагничивания* I_R. Это означает, что у ферромагнитного тела существует собственное (внутреннее) магнитное поле при отсутствии внешнего поля.

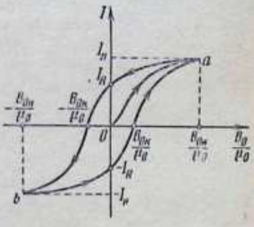


Рис. III.6.9.

Для того чтобы полностью размагнитить ферромагнитное тело, необходимо изменить направление внешнего поля. При некотором значении магнитной индукции $-B_{0к}$, которой соответствует величина $-B_{0к}/\mu_0$, называемая *коэрцитивной* (*задерживающей*) *силой*, намагничивание I тела станет равным нулю. При дальнейшем увеличении индукции внешнего магнитного поля в направлении, противоположном первоначальному, величина намагничивания снова достигнет насыщения (точка b). Уменьшение внешнего магнитного поля до нуля и дальнейшее его увеличение до значения величины $B_0/\mu_0 = B_{0н}/\mu_0$ приводят к замкнутой, симметричной относительно точки O кривой — петле гистерезиса.

6°. Коэрцитивная сила и форма петли гистерезиса характеризуют свойство ферромагнетика сохранять остаточное намагничивание и определяют использование ферромагнетиков для различных целей. Ферромагнетики с широкой петлей гистерезиса называются *жесткими магнитными материалами* (углеродистые, вольфрамовые, хромовые, алюминиево-никелевые и другие стали). Они обладают большой коэрцитивной силой и используются для создания *постоянных магнитов* различной формы (полосовых, подковообразных, магнитных стрелок). К *мягким магнитным материалам*, обладающим малой коэрцитивной силой и узкой петлей гистерезиса, относятся железо, сплавы железа с никелем. Эти материалы используются для изготовления сердечников трансформаторов, генераторов и других устройств, по условиям работы которых происходит перемагничивание в переменных магнитных полях. Перемагничивание ферромагнетика связано с поворотом областей самопроизвольного намагничивания (п. 8°). Работа, необходимая для этого, совершается за счет энергии внешнего магнитного поля (III. 5.7.2°). Количество теплоты, выделяющейся при перемагничивании, пропорционально площади петли гистерезиса.

7°. Особые свойства ферромагнетика обнаруживаются только при температурах, меньших некоторой, называемой *температурой* (*точкой*) *Кюри* $\Theta_К$. При $T \geqslant \Theta_К$ ферромагнитные свойства исчезают и вещество становится парамагнетиком (III. 6.4.1°). Точка Кюри $\Theta_К$ для железа равна 770 °С, для никеля 360 °С, а для пермаллоя 70 °С.

8°. При температурах $T < \Theta_К$ любое ферромагнитное тело состоит из *доменов* — малых областей с линейными размерами порядка 10^{-2}—10^{-3} см, внутри которых существует наибольшая величина намагничивания, равная $I_н$ — намагничиванию насыщения (п. 2°). Домены называются иначе *областями самопроизвольной намагниченности*.

Образование доменов объясняется следующим образом. У атомов переходных металлов имеются незаполненные электронные оболочки (VI. 2.8.6°), в которых спины электронов не полностью скомпенсированы (III. 6.1.6°). Если в кристаллической решетке из таких атомов выполняется условие $d/a \geqslant 1{,}5$, где d — диаметр атома, a — диаметр незаполненной оболочки, между нескомпенсированными спинами возникает особое взаимодействие *). В результате этого взаимодействия спины электронов ориентируются параллельно друг другу внутри небольших областей — доменов. Внутри домена возникает весьма сильное магнитное поле, так что домен оказывается намагниченным до насыщения. Каждый домен, кроме того, характеризуется определенным значением и направлением вектора магнитного момента $\mathbf{P}_{mд}$ всего домена **) (рис. III.6.10).

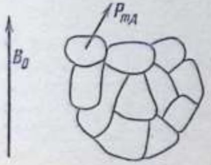


Рис. III.6.10.

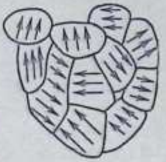


Рис. III.6.11.

9°. В отсутствие внешнего магнитного поля векторы магнитных моментов отдельных доменов ориентированы внутри ферромагнетика совершенно беспорядочно, так что суммарный магнитный момент всего тела равен нулю (рис. III.6.11). Под влиянием внешнего магнитного поля в ферромагнетиках происходит поворот вдоль поля магнитных моментов не отдельных атомов или молекул, как в парамагнетиках (III.6.4.3°), а целых областей самопроизвольной намагниченности — доменов. Поворот вдоль поля векторов $\mathbf{P}_{mд}$ происходит прежде всего в тех доменах, у которых направление $\mathbf{P}_{mд}$ наиболее близко к направлению вектора индукции $\mathbf{B}_0$ внешнего поля. Поэтому величина намагничивания I растет с увеличением B_0 постепенно (рис. III.6.7). При увеличении внешнего поля размеры доменов, намагниченных вдоль внешнего поля, растут за счет уменьшения размеров доменов с другими ориентациями векторов $\mathbf{P}_{mд}$. При достаточно сильном внешнем магнитном поле все ферромагнитное тело оказывается намагниченным. Вели-

*) Квантовомеханическая природа этого взаимодействия не рассматривается в элементарном курсе физики.

**) Не следует путать магнитный момент домена с магнитным моментом отдельного атома или молекулы (III.6.1.3°).

чина намагничивания достигает максимального значения $I_н$ — наступает магнитное насыщение (п. 2°).

10°. При уменьшении индукции $\mathbf{B}_0$ внешнего поля в намагниченном ферромагнетике происходит постепенная дезориентация областей самопроизвольной намагниченности. Однако и в отсутствие внешнего поля часть магнитных моментов доменов остается ориентированной, и этим объясняется существование остаточного намагничивания (п. 5°) и возможность создания постоянных магнитов.

11°. Тепловое движение атомов ферромагнитных веществ способствует уменьшению величины остаточного намагничивания. Поэтому с повышением температуры остаточное намагничивание уменьшается. При достижении температуры, равной точке Кюри (п. 7°), остаточное намагничивание I_R (рис. III.6.9) полностью исчезает — области самопроизвольной намагниченности распадаются, и вещество теряет ферромагнитные свойства.

О Т Д Е Л IV

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

ГЛАВА 1

МЕХАНИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ

1. Основные понятия и определения колебательных процессов

1°. *Колебаниями* или *колебательными движениями* являются движения или изменения состояния, обладающие той или иной степенью повторяемости во времени. Колебания весьма разнообразны по своей физической природе: механические колебания тела, подвешенного на пружине (IV. 1.3.1°) (*пружинный маятник*) (рис. IV. 1.1),

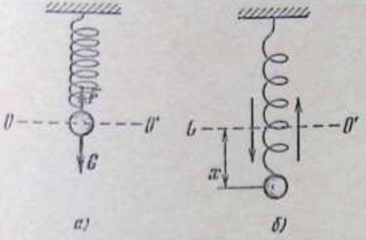


Рис. IV. 1.1.

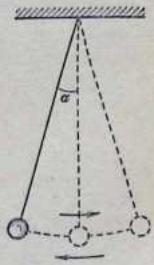


Рис. IV. 1.2.

качания маятников (IV. 1.4.1°) (рис. IV. 1.2), колебания струн, вибрации фундаментов зданий, электромагнитные колебания в колебательном контуре (IV 2.1.1°) и др. Разнообразные по природе, колебания могут иметь общие закономерности и описываться однотипными математическими методами.

2°. Колебания называются *периодическими*, если значения физических величин, изменяющихся в процессе колебаний, повторяются через равные промежутки времени. Например, повторяются: положения маятника в часах, абсолютное значение силы тока в сети переменного тока (IV. 2.2.3°) и др.

3°. *Периодом колебания* T называется тот наименьший промежуток времени, по истечении которого повторяются значения всех величин, характеризующих колебательное движение. За это время совершается одно *полное колебание*.

Частотой периодических колебаний ν называется число полных колебаний, которые совершаются за единицу времени:

$$\nu = 1/T.$$

Циклической (круговой) частотой периодических колебаний ω называется число полных колебаний, которые совершаются за 2π единиц времени:

$$\omega = 2\pi\nu = 2\pi/T, \quad \text{откуда} \quad T = 2\pi/\omega.$$

4°. Частным случаем периодических колебаний являются *гармонические* колебания, в которых колеблющаяся физическая величина x изменяется с течением времени по закону

$$x = A\sin(\omega t + \varphi_0), \tag{$*$}$$

где A, ω и φ_0 — постоянные величины, причем $A > 0$, $\omega > 0$. Величина A, равная наибольшему абсолютному значению колеблющейся физической величины x, называется *амплитудой* колебания. Выражение $\omega t + \varphi_0 = \Phi$ определяет значение x в данный момент времени и называется *фазой* колебания. В момент начала отсчета времени ($t = 0$) фаза равна *начальной фазе* φ_0.

Иногда вместо зависимости ($*$) используется выражение $x = A\cos(\omega t + \varphi_1)$, отличающееся от ($*$) начальной фазой $\varphi_1 = \varphi_0 - \pi/2$.

Простейшим примером гармонического колебания является смещение x по оси OX проекции конца радиус-вектора точки, движущейся по окружности радиуса A. При $t = 0$ радиус-вектор OB составляет с осью OY

угол φ_0, а за время t описывается угол ωt, так что в произвольный момент времени $x = A\sin(\omega t + \varphi_0)$ (рис. IV.1.3).

5°. *Свободными колебаниями* называются колебания, которые возникают в системе, не подверженной действию переменных внешних сил, в результате какого-либо однократного начального отклонения этой системы от состояния устойчивого равновесия. Например, свободными являются колебания тела, подвешенного на пружине и выведенного однократно из положения равновесия OO' (рис. IV.1.1, *б*), колебания маятника, однажды отклоненного на угол α (рис. IV.1.2). При свободных колебаниях в системе всегда действуют силы, стремящиеся возвратить систему в положение равновесия. Если система консервативна (I.5.2.6°), то при колебаниях не происходит рассеяния энергии. В этом случае свободные колебания называются *незатухающими*. Незатухающие свободные колебания в системе возможны лишь при отсутствии трения и любых других сил сопротивления. Очевидно, что незатухающие колебания представляют идеализированный случай колебаний. Реальные свободные колебания в механике являются затухающими (IV.1.7.1°). Амплитуда незатухающих колебаний не зависит от времени и остается постоянной.

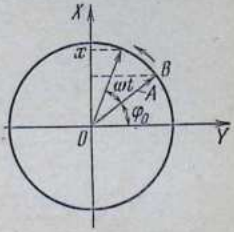


Рис. IV.1.3.

2. Скорость и ускорение гармонического колебания

1°. Под модулем v скорости гармонического колебания точки, в соответствии с определением скорости (I.1.3.2°), понимается изменение Δx абсолютного значения смещения x за достаточно малый промежуток времени: $v = \lim\limits_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta x}{\Delta t}$. Скорость гармонического колебания, описываемого уравнением (*) (IV.1.1.4°),

$$v = \omega A\cos(\omega t + \varphi_0) = v_0\cos(\omega t + \varphi_0) = v_0\sin(\omega t + \pi/2 + \varphi_0),$$

где $v_0 = \omega A$ есть *амплитуда скорости*, пропорциональная циклической частоте и амплитуде смещения A (IV.1.1.4°). Скорость v изменяется по синусоидальному закону с таким же периодом T, что и смещение x. Фаза скорости опережает фазу смещения (IV.1.1.4°) на $\pi/2$. Например, скорость пружинного маятника максимальна и по абсолютной величине равна амплитуде скорости в момент прохождения маятником положения равновесия ($x = 0$) (рис. IV.1.1, *а*). При максимальных смещениях

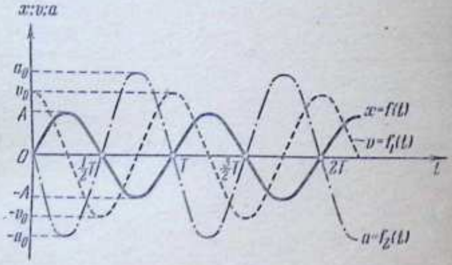


Рис. IV.1.4.

пружинного маятника ($x = \pm A$) скорость равна нулю (рис. IV.1.1, *б*).

2°. Под модулем ускорения a гармонического колебания точки, в соответствии с определением ускорения (I.1.4.2°), понимается модуль Δv изменения скорости гармонического колебания за достаточно малый промежуток времени:

$$a = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta v}{\Delta t}.$$

Ускорение гармонического колебания, описываемого уравнением (*) (IV.1.1.4°),

$$a = -\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi_0) = -a_0 \sin(\omega t + \varphi_0) = -\omega^2 x,$$

или

$$a = a_0 \sin(\omega t + \pi + \varphi_0),$$

где $a_0 = \omega^2 A$ есть *амплитуда ускорения*, пропорциональная квадрату циклической частоты и амплитуде смещения x (IV.1.1.4°).

Ускорение a изменяется по синусоидальному закону с таким же периодом T, что и смещение x. Фаза ускорения опережает фазу смещения x на π (рис. IV.1.4.). Например, ускорение пружинного маятника (рис. IV.1.1) равно нулю при прохождении маятником положения равновесия и достигает максимальных значений, равных амплитуде ускорения, при наибольших смещениях пружинного маятника ($x = \pm A$).

Ускорение пружинного маятника всегда направлено к положению его равновесия: удаляясь от положения равновесия, маятник движется замедленно, приближаясь к нему — ускоренно. На рис. IV.1.4 приведены графики зависимости от времени t смещения x, v и a в предположении, что начальная фаза $\varphi_0 = 0$.

3°. Если смещение x изменяется с течением времени по закону гармонического колебания (IV.1.1.4°), то модуль ускорения a всегда прямо пропорционален абсолютному значению x, а направление ускорения всегда противоположно направлению изменения x. Формула $a = -\omega^2 x$ справедлива для любых гармонических колебаний и может служить определением таких колебаний.

Задача 1. Точка совершает гармонические колебания с периодом 2,0 с. Амплитуда колебания 10 см. Найти смещение, скорость и ускорение точки спустя 0,20 с после ее прохождения через положение равновесия. Начало колебания совпадало с положением равновесия.

Дано: $T = 2{,}0$ с, $A = 10$ см $= 0{,}10$ м, $t = 0{,}20$ с, $\varphi_0 = 0$.

Найти: x, v, a.

Решение: Смещение x колеблющейся точки

$$x = A \cdot \sin(\omega t + \varphi_0), \quad x = A \sin \frac{2\pi}{T} t,$$

$$x = 0{,}10 \sin \frac{2 \cdot 180}{2{,}0} \cdot 0{,}20 = 0{,}10 \sin 36° \approx 0{,}059 \text{ м}.$$

Скорость гармонически колеблющейся точки

$$v = \omega A \cos(\omega t + \varphi_0), \quad v = \frac{2\pi}{T} A \cos \frac{2\pi}{T} t,$$

$$v = \frac{2 \cdot 3{,}14}{2{,}0} 0{,}10 \cdot \cos 36° \approx 0{,}25 \text{ м/с}.$$

Ускорение в момент t

$$a = -\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi_0) = -\omega^2 x, \quad \text{или} \quad a = -\frac{4\pi^2}{T^2}x,$$

$$|a| = \frac{4\cdot 3{,}14^2}{4{,}0}\cdot 0{,}059 \approx 0{,}57 \text{ м/с}^2.$$

Задача 2. Середина колеблющейся струны имеет максимальное ускорение $2{,}02\cdot 10^3$ м/с². Определить частоту колебаний, если амплитуда колебаний 2,00 мм.

Дано: $a = 2{,}02\cdot 10^3$ м/с², $A = 2{,}00$ мм $= 2{,}00\cdot 10^{-3}$ м.

Найти: ν.

Решение: Максимальное ускорение соответствует максимальному смещению точки от положения равновесия: $|a_{\text{макс}}| = \omega^2 A = 4\pi^2\nu^2 A$, откуда

$$\nu = \sqrt{\frac{|a_{\text{макс}}|}{4\pi^2 A}}, \quad \nu = \sqrt{\frac{2{,}02\cdot 10^3}{4\cdot 3{,}14^2\cdot 2{,}00\cdot 10^{-3}}} \approx 160 \text{ с}^{-1}.$$

3. Гармонические колебания пружинного маятника

1°. В состоянии равновесия пружинного маятника (IV.1.1.1°) сила тяжести **G**, действующая на него, уравновешивается силой упругости **F** (II.7.2.2°) растянутой пружины (рис. IV.1.1, *а*). Если вывести тело из положения равновесия, сместив его вниз вдоль оси OX на расстояние x, то маятник начнет совершать свободные колебания (IV.1.1.5°) под действием силы упругости пружины **F**, которая направлена в сторону, противоположную смещению маятника (рис. IV.1.5, *а*, *б*). По закону Гука (I.2.9.4°) сила **F** прямо пропорциональна абсолютному значению смещения x маятника и всегда направлена к положению равновесия. Такие силы в колебательных движениях называются *возвращающими силами*.

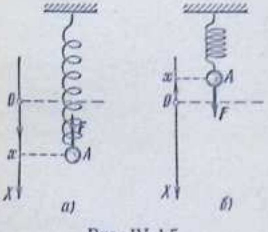


Рис. IV.1.5.

2°. Если начало координат совпадает с положением равновесия пружинного маятника, а ось OX направлена вниз (рис. IV. 1.5), то по закону Гука

$$F = -kx,$$

где F — действующая сила, x — абсолютное значение смещения маятника, k — жесткость пружины (I. 2.9.4°).

3°. По второму закону Ньютона (I. 2.4.1°)

$$F = ma,$$

где m — масса тела пружинного маятника, a — его ускорение, или

$$a = \frac{F}{m} = -\frac{k}{m}x = -\omega_0^2 x,$$

где

$$\omega_0^2 = \frac{k}{m}.$$

Согласно IV. 1.2.2° пружинный маятник совершает свободные гармонические колебания с циклической частотой ω_0 (*собственная циклическая частота свободных колебаний*):

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}.$$

Период колебаний

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}.$$

Задача. Спиральная пружина под действием подвешенного к ней груза растянулась на 6,5 см. Если груз оттянуть вниз, а затем отпустить, то он начнет колебаться вдоль вертикальной линии. Определить период колебания груза.

Дано: $x = 6{,}5$ см $= 6{,}5 \cdot 10^{-2}$ м.

Найти: T.

Решение: Считаем, что груз совершает гармонические колебания с периодом T: $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$, где m — масса груза, k — жесткость пружины. Модуль силы тяжести в положении равновесия груза будет равен модулю упругой силы: $mg = kx$, откуда

$$k = \frac{mg}{x}, \quad T = 2\pi\sqrt{\frac{x}{g}}, \quad T = 2 \cdot 3{,}14\sqrt{\frac{6{,}5 \cdot 10^{-2}}{9{,}8}} = 0{,}51 \text{ с}.$$

4. Гармонические колебания математического маятника

1°. *Математическим маятником* называется материальная точка M, подвешенная на невесомой нерастяжимой нити и совершающая движение в вертикальной плоскости под действием силы тяжести $\mathbf{G}$. В положении равновесия две силы, действующие на материальную точку: сила тяжести $\mathbf{G}=m\mathbf{g}$ (I.2.8.3°) и сила натяжения нити $\mathbf{F}_н$, уравновешивают друг друга (рис. IV.1.6).

Рис. IV.1.6.

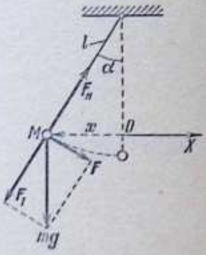


Рис. IV.1.7.

Если отклонить маятник из положения равновесия на малый угол α, то сила тяжести $\mathbf{G}$ и сила натяжения $\mathbf{F}_н$ будут направлены под углом друг к другу, и они не уравновешиваются.

2°. Возвращающей силой (IV.1.3.1°) для математического маятника является составляющая $\mathbf{F}$ его силы тяжести $m\mathbf{g}$, равная (рис.IV.1.7)

$$F=mg\sin\alpha.$$

При малых углах отклонения $\sin\alpha\approx\alpha=\frac{x}{l}$. Учитывая, что направление смещения и возвращающей силы противоположны, получим

$$F=-mg\frac{x}{l},$$

где x — абсолютное значение смещения маятника из положения равновесия.

3°. Из последней формулы п. 2° видно, что ускорение маятника

$$a = -\frac{g}{l}x = -\omega_0^2 x,$$

где $\omega_0^2 = g/l$.

Сопоставление с IV.1.2.2° показывает, что малые колебания математического маятника являются свободными гармоническими колебаниями с собственной циклической частотой $\omega_0 = \sqrt{g/l}$.

Период малых колебаний математического маятника $T = 2\pi/\omega_0 = 2\pi\sqrt{l/g}$ не зависит от массы маятника и амплитуды его колебаний. Наблюдения над колебаниями маятников используются для определения ускорения g силы тяжести (I.2.8.4°).

Задача. Математический маятник с периодом колебания 2,000 с имеет длину 0,9973 м на широте г. Архангельска и 0,9952 м на широте г. Лондона. Определить ускорения силы тяжести, соответствующие этим широтам.

Дано: $T = 2{,}000$ с, $l_1 = 0{,}9973$ м, $l_2 = 0{,}9952$ м.

Найти: g_1, g_2.

Решение: Математический маятник имеет период колебания $T = 2\pi\sqrt{l/g}$; отсюда

$$g = \frac{4\pi^2 l}{T^2}, \quad g_1 = \frac{4 \cdot 3{,}142^2 \cdot 0{,}9973}{4} = 9{,}882 \text{ м/с}^2,$$

$$g_2 = \frac{4 \cdot 3{,}142^2 \cdot 0{,}9952}{4} = 9{,}812 \text{ м/с}^2.$$

5. Энергия гармонического колебательного движения

1°. При гармонических колебаниях пружинного маятника (рис. IV.1.1) происходят превращения потенциальной энергии упруго деформированного тела $\Pi = \frac{kx^2}{2}$ (I.5.3.6°) в его кинетическую энергию $K = \frac{mv^2}{2}$ (I.5.3.3°), где k — жесткость пружины (I.2.9.4°), x — абсолютное значение смещения маятника из положения равновесия,

m — масса маятника, v — его скорость. В соответствии с IV.1.1.4° и IV.1.2.1°

$$П=\frac{kx^2}{2}=\frac{kA^2}{2}\sin^2(\omega t+\varphi_0),$$

$$K=\frac{mv^2}{2}=\frac{m\omega^2A^2}{2}\cos^2(\omega t+\varphi_0).$$

2°. Полная энергия E пружинного маятника

$$E=\frac{mv^2}{2}+\frac{kx^2}{2}=\frac{kA^2}{2}.$$

Превращения энергии при колебаниях пружинного маятника происходят в соответствии с законом сохранения механической энергии в консервативной системе (I.5.4.1°). При движении маятника вниз или вверх от положения равновесия его потенциальная энергия увеличивается, а кинетическая — уменьшается. Когда маятник проходит положение равновесия ($x=0$), его потенциальная энергия равна нулю и кинетическая энергия маятника имеет наибольшее значение, равное его полной энергии.

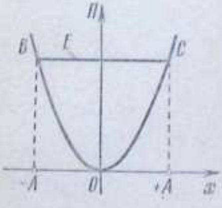


Рис. IV.1.8.

3°. Полная энергия гармонических колебаний пружинного маятника пропорциональна квадрату амплитуды колебаний:

$$E=\frac{kA^2}{2}=\frac{m\omega^2A^2}{2}.$$

На рис. IV.1.8 приведен график потенциальной энергии упругих колебаний пружинного маятника и отложено значение E его полной энергии. Из рисунка видно, что значение амплитуды колебаний $x=\pm A$ равно смещению маятника в «точках поворота» B и C — крайних точках отклонения маятника от положения равновесия. Амплитуда колебаний маятника с заданной массой и жесткостью пружины определятся запасом его полной энергии:

$$A=\sqrt{\frac{2E}{k}}=\frac{1}{\omega}\sqrt{\frac{2E}{m}}.$$

4°. Сведения об энергии колебаний пружинного маятника имеют общее значение и справедливы для свободных гармонических незатухающих колебаний в любой колебательной системе, где совершаются колебания указанного типа.

Задача. Пружинный маятник совершает гармонические колебания с амплитудой смещения 0,04 м. При смещении 0,03 м сила упругости равна $9 \cdot 10^{-5}$ *Н*. Определить потенциальную и кинетическую энергии, соответствующие данному смещению, и полную энергию маятника.

Дано: $x = 0{,}03$ м, $A = 0{,}04$ м, $F = 9 \cdot 10^{-5}$ Н.

Найти: $П$, $К$, E.

Решение: Полная энергия маятника равна $E = К + П$, где $К$ — кинетическая энергия, $П$ — потенциальная энергия, по $E = kA^2/2$, где k — жесткость пружины, определяемая по силе упругости F: $k = F/x$, где x — абсолютное значение смещения.

Тогда

$$E = \frac{FA^2}{2x} = \frac{9 \cdot 10^{-5} \cdot 16 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 3 \cdot 10^{-2}} = 2{,}4 \cdot 10^{-6} \text{ Дж}.$$

Потенциальная энергия

$$П = \frac{kx^2}{2} = \frac{Fx}{2} = \frac{9 \cdot 10^{-5} \cdot 3 \cdot 10^{-2}}{2} = 1{,}35 \cdot 10^{-6} \text{ Дж}.$$

Кинетическая энергия

$$К = E - П = 1{,}05 \cdot 10^{-6} \text{ Дж}.$$

6. Сложение гармонических одинаково направленных колебаний

1°. Если материальная точка участвует одновременно в двух гармонических колебаниях с одинаковой циклической частотой (IV.1.1.3°), то происходит *сложение гармонических колебаний.*

2°. В простейшем случае при сложении двух одинаково направленных гармонических колебаний со смещениями x_1 и x_2 одинаковой циклической частоты ω, различающихся своими амплитудами смещений (A_1 и A_2)

и начальными фазами (φ_1 и φ_2) (IV.1.1.4°):

$$x_1 = A_1 \sin(\omega t + \varphi_1), \qquad x_2 = A_2 \sin(\omega t + \varphi_2),$$

результирующее гармоническое колебание имеет смещение $x = x_1 + x_2$, происходит в том же направлении и является гармоническим колебанием той же частоты:

$$x = A \sin(\omega t + \varphi),$$

где A — амплитуда смещения результирующего колебания, φ — его начальная фаза. A и φ вычисляются по формулам

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)},$$

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{A_1 \sin\varphi_1 + A_2 \sin\varphi_2}{A_1 \cos\varphi_1 + A_2 \cos\varphi_2}.$$

3°. $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ не может быть больше $+1$ и меньше -1, поэтому возможные значения амплитуды A заключены в пределах

$$A_1 + A_2 \geqslant A \geqslant |A_2 - A_1|.$$

При этом учитывается, что, по определению амплитуды (IV.1.1.4°), она не может быть отрицательной.

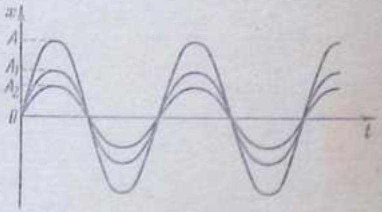


Рис. IV.1.9.

Частные случаи сложения колебаний:

1) $\varphi_2 - \varphi_1 = 2n\pi$, где $n = 0, 1, 2, \ldots$. Тогда $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = 1$ и $A = A_1 + A_2$. На рис. IV.1.9 показано сложение двух таких гармонических колебаний.

2) $\varphi_2 - \varphi_1 = (2n + 1)\pi$, $n = 0, 1, 2, \ldots$ Тогда $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = -1$ и $A = |A_2 - A_1| = |A_1 - A_2|$.

Графики зависимости от времени смещений складываемых колебаний с противоположными начальными

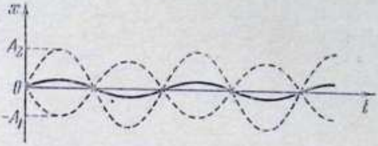


Рис. IV.1.10.

фазами и смещения результирующего колебания показаны на рис. IV.1.10.

7. Затухающие колебания

1°. *Затухающими* называются колебания, энергия которых уменьшается с течением времени. Затухание свободных гармонических колебаний (IV.1.1.5°) связано с убылью механической энергии колеблющейся системы за счет действия сил трения и других сил сопротивления.

2°. Амплитуда затухающих колебаний убывает с течением времени по закону $A(t) = A_0 e^{-\delta t}$, где A_0 — начальная амплитуда колебаний в момент времени $t = 0$, определяемая начальным запасом полной энергии колеблющегося тела (IV.1.5.3°), e — основание натуральных логарифмов, δ — *коэффициент затухания*, характеризующий быстроту убывания амплитуды, зависящий от сил трения и массы колеблющегося тела. Если сила трения пропорциональна скорости колебаний v, т. е. $F_{тр} = -rv$, где r — коэффициент трения, то $\delta = r/2m$, m — масса тела. Убывание амплитуды затухающих колебаний по закону $A = A_0 e^{-\delta t}$ наблюдается лишь при малых затуханиях. Значения амплитуд для моментов времени t, $t + \Delta t$, $t + 2\Delta t$ и т. д. в этом случае образуют убывающую геометрическую прогрессию, знаменатель которой равен $e^{-\delta \cdot \Delta t}$.

3°. Затухающие колебания представляют собой непериодические колебания (IV.1.1.2°), так как в них никогда не повторяются значения физических величин, характеризующих такие колебания (например, смещения, скорости и ускорения). Поэтому к затухающим колебаниям неприменимы понятия периода и частоты, введенные для периодических колебаний (IV. 1.1.3°).

Условным периодом (*периодом*) T затухающих колебаний называется промежуток времени между двумя последовательными состояниями колеблющейся системы, в которых физические величины, характеризующие колебания, принимают аналогичные значения, изменяясь в одном и том же направлении, убывая или возрастая. Период затухающих колебаний вычисляется по формуле

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}},$$

где ω_0 — собственная частота свободных незатухающих колебаний (IV. 1.3.3°), δ — коэффициент затухания.

Величина $\omega_{зат} = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$ называется *циклической частотой затухающих колебаний*. Она показывает, сколько раз за π секунд колеблющееся тело проходит через положение равновесия.

4°. При условии $\delta < \omega_0$ затухающие колебания описываются уравнением

$$x = A_0 e^{-\delta t} \sin(\omega_{зат} t + \varphi_0),$$

где φ_0 — начальная фаза колебаний, определяемая начальными условиями возникновения колебаний. На рис. IV. 1.11 изображена зависимость x от t.

5°. При большом трении ($\delta > \omega_0$) не происходит затухающих колебаний. Система, выведенная из положения равновесия какими-либо внешними силами, после прекращения действия этих сил возвращается в поло-

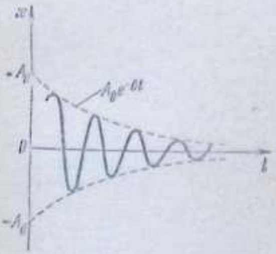


Рис. IV. 1.11.

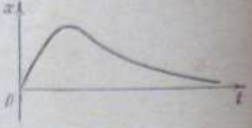


Рис. IV. 1.12.

жение равновесия *апериодически* (не периодически) (рис. IV.1.12). При этом запас механической энергии тела к моменту его возвращения в положение равновесия расходуется на преодолении трения.

8. Вынужденные колебания

1°. *Вынужденными колебаниями* называются незатухающие колебания системы, которые вызываются действием на нее внешних сил $F(t)$, периодически изменяющихся с течением времени. Вынужденными являются колебания силы тока в сети переменного тока (IV.2.2.3°), колебания гребных винтов, лопаток и валов турбин под действием периодически изменяющихся внешних сил. Сила $F(t)$, вызывающая вынужденные колебания, называется *возмущающей* (*вынуждающей*) *силой*.

2°. Если возмущающая сила $F(t)$ изменяется гармонически (IV.1.1.4°) по закону

$$F(t) = F_0 \cos \omega t,$$

где F_0 — амплитуда возмущающей силы, а ω — ее циклическая частота (IV.1.1.3°), то в системе, на которую действует такая сила, могут установиться вынужденные колебания, которые являются также гармоническими, происходят с циклической частотой, равной частоте ω возмущающей силы, и описываются уравнением

$$x = A \cos(\omega t + \varphi_1).$$

Здесь A — амплитуда вынужденных колебаний физической величины (например, смещения), φ_1 — разность фаз между вынужденными колебаниями x и силой $F(t)$. Например, пружинный маятник (IV.1.3.1°), который подталкивается вверх периодически, через определенное время начнет колебаться с определенной амплитудой (рис. IV.1.13). Вначале, в процессе установления вынужденных колебаний, как видно из рис. IV.1.13, колебания носят сложный характер. Происходит наложение свободных затухающих колебаний (IV.1.7.1°) и вынужденных колебаний. После того, как свободные колебания прекратятся, останутся только вынужденные колебания.

3°. Амплитуда A установившихся вынужденных колебаний определяется по формуле

$$A = \frac{F_0}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2\omega^2}},$$

где F_0 — амплитуда вынуждающей силы (п. 2°), m — масса колеблющейся системы, ω_0 — циклическая частота свободных незатухающих колебаний системы (IV.1.3.3°), ω — циклическая частота внешней силы, δ — коэффициент затухания (IV.1.7.2°). При постоянных F_0, m и δ

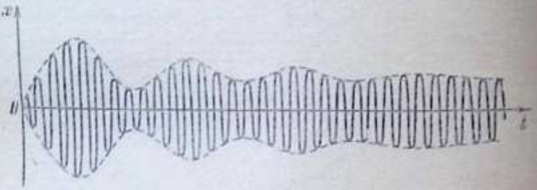


Рис. IV.1.13.

амплитуда вынужденных колебаний зависит от соотношения циклических частот вынуждающей силы (ω) и свободных незатухающих колебаний (ω_0).

4°. Графики зависимости амплитуды A от ω при различных коэффициентах затухания, приведенные на рис. IV.1.14, построены по формуле для A (п. 3°).

Следствия из формулы п. 3°:

а) Если циклическая частота вынуждающей силы равна нулю ($\omega = 0$), то

$$A = A_0 = \frac{F_0}{m\omega_0^2}.$$

При этом колебания не совершаются и отклонение системы из положения равновесия называется *статическим отклонением*.

б) При отсутствии затухания $\left(\delta = \frac{r}{2m} = 0\right)$ амплитуда вынужденных колебаний растет с увеличением ω, и при $\omega = \omega_0$, когда знаменатель в формуле для A становится равным нулю, амплитуда колебаний становится равной бесконечности. При дальнейшем росте частоты A уменьшается, причем $\lim\limits_{\omega\to\infty} A=0$.

в) Если затухание существует ($\delta\neq 0$), то амплитуда вынужденных колебаний достигает наибольшего значения при частоте $\omega_{\text{рез}}$ вынуждающей силы, не совпадающей с частотой свободных незатухающих колебаний ω_0:

$$\omega=\omega_{\text{рез}}=\sqrt{\omega_0^2-2\delta^2}=\omega_0\sqrt{1-\frac{2\delta^2}{\omega_0^2}}\,.$$

5°. Явление возрастания амплитуды вынужденных колебаний при приближении циклической частоты вынуждающей силы к значению $\omega_{\text{рез}}$ называется *резонансом*. Соответственно величина $\omega_{\text{рез}}$ называется *резонансной циклической частотой*, а кривые зависимости A от ω

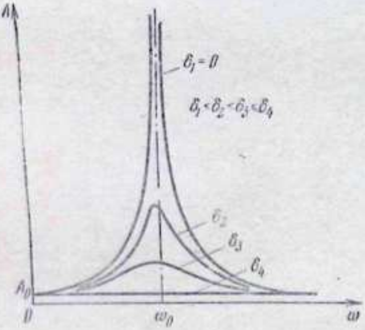


Рис. IV.1.14.

(рис. IV.1.14) — *резонансными кривыми*. При наличии трения ($\delta\neq 0$) резонансная циклическая частота $\omega_{\text{рез}}$ несколько меньше собственной циклической частоты свободных затухающих колебаний $\left(\omega_{\text{зат}}=\sqrt{\omega_0^2-\delta^2}\right)$ (IV.1.7.3°) и меньше ω_0 — собственной частоты свободных незатухающих колебаний (IV.1.3.3°).

6°. Форма резонансных кривых на рис. IV.1.14 зависит от величины коэффициента затухания δ. С увеличением δ резонансные кривые становятся более пологими, уменьшается «острота» кривых и значение амплитуды $A_{\text{макс}}$ при $\omega = \omega_{\text{рез}}$.

7°. Явление резонанса используется в акустике — для анализа звуков, их усиления и т. д.

Под действием периодически изменяющихся нагрузок в машинах и различных сооружениях могут возникнуть явления резонанса, которые иногда бывают опасны для эксплуатации машин.

9. Автоколебания

1°. Колебательная система, совершающая незатухающие колебания за счет действия источника энергии, не обладающего колебательными свойствами, называется *автоколебательной системой*. Примером такой системы являются часы с анкерным ходом (п. 5°).

Рис. IV.1.15.

2°. Любая автоколебательная система состоит из четырех частей (рис. IV.1.15).

а) Колебательная система.

б) Источник энергии, компенсирующий потери энергии на затухание колебаний за счет трения или других сил сопротивления.

в) Клапан — устройство, которое регулирует поступление энергии в колебательную систему определенными порциями.

г) Обратная связь — устройство для обратного воздействия автоколебательной системы на клапан, управления работой клапана за счет процессов в самой колебательной системе.

3°. *Обратная связь* называется *положительной* (*отрицательной*), если в течение времени воздействия источника энергии на колебательную систему источник энергии производит над системой положительную (отрицательную) работу и передает ей (отнимает от нее) некоторый запас энергии. Положительная обратная связь используется для возбуждения автоколебаний. В случае отрицательной обратной связи усиливается затухание и автоколебания подавляются.

4°. Автоколебательными системами являются, например, часы (п. 5°), паровые машины и двигатели внутреннего сгорания, отбойные молотки, электрические звонки. Автоколебания совершают струны под действием смычка в скрипке, воздушные столбы в трубах духовых инструментов, язычки в баянах и аккордеонах, голосовые связки при разговоре или пении. Электрической автоколебательной системой является ламповый генератор незатухающих электрических колебаний (IV.2.9.1°). В ряде случаев механизм обратной связи в автоколебательной системе замаскирован и разбиение системы на основные части (п. 2°) затруднительно.

Рис. IV.1.16.

5°. Автоколебательной системой являются *часы* с анкерным ходом (рис. IV.1.16). Ходовое колесо с косыми зубьями жестко скреплено с зубчатым барабаном, через который перекинута цепочка с гирей. На одном конце маятника закреплен анкер (якорек) с двумя палеттами — пластинками из твердого материала, изогнутыми в виде дуги окружности с центром на оси маятника. В ручных часах гиря заменяется пружиной, а маятник — балансиром — маховичком, скрепленным со спиральной пружиной. Балансир совершает крутильные колебания вокруг своей оси. В часах колебательной системой является маятник или балансир. Источником энергии — поднятая вверх гиря или заведенная пружина. Клапаном является анкер, который позволяет ходовому колесу за один полупериод повернуться на один зубец. Обратная связь осуществляется взаимодействием анкера с ходовым колесом. Когда маятник проходит положение равновесия и имеет наибольшую скорость, зуб ходового колеса кратковременно соприкасается с концом палетты и подталкивает маятник. В часах потенциальная энергия гири (или заводной пружины) постепенно, отдельными порциями, передается маятнику и компенсирует потери энергии на трение.

ГЛАВА 2

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

1. Свободные электромагнитные колебания в колебательном контуре

1°. *Колебательным контуром* называется электрическая цепь, состоящая из последовательно соединенных конденсатора с емкостью C (III.1.10.1°), катушки с индуктивностью L (III.5.5.2°) и электрического сопротивления R (III.2.4.1°) (рис. IV.2.1). В простейшем идеализированном случае, когда можно пренебречь электрическим сопротивлением $(R \to 0)$, колебательный контур состоит из последовательно соединенных конденсатора с емкостью C и катушки с индуктивностью L (рис. IV.2.2).

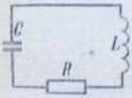


Рис. IV.2.1.

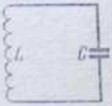


Рис. IV.2.2.

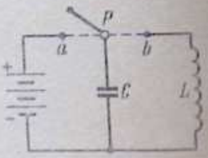


Рис. IV.2.3.

2°. В колебательном контуре могут происходить периодические изменения заряда q, разности потенциалов $\Delta\varphi$ на обкладках конденсатора и электрического тока I в цепи. Если эти изменения вызваны тем, что обкладки конденсатора однократно заряжаются, то в колебательном контуре возникают *свободные электромагнитные колебания* q, I и $\Delta\varphi$. На рис. IV.2.3 показано возникновение и протекание электромагнитных колебаний в колебательном контуре при $R \to 0$. Если в начальный момент $t=0$ переключатель P находится в положении a, то конденсатор заряжается, получая заряд q_0. Конденсатору сообщается энергия $П = q_0^2/2C$ (III.1.12.2°), и разность потенциалов $\Delta\varphi$ между обкладками становится равной максимальному значению $\Delta\varphi_0$. В колебательном контуре при этом ток I отсутствует (рис. IV.2.4, a). При повороте переключателя в положение b начинается разряд конденсатора. Благодаря явлению самоиндукции (III.5.5.1°) ток в колебательном контуре постепенно увеличивается и его сила достигает максимального значения $I = I_0$ в момент $t = T/4$, когда q и $\Delta\varphi$ равны нулю (рис. IV.2.4, *б*). Далее, ток в цепи, сохраняя свое направление, постепенно уменьшается, обращаясь в

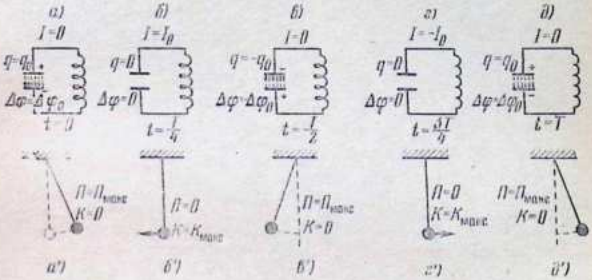


Рис. IV.2.4.

нуль при $t = T/2$. При этом заряд конденсатора и разность потенциалов между его обкладками вновь достигают максимальных значений, но знаки зарядов пластин и направление напряженности электрического поля между ними противоположны тем, какие были в момент $t = 0$ (рис. IV.2.4, *в*). В итоге, вследствие явления самоиндукции, происходит перезарядка конденсатора. Затем в промежутки времени от $T/2$ до $\frac{3}{4}T$ и от $\frac{3}{4}T$ до T процессы происходят в обратном направлении (рис. IV.2.4, *г*, *д*).

3°. Исследование электромагнитных колебаний удобно производить, пользуясь тем, что колебания различной природы — механические и электромагнитные — подчиняются сходным закономерностям. Процессам в колебательном контуре, которые изображены на рис. IV.2.4, *а*—*д*, соответствуют для математического маятника (IV.1.4.1°) преобразования энергии, изображенные на рис. IV.2.4,a'—∂'. Это позволяет переносить результаты исследований, которые получены для механических колебаний, на колебательные процессы в контуре (рис. IV.2.1). При этом пользуются аналогиями, которые существуют между физическими величинами, характеризующими механические системы и электрические контуры (цепи) (таблица IV.2.1).

Таблица IV.2.1

Механическая система	Электрическая цепь
Масса m	Индуктивность L
Жесткость k	Величина, обратная электроемкости, $1/C$
Коэффициент трения r	Сопротивление R
Сила F	Э. д. с. $\mathscr{E}$
Смещение x	Заряд q
Скорость $v=\frac{\Delta x}{\Delta t}$	Сила тока $I=\frac{\Delta q}{\Delta t}$
Ускорение $a=\frac{\Delta v}{\Delta t}$	Скорость изменения силы тока $\frac{\Delta I}{\Delta t}$

4°. Рассмотренный в п. 2° процесс характеризуется периодическим переходом энергии электрического поля конденсатора в энергию магнитного поля электрического тока (III.5.7.1°). В моменты времени $t=0$, $T/2$, T и т. д. энергия электрического поля максимальна и равна $q_0^2/2C$, а энергия магнитного поля равна нулю, так как тока в цепи нет. В моменты времени $t=\frac{T}{4}$, $\frac{3}{4}T$ и т. д. энергия магнитного поля максимальна и равна $LI_0^2/2$, а энергия электрического поля равна нулю, так как конденсатор полностью разряжен.

Аналогично этому, при свободных незатухающих колебаниях происходит периодический переход потенциальной энергии в кинетическую и обратно. На рис. IV.2.4,a'—∂' указаны превращения энергии потенциальной (Π) и кинетической (K) при незатухающих колебаниях математического маятника, соответствующие процессам в колебательном контуре. Переменное электромагнитное поле (III.1.3.1°), которое возникает в колебательном контуре рис. IV.2.1, сосредоточено (локализовано) в той области пространства, где находится контур. Поэтому подобный контур называется *закрытым* и не может быть использован для излучения электромагнитных волн (IV.4.4.6°).

5°. В реальном колебательном контуре ($R \neq 0$) свободные электромагнитные колебания являются затухающими. Например, изменение заряда q на обкладках конденсатора описывается формулой, аналогичной уравнению затухающих механических колебаний (IV.1.7.4°):

$$q = q_0 e^{-\beta t} \sin(\omega_{\text{зат}} t + \varphi_0),$$

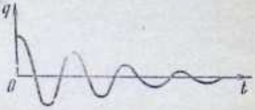


Рис. IV.2.5.

где q_0 — амплитудное значение заряда в момент времени $t = 0$; $\beta = R/2L$ называется *коэффициентом затухания* (R — электрическое сопротивление, L — индуктивность контура); φ_0 — начальная фаза колебаний заряда. На рис. IV.2.5 изображена зависимость q от t в таком колебательном контуре.

6°. Величина $\omega_{\text{зат}}$ называется *циклической частотой свободных электромагнитных колебаний* в контуре: $\omega_{\text{зат}} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$. Этой формуле соответствует для механических колебаний формула частоты затухающих колебаний (IV.1.7.3°).

Для *свободных незатухающих колебаний* ($R = 0$) циклическая частота $\omega_{\text{зат}} = \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$.

Период T свободных незатухающих колебаний выражается *формулой Томсона*:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC}.$$

Для получения незатухающих электромагнитных колебаний служит, например, ламповый генератор (IV.2.9.1°).

2. Вынужденные электромагнитные колебания. Переменный ток

1°. *Вынужденными электромагнитными колебаниями* называются незатухающие колебания заряда q, разности потенциалов $\Delta\varphi$ на обкладках конденсатора, силы тока I и других физических величин в колебательном контуре, вызванные периодически изменяющейся синусоидальной э. д. с:

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_0 \sin \omega t,$$

где $\mathscr{E}_0$ — амплитудное значение э. д. с., ω — циклическая частота переменной э. д. с. При этом к контуру подводится энергия, которая необходима для восстановления потерь энергии в контуре (III. 2.7.4°) из-за наличия электрического сопротивления R.

2°. Синусоидальная э. д. с. возникает в рамке, которая вращается с угловой скоростью ω в стационарном однородном магнитном поле с индукцией **B** (рис. IV. 2.6).

Рис. IV. 2.6.

Магнитный поток Φ (III. 4.1.8°), пронизывающий рамку с площадью S,

$$\Phi = BS \cos \alpha = BS \cos \omega t,$$

где $\alpha = \omega t$ — угол между нормалью **n** к рамке и вектором магнитной индукции, прямо пропорциональный времени t. По закону электромагнитной индукции Фарадея (III. 5.1.2°) э. д. с. индукции

$$\mathscr{E}_i = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t},$$

где $\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$ — скорость изменения потока магнитной индукции.

Гармонически изменяющийся магнитный поток приводит к синусоидальной э. д. с. индукции

$$\mathscr{E}_i = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -BS\omega \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = \mathscr{E}_0 \sin \omega t,$$

где $\mathscr{E}_0 = BS\omega$ — амплитудное значение э. д. с. индукции.

3°. *Переменным электрическим* током называется ток, изменяющийся по гармоническому закону.

Переменный ток представляет собой вынужденные колебания тока в электрической цепи, происходящие с частотой ω, совпадающей с частотой вынуждающей э. д. с. (ср. IV. 1.8.2°):

$$I = I_0 \sin(\omega t + \varphi),$$

где I_0 — амплитудное значение силы тока, φ — сдвиг фазы между колебаниями тока и э. д. с.

3. Цепь переменного тока. Активное сопротивление

1°. Цепь переменного тока в общем случае представляет собой колебательный контур, к которому приложена внешняя синусоидальная э. д. с. (рис. IV. 2.7). Для ее осуществления необходимо присоединить колебательный контур к зажимам генератора переменного тока. В данной цепи помимо внешней синусоидальной э. д. с. $\mathscr{E}$ существует э. д. с. самоиндукции $\mathscr{E}_{is} = -L\frac{\Delta I}{\Delta t}$ (III. 5.5.3°), и на обкладках конденсатора имеется разность потенциалов $\varphi_2 - \varphi_1$.

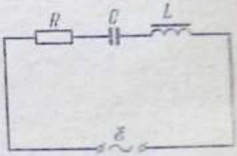


Рис. IV. 2.7.

2°. По закону Ома для цепи, содержащей э. д. с. (III. 2.4.2°),

$$IR = \mathscr{E} + \mathscr{E}_{is} + \varphi_2 - \varphi_1,$$

или

$$\mathscr{E} = IR + (\varphi_1 - \varphi_2) - \mathscr{E}_{is} = U_R + U_C + U_L,$$

где $U_R = IR$ — напряжение на активном электрическом сопротивлении R, $U_C = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{C}$ — напряжение на емкостном сопротивлении x_C, $U_L = -\mathscr{E}_{is} = L\frac{\Delta I}{\Delta t}$ — напряжение на индуктивном сопротивлении x_L.

Внешняя э. д. с. $\mathscr{E}$ равна сумме напряжений на трех сопротивлениях: активном R и двух реактивных — емкостном x_C и индуктивном x_L.

3°. *Цепью* переменного тока с *активным сопротивлением* называется цепь, изображенная на рис. IV. 2.7, в которой $U_R \gg U_C$ и $U_R \gg U_L$ (п. 2°). В этом случае

$$\mathscr{E} = U_R = IR,$$

или, на основании IV.2.2.1°,

$$IR = \mathscr{E}_0 \sin \omega t.$$

Колебания силы электрического тока происходят по закону

$$I = \frac{\mathscr{E}_0}{R} \sin \omega t = I_0 \sin \omega t,$$

где $I_0 = \mathscr{E}_0/R$ — амплитудное значение силы тока. В цепи с активным сопротивлением гармонические колебания силы тока происходят с частотой и фазой колебаний внешней синусоидальной э. д. с. (рис. IV.2.8).

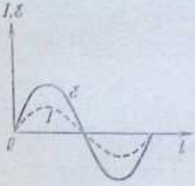


Рис. IV.2.8.

4. Индуктивное сопротивление

1°. *Цепью переменного тока с индуктивным сопротивлением* x_L, называется цепь, изображенная на рис. IV.2.7, в которой закорочен конденсатор ($U_C = 0$) и $U_L \gg U_R$. В такой цепи колебания силы тока отстают по фазе на $\pi/2$ от колебаний э. д. с. (рис. IV.2.9):

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_0 \sin \omega t, \quad I = I_0 \sin (\omega t - \pi/2).$$

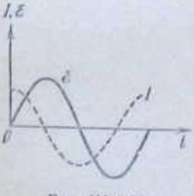


Рис. IV.2.9.

2°. Соотношение между амплитудными значениями силы тока I_0 и э. д. с. $\mathscr{E}_0$:

$$I_0 = \frac{\mathscr{E}_0}{L\omega} = \frac{\mathscr{E}_0}{x_L},$$

где $x_L = \omega L$ — *индуктивное сопротивление* (L — индуктивность цепи). По правилу Ленца (III.5.1.3°) э. д. с. самоиндукции в цепи препятствует изменениям тока в ней. Это приводит к существованию индуктивного сопротивления x_L, задерживающего изменения тока в цепи по сравнению с изменениями э. д. с.

5. Емкостное сопротивление

1°. Если в электрической цепи, изображенной на рис. IV.2.7, отсутствует индуктивность ($U_L = 0$) и $U_C \gg U_R$, то такая цепь переменного тока называется цепью с *емкостным сопротивлением* x_C. В такой цепи колебания силы тока опережают колебания внешней э. д. с. по фазе на $\pi/2$ (рис. IV.2.10):

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t, \quad I = I_0 \sin(\omega t + \pi/2).$$

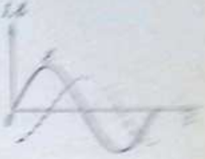


Рис. IV.2.10.

2°. Соотношение между амплитудными значениями силы тока I_0 и э. д. с. $\mathcal{E}_0$:

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{1/\omega C} = \frac{\mathcal{E}_0}{x_C},$$

где $x_C = 1/\omega C$ — *емкостное сопротивление* (C — емкость конденсатора).

Для постоянного тока конденсатор в цепи представляет собой бесконечно большое сопротивление — постоянный ток через конденсатор не проходит. Для переменного тока конденсатор обладает конечным сопротивлением, обратно пропорциональным его емкости C. Напряжение U_C на обкладках конденсатора постепенно нарастает по мере того, как конденсатор заряжается, и колебания силы тока в цепи с емкостью опережают колебания э. д. с.

6. Закон Ома для электрической цепи переменного тока

1°. В цепи переменного тока, изображенной на рис. IV.2.7, колебания силы электрического тока и э. д. с. происходят по синусоидальному закону с одинаковой частотой ω и сдвигом по фазе φ:

$$I = I_0 \sin \omega t, \quad \mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t + \varphi).$$

2°. Соотношение амплитудных значений силы тока I_0 и э. д. с. $\mathcal{E}_0$ в цепи переменного тока:

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} = \frac{\mathcal{E}_0}{Z},$$

где $Z=\sqrt{R^2+\left(L\omega-\frac{1}{C\omega}\right)^2}$ называется *полным сопротивлением* цепи переменного тока.

Закон Ома для цепи переменного тока: амплитуда силы переменного тока прямо пропорциональна амплитуде э. д. с. и обратно пропорциональна полному сопротивлению цепи.

Закон Ома в такой форме справедлив также и для действующих (эффективных) значений силы тока и э. д. с. (IV.2.7.3°):

$$I_{эфф}=\frac{\mathscr{E}_{эфф}}{Z}.$$

3°. Сдвиг фаз между колебаниями силы тока и э. д. с. определяется соотношением

$$\cos\varphi=\frac{I_0R}{\mathscr{E}_0}=\frac{R}{Z},$$

где R — активное сопротивление, Z — полное сопротивление цепи переменного тока (см. также (п. 2°)).

7. Мощность переменного тока. Действующие значения силы тока и напряжения

1°. В цепи с активным сопротивлением происходит необратимое преобразование энергии электрического тока во внутреннюю энергию проводника — выделяется джоулево тепло (III.2.7.4°).

Мгновенная мощность переменного тока, т. е. мощность его в некоторый момент времени t, определяется произведением мгновенных значений силы тока I и э. д. с. $\mathscr{E}$ (при условии, что сдвиг фаз между ними отсутствует):

$$P=I\mathscr{E}=I_0^2R\sin^2\omega t=P_0\sin^2\omega t,$$

где $P_0=I_0^2R$ есть амплитудное значение мощности.

2°. *Средней мощностью* $\overline{P}$ переменного тока называется отнесенная к единице времени работа A, совершенная переменным током за время T, где T — период переменного тока:

$$\overline{P}=\frac{A}{T}=\frac{1}{2}P_0=\frac{1}{2}I_0^2R.$$

3°. *Действующими* (*эффективными*) значениями силы тока ($I_{эфф}$), электродвижущей силы ($\mathcal{E}_{эфф}$) и напряжения переменного тока ($U_{эфф}$) называются значения этих величин для такого постоянного тока, который на том же активном сопротивлении выделяет мощность, одинаковую со средней мощностью $\overline{P}$ переменного тока:

$$I_{эфф}=\frac{I_0}{\sqrt{2}}, \quad \mathcal{E}_{эфф}=\frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{2}}, \quad U_{эфф}=\frac{U_0}{\sqrt{2}},$$

где I_0, $\mathcal{E}_0$ и U_0 — амплитудные значения силы тока, э. д. с. и напряжения.

4°. *Активной мощностью* переменного тока P_a называется средняя мощность необратимых преобразований энергии в цепи переменного тока:

$$P_a=I_{эфф}\mathcal{E}_{эфф}\cos\varphi,$$

где $I_{эфф}$ и $\mathcal{E}_{эфф}$ — действующие значения силы тока и э. д. с. переменного тока, $\cos\varphi=\frac{R}{Z}$ — *коэффициент мощности*, который определяется сдвигом фаз между колебаниями тока и э. д. с. (IV.2.6.3°).

При малом коэффициенте мощности нагрузка потребляет от генератора малую активную мощность, т. е. лишь малую часть мощности, которую вырабатывает генератор. Остальная часть мощности, вырабатываемой генератором, периодически перекачивается от генератора к потребителю и обратно и рассеивается в линиях электропередач.

8. Резонанс в цепи переменного тока

1°. Амплитуда силы тока I_0 в цепи переменного тока достигает наибольшего значения $I_{0\,макс}$ при наименьшем значении полного сопротивления Z цепи (IV.2.6.2°), т. е. при условии

$$L\omega-\frac{1}{C\omega}=0.$$

Циклическая частота ω колебаний силы тока и э. д. с. при этом равна

$$\omega=\sqrt{\frac{1}{LC}}$$

и совпадает с циклической частотой свободных незатухающих электромагнитных колебаний в электрическом контуре (IV. 2.1.6°).

2°. Явление резкого возрастания амплитуды вынужденных колебаний силы тока в колебательном контуре при приближении циклической частоты ω внешней переменной э. д. с. к частоте ω_0 свободных незатухающих колебаний в контуре называется *резонансом в электрической цепи* переменного тока. Частота $\omega = \omega_0$ называется *резонансной циклической частотой*. Резонансная циклическая частота не зависит от активного сопротивления R (ср. IV. 1.8.5°). График зависимости I_0 от ω называется *резонансной кривой* (рис. IV. 2.11). Резонансные кривые имеют тем более острый максимум, чем меньше активное сопротивление R.

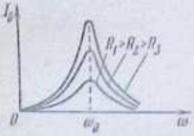


Рис. IV. 2.11.

3°. При резонансе в электрическом контуре, изображенном на рис. IV. 2.7, сдвиг фаз между колебаниями внешней э. д. с. и силой тока становится равным нулю. Активная мощность (IV. 2.7.4°) совпадает с полной мощностью вырабатываемой генератором, т. е. обеспечиваются наиболее благоприятные условия для поступления энергии от источника переменной э. д. с. к потребителю. Амплитуды напряжения на индуктивности U_L и на емкости U_C (IV. 2.3.2°) при этом одинаковы:

$$U_{0L} = U_{0C} = L\omega_0 I_0 = \frac{I_0}{C\omega},$$

а фазы противоположны: U_L опережает U_C по фазе на π, так что $U_L + U_C = 0$. Полное падение напряжения в контуре (рис. IV. 2.7) равно падению напряжения на активном сопротивлении U_R. Это явление называется *резонансом напряжений*.

4°. В электрической цепи, состоящей из параллельно соединенных конденсатора с емкостью C и катушки с индуктивностью L (рис. IV. 2.12), при малых активных сопротивлениях параллельных ветвей (R_1 и $R_2 \to 0$)

амплитуда тока I_0 во внешней (неразветвленной) цепи

$$I_0 = |I_{01} - I_{02}| = \mathscr{E}_0 \left| \omega C - \frac{1}{L\omega} \right|,$$

где I_{01} и I_{02} — амплитудные значения сил токов в параллельных ветвях, $\mathscr{E}_0$ — амплитудное значение внешней э. д. с.

При $\omega = \omega_0 = 1/\sqrt{LC}$

$$I_{01} = I_{02} \quad \text{и} \quad I_0 = 0.$$

Резкое уменьшение амплитуды силы тока во внешней цепи, питающей параллельно соединенные емкостное x_C и индуктивное x_L сопротивления (IV.2.3.2°), при условии $\omega \to \omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ называется *резонансом токов*.

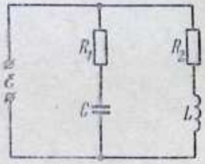


Рис. IV.2.12.

5°. Явление резонанса в электрической цепи обеспечивает возможность радиосвязи и используется при настройке радиоприемников на частоту той или иной радиостанции.

Вредное влияние резонанса в электрических цепях проявляется в тех случаях, когда в цепи, не рассчитанной на работу в условиях резонанса, возникают чрезмерно большие токи или напряжения (расплавление проводов, пробой изоляции и пр.).

9. Ламповый генератор

1°. *Ламповым генератором* называется устройство, предназначенное для получения незатухающих электрических колебаний высокой частоты. Он представляет собой электрическую автоколебательную систему (IV.1.9.1°). Если присоединить электрическую цепь лампового генератора, изображенную на рис. IV.2.13, к входу электронного осциллографа (*ЭО*), то при замыкании ключа на экране осциллографа видны незатухающие электромагнитные колебания.

2°. Частями автоколебательной системы в ламповом генераторе являются (IV.1.9.2°): источник энергии —

анодная батарея $Б_А$, колебательная система — контур в анодной цепи. Роль клапана выполняет сетка триода (III.3.9.1°), которая управляет анодным током. Катушка обратной связи, присоединенная своими концами к катоду и сетке триода, индуктивно связана с катушкой контура и осуществляет обратное управление колебательной системы на клапан.

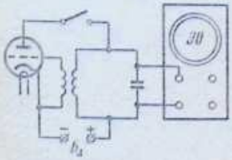


Рис. IV.2.13.

3°. Для того чтобы энергия от источника поступала в контур и компенсировала потери на затухание, колебания тока в анодной цепи триода должны происходить когерентно со свободными электромагнитными колебаниями в контуре (IV.3.9.8°). Периодическое изменение силы анодного тока достигается периодическим изменением потенциала сетки триода. Этим обеспечивается роль сетки триода как клапана, периодически открывающего и закрывающего доступ энергии в контур.

ГЛАВА 3

МЕХАНИЧЕСКИЕ (УПРУГИЕ) ВОЛНЫ. ЗВУК

1. Предварительные понятия

1°. Среда называется *упругой*, если между ее частицами существуют силы взаимодействия, препятствующие какой-либо деформации этой среды (II.7.2.1°). Например, между молекулами газов действуют силы взаимного притяжения и отталкивания (II.1.4.1°), которые обеспечивают способность газов сопротивляться изменению их объема (*объемная упругость газов*). Газы беспрепятственно изменяют свою форму, т. е. не обладают *упругостью формы*. Такими же свойствами обладают и жидкости. Силы взаимодействия между частицами твердых тел столь велики, что твердые тела обладают как объемной упругостью, так и упругостью формы.

2°. Если какое-либо тело совершает колебания в упругой среде, то оно воздействует на частицы среды, прилегающие к телу, и заставляет их совершать вынужденные колебания (IV.1.8.1°). Среда вблизи колеблющегося тела деформируется, и в ней возникают упругие силы (I.2.9.1°). Эти силы действуют на все более удаленные от тела частицы среды, выводя их из положения равновесия. Постепенно все частицы среды вовлекаются в колебательное движение.

Наличие упругой среды не является необходимым условием распространения любых колебаний. Например, электромагнитные колебания могут распространяться в вакууме (IV.4.1.1°).

3°. *Волнами* называются всякие возмущения состояния вещества или поля, распространяющиеся в пространстве с течением времени. Например, звуковые волны (IV.3.7.1°) в газах или жидкостях представляют собой колебания давления, распространяющиеся в этих средах.

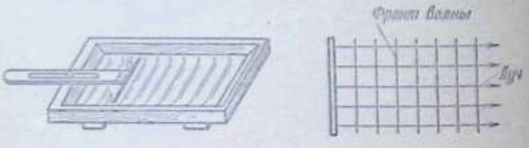
Электромагнитные волны — распространяющиеся в пространстве колебания напряженности **E** и индукции **B** электромагнитного поля (III.1.3.1°).

4°. *Упругими волнами* называются механические возмущения (деформации), которые распространяются в упругой среде. Тела, вызывающие эти возмущения в среде, называются *источниками волн* (колеблющиеся камертоны, струны музыкальных инструментов и т. д.). Упругие волны называются *звуковыми* или *акустическими*, если в упругой среде распространяются слабые возмущения, т. е. соответствующие им механические деформации среды имеют малые амплитуды (см. также IV.3.7.1°—5°).

5°. *Волновой поверхностью* (иначе — *фронтом волны*) называется геометрическое место точек среды, колеблющихся в одинаковых фазах (IV.1.1.4°). На волновой поверхности фазы колебаний различных точек в рассматриваемый момент времени имеют одно и то же значение.

Лучом называется линия, касательная к которой в каждой точке совпадает с направлением распространения волны. В однородной изотропной среде луч является прямой, перпендикулярной к фронту волны, и совпадает с направлением переноса энергии волны (IV.3.6.2°).

В *плоской волне* волновыми поверхностями являются плоскости, перпендикулярные к направлению распространения волны. Лучами являются параллельные прямые,



а) б)

Рис. IV.3.1.

совпадающие с направлением скорости распространения волны (IV.3.3.1°). Такие волны могут быть получены на поверхности воды с помощью колебаний плоского стержня (рис. IV.3.1, *а*). На рис. IV.3.1, *б* показаны фронты плоской волны и лучи.

Рис. IV.3.2.

В *сферической волне* волновые поверхности являются сферами. Такие волны возникают, если источник волн является точечным. Лучи в сферической волне направлены вдоль радиусов сфер от центра, где расположен источник волны (рис. IV.3.2) (см. также IV.3.6.3°).

6°. Отличие упругих волн в среде от любого другого упорядоченного движения ее частиц состоит в том, что распространение волн не связано с переносом вещества среды из одного места в другое на большие расстояния.

2. Поперечные и продольные волны

1°. Волна называется *поперечной*, если частицы среды колеблются в направлениях, перпендикулярных к направлению распространения волны. Например, поперечная волна распространяется вдоль натянутого резинового шнура, один конец которого закреплен, а другой приведен в колебательное движение (рис. IV.3.3, *а*). Каждый участок шнура колеблется относительно своего

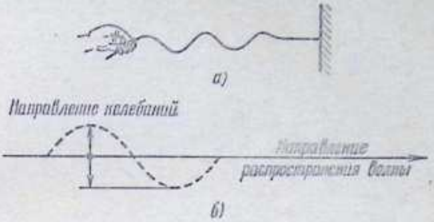


Рис. IV.3.3.

неизменного положения равновесия в направлении, перпендикулярном к направлению распространения волны (рис. IV.3.3, *б*).

2°. Волна называется *продольной*, если колебания частиц среды происходят в направлении распространения волны. Гармонические колебания поршня в трубке, заполненной газом или жидкостью, под действием сил упругости передаются частицами вещества, и вдоль трубы распространяется продольная упругая волна (рис. IV.3.4). Она представляет собой систему областей

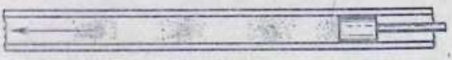


Рис. IV.3.4.

сжатия и разрежения среды, периодически меняющих свои состояния: если в некоторый момент времени в каком-либо месте среды имеется разрежение, а в соседнем — сжатие, то через время $T/2$, где T — период колебаний поршня, в первой области возникнет сжатие, а во второй — разрежение и т. д. Колебания частиц среды происходят в том же направлении, в котором происходит передача колебаний от слоя к слою, т. е. вдоль направления распространения волны. Продольная волна возникает в длинной спиральной пружине, если один конец ее подвергается периодически внешнему воздействию (рис. IV.3.5). Упругая волна представляет собой распространяющиеся вдоль пружины последовательные

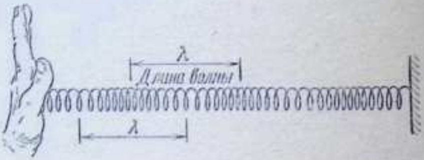


Рис. IV.3.5.

сжатия и растяжения ее, периодически, через время $T/2$, сменяющие друг друга (T — период внешнего воздействия на пружину).

3°. В газах и жидкостях, которые не обладают упругостью формы (IV.3.1.1°), распространение поперечных волн невозможно. В твердых телах возможно распространение как продольных, так и поперечных волн, связанных с наличием упругости формы (например, волны, распространяющиеся вдоль струн музыкальных инструментов).

3*. Скорость распространения волн

1°. *Скоростью распространения волны* (*фазовой скоростью*) называется физическая величина, численно равная расстоянию, которое за единицу времени проходит любая точка волновой поверхности (IV.3.1.5°). Вектор скорости **v** направлен по нормали к волновой поверхности в сторону распространения волны и в однородной изотропной среде совпадает с направлением луча (IV.3.1.5°).

2°. Скорость распространения энергии волн любой физической природы конечна и не может превысить скорость c света в вакууме. Это вытекает из основных утверждений специальной теории относительности (V.4.4.4°) и находится в соответствии с принципом близкодействия (III.1.3.2°). На фазовую скорость эти ограничения не распространяются.

3°. Скорость распространения упругих звуковых волн в газах зависит от абсолютной температуры газа. Для идеальных газов (II. 2.1.1°) скорость звука

$$v=\sqrt{\gamma \frac{R}{\mu} T},$$

где R — универсальная газовая постоянная (II. 3.3.7°), T — абсолютная температура, μ — молярная масса (II. 1.1.7°), γ — постоянная для данного газа величина, зависящая от строения молекулы газа. Например, для воздуха $\gamma = 1{,}4$ и $v = 20\sqrt{T}$. При $T = 273$ К имеем $v = 330$ м/с, при $T = 293$ К имеем $v = 343$ м/с.

Скорость упругих волн в жидкостях и продольных волн в твердых телах превышает скорость звука в газах и зависит от сжимаемости (упругости) и плотности среды:

$$v=\sqrt{K/\rho},$$

где K — модуль объемной упругости (II. 7.2.6°), ρ — плотность среды. Например, для воды $v = 1430$ м/с, для меди $v = 3910$ м/с, для алюминия $v = 4880$ м/с.

4. Длина волны

1°. Фронт волны (IV. 3.1.5°) распространяется от источника волн за время Δt на некоторое расстояние. Для волны в изотропной среде оно равно

$$\Delta x = v \cdot \Delta t,$$

где v — скорость распространения волны. Это означает, что колебания частиц среды, отстоящих на Δx от источника, происходят с запаздыванием по времени на Δt, а по фазе на $\Delta\varphi$ (IV. 1.1.4°), причем

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{2\pi}{T},$$

поскольку за период T колебания в источнике фаза изменяется на 2π.

2°. Запаздывание по времени Δt и по фазе $\Delta\varphi$ колебаний точек среды, удаленных на расстояние x от источника,

$$\Delta t = \frac{x}{v}, \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi \cdot \Delta x}{vT} = \frac{2\pi \cdot \Delta x}{\lambda},$$

где величина $\lambda = vT$ называется длиной волны. Если $\Delta x = \lambda$, то $\Delta\varphi = 2\pi$. *Длиной волны* λ называется расстояние между двумя ближайшими точками, колеблющимися в одинаковой фазе, т. е. со сдвигом фаз $\Delta\varphi = 2\pi$. Иначе, длиной волны называется расстояние, на которое распространяется фронт волны за время T, равное периоду колебаний в источнике волны.

3°. Связь длины волны с частотой колебаний источника волн:

$$\lambda = vT = \frac{v}{\nu} = \frac{2\pi v}{\omega},$$

где v — скорость распространения волн, $\nu = 1/T$ — частота колебаний в источнике, ω — циклическая частота (IV.1.1.3°). Частота колебаний зависит только от свойств источника волн (см., например, IV.1.3.3°). От свойств среды зависит скорость распространения волн и, вследствие этого, длина волны.

5*. Уравнение плоской волны

1°. Если в источнике волн изменение колеблющейся величины происходит по закону $s = A\cos(\omega t + \varphi)$ с амплитудой A, циклической частотой ω и начальной фазой φ, то колебания частиц фронта плоской волны в точке, отстоящей на расстоянии x от источника, запаздывают по времени на Δt:

$$s_x = A\cos[\omega(t - \Delta t) + \varphi].$$

При этом предполагается, что в процессе распространения волны не происходит ее затухания.

2°. *Уравнение плоской* (IV.3.1.5°) *синусоидальной волны*, распространяющейся вдоль оси OX:

$$s_x = A\cos\left[\omega\left(t - \frac{x}{v}\right) + \varphi\right].$$

Величина

$$k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi T}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

называется *волновым числом*. Оно показывает, сколько длин волн укладывается на расстоянии, равном 2π единиц длины (ср. IV.1.1.3°).

Другая форма уравнения плоской волны имеет вид

$$s_x = A\cos(\omega t - kx + \varphi).$$

Из этого уравнения следует, что:

а) Амплитуда плоской незатухающей волны в данной точке среды остается постоянной.

б) Любая точка среды ($x = x_0 = \mathrm{const}$) совершает гармонические колебания $s_x = A\cos(\omega t + \alpha)$, фаза которых зависит от удаления x_0 данной точки от источника колебаний:

$$\alpha = \varphi - kx_0.$$

в) В некоторый момент времени ($t = t_0 = \mathrm{const}$) положения колеблющихся точек среды описываются выражением

$$s_x = A\cos(kx + \beta),$$

где $\beta = -(\omega t_0 + \varphi)$.

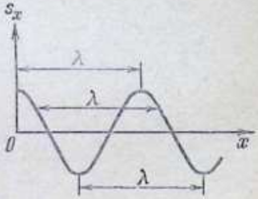


Рис. IV.3.6.

На рис. IV.3.6 приведен график этой функции при $t_0 = 0$ и $\varphi = 0$, представляющий собой как бы «моментальную фотографию» волны.

6*. Энергия и интенсивность волны. Уравнение сферической волны

1°. Колеблющийся источник волн обладает энергией (IV.1.5.3°, 4°). В процессе распространения волны каждая частица среды, до которой доходит волна, также колеблется и имеет энергию. В некотором объеме V упругой среды, в которой распространяется волна с амплитудой A и циклической частотой ω, имеется средняя энергия $\overline{W}$, равная

$$\overline{W} = \frac{1}{2} m\omega^2 A^2,$$

где m — масса выделенного объема среды (ср. IV.1.5.3°).

Средняя плотность (*средняя объемная плотность*) энергии волны $\bar{w}$ есть энергия волны, сосредоточенная в единице объема среды:

$$\bar{w} = \frac{\bar{W}}{V} = \frac{1}{2}\rho\omega^2 A^2,$$

где ρ — плотность среды.

2°. *Интенсивностью волны* I называется величина, равная энергии, которую в среднем переносит волна за единицу времени через единицу площади поверхности, перпендикулярной к направлению распространения волны:

$$I = \bar{w}v = {}^1/_2\,\rho v\omega^2 A^2,$$

где v — скорость распространения волны.

Энергия и интенсивность волны прямо пропорциональны квадрату ее амплитуды.

Мощностью $\bar{P}$ (*средней мощностью*) *волны* называется средняя полная энергия, которая переносится волной за единицу времени через поверхность с площадью S. Связь мощности $\bar{P}$ с интенсивностью I волны:

$$\bar{P} = IS.$$

3°. В сферической волне (IV.3.1.5°) площадь поверхности фронта волны возрастает прямо пропорционально r^2, где r — расстояние до источника, а поэтому интенсивность сферической волны убывает обратно пропорционально r^2, т. е. $I \sim 1/r^2$. Поскольку $I \sim A^2$, отсюда следует, что амплитуда сферической волны не остается постоянной, а убывает обратно пропорционально радиусу r фронта волны, т. е. $A \sim 1/r$.

Уравнение сферической волны записывается в форме

$$s_r = \frac{A_0}{r}\cos(\omega t - kr + \varphi),$$

где A_0 — величина, равная амплитуде волны в точках среды, которые находятся на расстоянии единицы длины от источника волны. Другие обозначения см. IV.3.5.1°,2°.

7. Некоторые характеристики звуковых волн

1°. Раздел физики, в котором рассматриваются свойства звуковых волн (IV.3.1.4°), закономерности их возбуждения, распространения и действия на встречные препятствия, называется *акустикой*.

Звуковые волны с частотами от 16 до $2 \cdot 10^4$ Гц воздействуют на органы слуха человека, вызывают слуховые ощущения и называются *слышимыми звуками.* Звуковые волны с частотами менее 16 Гц называются *инфразвуками*, а с частотами более $2 \cdot 10^4$ Гц — *ультразвуками.*

2°. Восприятие звука органами слуха зависит от того, какие частоты входят в состав звуковой волны. *Шумами* называются звуки, образующие набор частот, непрерывно заполняющих некоторый интервал (*сплошной спектр частот*).

Музыкальные (*тональные*) *звуки* обладают линейчатым спектром частот: частоты ν_i, входящие в состав музыкальных звуков, образуют ряд дискретных (прерывных) значений. Музыкальным звукам соответствуют периодические или почти периодические колебания.

3°. Каждая синусоидальная звуковая волна называется *тоном* (*простым тоном*).

Высота тона зависит от частоты: чем больше частота, тем выше тон.

4°. *Основным тоном* сложного музыкального звука называется тон, соответствующий наименьшей частоте, которая имеется в наборе частот данного звука. Тоны, соответствующие остальным частотам в составе звука, называются *обертонами.* Если частоты обертонов кратны частоте ν_0 основного тона, то обертоны называются *гармоническими*, причем основной тон с частотой ν_0 называется *первой гармоникой*, обертон со следующей частотой $2\nu_0$ — *второй гармоникой* и т. д.

Музыкальные звуки с одним и тем же основным тоном различаются *тембром*, который определяется наличием обертонов — их частотами и амплитудами, характером нарастания амплитуд в начале звучания и их спадом в конце звучания.

5°. *Громкость звука* зависит от интенсивности звука, т. е. определяется амплитудой колебаний в звуковой волне (IV.3.6.2°). Наибольшей чувствительностью органы слуха обладают к звукам с частотами от 700 до 6000 Гц. В этом диапазоне ухо способно воспринимать звуки с интенсивностью около 10^{-12}—10^{-11} Вт/м².

Порогом слышимости называется наименьшая интенсивность звуковой волны, которая может быть воспринята органами слуха. *Стандартный порог слышимости* принимается равным $J_0 = 10^{-12}$ Вт/м² при частоте $\nu_0 = 1$ кГц.

Порогом осязания (*порогом болевого ощущения*) называется наибольшая интенсивность зуковой волны, при которой восприятие звука не вызывает болевого ощущения. Порог осязания зависит от частоты звука, изменяясь от 0,1 Вт/м² при 6000 Гц до 10 Вт/м² при низких и высоких частотах.

6°. Мерой чувствительности органов слуха к восприятию звуковых волн данной интенсивности J является *уровень интенсивности* L:

$$L = 10 \lg \frac{J}{J_0},$$

где J_0 — стандартный порог слышимости (п. 5°).

8. Ультразвуки

1°. *Ультразвуками* называются звуковые волны с частотами от $2 \cdot 10^4$ до 10^{13} Гц. Ультразвуки с частотами 10^9 Гц и выше называются также *гиперзвуками*. Ультразвуки генерируются механическими и электромеханическими излучателями. Механическим излучателем низкочастотных ультразвуковых волн (ν порядка 20—200 кГц) большой интенсивности является *сирена*. Она звучит благодаря периодическому прерыванию мощной струи сжатого воздуха или пара, проходящего через отверстия в двух соосных дисках, один из которых неподвижен, а другой — вращается.

2°. Чаще всего применяются магнитострикционные и пьезоэлектрические электромеханические излучатели.

Магнитострикционные излучатели применяются для генерирования ультразвуков с частотами до 200 кГц. В основе устройства этих излучателей лежит *явление магнитострикции* — изменение формы и объема ферромагнетиков (III.6.5.1°), помещенных в переменное магнитное поле. Если ферромагнетик намагничивается в периодически изменяющемся магнитном поле, то в нем возникают вынужденные механические колебания, являющиеся источником ультразвука. Простейшим ультразвуковым магнитострикционным вибратором служит ферромагнитный стержень, являющийся сердечником высокочастотного трансформатора.

3°. *Пьезоэлектрические излучатели* генерируют ультразвуки с частотами до 50 МГц. В основе действия этих излучателей лежит явление, заключающееся в том, что некоторые кристаллы, например кварц, изменяют свои линейные размеры под действием электрического поля. Пластинка из такого пьезоэлектрика*) в переменном электрическом поле совершает вынужденные механические колебания, генерирующие ультразвуки.

4°. Ультразвуки применяются в технике для контрольно-измерительных целей, а также для осуществления и ускорения некоторых технологических процессов.

Гидролокация (см. радиолокация (IV.4.5.6°)) состоит в определении расстояния до тела, находящегося в толще воды, по измерению промежутка времени между посылкой ультразвукового сигнала и приемом эхо-сигнала, возникающего в результате отражения ультразвука от тела. В гидролокации используется поглощение ультразвука жидкостями. В воздухе это поглощение в 1000 раз больше, чем в воде.

Ультразвуковой дефектоскопией называется обнаружение внутренних дефектов (трещин, раковин, различных неоднородностей структуры) в твердых телах при помощи ультразвука. Такая дефектоскопия основана на различии отражения ультразвука от поврежденных и неповрежденных частей тела.

5°. Ультразвуковые волны достаточной интенсивности оказывают на тела дробящее и измельчающее действие. Это используется в различных технологических процессах: получение эмульсий, снятие пленок окислов и обезжиривание поверхностей деталей, размельчение зерен фотоэмульсий и т. д. Ультразвуки ускоряют протекание процессов диффузии, некоторых химических реакций.

---

*) Слово «пьезо» происходит от греческого «piezo» — давлю. Пьезоэлектриками называются кристаллы, в которых возможны *пьезоэлектрические эффекты* — *прямой* и *обратный*. Прямой состоит в появлении электрических зарядов на границах некоторых кристаллов при их сжатии или растяжении. Обратный эффект состоит в возникновении деформаций при внесении подобных кристаллов в электрическое поле.

9*. Интерференция волн

1°. Если в некоторой однородной и изотропной среде два точечных источника возбуждают сферические волны (IV.3.6.3°), то в произвольной точке пространства M может происходить наложение волн в соответствии с принципом *суперпозиции* (*наложения*): каждая точка среды, куда приходят две или несколько волн, принимает участие в колебаниях, вызванных каждой волной в отдельности; волны не взаимодействуют друг с другом и распространяются независимо друг от друга. Например, волны, распространяющиеся в воде от двух точечных источников, изображенных на рис. IV.3.7, доходят до точки M и каждая, независимо друг от друга, вызывает ее колебания.

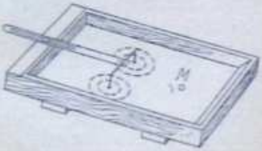


Рис. IV.3.7.

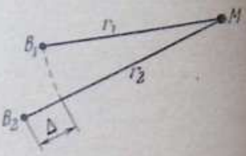


Рис. IV.3.8.

2°. Две одновременно распространяющиеся синусоидальные сферические волны s_1 и s_2, созданные точечными источниками B_1 и B_2 (рис. IV.3.8), вызовут в точке M колебание, которое, по принципу суперпозиции, описывается формулой $s = s_1 + s_2$. Согласно IV.3.6.3°

$$s_1 = \frac{A_1}{r_1} \sin(\omega_1 t - k_1 r_1 + \alpha_1) = \frac{A_1}{r_1} \sin \Phi_1,$$

$$s_2 = \frac{A_2}{r_2} \sin(\omega_2 t - k_2 r_2 + \alpha_2) = \frac{A_2}{r_2} \sin \Phi_2,$$

где $\Phi_1 = \omega_1 t - k_1 r_1 + \alpha_1$ и $\Phi_2 = \omega_2 t - k_2 r_2 + \alpha_2$ — фазы распространяющихся волн. Остальные обозначения см. IV.3.5.2°.

В результирующей волне, $s = s_1 + s_2 = \frac{A}{r} \sin \Phi$, амплитуда $\frac{A}{r}$ и фаза Φ определяются формулами

$$\frac{A}{r} = \sqrt{\left(\frac{A_1}{r_1}\right)^2 + \left(\frac{A_2}{r_2}\right)^2 + 2\frac{A_1}{r_1}\frac{A_2}{r_2}\cos(\Phi_2 - \Phi_1)},$$

$$\Phi = \operatorname{arctg} \frac{\frac{A_1}{r_1}\sin\Phi_1 + \frac{A_2}{r_2}\sin\Phi_2}{\frac{A_1}{r_1}\cos\Phi_1 + \frac{A_2}{r_2}\cos\Phi_2}.$$

3°. Волны и возбуждающие их источники называются *когерентными*, если разность фаз волн $\Phi_2-\Phi_1$ не зависит от времени. Волны и возбуждающие их источники называются *некогерентными*, если разность фаз волн $\Phi_2-\Phi_1$ изменяется с течением времени. Формула для разности фаз:

$$\Phi_2-\Phi_1=(\omega_2-\omega_1)t-(k_2r_2-k_1r_1)+(\alpha_2-\alpha_1),$$

где $k_1=\omega_1/v$, $k_2=\omega_2/v$, v — скорость распространения волны (IV.3.5.2°), одинаковая для обеих волн в данной среде. В приведеном выше выражении от времени зависит только первый член. Две синусоидальные волны когерентны, если их частоты одинаковы ($\omega_1=\omega_2$), и некогерентны, если их частоты различны.

4°. Для когерентных волн ($\omega_1=\omega_2=\omega$) при условии $\alpha_2-\alpha_1=0$

$$\Phi_2-\Phi_1=-\frac{\omega}{v}(r_2-r_1)=-k(r_2-r_1),$$

$$\frac{A}{r}=\sqrt{\left(\frac{A_1}{r_1}\right)^2+\left(\frac{A_2}{r_2}\right)^2+\frac{2A_1A_2}{r_1r_2}\cos k(r_2-r_1)}\,.$$

Амплитуда результирующих колебаний в любой точке среды не зависит от времени. Косинус равен единице, и амплитуда колебаний в результирующей волне максимальна $\left(\frac{A}{r}=\frac{A_1}{r_1}+\frac{A_2}{r_2}\right)$ во всех точках M среды, для которых $k(r_2-r_1)=2m\pi$, где $m=0, \pm1, \pm2, \ldots$, или, так как $k=2\pi/\lambda$ (IV.3.5.2°),

$$r_2-r_1=m\lambda.$$

Величина $r_2-r_1=\Delta$ называется *геометрической разностью хода* волн от их источников B_1 и B_2 до рассматриваемой точки среды (рис. IV.3.8).

Амплитуда колебаний в результирующей волне минимальна $\left(\frac{A}{r}=\left|\frac{A_1}{r_1}-\frac{A_2}{r_2}\right|\right)$ во всех точках среды, для которых

$$k(r_2-r_1)=(2m-1)\pi, \quad \text{где} \quad m=1, 2, \ldots,$$

или

$$\Delta=r_2-r_1=(2m-1)\frac{\lambda}{2}.$$

При наложении когерентных волн квадрат амплитуды и энергия результирующей волны отличны от суммы квадратов амплитуд и суммы энергий накладывающихся волн.

5°. *Интерференцией волн* называется явление наложения волн, при котором происходит их взаимное усиление в одних точках пространства и ослабление — в других. Результат интерференции зависит от разности фаз накладывающихся волн.

Интерферировать могут только когерентные волны (п. 3°), в которых колебания совершаются вдоль одного и того же направления. Например, две сферические волны на поверхности воды, распространяющиеся от двух когерентных точечных источников (рис. IV.3.7), при интерференции дадут результирующую волну. Фронтом результирующей волны (IV.3.1.5°) будет сфера*).

При интерференции волн не происходит сложения их энергий. Интерференция волн приводит к перераспределению энергии колебаний между различными близко расположенными частицами среды. Это не противоречит закону сохранения энергии потому, что в среднем, для большой области пространства, энергия результирующей волны равна сумме энергий интерферирующих волн.

6°. При наложении некогерентных волн средняя величина квадрата амплитуды результирующей волны равна сумме квадратов амплитуд накладывающихся волн. Энергия результирующих колебаний каждой точки среды равна сумме энергий ее колебаний, обусловленных всеми некогерентными волнами в отдельности.

10*. Стоячие волны

1°. Частным случаем интерференции волн являются стоячие волны. *Стоячая волна* в простейшем случае образуется в результате наложения двух волн, распространяющихся во взаимно противоположных направлениях, если интерферирующие волны удовлетворяют следующим условиям: их частоты, амплитуды и направления колебаний должны быть одинаковыми. Интерфери-

*) На рис. IV.3.7 даны плоские сечения полусферических волновых поверхностей.

рующие волны, в отличие от стоячей, называются *бегущими* волнами. Стоячая волна образуется в шнуре, закрепленном одним концом, когда другому концу сообщаются периодические колебания (рис. IV.3.9).

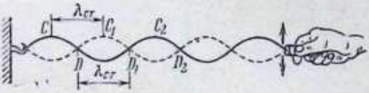


Рис. IV.3.9.

Стоячая волна образуется также в столбе газа, находящемся в трубе определенной длины.

2°. Колебания произвольной точки M (рис. IV.3.10), отстоящей на расстоянии x от незакрепленного конца шнура длиной l, описываются уравнением *плоской стоячей волны*:

$$s = 2A\cos\left[k(l-x)+\frac{\varphi}{2}\right]\sin\left(\omega t - kl - \frac{\varphi}{2}\right).$$

При этом уравнения падающей s_1 и отраженной s_2 волн имеют вид (IV.3.5.2°)

$$s_1 = A\sin(\omega t - kx), \qquad s_2 = A\sin[\omega t + k(x-2l) - \varphi].$$

В отраженной волне смещение s_2 точки M отстает по фазе от s_1 на величину $\alpha = 2k(l-x)+\varphi$, где φ — дополнительное отставание по фазе, которое может возникать при отражении (п. 3°).

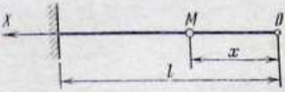


Рис. IV.3.10.

3°. Амплитуда $A_{ст}$ стоячей волны не зависит от времени и является периодической функцией расстояния x точек шнура от источника волн:

$$A_{ст} = 2A\left|\cos\left[k(l-x)+\frac{\varphi}{2}\right]\right|.$$

Точки, в которых амплитуда $A_{ст}$ равна нулю (точки D, D_1, D_2 и т. д. на рис. IV.3.9), называются *узлами стоячей волны*. В этих точках

$$k(l-x)+\frac{\varphi}{2} = (2m+1)\frac{\pi}{2} \qquad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots).$$

Точки, в которых амплитуда колебаний максимальна и равна $2A$, называются *пучностями стоячей волны* (точки C, C_1, C_2 и т. д. на рис. IV.3.9). В этих точках

$$k(l-x)+\frac{\varphi}{2}=2m\frac{\pi}{2} \qquad (m=0,\ \pm1,\ \pm2,\ \ldots).$$

При отражении волны от границы с более плотной средой (рис. IV.3.9) фаза изменяется на π и происходит «потеря полуволны». Сдвиг по фазе на π соответствует изменению фазы колебаний за промежуток времени $T/2$, в течение которого бегущая волна распространяется на расстояние, равное $\lambda/2$.

4°. *Длиной стоячей волны* $\lambda_{ст}$ называется расстояние между двумя соседними узлами или пучностями:

$$\lambda_{ст}=\frac{\lambda}{2},$$

равное половине длины бегущей волны. Расстояние между соседними узлом и пучностью стоячей волны равно $\lambda_{ст}/2=\lambda/4$ (рис. IV.3.9).

5°. Колебания всех точек стоячей волны, лежащих между двумя соседними узлами, происходят с различными амплитудами, но в одинаковой фазе, в то время как в бегущей волне, наоборот, колебания всех точек происходят с одинаковыми амплитудами, но в различных фазах.

6°. В отличие от бегущей волны, в стоячей волне отсутствует перенос энергии — энергия колебаний каждого элемента объема среды, ограниченного соседними узлом и пучностью, не зависит от времени. Она периодически переходит из кинетической энергии в потенциальную энергию упруго деформированной среды и обратно. Отсутствие переноса энергии в стоячей волне объясняется тем, что в образующих ее падающей и отраженной волнах энергия переносится в равных количествах в противоположных направлениях.

7°. Стоячие волны в шнуре, стержне или в других средах ограниченной длины образуются лишь при определенных частотах, называемых *собственными частотами колебаний* соответствующих тел. В зависимости от характера закреплений концов тел на их концах образуются узлы или пучности стоячей волны. Поэтому выполняется одно из двух условий:

$$l=(2m-1)\,\lambda_{ст}/2,$$
$$l=m\lambda_{ст} \qquad (m=1,\ 2,\ 3\ \ldots).$$

Так как $\lambda_{ст}=\lambda/2$ (п. 4°), или $\lambda_{ст}=v/2\nu$, где v — скорость распространения упругих волн с частотой ν, то собственные частоты стоячих волн находятся из условий

$$\nu=(2m-1)\frac{v}{4l}, \qquad \nu=2m\frac{v}{4l}.$$

Для того чтобы изменить собственные частоты колебаний струн или столбов газа, необходимо изменять их длину l. Этим пользуются при игре на струнных и духовых инструментах.

ГЛАВА 4
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

1. Связь между переменными электрическим и магнитным полями

1°. *Электромагнитной волной* называется распространяющееся в пространстве переменное электромагнитное поле (III.1.3.1°). Электромагнитная волна характеризуется векторами напряженности **E** (III.1.3.3°) электрического и индукции **B** магнитного (III.4.1.6°) полей, составляющих единое электромагнитное поле. Электромагнитные волны подразделяются на *радиоволны* (IV.4.5.1°) и *световые волны* (V.1.1.1°).

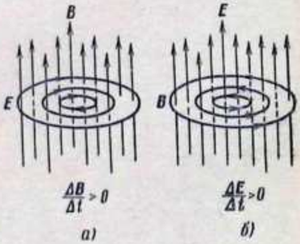


Рис. IV.4.1.

2°. Возможность существования электромагнитных волн обусловлена тем, что существует связь между переменными электрическим и магнитным полями. Переменное магнитное поле создает вихревое электрическое поле (III.5.3.3°). Существует и обратное явление: переменное во времени электрическое поле в вакууме или диэлектрике порождает вихревое магнитное поле. На рис. IV.4.1, *а, б* показано возникновение электрического **E** и магнитного **B** вихревых полей соответственно при изменении магнитного и электрического полей.

3°. Переменное электрическое поле в вакууме или диэлектрике характеризуется вектором *плотности тока смещения* $\mathbf{j}_{см}$. В однородной изотропной среде

$$\mathbf{j}_{см} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot \Delta \mathbf{E}}{\Delta t},$$

где ε_0 — электрическая постоянная в СИ (VII.5.1°), ε — относительная диэлектрическая проницаемость среды (III.1.2.6°). В названии «ток смещения»*) подчеркивается, что, подобно току проводимости (III.2.1.1°), ток смещения вызывает появление вихревого магнитного поля.

2. Скорость распространения и некоторые основные свойства электромагнитных волн

1°. Скорость (фазовая скорость) v (IV.3.3.1°) электромагнитной волны в среде определяется из формулы Максвелла

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}},$$

где ε и μ — относительные диэлектрическая (III.1.2.6°) и магнитная (III.4.3.2°) проницаемости среды, c — скорость света в вакууме. Скорость распространения электромагнитных волн в данной среде совпадает со скоростью света в этой среде. Это совпадение не случайно и является одним из обоснований электромагнитной природы света (V.2.1.1°).

2°. Относительные магнитные проницаемости всех неферромагнитных сред, т. е. диа- и парамагнетиков

---

*) Слово «смещение» в названии «ток смещения» связано с тем, что плотность тока $\mathbf{j}$ иначе вводится так: $\mathbf{j}_{см} = \frac{\Delta \mathbf{D}}{\Delta t}$, где векторная величина **D**, равная $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E}$, называется *вектором электрического смещения*. В элементарном курсе физики вектор **D** не вводится.

(III. 6.2.1°), мало отличаются от единицы ($\mu \approx 1$); поэтому в таких средах

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$$

и является функцией от n, так как $\varepsilon = n^2$ (V. 1.2.1°).

3°. Относительная диэлектрическая проницаемость любого вещества, находящегося в переменном электрическом поле, зависит от частоты ν колебаний этого поля: $\varepsilon = f(\nu)$. Во всех веществах существует явление *дисперсии электромагнитных волн* — зависимости скорости распространения v этих волн от частоты колебаний переменного электромагнитного поля: $v = \varphi(\nu)$. Дисперсия отсутствует только в вакууме, для которого $\varepsilon = 1$ и не зависит от частоты (см. также V. 2.6.1°).

4°. Электромагнитные волны являются поперечными волнами (IV. 3.2.1°). В электромагнитной волне колебания векторов напряженности **E** переменного электрического поля и индукции **B** переменного магнитного поля взаимно перпендикулярны и лежат в плоскости, перпендикулярной к вектору **v** скорости распространения

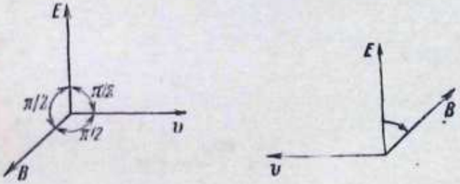


Рис. IV.4.2.

волны. Векторы **v**, **E** и **B** образуют правовинтовую систему: из конца вектора **v** поворот от **E** к **B** на наименьший угол виден происходящим против часовой стрелки (рис. IV.4.2).

5°. Электромагнитная волна называется *монохроматической**), если ее векторы **E** и **B** совершают

*) От греческих слов «monos» — один, единственный и «chromatos» — цвет. О принципиальной немонохроматичности световых волн см. VI. 1.5.2°.

гармонические колебания постоянной одинаковой частоты, называемой *частотой волны.* Уравнения плоской (IV.3.5.2°) монохроматической волны, распространяющейся вдоль оси OX (колебания векторов **E** и **B** происходят соответственно вдоль направления осей OZ и OY):

$$E_x = 0, \ \ E_y = 0, \ \ E_z = E_0 \cos(\omega t - kx + \varphi),$$

$$B_x = 0, \ \ B_z = 0, \ \ B_y = B_0 \cos(\omega t - kx + \varphi),$$

где E_0 и B_0 — амплитуды напряженности электрического и индукции магнитного полей в электромагнитной волне, ω — циклическая частота волны, $k = \omega/v$ — волновое число, φ — начальная фаза колебаний E и B в точках координатной плоскости ZOY $(x = 0)$ (рис. IV.4.3).

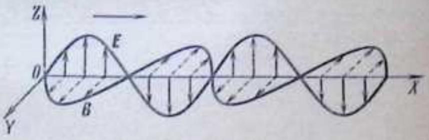


Рис. IV.4.3.

6°. Модули векторов **E** и **B** в плоской электромагнитной волне (IV.3.1.5°) связаны соотношением

$$\varepsilon_0 \varepsilon E^2 = \frac{B^2}{\mu_0 \mu}.$$

В вакууме $\varepsilon = \mu = 1$ и $B = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}\ E = E/c$, где $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$, c — скорость света в вакууме, ε_0 и μ_0 — электрическая и магнитная постоянные в СИ (VII.5.1°, 3°).

Взаимно перпендикулярные векторы **E** и **B** в электромагнитной волне, распространяющейся в свободном пространстве, колеблются в одинаковой фазе — они одновременно обращаются в нуль и одновременно достигают максимальных значений ($E_0 = |E_{\text{макс}}|$ и $B_0 = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu}\ E_0$).

3. Энергия и интенсивность электромагнитных волн

1°. Распространение электромагнитных волн связано с переносом энергии электромагнитного поля волны, подобно тому как распространение упругих волн в веществе связано с переносом энергии (IV. 3.6.2°). Энергия переносится в направлении распространения волны, т. е. в направлении вектора **v**. Объемная плотность энергии электромагнитного поля волны (III. 5.7.5°)

$$w = w_e + w_m = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} + \frac{1}{2}\frac{B^2}{\mu_0 \mu}.$$

Но, согласно IV. 4.2.6°, $w_e = w_m$ и

$$w = \frac{EB}{v \cdot \mu_0 \mu},$$

где $v = c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ — скорость распространения электромагнитной волны (IV. 4.2.1°), $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$; ε_0 и μ_0 — электрическая и магнитная постоянные в системе СИ (VII. 5.1°, 3°).

2°. *Интенсивность электромагнитной волны* определяется аналогично интенсивности упругой волны (IV. 3.6.2°) и выражается формулой

$$J = \bar{w} \cdot v = \frac{\overline{EB}}{\mu_0 \mu}.$$

Интенсивность электромагнитной волны пропорциональна среднему значению произведения модулей векторов E и B электромагнитного поля, т. е. пропорциональна квадрату напряженности E: $J \sim E^2$.

4*. Излучение электромагнитных волн

1°. Источниками электромагнитных волн являются изменяющиеся во времени электрические токи, а также отдельные ускоренно движущиеся электрически заряженные частицы *).

---

*) В веществе электромагнитные волны могут создаваться заряженными частицами, движущимися равномерно со скоростью v, превышающей скорость света c/n в данном веществе, где n — показатель преломления вещества (V. 1.2.1°). Рассмотрение этого излучения (*излучение Вавилова — Черенкова*) выходит за рамки курса элементарной физики.

Процесс испускания электромагнитных волн источником называется *излучением электромагнитных волн*, а источник излучения — *излучающей системой*. Электромагнитное поле волны называется *полем излучения*.

2°. Излучение источником электромагнитных волн сопровождается тем, что источник испускает в пространство энергию.

Средней мощностью излучения $\overline{P}$ называется средняя энергия, которая за единицу времени испускается источником электромагнитных волн по всем направлениям. Связь средней мощности $\overline{P}$ с интенсивностью электромагнитных волн: $\overline{P} = IS$ (ср. IV.3.6.2°).

Волновой зоной называется область пространства, которая отстоит от источника излучения на расстояниях, значительно превосходящих линейные размеры источника и длину λ излучаемых им волн.

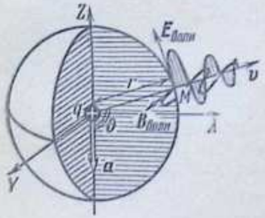


Рис. IV.4.4.

3°. Электрический заряд q, находившийся в начале координат при $t = 0$ и движущийся в вакууме вдоль оси OZ с ускорением a, является источником электромагнитной волны. Модули векторов напряженности E и индукции B полей этой волны в некоторой точке M (рис. IV.4.4) волновой зоны определяются формулами

$$E_{\text{волн}} = \frac{\mu_0 q a \sin\vartheta}{4\pi r},$$

$$B_{\text{волн}} = \sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\,E = \frac{E}{c} = \frac{\mu_0 q a \sin\vartheta}{4\pi c r},$$

где $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$. Направления векторов $\mathbf{E}_{\text{волн}}$ и $\mathbf{B}_{\text{волн}}$, угол ϑ и расстояние r указаны на рис. IV.4.4.

Средняя мощность $\overline{P}$ излучения ускоренно движущегося заряда

$$\overline{P} = \frac{\mu_0 q^2 a^2}{6\pi c}.$$

Средняя мощность излучения прямо пропорциональна квадрату ускорения заряда (рис. IV.4.4).

4°. Электрический заряд q, совершающий относительно начала координат (рис. IV.4.4) гармонические колебания (IV.1.1.4°) вдоль оси OZ по закону $z = A\cos\omega t$, где A — амплитуда колебаний заряда, ω — их циклическая частота, является источником сферической электромагнитной волны (IV.3.6.3°). Модули векторов E и B полей в волновой зоне описываются уравнениями

$$E = \frac{\mu_0 q A \omega^2 \sin\vartheta}{4\pi r}\cos(\omega t - kr + \pi),$$

$$B = \frac{\mu_0 q A \omega^2 \sin\vartheta}{4\pi r c}\cos(\omega t - kr + \pi).$$

Средняя мощность излучения колеблющегося заряда

$$\overline{P} = \frac{\mu_0 q^2 A^2 \omega^4}{12\pi c}.$$

Средняя мощность излучения прямо пропорциональна четвертой степени частоты колебаний заряда, поэтому с увеличением частоты колебаний мощность излучения очень быстро нарастает.

5°. Излучающей системой (п. 1°) является, например, *электрический диполь*, электрический момент которого $p_e = ql$ (III.1.4.6°) совершает гармонические колебания по закону $p_e = p_0\cos\omega t$, где p_0 — амплитуда колебаний дипольного момента, ω — циклическая частота колебаний диполя. Поля электромагнитной волны, излучаемой диполем, и средняя мощность излучения описываются формулами п. 4°, в которых следует заменить $qA = p_0$.

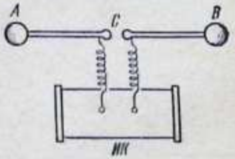


Рис. IV.4.5.

6°. Примером излучающей системы является *вибратор Герца*. Вибратор Герца представляет собой металлический стержень с двумя одинаковыми шарами A и B на концах и небольшим искровым промежутком C посредине (рис. IV.4.5). Электроемкость вибратора определяется емкостями шаров, а индуктивность — индуктивностью обеих половин стержня. Источником возбуждения электромагнитных колебаний в вибраторе является индукционная катушка

ИК *). Провода от вторичной обмотки ИК подключаются к искровому промежутку. Когда переменное напряжение во вторичной обмотке катушки достигает значения пробивного напряжения (III.1.6.1°), в искровом промежутке проскакивает искра, в вибраторе возникают затухающие электромагнитные колебания высокой частоты (IV.2.1.5°), сопровождающиеся излучением электромагнитных волн. В отличие от обычного колебательного контура (IV.2.1.1°), в котором переменное электромагнитное поле сосредоточено в малой области пространства (IV.2.1.4°), переменное электромагнитное поле от вибратора Герца распространяется по всему пространству, окружающему вибратор. Поэтому вибратор Герца является ***открытым колебательным контуром***.

Для регистрации (приема) электромагнитных волн используется аналогичный вибратор — ***резонатор***, в котором под действием электромагнитного поля волны возникают вынужденные электромагнитные колебания (IV.2.2.1°). Если частоты колебаний в вибраторе и резонаторе одинаковые, то наступает электрический резонанс (IV.2.8.2°), при котором вынужденные колебания в резонаторе обнаруживаются либо по проскакиванию искры в его искровом промежутке, либо по свечению небольшой газоразрядной трубки, подключенной к искровому промежутку (рис. IV.4.6). С помощью подобной системы Герц провел серию опытов, в которых обнаружил существование электромагнитных волн, их поперечность (IV.4.2.4°) и наблюдал явление интерференции электромагнитных волн. Герц получил стоячие электромагнитные волны (IV.3.10.1°) и с их помощью определил скорость распространения электромагнитных волн (IV.4.2.1°).

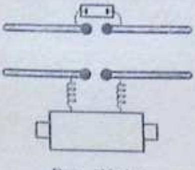


Рис. IV.4.6.

7°. Вибратор Герца, линейные размеры l которого малы по сравнению с длиной волны, которую он излу-

---

*) Индукционная катушка представляет собой высокочастотный трансформатор (III.5.6.3°).

чает ($l \leqslant \lambda$), называется *диполем Герца*. Излучение диполя Герца подобно излучению диполя, рассмотренного в п.5°, с той разницей, что переменный электрический момент p_e диполя создается колебаниями заряда q разноименно заряженных шаров A и B (рис. IV.4.5), а не периодическими изменениями расстояния между ними. К диполю Герца подводится ток $I = I_0 \sin \omega t$, который считается одинаковым в данный момент во всей цепи (*квазистационарный ток*). Средняя мощность излучения диполя Герца

$$\overline{P} = \frac{\mu_0 l^2 \omega^2 I_0^2}{12\pi c}.$$

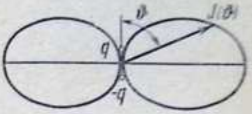


Рис. IV.4.7.

Излучение диполя не одинаково в различных направлениях. На рис. IV.4.7 изображена диаграмма интенсивности электромагнитных волн, излучаемых диполем под разными углами ϑ к оси диполя. Радиус-вектор $I(\vartheta)$ на диаграмме характеризует интенсивность излучения под углом ϑ. Из диаграммы видно, что диполь излучает наибольшую энергию под углами $\vartheta = \pi/2$ и $(3/2)\pi$, т. е. в плоскости, проходящей через середину диполя перпендикулярно к его оси. Вдоль своей оси ($\vartheta = 0, \pi$) диполь не излучает электромагнитных волн.

5. Понятие о радиосвязи, телевидении, радиолокации и радиоастрономии

1°. *Радиосвязью* называется передача информации с помощью *радиоволн* — электромагнитных волн, частоты которых охватывают широкий диапазон: от $3 \cdot 10^4$ до $3 \cdot 10^{11}$ Гц. Радиоволны делятся на группы, приведенные в таблице IV.4.1.

С помощью *радиовещания* осуществляется передача речи и музыки, с помощью *телевидения* — передача изображений.

2°. Монохроматические волны (IV.4.2.5°) непригодны для передачи по радио определенных сигналов. Радиосвязь осуществляется с помощью модулированных радиоволн. *Модуляцией электромагнитной волны* называется изменение ее параметров (амплитуды, частоты,

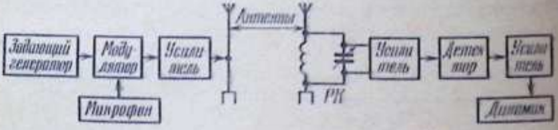
Таблица IV.4.1

Классификация радиоволн

Наименование		Диапазон частот в Гц	Диапазон длин волн (в вакууме) в м
Сверхдлинные		$<3\cdot10^4$	$>10\,000$
Длинные		$3\cdot10^4-3\cdot10^5$	$10\,000-1\,000$
Средние		$3\cdot10^5-3\cdot10^6$	$1\,000-100$
Короткие		$3\cdot10^6-3\cdot10^7$	$100-10$
Ультракороткие	метровые	$3\cdot10^7-3\cdot10^8$	$10-1$
	дециметровые	$3\cdot10^8-3\cdot10^9$	$1-0{,}1$
	сантиметровые	$3\cdot10^9-3\cdot10^{10}$	$0{,}1-0{,}01$
	миллиметровые	$3\cdot10^{10}-3\cdot10^{11}$	$0{,}01-0{,}001$

начальной фазы) с частотами, значительно меньшими частоты самой электромагнитной волны. Частота исходной (немодулированной) волны называется несущей частотой, а частота изменения параметров волны при модуляции — частотой модуляции.

3°. Схема современного *радиопередатчика* изображена на рис. IV.4.8, *а*. Генератор незатухающих колебаний



а) *б)*

Рис. IV.4.8.

(задающий генератор) (IV.2.9.1°) вырабатывает высокочастотные колебания несущей частоты, изображенные на рис. IV.4.9, *а*. Звуковые колебания (рис. IV.4.9, *б*) поступают в микрофон и преобразовываются в электрические колебания. В модуляторе незатухающие синусоидальные колебания преобразуются в модулированные колебания (рис. IV.4.9, *в*). После усиления модулированные колебания поступают в передающую антенну, которая излучает электромагнитные волны.

4°. *Приемное устройство (радиоприемник)* схематически изображено на рис. IV.4.8, *б*. Электромагнитные волны поступают в антенну приемника и вызывают электромагнитные колебания в резонирующем контуре *РК*. Слабые колебания высокой частоты поступают в усилитель, а затем в *детектор* — проводник с односторонней проводимостью (например, двухэлектродная электронная лампа (III.3.8.1°)). В детекторе происходит процесс *демодуляции* — выделения низкочастотной составляющей колебаний из колебаний с несущей частотой. Из детектированных колебаний (рис. IV.4.9, *г*) выделяется низкочастотная (звуковая) составляющая (рис. IV.4.9, *д*), которая вновь усиливается и подается на воспроизводящее устройство (динамик, телефон и т. д.).

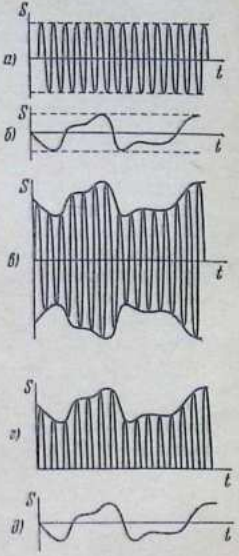


Рис. IV.4.9.

Резонирующий контур приемника состоит из катушки и конденсатора переменной емкости (III.1.11.4°). Это позволяет добиться совпадения частот колебаний контура с частотой волны, излучаемой той или иной радиостанцией. Для высококачественного воспроизведения в приемнике сигналов, передаваемых радиостанцией, необходимо, чтобы частота модуляции была в 5—10 раз меньше несущей частоты. Для передачи речи и музыки модуляция осуществляется со звуковыми частотами, обычно не превосходящими $(10 \div 13) \cdot 10^3$ Гц. Для радиовещания можно использовать все диапазоны радиоволн, начиная с длинных. Практически широковещательные радиостанции используют диапазоны длинных, средних и коротких радиоволн (таблица IV.4.1).

5°. *Схема телевидения* в основном совпадает со схемой радиовещания (рис. IV.4.8, *а* и *б*). В передатчике колебания несущей частоты модулируются не только звуковым сигналом, но и предварительно усиленными сигналами изображения, поступающими от *передающих трубок* (иконоскопов или суперортиконов). В объем модуляции входят также сигналы для синхронизации развертки электронного пучка в электроннолучевой трубке (III.3.10.3°) — иконоскопе, на экране которого возникает изображение. В телевизионном приемнике высокочастотный сигнал разделяется на три: сигнал изображения, звуковое сопровождение и сигнал управления.

После усиления эти сигналы поступают в свои тракты и используются по назначению. Сигналы управления синхронизируют работу генераторов, осуществляющих развертку электронного луча по горизонтали (III.3.10.4°) — вдоль строк — и перебрасывание его с одной строки на другую. Всего за $^1/_{25}$ секунды электронный пучок записывает 625 строк, составляющих один *кадр*. Если при этом отсутствует видеосигнал, то экран освещен равномерно. Усиленный сигнал изображения подается на управляющий электрод электронной пушки (III.3.10.3°). При этом меняется интенсивность электронного пучка и, в связи с этим, яркость данной точки экрана, где возникает изображение. Телевизионный сигнал несет большой объем информации и занимает полосу частот порядка 4—5 МГц (в радиовещательном приемнике — около 10 кГц). В качестве несущих частот электромагнитных волн используются высокие частоты — от 50 МГц до 900 МГц (что соответствует длинам волн от 6 м до 30 см) (ср. с таблицей IV.4.1).

6°. *Радиолокацией* называется обнаружение и определение местонахождения различных объектов с помощью радиоволн (п.1°). Радиолокация основана на явлении отражения и рассеяния радиоволн телами.

Радиолокатор (*радáр*) представляет собой комбинацию ультракоротковолнового (таблица IV.4.1) радиопередатчика и радиоприемника, имеющих общую приемно-передающую антенну, которая создает остронаправленное излучение (*радиолуч*). Излучение осуществляется короткими импульсами с продолжительностью приблизительно 10^{-6} с. В промежутки времени между двумя последовательными импульсами излучения антенна автоматически переключается на прием сигнала, отраженного от цели. Расстояние до цели, ее местонахождение, определяется по промежутку времени Δt между отправлением сигнала и приемом отраженного сигнала. Радиолокация наиболее эффективна в случае $d \geqslant \lambda$, где d — линейные размеры лоцируемых тел. Поэтому в радиолокации применяются ультракороткие радиоволны дециметрового, сантиметрового и миллиметрового диапазонов (таблица IV.4.1). В *радиолокационной астрономии* методы радиолокации используются для уточнения движения планет Солнечной системы и их спутников, искусственных спутников Земли, космических кораблей и т. д.

7°. *Радиоастрономией* называется раздел физики и астрономии, в котором космические объекты изучаются по их собственному ультракоротковолновому радиоизлучению (главным образом в области сантиметровых и дециметровых волн (таблица IV.4.1), которые слабо поглощаются на пути от объектов до Земли).

Для приема и изучения радиоизлучения космических объектов применяются специальные *радиотелескопы*, чувствительность которых, благодаря большим эффективным площадям антенн, значительно превосходит чувствительность самых крупных современных оптических телескопов (V.1.7.11°). Радиоастрономические методы позволяют исследовать физические свойства поверхностных слоев планет Солнечной системы и их температуры. Исследование радиоизлучения Солнца позволяет предсказывать изменения солнечной активности и других важных его оптических свойств. Радиоастрономические методы являются единственно возможным средством изучения ядра Галактики, а также *радиогалактик* — весьма удаленных от Земли частей Метагалактики, недоступных наблюдению в оптические телескопы.

ОПТИКА

ГЛАВА I
ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ (ЛУЧЕВАЯ) ОПТИКА

1. Прямолинейное распространение света

1°. *Оптикой* называется раздел физики, в котором изучаются явления и закономерности, связанные с возникновением, распространением и взаимодействием с веществом световых электромагнитных волн (IV.4.1.1°). Световые волны охватывают на шкале электромагнитных волн (V.3.7.1°) огромный диапазон, лежащий за ультракороткими миллиметровыми радиоволнами и простирающийся до наиболее коротких известных в настоящее время гамма-лучей — электромагнитных волн с длиной волны λ меньшей, чем 1 ангстрем (Å) [1 Å $= 10^{-10}$ м].

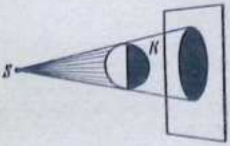


Рис. V.1.1.

2°. В *геометрической* (*лучевой*) оптике рассматриваются законы распространения света в прозрачных средах на основе представлений о свете как о совокупности *световых лучей* (IV.3.1.5°) — линий, вдоль которых распространяется энергия световых электромагнитных волн. В геометрической оптике не учитываются волновые свойства света и связанные с ними дифракционные явления (V.2.3.1°). Например, при прохождении света через линзу (V.1.5.1°) с диаметром оправы $d \geqslant \lambda$, где λ — длина световой волны, можно пренебречь явлением дифракции на краях линзы.

3°. Среда называется *оптически однородной*, если показатель преломления ее (V.1.2.2°) везде одинаков, В оптически однородной среде лучи прямолинейны: в такой среде свет распространяется прямолинейно. Это подтверждается явлением образования тени. Если S — малый по линейным размерам источник света, а K — тело, преграждающее свету путь от источника, то за телом K образуется конус тени (рис. V.1.1). Ни одна точка внутри этого конуса не получает свет от источника. На экране, помещенном под прямым углом к оси конуса, получается хорошо очерченная тень тела K.

Пучки световых лучей, пересекаясь, не интерферируют (V.2.2.1°) и распространяются после пересечения независимо друг от друга.

2. Законы отражения и преломления света. Полное отражение

1°. Отношение скорости света в вакууме к скорости света v в данной среде

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon\mu} \approx \sqrt{\varepsilon}$$

называется *абсолютным показателем преломления* этой среды. Здесь ε и μ — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды (III.1.2.6°; III.4.3.2°), $\mu \approx 1$ для неферромагнитных сред (III.6.2.1°). Для любой среды, кроме вакуума, $n > 1$; величина n зависит от частоты света (V.2.6.1°) и состояния среды (ее плотности и температуры). Для газов при нормальных условиях $n \approx 1$. В анизотропных средах (II.7.1.1°) n зависит от направления распространения света и его поляризации (V.2.5.1°).

2°. *Относительным показателем преломления* n_{21} второй среды относительно первой называется отношение скоростей света v_1 и v_2 соответственно, в первой и второй средах:

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1},$$

где n_1 и n_2 — абсолютные показатели преломления первой и второй сред.

Если $n_{21} > 1$, то вторая среда называется *оптически более плотной*, чем первая среда.

3°. При падении световых лучей на идеально плоскую границу раздела двух сред, размеры которой значительно превышают длину волны, происходят явления отражения и преломления света. Направление распространения света изменяется при переходе его во вторую среду, за исключением случая перпендикулярного падения лучей на границу раздела. *Углом падения* i называется угол между падающим лучом и перпендикуляром к границе раздела, восставленным в точке падения. *Углом отражения* i' называется угол между отраженным лучом и тем

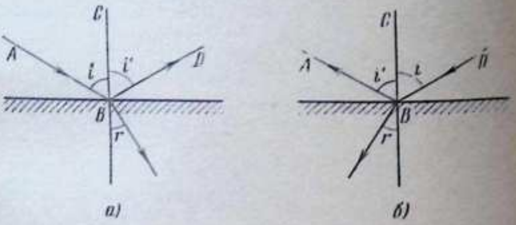


Рис. V.1.2.

же перпендикуляром (рис. V.1.2). *Углом преломления* r называется угол между преломленным лучом и тем же перпендикуляром.

4°. Законы отражения света:

а) Падающий луч, отраженный луч и перпендикуляр к границе раздела двух сред, восставленный в точке падения луча, лежат в одной плоскости.

б) Угол отражения равен углу падения: $i = i'$ (рис. V.1.2, *а*).

Законы отражения справедливы при обратном направлении хода световых лучей. Луч, распростаняющийся по пути отраженного, отражается по пути падающего луча (*обратимость хода световых лучей*) (рис. V. 1.2, *б*).

5°. Отражение света, удовлетворяющее этим законам, называется *зеркальным*. Если условие зеркальности отражения не выполняется, то законы отражения несправедливы и отражение света называется *диффузным*.

6°. Законы преломления света:

а) Лучи падающий, преломленный и перпендикуляр к границе раздела двух сред, восставленный в точке падения луча, лежат в одной плоскости.

б) Отношение синусов углов падения и преломления есть величина постоянная, равная относительному показателю преломления данных двух сред (п. 2°):

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}.$$

Падающий и преломленный лучи взаимно обратимы: если падающий луч будет пущен по направлению преломленного луча, то луч преломленный пойдет по направлению падающего.

7°. Законы отражения и преломления света справедливы для однородных изотропных сред в отсутствие поглощения света.

8°. Если световые лучи из оптически более плотной среды 1 падают на границу раздела с оптически менее плотной средой 2, например из стекла в воду (рис. V.1.3), то при углах падения $i \geqslant i_{пр}$, где $\sin i_{пр} = n_{21}$, преломления света не происходит. При условии $i = i_{пр}$ угол преломления $r = \pi/2$, и при $i > i_{пр}$ свет не переходит во вторую среду. Это явление называется *полным отражением*. Угол $i_{пр}$ называется *предельным углом полного отражения*. Если свет переходит из вещества с абсолютным показателем преломления $n_1 = n$ в воздух, где $n_2 \approx 1$, то условие полного отражения примет вид

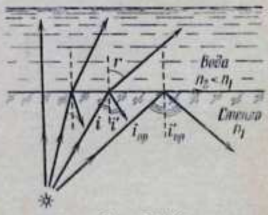


Рис. V.1.3.

$$\sin i_{пр} = \frac{1}{n}.$$

Задача. Глаз наблюдателя расположен так, что стенка плоскодонной чашки полностью закрывает дно. Если в чашку налить жидкость до краев, то наблюдателю будет виден рисунок в центре дна чашки. Высота чашки 8,1 см, диаметр 14 см (рис. V.1.3*).

Определить относительный показатель преломления жидкости и кажущуюся глубину h чашки.

Дано: $CA = 8{,}1$ см, $CB = 14$ см.

Найти: n_{21}, h.

Решение: В пустой чашке световой луч идет по направлению BA и глаз не видит дна и рисунка. В жидкости луч от рисунка идет по направлению OA, затем

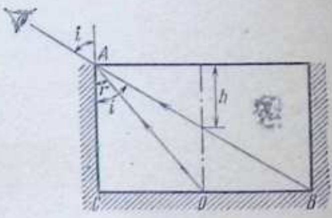


Рис. V.1.3*

преломляется и попадает в глаз наблюдателя. Относительный показатель преломления жидкости $n_{21} = \frac{\sin i}{\sin r}$. Углы i и r определяются из треугольников ACB и ACO:

$$\operatorname{tg} i = \frac{CB}{CA} = \frac{14}{8{,}1} = 1{,}7, \quad \text{угол } i = 60°,$$

$$\operatorname{tg} r = \frac{CO}{CA} = \frac{14}{2 \cdot 8{,}1} = 0{,}86, \quad \text{угол } r = 40°.$$

Тогда

$$n_{21} = \frac{\sin 60°}{\sin 40°} = \frac{0{,}85}{0{,}65} = 1{,}33.$$

Такой относительный показатель преломления имеет вода.

Из рисунка видно, что «кажущаяся глубина» чашки

$$h = \frac{AC}{2}, \quad h = \frac{8{,}1}{2} \approx 4{,}0 \text{ см}.$$

3. Плоское зеркало. Плоскопараллельная пластинка. Призма

1°. Каждая точка S источника света *) в геометрической оптике считается центром расходящегося пучка лучей, который называется *гомоцентрическим*. Если после отражений и преломлений в различных средах пучок остается гомоцентрическим, то его центр S' называется *изображением точки* S в оптическом устройстве.

Изображение S' называется *действительным*, если в точке S' пересекаются сами лучи пучка, и *мнимым*, если в ней пересекаются продолжения этих лучей. В точке, где возникает действительное изображение, происходит концентрация энергии световых лучей, и это может быть обнаружено, например, фотоэлементом (V.5.4.1°) или светочувствительной бумагой. При мнимом изображении этого не происходит — световые лучи как бы выходят из точки, в которой обнаружить энергию нельзя. Однако существенно, что и при мнимом изображении точки на сетчатке глаза всегда возникает ее действительное изображение (V.1.7.3°).

2°. Гомоцентрический световой пучок, выходящий из точки S источника, после отражения в плоском зеркале

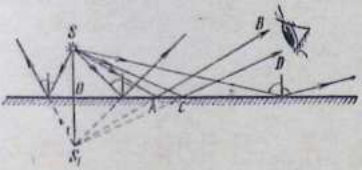


Рис. V.1.4.

AC (рис. V.1.4) остается гомоцентрическим. Точка S_1 является мнимым изображением точки S. Ее положение определяется пересечением продолжения любых двух лучей, попадающих в глаз, например AB и CD. Линия SS_1 перпендикулярна к плоскости зеркала, причем $SO = OS_1$. Для того чтобы найти изображение точки в

*) В главе 1 отдела V мы рассматриваем только монохроматический свет (IV.4.2.5°).

плоском зеркале, достаточно на перпендикуляре, опущенном из точки на зеркало, отложить за зеркалом такое же расстояние. Геометрические размеры протяженного источника света и его мнимого изображения в плоском зеркале одинаковы (рис. V.1.5).

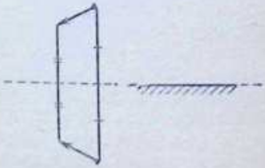


Рис. V.1.5.

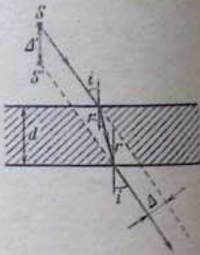


Рис. V.1.6.

3°. После прохождения плоскопараллельной пластинки (рис. V.1.6) лучи выходят под тем же углом i, под которым на нее падают. Пластинка смещает луч света параллельно самому себе на расстояние

$$\Delta = d \sin i \left(1 - \sqrt{\frac{1 - \sin^2 i}{n^2 - \sin^2 i}}\right),$$

где d — толщина пластинки, i — угол падения лучей, n — показатель преломления материала пластинки по отношению к окружающей среде. Светящаяся точка S источника или освещенного предмета кажется приближенной к поверхности пластинки на расстояние

$$\Delta' = d\left(1 - \sqrt{\frac{1 - \sin^2 i}{n^2 - \sin^2 i}}\right).$$

При нормальном падении лучей ($i = 0$) $\Delta = 0$ и $\Delta' = d\frac{n-1}{n}$.

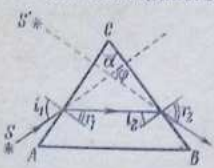


Рис. V.1.7.

4°. В призме, сечение которой плоскостью, перпендикулярной ее ребрам, изображено на рис. V.1.7, луч света, падающий в плоскости сечения, после преломления на гранях AC и CB отклоняется к основанию. Угол отклонения луча $\varphi = i_1 + r_2 - \alpha$, где i_1 — угол падения луча на грань AC, r_2 — угол преломления на грани BC, α — угол между гранями AC и CB, называемый *преломляющим углом призмы*.

При условии $r_2 = i_1$ угол отклонения лучей φ — наименьший ($\varphi = \varphi_{мин}$). При таком расположении призмы относительно источника света (*установка под углом наименьшего отклонения*)

$$\sin\frac{\varphi_{мин} + \alpha}{2} = n \sin\frac{\alpha}{2},$$

где n — показатель преломления материала призмы по отношению к окружающей среде.

4. Сферические зеркала

1°. Если две среды имеют сферическую границу раздела, то гомоцентрический пучок, исходящий из точечного источника S (V.1.3.1°), остается таким же после преломления лишь при условиях $SA \approx SO$, $AS' \approx S'O_1$, т. е. когда точки O и O_1 практически совпадают (рис. V.1.8).

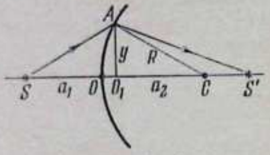


Рис. V.1.8.

Оптической осью сферической поверхности называется прямая, проходящая через точечный источник света S и центр кривизны C сферической поверхности. Предыдущие условия справедливы лишь для узкого конуса световых лучей с осью, перпендикулярной к сферической границе раздела. Только такие пучки световых лучей, называемые *параксиальными* (*приосевыми*) *пучками*, после преломления остаются гомоцентрическими и дают изображение светящейся точки S в виде точки S' (рис. V.1.8). На этом рисунке a_1 и a_2 — расстояния от источника S до сферической поверхности и от этой поверхности до изображения S'. Расстояния отсчитываются от точки O пересечения сферической поверхности с оптической осью и считаются положительными в направлении распространения света и отрицательными в противоположном направлении: $a_2 > 0$ и $a_1 < 0$.

2°. *Сферическое зеркало* представляет собой тщательно отполированную поверхность тела, имеющую форму сферического сегмента (рис. V.1.9). Такое зеркало зеркально отражает свет (V.1.2.5°). Центр C сферической поверхности, из которой вырезан сегмент, называется *оптическим центром зеркала*; вершина O сферического сегмента — *полюсом зеркала*. Любая прямая, проходящая через оптический центр зеркала C, называется *оптической осью зеркала*. Оптическая ось CO, проходящая через оптический центр зеркала и его полюс, называется *главной оптической осью*.

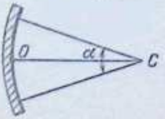


Рис. V.1.9.

3°. Лучи параксиального пучка (п. 1°), параллельные главной оптической оси, после отражения от зеркала пересекаются в одной точке F, называемой *фокусом (главным фокусом)* зеркала. Расстояние $OF = f$ от полюса до фокуса зеркала называется *фокусным расстоянием*: $f = R/2$, где R — радиус кривизны зеркала. Плоскость, проходящая через фокус перпендикулярно главной оптической оси, называется *фокальной плоскостью*.

4°. *Формула сферического зеркала* для параксиальных световых пучков (п. 1°):

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{2}{R} = \frac{1}{f},$$

где R — радиус кривизны зеркала, a_1 — расстояние от

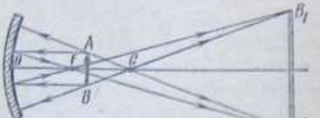


Рис. V.1.10.

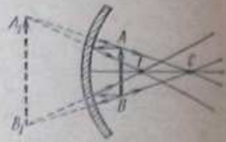


Рис. V.1.11.

зеркала до светящейся точки, расположенной на главной оптической оси, a_2 — расстояние от зеркала до изображения. Правило знаков для R, a_1 и a_2 указано в п. 1°.

Изображение в сферическом зеркале действительное, если $a_2 < 0$, т. е. и источник, и его изображение находятся по одну сторону от зеркала (рис. V. 1.10). Когда светящаяся точка и ее изображение находятся по разные стороны от зеркала ($a_2 > 0$, рис. V. 1.11), изображение в зеркале мнимое.

Зеркало является выпуклым, если, с учетом правила знаков, $R > 0$. В таком зеркале изображение всегда мнимое. Условие действительности или мнимости изображения в вогнутом зеркале ($R < 0$):

$$\frac{a_1}{f}\begin{cases} > 1 - \text{действительное,} \\ < 1 - \text{мнимое.} \end{cases}$$

5°. Изображение светящегося предмета с линейным размером $h_{\text{пр}}$, расположенного перпендикулярно к главной оптической оси, имеет линейный размер $h_{\text{изобр}}$ и расположено перпендикулярно к той же оси. При этом изображение должно получаться с помощью параксиальных лучей (п. 1°) и необходимо, чтобы $h_{\text{пр}} \ll |a_1|$. На рис. V. 1.10 и V. 1.11 масштабы не выдержаны. При использовании формулы сферического зеркала для построения изображений предметов под a_1 и a_2 следует понимать расстояния до зеркала предмета и его изображения (с соблюдением правила знаков п. 1°). Отношение линейных размеров изображения $h_{\text{изобр}}$ и предмета $h_{\text{пр}}$, расположенных перпендикулярно к главной оптической оси, называется *линейным* (*поперечным*) *увеличением*:

$$У = \pm\frac{h_{\text{изобр}}}{h_{\text{пр}}}.$$

Знак плюс ($У > 0$) соответствует *прямому изображению* (рис. V. 1.11), а знак минус ($У < 0$) — *обратному* (*перевернутому*) *изображению* (рис. V. 1.10).

5. Линзы

1°. Прозрачное тело, ограниченное с двух сторон криволинейной поверхностью, называется *линзой*. В частном случае одна из поверхностей может быть плоской. В большинстве практически важных случаев обе поверхности, ограничивающие линзу, являются сферическими. Линза считается *тонкой* (*тонкая линза*), если ее толщина много меньше, чем радиусы кривизны R_1 и R_2 обеих поверхностей *).

2°. Прямая, проведенная через центры C_1 и C_2 кривизны обеих поверхностей, называется *главной оптической осью* линзы (рис. V.1.12). В тонкой линзе точки O_1

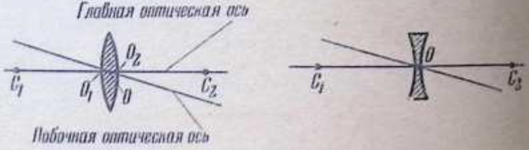


Рис. V.1.12.

и O_2 пересечения главной оптической оси с обеими поверхностями можно считать сливающимися в одну точку O, которая называется *оптическим центром линзы*. *Побочными оптическими осями* называются прямые, проходящие через оптический центр линзы и не совпадающие с главной оптической осью. Луч света, который распространяется по какой-либо из оптических осей, проходит сквозь линзу без преломления.

3°. Лучи параксиального (приосевого) светового пучка, распространяющиеся параллельно главной оптической оси, пересекаются в точке, лежащей на этой оси и называемой *фокусом линзы (главным фокусом)*. У всякой линзы имеются два фокуса по обе стороны от нее (рис. V.1.13).

Плоскость MN, проведенная через фокус линзы перпендикулярно к главной оптической оси, называется *фокальной плоскостью* (рис. V.1.14). Лучи, падающие на линзу параллельно какой-либо побочной оптической оси, после преломления в линзе пересекаются в точке, лежащей на фокальной плоскости. У линзы имеются две фокальные плоскости, расположенные по обе стороны от нее. Точки пересечения побочных оптических плоскостей с фокальными плоскостями линзы называют *побочными фокусами* линзы (точка F' на рис. V.1.14).

*) В элементарном курсе физики не рассматриваются толстые линзы, для которых это условие не выполняется.

4°. Расстояние $OF = f$ от оптического центра линзы до ее фокусов называется *фокусным расстоянием линзы:*

$$f = \frac{1}{(n_{21}-1)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)}.$$

Формула тонкой линзы, справедливая для параксиальных лучей (см. также п. 6°):

$$\frac{1}{a_2}-\frac{1}{a_1}=\frac{1}{f}.$$

В этих формулах $n_{21}=n_2/n_1$, n_2 и n_1 — абсолютные показатели преломления (V.1.2.1°) для материала линзы и окружающей среды, R_1 и R_2 — радиусы кривизны передней и задней (относительно предмета) поверхностей

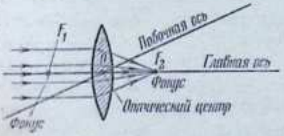


Рис. V.1.13.

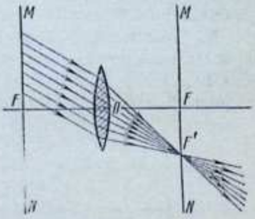


Рис. V.1.14.

линзы, a_1 и a_2 — расстояние до предмета и до его изображения, которые отсчитываются от оптического центра линзы вдоль ее главной оптической оси. Правило знаков для a_1, a_2, R_1 и R_2 см. в V.1.4.1°. Если источник света находится в переднем главном фокусе F_1 (рис. V.1.13), то его изображение находится в бесконечности ($a_2=\infty$): после преломления в линзе лучи уходят параллельно друг другу. Если источник света находится в бесконечности ($a_1=-\infty$), т. е. если на линзу падает пучок света, параллельный главной оптической оси, то его изображение будет находиться в точке F_2 (рис. V.1.13).

5°. Линза называется *положительной* (*собирающей*), если ее фокусное расстояние положительно ($f>0$), и *отрицательной* (*рассеивающей*), если ее фокусное расстояние $f<0$. Для стеклянных линз в воздухе ($n_2>n_1$) собирающими являются: *двояковыпуклые* (рис. V.1.15, *a*) *плоско-выпуклые* (рис. V.1.15, *б*) и *вогнуто-выпуклые* (рис. V.1.15, *в*). Рассеивающими стеклянными линзами являются: *двояковогнутые* (рис. V.1.15, *г*), *плоско-вогнутые* (рис. V.1.15, *д*) и *выпукло-вогнутые* (рис. V.1.15, *е*). Фокусы собирающих линз действительные, а рассеивающих — мнимые.

6°. Другой вид формулы тонкой линзы для параксиальных лучей (см. также п. 4°):

$$\frac{1}{s}+\frac{1}{d}=\pm\frac{1}{|f|} \quad \text{или} \quad \frac{1}{s}+\frac{1}{d}=\frac{1}{f},$$

где $s=|a_1|$, $d=a_2$, f — фокусное расстояние линзы; знак плюс — для собирающей, знак минус — для рассеивающей линзы. Величина $D=1/f$ называется *оптической силой линзы*. Для собирающей линзы $D>0$, для рассеивающей $D<0$. Оптическая сила D равна одной *диоптрии* при $f=1$ м.

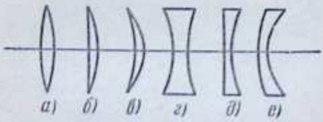


Рис. V.1.15.

7°. Изображение любой точки предмета в линзе находится в точке пересечения двух лучей (или их продолжений), вышедших из этой точки и прошедших через линзу. Обычно для построения изображения используются два из трех лучей: луч, проходящий без преломления через оптический центр линзы; луч, падающий параллельно главной оптической оси; после преломления в линзе этот луч (или его продолжение) проходит через задний (относительно предмета) главный фокус; луч (или его продолжение), который проходит через передний главный фокус и после преломления в линзе идет параллельно главной оптической оси.

8°. *Линейным увеличением тонкой линзы* $У$ называется отношение $У=\frac{a_2}{a_1}$ с учетом правила знаков для a_2 и a_1 (V.1.4.1°). Для действительных изображений $У<0$, т. е. они обратные; для мнимых изображений $У>0$ — они прямые.

Задача. Как изменятся фокусные расстояния и оптические силы двояковыпуклой и двояковогнутой стеклянных линз с радиусами кривизны R_1 и R_2, если линзы погрузить в среду (например, ореховое или коричное масло) с показателем преломления n_1' большим, чем показатель преломления стекла n_2?

Дано: $n_2=1{,}5$, $n_1=1{,}0$, $n_1'=1{,}6$.

Найти: f_1', f_2', D_1', D_2'.

Решение: Если световой луч из линзы выходит в воздух, то фокусное расстояние линзы определяется по формуле линзы

$$f_1=\frac{1}{(n_{21}-1)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)},$$

где относительный показатель преломления стекла $n_{21}=n_2/n_1$; R_1 и R_2 — радиусы кривизны. При погружении линзы в масло фокусное расстояние определится по той же формуле

$$f_1'=\frac{1}{(n_{21}'-1)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)}.$$

Отношение фокусных расстояний

$$\frac{f_1'}{f_1}=\frac{n_{21}-1}{n_{21}'-1},\quad \frac{f_1'}{f_1}=\frac{1{,}5-1}{\frac{1{,}5}{1{,}6}-1},$$

или

$$f_1'=f_1\cdot\frac{0{,}5}{-0{,}05},\quad f_1'=-10f.$$

Собирающая линза при погружении ее в оптически более плотную среду становится рассеивающей (f_1' имеет знак минус) и ее оптическая сила уменьшается в 10 раз:

$$D_1'=D_1/10.$$

Для двояковогнутой линзы получим

$$\frac{f_2'}{-f_2}=\frac{n_{21}-1}{n_{21}'-1},\quad \frac{f_2'}{f_2}=10 \text{ и } f_2'=10f_2.$$

Соответственно

$$D_2'=D_2/10.$$

Рассеивающая линза при погружении ее в оптически более плотную среду становится собирающей и ее оптическая сила уменьшается в 10 раз.

6. Понятие о фотометрии

1°. *Фотометрией* называется раздел оптики, в котором рассматриваются измерения энергии, которую переносят электромагнитные световые волны (V.1.1.1°). Обычно в фотометрии рассматриваются действия на глаз и другие оптические приборы (V.1.7.1°) электромагнитных волн видимого оптического диапазона. Для характеристики этого действия вводятся следующие основные физические величины, характеризующие свет с точки зрения переносимой им энергии: световой поток, сила света, освещенность.

2°. *Световым потоком* Ф называется мощность видимого излучения (IV.4.4.1°), которая оценивается по действию этого излучения на нормальный глаз. Иными словами, Ф есть энергия световых электромагнитных волн, переносимая в единицу времени через некоторую площадь поверхности и оцениваемая по зрительному ощущению. Для монохроматического света (IV.4.2.5°), соответствующего максимуму спектральной чувствительности глаза ($\lambda = 5500$ Å), световой поток равен 683 люменам (лм) (VII.6.2°), если мощность излучения равна одному ватту.

3°. *Точечным источником света* называется источник, линейные размеры которого значительно меньше, чем расстояние от него до точки наблюдения. Такой источник излучает сферические электромагнитные волны (IV.3.1.5°).

Силой света I точечного источника называется величина, численно равная световому потоку, который этот источник создает в единичном телесном угле*) (рис. V.1.16).

---

*) Телесный угол $\Delta\Omega$ определяется как отношение площади ΔS поверхности шарового сегмента к квадрату радиуса сферы: $\Delta\Omega = \frac{\Delta S}{r^2}$ (табл. VII.2).

Если точечный источник равномерно излучает свет по всем направлениям, то

$$I = \frac{\Phi_{\text{полн}}}{4\pi},$$

где $\Phi_{\text{полн}}$ есть *полный световой поток* источника света, т. е. мощность излучения, создаваемая источником по всем направлениям, — энергия света, которая за единицу времени переносится сквозь произвольную замкнутую поверхность, охватывающую источник света.

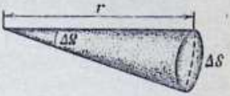


Рис. V. 1.16.

4°. Если источник света не точечный, а протяженный, то сила света I малого участка ΔS его поверхности в данном направлении

$$I = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\Omega},$$

где $\Delta\Phi$ — световой поток, который создает участок ΔS поверхности источника в данном направлении внутри телесного угла $\Delta\Omega$.

Для произвольного источника света *средней сферической силой света* называется величина

$$\bar{I} = \frac{\Phi_{\text{полн}}}{4\pi},$$

где $\Phi_{\text{полн}}$ — полный световой поток источника света. В случае, когда протяженный источник света излучает равномерно по всем направлениям, $\bar{I} = I$. В СИ единица силы света кандела (кд) является основной единицей (табл. VII.2).

5°. *Освещенностью* E некоторой поверхности называется отношение светового потока $\Delta\Phi$, который падает на площадь ΔS поверхности, к величине этой площади:

$$E = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S}.$$

Освещенность E в каждой точке экрана, на который падает свет, пропорциональна интенсивности электромагнитной световой волны в этой точке (IV.4.3.2°).

Освещенность, которую создает точечный источник с силой света I на поверхности, удаленной на расстояние r от источника,

$$E = \frac{I \cos i}{r^2},$$

где i — угол падения (V. 1.2.3°) (*закон освещенности от точечного источника*).

Задача. Над круглым столом диаметром 1,6 м на высоте 0,6 м висит лампа, которая считается точечным источником света, равномерно излучающим по всем направлениям. Световой поток, падающий на стол, равен 201 лм. Определить силу света лампы, полный световой поток, испускаемый лампой, освещенность в центре стола и на крае (рис. V. 1.16*).

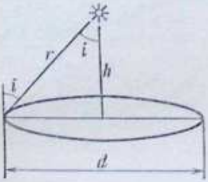


Рис. V.1.16*.

Дано: $\Delta\Phi = 201$ лм, $d = 1{,}6$ м, $h = 0{,}6$ м.

Найти: I, $\Phi_{\text{полн}}$, E, E'.

Решение: Сила света источника $I = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\Omega}$, где $\Delta\Phi$ — световой поток, испускаемый в телесный угол $\Delta\Omega$.

Телесный угол, под которым из источника видна поверхность стола, равен

$$\Delta\Omega = 2\pi(1 - \cos i),$$

где i — угол падения луча.

Из рис. V. 1.16* следует:

$$\cos i = \frac{h}{r}, \quad r = \sqrt{h^2 + \left(\frac{d}{2}\right)^2} = \sqrt{0{,}36 + 0{,}64} = 1 \text{ м}.$$

Тогда

$$I = \frac{\Delta\Phi}{2\pi\left(1 - \frac{h}{r}\right)}, \quad I = \frac{201}{2 \cdot 3{,}14 \cdot (1 - 0{,}6)} = 80 \text{ кд}.$$

Полный световой поток, испускаемый точечным источником,

$$\Phi_{\text{полн}} = 4\pi I, \quad \Phi_{\text{полн}} = 4 \cdot 3{,}14 \cdot 80 = 1000 \text{ лм}.$$

Освещенность центра стола

$$E=\frac{I}{h^2},\quad E=\frac{80}{0{,}60^2}=220\ \text{лк}.$$

Освещенность края стола

$$E'=\frac{I\cos i}{r^2}=\frac{I\frac{h}{r}}{r^2}=\frac{Ih}{r^3},\quad E'=\frac{80\cdot 0{,}6}{1{,}0^3}=48\ \text{лк}.$$

7. Некоторые оптические приборы

1°. *Оптическими приборами* называются устройства, предназначенные для получения на экранах, светочувствительных пластинках, фотопленках и в глазу изображений различных объектов. Обычно оптические приборы дают плоское (двумерное) изображение трехмерных, пространственных объектов. Оптическими приборами, например, являются: фотоаппарат и проекционный аппарат, глаз, очки, лупа и микроскоп, зрительные трубы (включая телескопы).

2°. *Фотоаппарат* служит для получения действительного уменьшенного (иногда увеличенного) изображения предмета, находящегося в большинстве случаев за двойным фокусным расстоянием от объектива (системы линз или, в простейшем случае, одной собирающей линзы). Объектив вставляется в переднюю стенку камеры. У задней стенки камеры помещается фотопластинка или фотопленка, покрытые тонким слоем чувствительной к свету *фотоэмульсии* (*светочувствительный слой*). На них и возникает изображение A_1B_1 предмета AB (рис. V.1.17) (V.5.6.2°). Световые потоки (V.1.6.2°), падающие от различных точек предмета на фотоэмульсию, вызывают разное разложение бромистого серебра в разных местах. Полученный снимок далее обрабатывается (проявляется, фиксируется и промывается водой) специальными реактивами для получения видимого изображения с различным почернением (V.5.6.2°). Световой поток, падающий на светочувствительный слой, регулируется

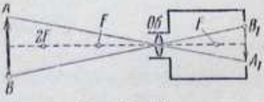


Рис. V.1.17.

фотографическим затвором, который открывает свету доступ на время, называемое *временем экспозиции* τ. Оптимальное τ зависит от освещенности фотопластинки (фотопленки) (V.1.6.5°) и ее чувствительности. Освещенность зависит от светового потока, поступающего через объектив с диаметром d. При достаточной удаленности предмета от объектива фотопластинка находится вблизи фокальной плоскости объектива (V.1.5.3°) и удалена от него на расстояние f (V.1.5.4°). Освещенность фотопластинки пропорциональна величине d^2/f^2, называемой *светосилой объектива*. Качество объектива оценивается по величине *относительного отверстия* d/f. На оправах объективов обозначаются их фокусные расстояния f и относительные отверстия в виде $1:f/d$.

Проекционные аппараты предназначены для получения на экране действительных увеличенных изображений объектов. Проецирование прозрачных объектов (диафильмов, диапозитивов) называется *диапроекцией*, непрозрачных объектов (рисунков, фотографий) — *эпипроекцией*. На рис. V.1.18 показана схема устройства

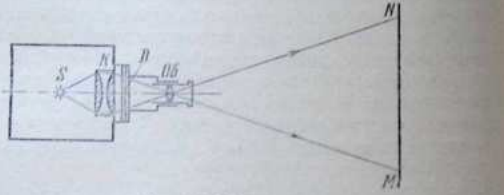


Рис. V.1.18.

проекционного фонаря для диапроекций. Объектив *Об* — система линз, действующая как одна собирающая линза, — дает на экране MN увеличенное изображение диапозитива D, располагающегося вблизи фокальной плоскости *Об*. Короткофокусная система линз — конденсор K служит для того, чтобы направлять в объектив весь свет, поступивший от источника к диапозитиву. Конденсор устанавливается так, чтобы он давал изображение источника света S на объективе. Для эпипроекций проецируемый предмет сильно освещается сбоку при помощи ламны и зеркал и проецируется объективом на экран. Проекционные аппараты, в которых скомбинировано устройство для диа- и эпипроекций, называются *эпидиаскопами.*

3°. *Глаз* является органом зрения. На рис. V.1.19 представлена схема устройства глаза человека. *Склера 1* образует наружную оболочку глазного яблока и защищает внутренность глаза, сохраняя его жесткость. На передней поверхности склера переходит в прозрачную *роговицу 2*, сквозь которую свет проникает в глаз. За роговицей расположена *радужная оболочка 3* с отверстием — *зрачком 4.* Радужная оболочка является мышечным кольцом, которое сжимается и растягивается, изменяя размеры зрачка и величину светового потока, попадающего в глаз. *Хрусталик 5* представляет собой эластичное, линзоподобное тело. Особая *циллиарная мышца 6*, натягиваясь или расслабляясь, изменяет радиусы кривизны поверхности хрусталика, его оптическую силу (V.1.5.6°) и фокусное расстояние. Полость между роговицей и хрусталиком заполнена влагой. За хрусталиком находится *стекловидное тело 7.* Оптическую систему глаза, аналогичную линзе с оптической силой $D \approx$ $\approx 58{,}5$ диоптрии (V.1.5.6°), составляют роговица, влага, хрусталик и стекловидное тело. Оптический центр этой системы (V.1.5.1°) с главной оптической осью (V.1.5.2°) AB расположен на расстоянии около 5 мм от роговицы. Всегда действительное обратное изображение предмета, на который аккомодирован глаз (п. 5°), образуется на *сетчатке 9* — полусфере, состоящей из особых светочувствительных клеток, имеющих форму *колбочек* и *палочек.* Клетки расположены на задней поверхности сетчатки, которая лежит на *сосудистой оболочке 8.* Нервные клетки сетчатки, объединяясь, образуют *зрительный нерв 10*, выходящий из глаза в месте, где нет светочувствительных клеток (*слепое пятно 11*). В центре сетчатки, на оптической оси, находится область наибольшей

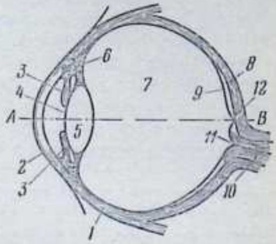


Рис. V.1.19.

остроты зрения — *центральная ямка 12*, в которой сосредоточены колбочки, обеспечивающие глазу восприятие цвета. На других участках сетчатки расположены в основном палочки.

4°. Под действием света в высокосветочувствительных клетках *) происходят сложные физико-химические процессы, в результате которых в клетке генерируется нервный импульс, который через зрительный нерв передается в мозг. Совместное действие палочек и колбочек осуществляет процесс зрения. Зрение, осуществляемое палочками, обнаруживает размеры и форму предмета. *Цветовое зрение* осуществляется колбочками, если изображение предмета попадает в центральную ямку.

5°. Для создания на сетчатке четкого изображения предметов, удаленных от глаза на различные расстояния, фокусное расстояние оптической системы в глазу должно изменяться. Это достигается изменением радиусов кривизны поверхности хрусталика. Свойство глаза приспособляться к расстоянию, на котором находятся рассматриваемые предметы, называется *аккомодацией*. Аккомодация происходит непроизвольно с помощью сокращения или растяжения циллиарной мышцы (п. 3°). *Дальней точкой* называется точка, которую видит глаз при расслабленной циллиарной мышце. Точка, резко видимая глазом при наибольшем напряжении мышцы, называется *ближней точкой*. Для нормального глаза дальняя точка находится в бесконечности, а ближняя — на расстоянии 15—20 см.

6°. *Близорукостью* называется дефект зрения, при котором дальняя точка лежит на конечном расстоянии и в ненапряженном состоянии глаза изображение удаленного предмета получается не на сетчатке, а перед ней (рис. V.1.20, *а*). Коррекция близорукости производится с помощью *очков* с вогнутыми линзами (рис. V.1.20, *б*).

Дальнозоркость — дефект зрения, приводящий к удалению ближней точки от глаза **). Изображение предмета в ненапряженном состоянии глаза получается за сетчаткой (рис. V.1.20, *в*). Очки с выпуклыми линзами

---

*) Каждая палочка может реагировать на один фотон (V.5.1.2°).

**) В настоящее время дефектом считается дальнозоркость, превышающая 1,0 диоптрию (V.1.5.6°).

исправляют этот дефект и возвращают изображение на сетчатку (рис. V. 1.20, *г*).

7°. Величина изображения $S'S'_1$ предмета SS_1 на сетчатке определяется *углом зрения* $\varphi = \frac{h}{f}$ (рис. V. 1.21), вершина которого находится в оптическом центре глаза, а лучи направлены на крайние точки предмета.

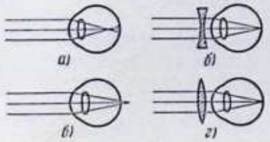


Рис. V. 1.20.

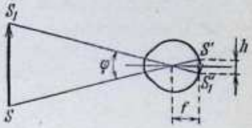


Рис. V. 1.21.

Расстоянием наилучшего зрения D называется такое расстояние от предмета до глаза, при котором φ оказывается максимальным при условии, что напряжение аккомодации невелико и глаз не устает. Для нормального глаза $D \approx 25$ см. Нормальным считается глаз с хорошо сохранившейся способностью к аккомодации. С возрастом способность глаза к аккомодации постепенно уменьшается.

8°. Две точки изображения предмета считаются *разрешенными*, если они попадают на две разные светочувствительные клетки на сетчатке и воспринимаются глазом раздельно. *Разрешающая способность глаза* оценивается по минимальному углу зрения $\varphi_{мин}$, под которым при хорошем освещении две точки предмета видны раздельно.

9°. *Лупой* называется оптический прибор, позволяющий простейшим образом увеличить угол зрения. Лупа представляет собой короткофокусную линзу, которую помещают для рассмотрения предмета $AB = h$ так, чтобы предмет был ближе главного фокуса F линзы. На рис. V. 1.22 показан ход лучей в лупе.

Невооруженный нормальный глаз видит предмет AB под углом зрения φ_0 таким, что $\operatorname{tg} \varphi_0 = h/D$ (D — расстояние наилучшего зрения). Глаз, вооруженный лупой, видит предмет под углом φ, тангенс которого равен

$\operatorname{tg} \varphi = h/f$, где f — фокусное расстояние линзы. Изображение ab предмета на сетчатке оказывается таким, как если бы рассматривался предмет A_1B_1, являющийся мнимым изображением в лупе предмета AB.

Угловым увеличением γ оптического прибора называется величина

$$\gamma = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg} \varphi_0} = \frac{D}{f}.$$

10°. *Микроскопом* называется прибор, позволяющий получать значительные угловые увеличения близко расположенных мелких предметов. Он представляет собой

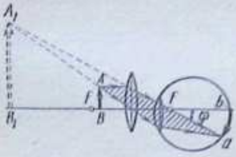


Рис. V.1.22.

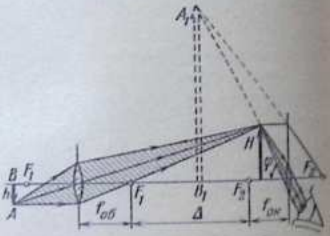


Рис. V.1.23.

комбинацию двух короткофокусных линз — объектива и окуляра. Фокусы обеих линз и ход лучей в микроскопе изображены на рис. V.1.23. Предмет $AB = h$ располагается за фокусом F_1 объектива. Действительное увеличенное изображение H получается за объективом, перед фокусом F_2 окуляра. Это изображение рассматривается глазом через окуляр, как в лупе, при этом образуется сильно увеличенное мнимое изображение A_1B_1 предмета.

Угловое увеличение микроскопа

$$\gamma = \frac{D\Delta}{f_{об} f_{ок}}.$$

Все расстояния указаны на рис. V.1.23. D — расстояние наилучшего зрения.

11°. *Телескоп* применяется при рассмотрении деталей весьма удаленных предметов. Простейшим телескопом является *зрительная труба Кеплера.* Если рассматриваются две точки A и B удаленного предмета, одна из которых (B) лежит на оптической оси системы, а другая (A) — выше оси, изображение A_1B_1 предмета получается в фокальной плоскости объектива (рис. V.1.24).

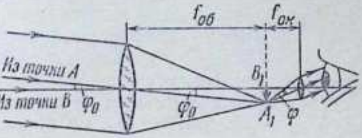


Рис. V.1.24.

Окуляр, работающий, как лупа, располагается так, чтобы его передний фокус совпал с задним фокусом объектива. В глаз попадает пучок параллельных лучей под углом зрения $\varphi > \varphi_0$, где φ_0 — угол зрения, под которым предмет виден невооруженным глазом. Окончательное изображение образуется так, как показано на рис. V.1.24. Угловое увеличение телескопа

$$\gamma = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg} \varphi_0} = \frac{f_{об}}{f_{ок}}.$$

Для значительных угловых увеличений используются длиннофокусные объективы и короткофокусные окуляры.

ГЛАВА 2
ВОЛНОВАЯ ОПТИКА (СВЕТОВЫЕ ВОЛНЫ)

1. Скорость света

1°. *Волновой оптикой* называется раздел учения о свете, в котором световые волны (V.1.1.1°) рассматриваются как электромагнитные волны (IV.4.1.1°), занимающие определенный интервал на шкале электромагнитных волн (V.3.7.1°). В волновой оптике рассматриваются классические законы излучения (IV.4.4.1°), распространения и взаимодействия световых волн с веществом.

2°. Скорость света определяется аналогично скорости распространения волны любой природы (IV.3.3.1°). Методы измерения скорости разделяются на астрономические и лабораторные. Один из астрономических методов, *метод Рёмера*, основан на наблюдении промежутков времени T между двумя последовательными затмениями спутника Юпитера *Ио* (рис. V.2.1). Запаздывание ΔT затмения в момент наибольшего удаления Земли от Юпитера (точки $Ю'$ и $З'$ на рис. V.2.1) по сравнению с моментом наибольшего сближения двух планет (точки $Ю$ и $З$) связано с тем, что свет, распространяясь с конечной скоростью c, проходит за время ΔT расстояние, равное диаметру D орбиты Земли ($D = 2{,}99 \cdot 10^{11}$ м), $\Delta T = D/c$. Современные данные для $\Delta T = 16{,}5$ мин приводят к значению c, близкому к $c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

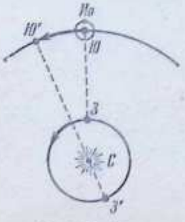


Рис. V.2.1.

3°. Схема лабораторного метода измерения скорости света (*метод Физо*) приведена на рис. V.2.2. С помощью

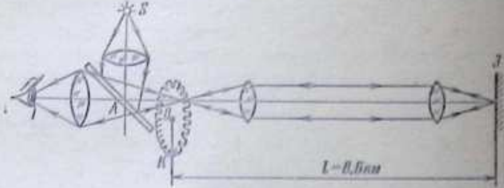


Рис. V.2.2.

полупрозрачного зеркала A свет от источника S направлялся на зубчатое колесо K, которое вращалось с числом оборотов z вокруг оси O. Пройдя через прорезь между зубцами, свет достигал плоского зеркала $З$. После отражения от зеркала $З$ свет снова попадал на зубчатое колесо и мог либо пройти через него и попасть в глаз, либо задерживался. В последнем случае за время Δt, затраченное светом на прохождение расстояния $2l$, колесо поворачивалось на половину ширины зубца и на пути света оказывался непрозрачный зубец. Скорость света c по методу Физо определялась формулой

$$c = \frac{2zl\omega_0}{\pi},$$

где ω_0 — наименьшая угловая скорость (I. 1.9.5°) вращения колеса, при которой свет не попадает к наблюдателю.

4°. *В методе Майкельсона* (рис. V. 2.3) зубчатое колесо заменялось восьмигранной призмой. Ее вращение

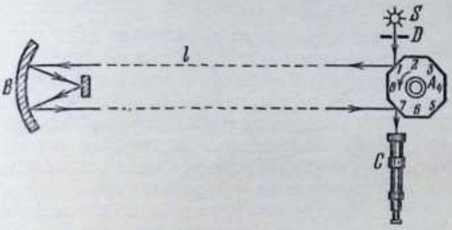


Рис. V. 2.3.

происходило с такой скоростью, чтобы в зрительную трубку C непрерывно было видно изображение щели D. Условием этого было требование, чтобы за время поворота призмы на 1/8 ее длины свет проходил расстояние $2l$.

5°. Измерения скорости света v в различных веществах (например, в воде и стекле) подтвердили, что она уменьшается по сравнению со скоростью c в вакууме в соответствии с формулой $v = c/n$ (V. 1.2.1°), где $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ — абсолютный показатель преломления вещества.

2. Интерференция света

1°. Интерференция (IV. 3.9.5°) электромагнитных волн оптического диапазона (V. 1.1.1°), в которых колебания происходят в одинаковых плоскостях, называется *интерференцией света*. Результат наложения когерентных (IV. 3.9.3°) световых волн, наблюдаемый на экране, фотопластинке и т. д., называется ***интерференционной картиной.*** При наложении некогерентных световых волн (IV. 3.9.5°) происходит только усиление света и интерференция не наблюдается.

2°. Длина световой волны λ в веществе с показателем преломления n уменьшается по сравнению с длиной волны λ_0 в вакууме: $\lambda=\lambda_0/n$. Это связано с тем, что в веществе уменьшается в n раз скорость v распространения электромагнитной волны: $v=\frac{c}{n}$ (V. 1.2.1°). Поэтому $\lambda=vT=\frac{c}{n}T=\frac{\lambda_0}{n}$, где T — период колебаний. На расстоянии d, которое проходит в веществе электромагнитная волна, укладывается в n раз большее число длин волн, чем в вакууме. В оптике вводится понятие *оптической длины пути nd* волны, где d — геометрическая длина пути волны, n — показатель преломления. Оптическая длина пути характеризует число длин волн, которые укладываются в данной среде на протяжении геометрического пути волны. Условия усиления и ослабления при интерференции двух когерентных световых волн, распространяются от источников S_1 и S_2 до точки M (рис. V. 2.4), записываются иначе, чем в IV. 3.9.4°. Световые волны, испущенные когерентными источниками S_1 и S_2, могут распространяться в различных веществах с показателями преломления n_1 и n_2. Разность δ оптических длин путей двух лучей называется *оптической разностью хода*:

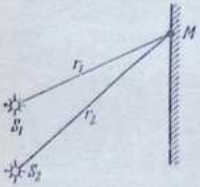


Рис. V. 2.4.

$$\delta=n_2r_2-n_1r_1.$$

Условие усиления волн:

$$\delta=n_2r_2-n_1r_1=m\lambda \qquad (m=0,\ \pm 1,\ \pm 2,\ \ldots).$$

Условие ослабления волн:

$$\delta=n_2r_2-n_1r_1=(2m-1)\frac{\lambda}{2} \qquad (m=0,\ \pm 1,\ \pm 2,\ \ldots).$$

Интерференцию света можно наблюдать, если из двух лучей от одного источника S, помещенного в фокусе линзы, один пройдет путь d, например, в стекле, а другой распространяется в воздухе ($n \approx 1$) (рис. V.2.5). В точке M лучи имеют оптическую разность хода $\delta = nd - d = d(n-1)$, значение которой определяет интерференционную картину в точке M.

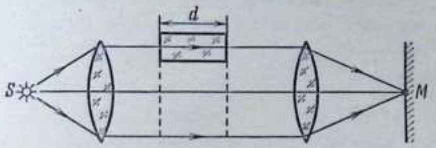


Рис. V.2.5.

При наблюдении интерференции в монохроматическом свете с определенной длиной волны интерференционная картина на экране представляет собой чередование светлых и темных мест. Интерференционная картина в белом свете (V.2.6.2°) является окрашенной, ибо каждая составляющая белого света с длиной волны λ дает усиления и ослабления в своих местах на экране.

3°. Для интерференции света необходимо, чтобы световые волны были когерентны (IV.3.9.3°). Методом осуществления интерференции света является расщепление волны, испускаемой одним источником света, на две или несколько волн. После прохождения различных оптических длин путей (п. 2°) эти волны накладываются в точках наблюдения и, имея некоторую оптическую разность хода, дают интерференционную картину.

4°. *В методе зеркал Френеля* (рис. V.2.6) пучок света от точечного источника S разделяется на два пучка при помощи двух зеркал I и II, поставленных друг к другу под углом, близким к 180°. Прямые лучи на экран AA не попадают. Их задерживает перегородка KK. На экране AA наблюдается интерференция двух систем когерентных волн $SB_1OC_1C_1$ и $SOB_2C_2C_2$, как бы исходящих из двух источников S_1 и S_2, которые являются мнимыми изображениями источника S в зеркалах I и II.

5°. *Интерференция в тонких пленках* наблюдается в простейшем случае, когда на плоскопараллельный слой толщины d падает пучок лучей (рис. V.2.7). В точке C

отраженный луч $2'$ и луч $1''$, преломившийся в стекле, имеют оптическую разность хода $\delta = (AD + DC)n - BC$.

Интерференционная картина подобного типа наблюдается при отражении света от тонкой мыльной пленки, от нефтяных пленок на поверхности воды, которые дают

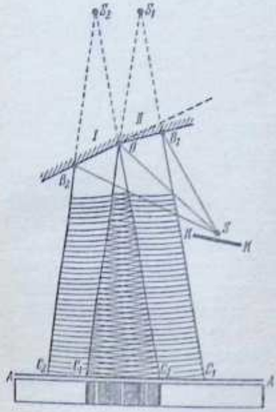


Рис. V.2.6.

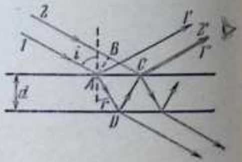


Рис. V.2.7.

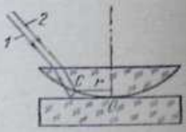


Рис. V.2.8.

очень причудливо окрашенную интерференционную картину за счет переменной толщины.

6°. *Кольцами Ньютона* называется интерференционная картина, которая образуется в простейшем случае на плоско-выпуклой линзе, соприкасающейся в точке O с плоскопараллельной пластиной (рис. V.2.8). Луч 1, прошедший дважды воздушный зазор, в точке C интерферирует с лучом 2. Интерференционная картина имеет вид светлых и темных колец, ибо все точки кольца с радиусом r имеют одинаковую оптическую разность хода и дадут либо усиление, либо ослабление света.

Задача 1. При переходе желтого света из вакуума в жидкость длина его волны λ_0 уменьшается на 0,147 мкм.

Определить абсолютный показатель преломления жидкости и скорость распространения света в ней.

Дано: $\lambda_0 = 0{,}589$ мкм, $\Delta\lambda = 0{,}147$ мкм.

Найти: n, v.

Решение: Длина световой волны в данной среде уменьшается по сравнению с длиной волны в вакууме $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$, где n — абсолютный показатель преломления среды. Отсюда

$$n = \frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{\lambda_0}{\lambda_0 - \Delta\lambda}, \quad n = \frac{0{,}589}{0{,}589 - 0{,}147} = 1{,}33.$$

Скорость света в вакууме $c = \lambda_0\nu$, скорость света в жидкости $v = \lambda\nu$. Частота ν от свойств среды не зависит. Поэтому $c/\lambda_0 = v/\lambda$. Отсюда

$$v = \frac{c\lambda}{\lambda_0} = \frac{c}{n}, \quad v = \frac{3 \cdot 10^8}{1{,}33} = 2{,}26 \cdot 10^8 \text{ м/с}.$$

Задача 2. В интерферометре Релея (рис. V. 2.8 *) лучи от двух когерентных источников проходят через закрытые стеклянные трубки длиною 10,0 см и, собранные линзой, дают на экране интерференционный спектр. Если одну из трубок заполнить газом, показатель преломления которого отличен от показателя преломления воздуха, находящегося в другой трубке, то спектр смещается на несколько порядков. Определить показатель преломления хлора, если желтая полоса спектра сместилась на 82 порядка.

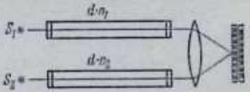


Рис. V.2.8*.

Дано: $m = 82$, $n_1 = 1{,}000292$, $\lambda = 5880$ Å $= 5{,}88 \cdot 10^{-7}$ м, $d = 10{,}0$ см $= 0{,}100$ м.

Найти: n_2.

Решение: Оптическая разность хода лучей $\delta = d \cdot n_2 - d \cdot n_1$. Смещению спектра на m порядков соответствует оптическая разность хода лучей $\delta = m\lambda$. Тогда $m\lambda = d \cdot (n_2 - n_1)$, отсюда

$$n_2 = \frac{m\lambda}{d} + n_1,$$

$$n_2 = \frac{82 \cdot 5{,}89 \cdot 10^{-7}}{0{,}100} + 1{,}000292 = $$
$$= 0{,}000481 + 1{,}000292 = 1{,}000773.$$

3. Дифракция света

1°. *Дифракцией света* называется огибание световыми волнами встреченных препятствий.

В более широком смысле дифракцией света называется совокупность явлений, обусловленных волновыми свойствами света и наблюдаемых при его распространении в среде с резко выраженными неоднородностями (отверстия в непрозрачных экранах, границы непрозрачных тел и т. д.). Явление дифракции указывает на нарушение законов геометрической оптики.

Явление дифракции наблюдается на расстояниях l от препятствия $l \approx D^2/4\lambda$, где D — линейные размеры препятствия, λ — длина волны (*условие наблюдения дифракции*).

Для решения дифракционных задач — отыскания распределения на экране интенсивности световой волны, распространяющейся в среде с препятствиями, — применяются приближенные методы, основанные на принципах Гюйгенса и Гюйгенса — Френеля.

2°. *Принцип Гюйгенса:* каждая точка S_1, S_2, ..., S_n фронта волны AB (IV.3.1.5°) является источником новых, вторичных волн. Новое положение фронта волны A_1B_1 через время Δt представляет собой огибающую поверхность вторичных волн (рис. V.2.9).

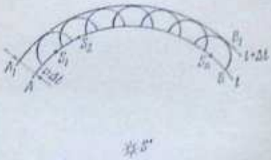


Рис. V.2.9.

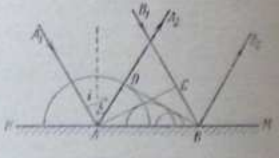


Рис. V.2.10.

Принцип Гюйгенса является чисто геометрическим. Он позволяет, например, объяснить равенство углов падения i и отражения i' на поверхности MN среды при отражении света. Разность хода CB лучей A_1A и B_1B создает такой фронт DB отраженной волны, что из прямоугольных треугольников ADB и ACB ($AD = CB$) следует равенство: $i = i'$ (рис. V.2.10).

3°. *Принцип Гюйгенса — Френеля:* все вторичные источники S_1, S_2 и т. д., расположенные на поверхности фронта волны, когерентны (IV. 3.9.3°) между собой. Амплитуда (IV. 1.1.4°) и фаза (IV. 1.1.4°) волны в любой точке M пространства являются результатом интерференции волн, излучаемых вторичными источниками (рис. V. 2.11).

4°. *Прямолинейное распространение луча SM*, испущенного источником S в однородной среде, объясняется принципом Гюйгенса — Френеля. Все вторичные волны, излучаемые вторичными источниками, находящимися на поверхности фронта волны AB, гасятся в результате интерференции, кроме волн от источников, расположенных на малом участке сферического сегмента ab, перпендикулярного к SM (рис. V. 2.11). Свет распространяется вдоль узкого конуса с очень малым основанием, т. е. практически прямолинейно.

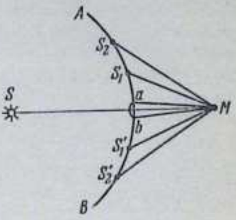


Рис. V. 2.11.

4. Дифракция света на щели. Дифракционная решетка

1°. Пусть на непрозрачный экран E, в котором прорезана узкая щель BC, имеющая постоянную ширину $b = BC$ и длину $L \gg b$, падает перпендикулярно к экрану пучок параллельных лучей монохроматического света (рис. V. 2.12). На экране $Э$, удаленном от щели на расстояние l, будет наблюдаться явление дифракции. Если бы этого явления не было, то на экране $Э$, установленном в фокальной плоскости собирающей линзы $МЛ$ (V. 1.5.3°), в точке F_0 главного фокуса линзы (V. 1.5.3°) получилось бы изображение источника света. При дифракции на узкой щели на экране наблюдается интерференционная картина: последовательность размытых изображений источника света, разделенных темными промежутками. В точке F_φ на экране собираются все параллельные лучи, падающие на линзу под углом φ (*угол* *дифракции*) к оптической оси OF_0 линзы (V. 1.5.2°), перпендикулярной к фронту волны.

2°. Усиление света (*дифракционные максимумы*) при дифракции на узкой щели наблюдается под углами φ, удовлетворяющими условию

$$b \sin \varphi = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \qquad (m = 1, 2, 3, \ldots).$$

Условие ослабления света (*дифракционные минимумы*):

$$b \sin \varphi = 2m\frac{\lambda}{2} \qquad (m = 1, 2, \ldots).$$

Число m называется *порядком дифракционного максимума* или *минимума*. Величина $\delta = CD = b \sin \varphi$ представляет собой оптическую разность хода между крайними лучами CN и BM, идущими от щели под углом φ (рис. V.2.12). В направлении $\varphi = 0$ наблюдается самый интенсивный *центральный максимум нулевого порядка*. В точке F_0 всегда наблюдается усиление света, независимо от значения длины волны λ.

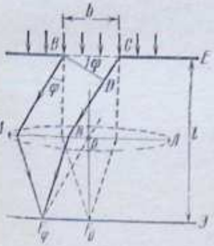


Рис. V.2.12.

3°. При наблюдении дифракции на щели в белом свете (V. 2.6.2°) интерференционная картина на экране оказывается окрашенной. В дифракционном максимуме каждого порядка ($m = \text{const}$) ближе к центральному, неокрашенному максимуму оказываются дифракционные максимумы с меньшими длинами волн.

4°. *Дифракционной решеткой* в оптике называется совокупность большого числа препятствий и отверстий, сосредоточенных в ограниченном пространстве, на которых происходит дифракция света.

Простейшей дифракционной решеткой являтся система из N одинаковых параллельных щелей в плоском непрозрачном экране ширины b каждая, расположенных на равных непрозрачных промежутках a друг от друга (рис. V.2.13). Величина $d = b + a$ называется *постоянной* (*периодом*) *дифракционной решетки*.

По принципу Гюйгенса — Френеля (V.2.3.3°) каждая щель является источником когерентных вторичных волн, способных интерферировать друг с другом. Если на дифракционную решетку перпендикулярно к ней падает пучок параллельных лучей света, то под углом дифракции φ (п. 2°) на экране $Э$, расположенном в фокальной плоскости линзы, будет наблюдаться система дифракционных максимумов и минимумов, полученная в результате интерференции света от различных щелей.

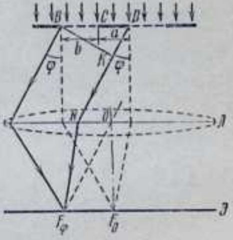


Рис. V.2.13.

5°. *Главные максимумы* при дифракции на решетке наблюдаются под углами φ, удовлетворяющими условию

$$d \sin \varphi = n\lambda,$$

где $n=0, 1, 2, 3$ называется *порядком главного максимума*. Величина $\delta = DK = d \sin \varphi$ является оптической разностью хода между сходственными лучами BM и DN, идущими от соседних щелей (рис. V.2.13).

Главные минимумы на дифракционной решетке наблюдаются под такими углами φ дифракции, для которых свет от разных частей каждой щели полностью гасится в результате интерференции. Условие главных минимумов совпадает с условием ослабления на одной щели (п. 3°)

$$b \sin \varphi = m\lambda \qquad (m = 1, 2, 3, \ldots).$$

6°. При наблюдении дифракции на щели в немонохроматическом свете все главные максимумы, кроме центрального нулевого максимума, окрашены. С увеличением длины волны главные максимумы внутри данного порядка располагаются под большими углами от центрального. Радужная полоска, содержащая семь цветов — от фиолетового до красного (считается от центрального максимума), называется *дифракционным спектром* (ср. V.2.6.2°). Дифракционная решетка является одним из простейших достаточно точных устройств для измерения длин волн.

Задача 1. На плоскую щель шириною 0,01000 мм перпендикулярно к щели падает пучок лучей монохроматического света, длина волны которого 5890 Å. Найти углы, под которыми будут на экране располагаться три первых дифракционных минимума.

Дано: $b = 0{,}01000$ мм $= 1{,}000 \cdot 10^{-5}$ м, $\lambda = 5890$ Å $=$ $= 5{,}890 \cdot 10^{-7}$ м.

Найти: φ_1, φ_2, φ_3.

Решение: Условие минимума освещенности при дифракции на плоской щели: $b \sin\varphi = 2m\dfrac{\lambda}{2} = m\lambda$, где m — порядок минимума.

Для первого порядка $m = 1$, отсюда

$$\sin\varphi_1 = \frac{\lambda}{b}, \quad \sin\varphi_1 = \frac{5{,}890 \cdot 10^{-7}}{1{,}000 \cdot 10^{-5}} = 0{,}0589, \quad \varphi_1 = 3^\circ 22'.$$

Для второго порядка

$$\sin\varphi_2 = \frac{5{,}890 \cdot 10^{-7} \cdot 2}{1{,}000 \cdot 10^{-5}} = 11{,}87 \cdot 10^{-2}, \quad \varphi_2 = 6^\circ 46'.$$

Для третьего порядка

$$\sin\varphi_3 = \frac{5{,}890 \cdot 10^{-7} \cdot 3}{1{,}000 \cdot 10^{-5}} = 17{,}67 \cdot 10^{-2}, \quad \varphi_3 = 10^\circ 10'.$$

Задача 2. На дифракционную решетку, имеющую 600 штрихов на 1 мм, нормально падает свет от газоразрядной трубки. Дифракционный спектр рассматривается через зрительную трубу, установленную на лимбе. Красная линия в спектре первого порядка видна под углом 23°, зеленая — под углом 19°8′. Определить длины волн этих линий.

Дано: $N = 600$ 1/мм, $\varphi_1 = 23^\circ$, $\varphi_2 = 19^\circ 8'$.

Найти: λ_1, λ_2.

Решение: Условие максимума освещенности при дифракции на решетке: $(a + b)\sin\varphi = 2n\dfrac{\lambda}{2} = n\lambda$, где $a + b =$ $= \dfrac{1}{N}$ — период решетки, n — порядок дифракционного спектра. Тогда

$$\lambda_1 = \sin\varphi_1 \cdot \frac{1}{N}, \quad \lambda_1 = (\sin 23^\circ)\cdot\frac{1}{600} = 6{,}5\cdot 10^{-4}\ \text{мм},$$

$$\lambda_1 = 6500\text{Å},$$

$$\lambda_2 = (\sin 19^\circ 8')\cdot\frac{1}{600} = 5{,}46\cdot 10^{-4}\ \text{мм}, \quad \lambda_2 = 5460\text{Å}.$$

5. Поляризация света

1°. *Поляризацией света* называется совокупность явлений волновой оптики (V.2.1.1°), в которых проявляется поперечность электромагнитных световых волн (IV.4.2.4°). Электромагнитная световая волна называется *плоскополяризованной* (*линейно-поляризованной*), если направления колебаний векторов **E** и **B** в этой волне строго фиксированы и лежат в определенных плоскостях. На рис. V.2.14 показаны плоскости A и C, в которых происходят колебания векторов **E** и **B** в плоскополяризованной волне, распространяющейся со скоростью **v** в однородной изотропной среде. Плоскополяризованная (линейно-поляризованная) световая волна называется *плоскополяризованным* (*линейно-поляризованным*) *светом*.

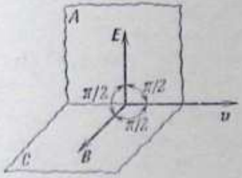


Рис. V.2.14.

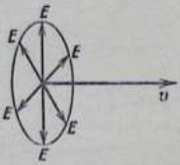


Рис. V.2.15.

2°. Электромагнитная световая волна называется *естественной* (*неполяризованной*), если направления колебаний векторов **E** и **B** в этой волне могут лежать в любых плоскостях, перпендикулярных к вектору скорости распространения волны. Рис. V.2.15 иллюстрирует возможные направления колебаний вектора **E** в естественном, неполяризованном свете. Колебания могут происходить по любому из направлений, показанных на рис. V.2.15.

Направления колебаний вектора **B** всегда перпендикулярны к направлению колебаний вектора **E** и на рис. V.2.15 не показаны. Иными словами, естественным, неполяризованным светом называются световые волны, у которых направления колебаний векторов **E** и **B** хаотически меняются так, что равновероятны все направления колебаний в плоскостях, перпендикулярных к лучу.

3°. Устройства, которые служат для преобразования естественного света в поляризованный свет, называются *поляризаторами*. Простейшим поляризатором является кристалл турмалина, обладающий способностью пропускать световые волны с колебаниями вектора **E** (и соответственно **B**), лежащими в одной определенной плоскости. На рис. V.2.16 показано, что если естественный свет падает на пластинку кристалла турмалина, вырезанную так, чтобы одна из ее сторон совпала с осью кристалла, то турмалин пропускает лишь световую волну, у которой вектор **E** колеблется в определенной плоскости P.

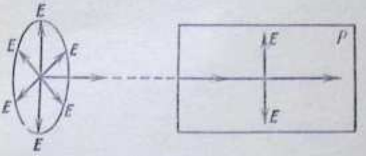


Рис. V.2.16.

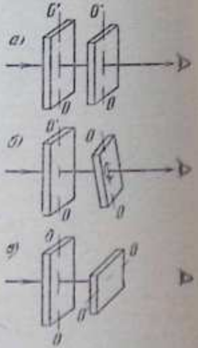


Рис. V.2.17.

4°. Убедиться в том, что свет, прошедший через кристалл турмалина, оказывается плоскополяризованным, можно с помощью второго кристалла турмалина, играющего роль *анализатора* — устройства, с помощью которого можно обнаружить положение плоскости, в которой происходят колебания вектора **E** в линейно-поляризованном свете.

На рис. V.2.17 показано, что при пропускании света через два последовательно расположенных кристалла турмалина свет полностью проходит через оба кристалла при параллельно расположенных осях кристаллов и постепенно гасится, если угол между осями приближается к 90°. Если оба кристалла располагаются так, что оси их перпендикулярны друг другу (рис. V. 2.17, *в*), то свет полностью гасится в анализаторе.

6. Дисперсия света

1°. *Дисперсией света* называется явление зависимости абсолютного показателя преломления вещества n (V. 1.2.1°) от частоты ν падающего на вещество света (или от длины волны в вакууме $\lambda_0 = c/\nu$, где c — скорость света в вакууме):

$$n = f(\nu) = \varphi(\lambda_0).$$

Из определения $n = c/v$ следует, что дисперсия света может определяться как явление зависимости скорости распространения световой волны в веществе от ее частоты: $v = f_1(\nu)$.

Рис. V. 2.18.

Дисперсия света называется *нормальной* в случае, если показатель преломления монотонно возрастает с увеличением частоты (убывает с увеличением длины волны); в противном случае дисперсия называется *аномальной*. На рис. V. 2.18 показана функция $n = f(\nu)$ для нормальной и аномальной дисперсии.

2°. Зависимость абсолютного показателя преломления от частоты света экспериментально обнаружена в серии опытов Ньютона. Он показал, что при прохождении через призму немонохроматического белого света на экране, установленном позади призмы, наблюдается видимая радужная полоска MN, состоящая из семи цветов, которая называется *призматическим* или *дисперсионным спектром* (рис. V. 2.19). Таким образом, дисперсия света приводит к разложению белого, немонохроматического света на монохроматические составляющие, каждая из которых имеет определенную частоту (или длину волны) (*спектральное разложение* белого света).

Дисперсионный спектр видимого света занимает на шкале электромагнитных волн участок от $\lambda = 7{,}5 \cdot 10^{-5}$ см (*красные лучи*) до $3{,}9 \cdot 10^{-5}$ см (*фиолетовые лучи*).

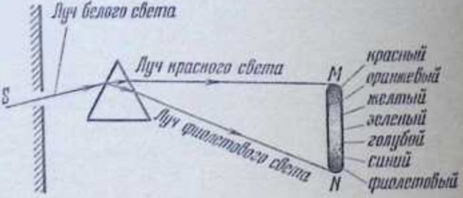


Рис. V.2.19.

3°. Явление дисперсии света, так же как и явления интерференции и дифракции в немонохроматическом свете, доказывают, что монохроматическая электромагнитная волна с определенной частотой (или длиной волны в вакууме), принадлежащая к диапазону видимых световых волн (IV.4.1.1°), создает в глазу с помощью колбочек (V.1.7.3°) восприятие определенного цвета. Строго монохроматический свет принципиально существовать не может. Это связано с процессами испускания света (VI.1.5.2°).

ГЛАВА 3

ИЗЛУЧЕНИЕ И СПЕКТРЫ

1. Тепловое излучение. Абсолютно черное тело

1°. Все тела излучают электромагнитные волны (IV.4.4.1°) за счет преобразования энергии хаотического, теплового движения частиц тела в энергию излучения. *Тепловым* (*температурным*) *равновесным излучением* называются электромагнитные волны, которые излучаются телом — *источником теплового излучения*, — находящимся в состоянии термодинамического равновесия (II.3.1.3°). *Тепловое равновесное излучение* создается источником при постоянной его температуре. Равновесное тепловое излучение осуществляется, если источник этого излучения S находится внутри замкнутой полости σ с непрозрачными стенками, температура которых равна температуре источника (рис. V.3.1). Интенсивность электромагнитных волн (IV.4.3.2°), испускаемых источником, будет равна энергии, которая поглощается стенками полости за единицу времени (п. 3°). Между полем излучения (IV.4.4.1°) и стенками будет существовать термодинамическое равновесие. Источником равновесного теплового излучения является Солнце, у которого постоянная температура поддерживается выделением энергии при термоядерных реакциях (VI.4.15.1°).

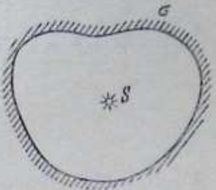


Рис. V.3.1.

Тепловое неравновесное излучение происходит, когда источник излучения нагревают. Например, в лампах накаливания в энергию электромагнитных волн преобразуется малая часть тепла, выделяющегося при пропускании электрического тока (III.2.7.4°).

2°. *Лучеиспускательной способностью тела* $E_{\nu, T}$ называется физическая величина, численно равная энергии теплового излучения данной частоты ν, которая испускается при температуре T единицей площади поверхности тела за единицу времени. Лучеиспускательная способность тела $E_{\nu, T}$ показывает, какую долю составляет тепловое излучение данной частоты ν в общем тепловом излучении источника. Помимо частоты ν и температуры T, величина $E_{\nu, T}$ зависит от материала тела и состояния его поверхности.

3°. *Поглощательной способностью тела* $A_{\nu, T}$ называется физическая величина, которая показывает, какая часть энергии электромагнитной волны данной частоты ν, падающей за единицу времени на единицу площади поверхности тела, поглощается этим телом. Кроме частоты ν и абсолютной температуры, $A_{\nu, T}$ зависит от материала тела и состояния его поверхности.

4°. *Абсолютно черным* называется такое тело, которое при любой температуре, независимо от материала тела и состояния его поверхности, полностью поглощает электромагнитные волны любых частот ν, т. е. все лучи, падающие на тело: $A_{\nu,T}^{\text{абс. черн}} = 1$. К абсолютно черному телу по своим свойствам близки: сажа, черный бархат, платиновая чернь. По своим оптическим свойствам Солнце близко к абсолютно черному телу.

Моделью абсолютно черного тела является небольшое отверстие O в непрозрачной стенке ящика B (рис. V.3.2). Луч, попавший через отверстие внутрь ящика, после многократных отражений от внутренних стенок практически полностью поглощается, независимо от материала стенок, — отверстие в стенке кажется черным.

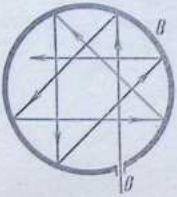


Рис. V.3.2.

5°. *Закон Кирхгофа для теплового излучения:* для произвольных частоты ν и температуры T отношение лучеиспускательной способности $E_{\nu,T}$ любого непрозрачного тела к его поглощательной способности $A_{\nu,T}$ одинаково. Оно равно лучеиспускательной способности $\varepsilon_{\nu,T}$ абсолютно черного тела:

$$\frac{E_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = \varepsilon_{\nu,T}.$$

Значение $\varepsilon_{\nu,T}$ зависит только от частоты и температуры абсолютно черного тела. Из закона Кирхгофа вытекает прямая пропорциональность между $E_{\nu,T}$ и $A_{\nu,T}$ для любого непрозрачного тела. Если при данной температуре T тело не поглощает некоторой частоты ν, то оно не может и испускать равновесного излучения этой же частоты (при $A_{\nu,T} = 0$ и $E_{\nu,T} = 0$).

Значение закона Кирхгофа состоит в том, что он позволяет по известной для данного тела величине $A_{\nu,T}$ выразить лучеиспускательную способность $E_{\nu,T}$ любого непрозрачного тела через лучеиспускательную способность $\varepsilon_{\nu,T}$ абсолютно черного тела.

2. Распределение энергии в спектре абсолютно черного тела

1°. Абсолютно черное тело состоит из громадного количества атомов; каждый из них по своим свойствам излучать электромагнитные волны подобен миниатюрному вибратору — диполю (IV.4.4.5°—7°). Каждый атом-вибратор колеблется со многими частотами и излучает энергию соответствующих частот. Поэтому абсолютно черное тело излучает электромагнитные волны всевозможных частот. Зависимость лучеиспускательной способности $\varepsilon_{\nu,T}$ абсолютно черного тела от частоты ν излучения при постоянной температуре T называется *кривой распределения энергии* в спектре абсолютно черного тела. Эта зависимость $\varepsilon_{\nu,T} = f(\nu)$ имеет характер непрерывной кривой. Кривая, полученная опытным путем, изображена на

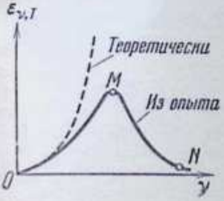


Рис. V.3.3.

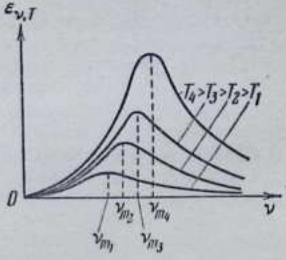


Рис. V.3.4.

рис. V.3.3 сплошной линией. На рис. V.3.4 изображены кривые зависимости $\varepsilon_{\nu,T}$ от ν при различных температурах. Из этих кривых видно, что с повышением температуры наибольшая мощность, излучаемая единицей площади поверхности абсолютно черного тела, приходится на все бóльшие частоты $\nu_{m_4} > \nu_{m_3} > \nu_{m_2} > \nu_{m_1}$.

2°. Теоретическое изучение вида кривой $\varepsilon_{\nu,T} = f(\nu)$ при $T = \text{const}$ сыграло выдающуюся роль в развитии физики. Вид этой кривой, полученной в физике к концу XIX века, изображен на рис. V.3.3 пунктирной линией. Видно, что теоретическая кривая существенно отличается от экспериментальной. На долю больших частот в опытной кривой приходится весьма малая величина $\varepsilon_{\nu,T}$ (точка N на кривой рис. V.3.3).

Теоретическая кривая $\varepsilon_{\nu,T} = f(\nu)$ при $T = \text{const}$ не имеет максимума (точка M на опытной кривой) и зависит от частоты по закону

$$\varepsilon_{\nu, T} = C\nu^2,$$

где C — некоторая постоянная. Неограниченное возрастание $\varepsilon_{\nu, T}$ с увеличением частоты ν противоречит не только экспериментальной кривой, но и закону сохранения энергии. Абсолютно черное тело, обладающее при некоторой постоянной температуре определенным, конечным запасом внутренней энергии, должно было бы испускать с единицы площади неограниченно большую мощность излучения: $\varepsilon_{\nu, T} \to \infty$ при $\nu \to \infty$. Этот вывод получил название «ультрафиолетовой катастрофы». Смысл названия в том, что «катастрофа» — кажущееся нарушение закона сохранения энергии — соответствует весьма большим, «ультрафиолетовым» частотам *).

3°. Причина трудностей, возникающих в теории теплового излучения абсолютно черного тела, была связана с одним из основных положений физики, выработанных в результате длительного ее развития. Это положение состоит в том, что энергия любого тела (или системы) может изменяться непрерывно, т. е. может принимать любые, как угодно близкие друг к другу значения. Энергия E системы представляет собой совокупность непрерывных возможных значений.

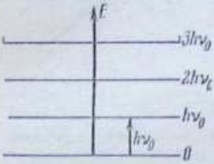


Рис. V.3.5.

Согласно гипотезе Планка, энергия атома-вибратора (п. 1°) абсолютно черного тела может изменяться лишь определенными порциями (квантами), кратными некоторой энергии ε, т. е. может принимать значения ε, 2ε, 3ε, ..., $n\varepsilon$. Величина элементарной порции энергии ε называется *квантом энергии*:

$$\varepsilon = h\nu,$$

*) Условность этого названия оч
тоты (и длины волн) ультрафиолетовы
определенный интервал на шкале электрома
В названии «катастрофы» подчеркивается, ... ует
весьма большим частотам ν, неограниченно в

где ν — частота колебаний атома-вибратора, h — *универсальная постоянная Планка* (*квант действия*), $h = 6{,}625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с. Название h связано с размерностью этой величины. Физическая величина, имеющая размерность произведения энергии на время, называется *действием* *).

4°. Из гипотезы Планка следует, что колеблющийся с частотой ν_0 атом-вибратор абсолютно черного тела может иметь лишь те значения энергии, которые указаны на рис. V.3.5.

По гипотезе Планка, энергия электромагнитных волн может излучаться и поглощаться отдельными квантами, целыми кратными величины $h\nu$. Последовательное развитие гипотезы Планка привело к созданию представлений о квантовых свойствах света (V.5.1.1°).

3. Люминесценция

1°. Помимо теплового излучения (V.3.1.1°) у тел при той же температуре может существовать другой вид излучения, избыточного над тепловым, — *люминесценция* **), которая не связана с переходом энергии теплового движения молекул в энергию электромагнитных волн. Явление люминесценции состоит в излучении света источниками за счет поступления к ним энергии в результате различных процессов.

2°. *Катодолюминесценцией* называется свечение тел, вызванное бомбардировкой вещества электронами или другими заряженными частицами (например, ионами).

Электролюминесценция вызывается пропусканием через вещество электрического тока или действием электрического поля. В этих видах люминесценции кинетическая энергия заряженных частиц или энергия электрического поля частично передается атомам (молекулам) вещества, которые излучают электромагнитные волны.

Свечение газового разряда (III.3.5.2°) в трубках для рекламных надписей является примером этих видов

*) Значение постоянной Планка получено из законов излучения абсолютно черного тела, которые не рассматриваются в элементарной физике (см. также V.5.3.4°).

**) От латинского слова «luminis» — свет.

люминесценции. Потоки заряженных частиц от Солнца вызывают видимое с Земли свечение атомов газов, находящихся в верхних слоях атмосферы.

Некоторые химические реакции в веществе, которые сопровождаются выделением энергии, являются причиной свечения, называемого *хемилюминесценцией*. Свечение многих живых организмов: бактерий, насекомых, рыб — происходит за счет химических реакций.

Фотолюминесценцией называется свечение тел под действием облучения их видимым, ультрафиолетовым светом, рентгеновскими (V.3.6.1°) или гамма-лучами (VI.4.4.2°). В этом случае энергия падающего на вещество излучения частично превращается в собственное излучение самого вещества. В люминесцентных источниках света — *лампах дневного света* внутренние поверхности разрядной трубки покрываются *люминофорами* — веществами, которые под действием ультрафиолетового или другого коротковолнового излучения с большой частотой начинают испускать видимый свет меньшей частоты.

3°. Причина всех люминесцентных явлений состоит в том, что центры люминесценции — атомы, молекулы или ионы вещества, являющегося источником люминесцентного свечения, — переводятся в возбужденные состояния (VI.2.5.3°) за счет энергии, доставляемой посторонним источником, вызывающим явление люминесценции. Переход возбужденных центров люминесценции в нормальные или менее возбужденные состояния (VI.2.4.3°) сопровождается испусканием света, который является люминесцентным свечением самого вещества.

4. Типы спектров

1°. Совокупность частот (или длин волн), которые содержатся в излучении какого-либо вещества, называется *спектром испускания* (*эмиссионным спектром*) этого вещества. Совокупность частот (или длин волн), поглощаемых данным веществом, называется его *спектром поглощения* (*абсорбционным* *) *спектром*).

---

*) От латинского слова «absorptio» — поглощение.

2°. Светящиеся газы (разреженные) в атомарном состоянии создают *линейчатые спектры испускания*, состоящие из отдельных узких *спектральных линий*. Спектральные линии имеют определенную интенсивность (IV.4.3.2°) и отделены одна от другой темными промежутками. Изолированные атомы данного химического элемента излучают вполне определенную, присущую только этому химическому элементу, совокупность спектральных линий. Например, светящиеся пары атома натрия в вакууме имеют в своем спектре среди других линий две яркие желтые линии с длинами волн 5896 Å и 5890 Å (VI.3.2°).

3°. Излучающие молекулы создают *полосатые спектры* испускания, в которых множество тесно расположенных спектральных линий образует группы — полосы, разделенные темными промежутками. Происхождение полосатых спектров молекул см. VI.3.4.4°.

4°. Раскаленные твердые тела и светящиеся жидкости создают *непрерывные* (*сплошные*) *спектры испускания*, представляющие собой непрерывную последовательность частот (или длин волн), плавно переходящих друг в друга. Примером непрерывного спектра является спектр испускания абсолютно черного тела (V.3.2.2°) с непрерывным распределением энергии в нем (рис. V.3.3). Непрерывный спектр создает светящаяся поверхность Солнца — *фотосфера*.

5°. *Обращение спектральных линий* испускания и поглощения: атомы данного химического элемента поглощают те спектральные линии (точнее, частоты), которые они сами испускают. Газовая оболочка, окружающая Солнце, — *хромосфера* и земная атмосфера поглощают ряд линий в непрерывном спектре излучения Солнца, и в сплошном спектре Солнца наблюдаются многочисленные темные *фраунгоферовы линии* *).

6°. *Спектральным анализом* называется изучение химического состава и концентрации атомов (и молекул), входящих в состав вещества, по его спектру. Для определения концентраций в *количественном спектральном анализе* рассматриваются не только положения спектральных линий и полос (их частоты или длины волн), но и их интенсивности (IV.4.3.2°). Методами количественного

*) По фамилии Фраунгофера, обнаружившего эти линии.

спектрального анализа удается определять весьма малые количества данного элемента в составе сложного вещества (порядка 10^{-13} кг). Так исследуется химический состав Солнца и звезд.

5. Инфракрасное и ультрафиолетовое излучения

1°. Излучение, которое обнаруживается непосредственно за красной частью призматического спектра (V.2.6.2°), называется *инфракрасным излучением*. Инфракрасные лучи с длинами волн $\lambda > 7{,}5 \cdot 10^{-5}$ см заполняют на шкале электромагнитных волн (V.3.7.1°) промежуток между ультракороткими радиоволнами (IV.4.5.1°) с длинами волн $\lambda = 1 \div 2$ мм и видимым светом (V.2.6.2°). Источниками инфракрасного излучения являются все нагретые тела.

2°. Любое поглощаемое излучение в той или иной степени нагревает тела. Однако инфракрасное излучение обнаруживается только по его тепловому действию — нагреванию тел, которые его поглощают. Все отопительные устройства являются источниками инфракрасных волн и нагревают тела, которые поглощают эти волны.

Инфракрасное излучение оказывает действие на специальные фотопластинки, чувствительные к инфракрасным лучам. На этом основано фотографирование (V.5.6.2°) в инфракрасных лучах, возможное в любое время суток.

3°. Излучение, которое обнаруживается непосредственно за фиолетовой частью призматического спектра (V.2.6.2°), называется *ультрафиолетовым излучением*. Ультрафиолетовые лучи с длинами волн $\lambda < 3{,}9 \cdot 10^{-5}$ см занимают место на шкале электромагнитных волн (V.3.7.1°) между фиолетовыми лучами с длинами волн $\lambda = 3{,}9 \cdot 10^{-5}$ см и рентгеновскими лучами (V.3.6.1°) с длинами волн $\lambda \approx 8 \cdot 10^{-6}$ см.

4°. Невидимые глазом ультрафиолетовые лучи обнаруживаются по их активному химическому и биологическому действию. От разрушительного действия ультрафиолетовых лучей на сетчатку глаза (V.1.7.3°) предохраняют специальные защитные очки, поглощающие или отражающие ультрафиолетовое излучение. Различные дозы (VI.4.14.1°) ультрафиолета, действуя на ткани кожи, приводят к образованию защитного пигмента — загара, витамина D_2, оказывают бактерицидное действие — убивают болезнетворные бактерии.

Все особенности действия ультрафиолетового излучения объясняются тем, что энергии его квантов $h\nu$ (V. 3.2.4°) имеют бо́льшую величину, чем энергии квантов видимого света.

6. Рентгеновские лучи

1°. *Рентгеновским излучением* называются электромагнитные волны с длиной волны более короткой, чем у ультрафиолетовых лучей (V. 3.5.3°). Рентгеновские лучи занимают на шкале электромагнитных волн (V. 3.7.1°) обширный участок длин волн: от $8 \cdot 10^{-6}$ см до 10^{-10} см. Рентгеновское излучение возникает в результате преобразования кинетической энергии быстрых электронов в энергию электромагнитных волн.

2°. Различается два вида рентгеновского излучения: белое рентгеновское (тормозное) и характеристическое.

Белое рентгеновское (тормозное) излучение возникает при торможении быстрых электронов при их движении в веществе, в частности в металлах. Согласно IV. 4.4.3°, при торможении электрического заряда он излучает электромагнитные волны. Тормозное излучение электронов имеет сплошной непрерывный спектр

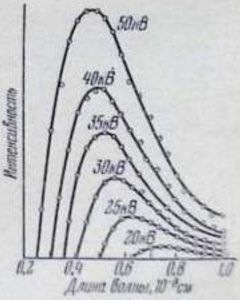


Рис. V. 3.6.

(V. 3.4.4°) (*рентгеновский сплошной спектр*). Этот спектр имеет существенные отличия от непрерывных спектров излучения, создаваемых твердыми телами или жидкостями. Во-первых, он расположен в далекой коротковолновой области; во-вторых, рентгеновский сплошной спектр ограничен со стороны малых длин волн некоторой границей λ_{min}, которая называется *границей сплошного рентгеновского спектра*. На рис. V. 3.6 приведены типичные кривые распределения интенсивности рентгеновских лучей по длинам волн при различных разностях потенциалов между электродами рентгеновской трубки (п. 4°). Существование $\lambda_{мин}$ можно объяснить на основе квантовых представлений о природе света (V.5.1.2°). Максимальная энергия $h\nu_{макс}$ кванта рентгеновских лучей, возникшего за счет энергии электрона $\mathscr{E}$, не может превышать этой энергии, т. е.

$$\mathscr{E} = e\varphi_0 = h\nu_{макс},$$

где φ_0 — разность потенциалов, за счет которой электрону сообщена энергия $\mathscr{E}$ (III.1.8.5°), e — абсолютное значение заряда электрона. Если от частоты $\nu_{макс}$ перейти к длине волны, то

$$\lambda_{мин} = \frac{c}{\nu_{макс}} = \frac{c \cdot h}{e \cdot \varphi_0} = \frac{ch}{\mathscr{E}}.$$

Экспериментальной проверкой справедливости этой формулы является вычисление из нее постоянной Планка h (V.3.2.3°). Значение h, полученное этим методом, является одним из наиболее точных и достоверных.

3°. *Характеристическое рентгеновское излучение* имеет линейчатый спектр (V.3.4.2°). Такое название оно получило потому, что частоты линий спектра в этом излучении являются характерными для каждого вещества, в котором тормозятся быстрые электроны. Характеристическое излучение возникает в результате того, что внешний быстрый электрон, тормозящийся в веществе, вырывает из атома вещества электрон, расположенный на одной из внутренних электронных оболочек (VI.2.8.6°). На освободившееся место переходит другой электрон атома из более удаленной от ядра оболочки. Это приводит к возникновению рентгеновского фотона (V.5.1.2°) с определенной частотой ν, характерной для данного атома с зарядом Ze (VI.2.1.1°). На рис. V.3.7 показано образование рентгеновского фотона при выбивании электрона из K-оболочки атома и переходе на освободившееся место электрона из L-оболочки.

4°. *Рентгеновской трубкой* называется устройство для получения рентгеновских лучей. На рис. V.3.8 изображена схема устройства электронной рентгеновской трубки.

Раскаленная вольфрамовая спираль K, накаливаемая особой батареей или особым трансформатором накала, является источником электронов. Поток электронов ускоряется в сильном электрическом поле, созданном источником высокого напряжения между анодом и катодом. Ускоренный поток электронов тормозится в веществе анода A и вызывает появление рентгеновских лучей *).

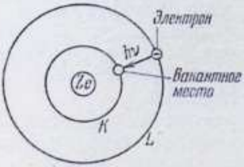


Рис. V.3.7.

Рис. V.3.8.

5°. Малая длина волны рентгеновских лучей, их большая «жесткость», является причиной, обусловливающей основные *свойства рентгеновских лучей:* высокую проникающую способность, действие на фотопластинки, способность вызывать ионизацию в веществах, сквозь которые эти лучи проходят.

Поглощение рентгеновских лучей, сопровождающееся переходом их энергии во внутреннюю энергию (II. 4.1.2°) вещества, сильно зависит от атомного номера вещества (пропорционально Z^4). Различное поглощение рентгеновских лучей при прохождении их сквозь неоднородные вещества находит применение в медицине, науке и технике. При просвечивании человеческого тела поглощение в костях, состоящих главным образом из фосфорнокислого кальция, приблизительно в 150 раз больше, чем поглощение в мягких тканях тела, где поглощает в основном вода. При просвечивании резко выделяется тень от костей. На принципе различного поглощения рентгеновских лучей веществами с различными плотностями основана в медицине *рентгенодиагностика* — распознавание

*) В мощных рентгеновских трубках анод (*антикатод*) охлаждается для предохранения от перегрева при торможении электронов.

различных новообразований в организме. В основе *рентгенотерапии* лежит возможность разрушения рентгеновскими фотонами тех или иных новообразований. *Рентгеновская дефектоскопия* основана на зависимости поглощения рентгеновских лучей от атомного номера Z в оптически непрозрачных твердых телах. Различные дефектные включения в теле (например, примеси и т. д.) при просвечивании тела обнаруживаются на экране. Если $Z_1 < Z_2$, где Z_1 — атомные номера дефектов, Z_2 — атомный номер вещества тела, то область, занятая дефектами, на экране будет более светлой, чем остальное поле зрения. В противоположном случае $(Z_2 < Z_1)$ дефектная область будет более затемненной.

6°. Условие наблюдения дифракции (V. 2.3.1°) выполняется для рентгеновского излучения при дифракции на кристаллических решетках твердых тел, ибо периоды кристаллических решеток (II. 1.6.5°) соизмеримы с длинами волн рентгеновских лучей (*дифракция на кристаллических структурах*). При дифракции рентгеновских лучей на монокристаллах (II. 1.6.4°) дифракционная картина имеет вид отдельных пятен, правильно расположенных вокруг центрального пятна (рис. V. 3.9). При дифракции

Рис. V. 3.9.

Рис. V. 3.10.

на поликристаллах (II. 1.6.4°) дифракционная картина имеет вид симметрично расположенных концентрических колец (рис. V. 3.10). С помощью изучения расположения дифракционных пятен и колец осуществляется *рентгеноструктурный анализ* кристаллов — изучение строения кристаллических решеток твердых тел.

7. Шкала электромагнитных волн

1°. На рис. V.3.11 в логарифмическом масштабе изображена *шкала электромагнитных волн* — непрерывная последовательность частот и длин волн электромагнитных излучений, представляющих собой распространяющееся в пространстве переменное электромагнитное поле (IV.4.1.1°).

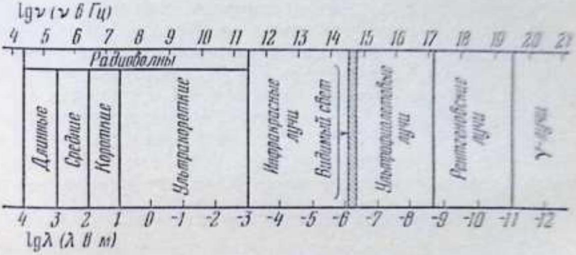


Рис. V.3.11.

2°. На шкале электромагнитных волн видно, что границы по частотам ν (или длинам волн в вакууме $\lambda_0 = c/\nu$) между различными видами электромагнитного излучения весьма условны — последовательные участки шкалы непрерывно переходят друг в друга. Электромагнитные излучения, частоты которых отличаются на много порядков (например, радиоволны и рентгеновские лучи), имеют качественно различные свойства. Эти различия определяются общей закономерностью шкалы электромагнитных волн: по мере перехода от более длинных волн (малых частот) к более коротким (бо́льшим частотам) волновые свойства света (интерференция, дифракция, поляризация) проявляются слабее, а квантовые свойства света (V.5.1.1°), в которых решающую роль играет величина кванта энергии $h\nu$ (V.3.2.3°), проявляются сильнее.

3°. Электромагнитная природа световых волн на шкале рис. V.3.11 находит свое выражение в том, что видимый свет занимает вполне определенный, хотя и узкий участок этой шкалы.

*ГЛАВА 4**

ОСНОВЫ СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

1. Законы электродинамики и механический принцип относительности

1°. Скорость c света в вакууме в соответствии с классическим законом сложения скоростей (I.2.7.2°) должна быть различной в разных инерциальных системах отсчета (I.2.1.3°), изображенных на рис. V.4.1. Если в системе XYZ, связанной с источником света, она равна c (рис. V.4.1, *а*), то в системе $X'Y'Z'$, движущейся относительно XYZ, как указано на рис. V.4.1, *б*, скорость света в вакууме должна быть $c' = c - v$. Соответственно в системах $X''Y''Z''$ и $X'''Y'''Z'''$, движущихся относительно XYZ так, как показано на рис. V.4.1, *в* и V.4.1, *г*, скорость света в вакууме должна была бы быть равной

$$c'' = c + v \quad \text{и} \quad c''' = \sqrt{c^2 + v^2}.$$

2°. Вывод о возможности различных значений скорости света в вакууме в разных инерциальных системах отсчета означает, что в электродинамике должно нарушаться важнейшее положение механики Ньютона — механический принцип относительности Галилея — Ньютона (I.2.7.5°). Другое предположение о том, что механический принцип относительности имеет универсальную применимость, но неверной является вся система законов электродинамики и оптики *), находится в резком противоречии с огромным числом опытов, получивших свое объяснение на основе этих законов.

3°. Большое число опытов, поставленных с очень высокой точностью, имевших целью обнаружить зависимость скорости света c от движения системы отсчета по отношению к источнику, дали отрицательный результат. Во всех инерциальных системах отсчета, независимо от величины и направления скорости их движения, скорость света c оказалась одинаковой и равной значению этой скорости в системе отсчета, связанной с источником (п. 1°):

$$c' = c'' = c''' = c,$$

*) Сведения об этих законах приведены в отделах IV и V данного справочного руководства.

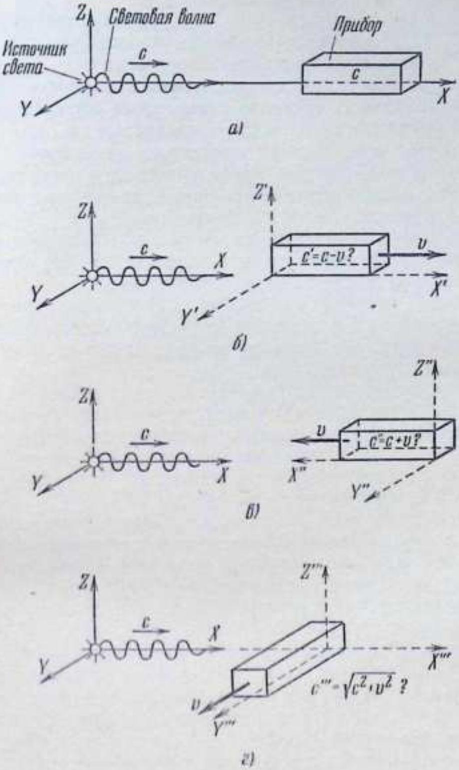

Z
Световая волна
Источник света
c
Прибор
c
Y
X
а)
Z'
Z
c
X
v
c'=c−v?
Y
X'
Y'
б)
Z''
Z
c
v
c''=c+v?
Y
X
X''
Y''
в)
Z
Z'''
c
X
Y
X'''
$c''' = \sqrt{c^2+v^2}$?
v
Y'''
г)

Рис. V.4.1.

2. Постулаты специальной теории относительности

1°. *Специальная* (*частная* *)) *теория относительности* (СТО), иначе называемая *релятивистской теорией* **), основывается на двух постулатах.

Первый постулат — *принцип относительности*: в любых инерциальных системах отсчета все физические явления (механические, электромагнитные и др.) при одних и тех же условиях протекают одинаково. С помощью любых опытов, проведенных в замкнутой системе тел, нельзя обнаружить, покоится эта система или движется равномерно и прямолинейно.

Принцип относительности является обобщением механического принципа относительности на все явления физики, в частности на электромагнитные.

Второй постулат — *принцип постоянства скорости света*: во всех инерциальных системах отсчета скорость света в вакууме одинакова и не зависит от скорости движения источника света.

По первому постулату СТО законы электродинамики и оптики справедливы во всех инерциальных системах отсчета. Поэтому все опыты, ставившиеся с целью обнаружить влияние движения Земли по орбите на закономерности электромагнитных явлений, постоянно приводили к отрицательному результату.

2°. Постулаты СТО находятся в очевидном противоречии с теми представлениями о пространстве и времени, которые сложились в механике Ньютона. Это видно из примера, приведенного на рис. V.4.2. Инерциальная система отсчета $K'(X', Y', Z')$ с центром O', совпадающим при $t = 0$ с центром O системы $K(X, Y, Z)$, движется относительно неподвижной системы K, как показано на рисунке. При $t = 0$ в центре O в точечном источнике света (V.1.6.3°) произошла вспышка света. К моменту $t > 0$ сферический фронт волны (IV.3.1.5°) достигнет в системе K сферы A с радиусом $r = ct$. Но с тем же правом можно считать, что вспышка произошла

*) Помимо специальной (частной) теории относительности Эйнштейном создана общая теория относительности, сведения о которой далеко выходят за рамки элементарного курса физики и данного справочного руководства.

**) От латинского слова «relativus» — относительный.

в источнике в точке O' системы K', когда точки O и O' совпадали. По второму постулату световая волна должна распространяться относительно системы K' точно так же, как относительно системы K, ибо скорость света c не зависит от скорости $\mathbf{v}$ движения источника — точки O'. По первому постулату системы K и K' совершенно равноправны и в движущейся системе K' свет должен распространяться так же, как и в неподвижной системе. Следовательно, ко времени t фронт волны, испущенной из точки O', должен быть сферой того же радиуса ct с центром в точке O'. Но центр O' этой сферы за время t удалится от центра O системы K на расстояние vt.

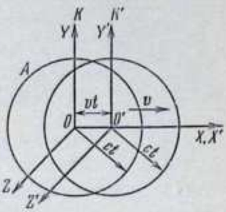


Рис. V.4.2.

Возникает ситуация, противоречащая здравому смыслу: за время t сферическая волна достигает сферы определенного радиуса $r = ct$, центр которой одновременно находится в двух различных точках O и O'.

3. Понятие о длине тела

1°. Смысл противоречия, отмеченного в V.4.2.2°, Эйнштейн усмотрел в ограниченности представлений о свойствах пространства и времени в механике Ньютона, которые считались «само собой разумеющимися». В СТО эти представления подвергнуты серьезному пересмотру.

При использовании в физике двух основных понятий — длины и времени — указываются способы однозначного измерения длины и промежутков времени. Измерение длины l_0 стержня производится сравнением ее с длиной эталонного тела, которая, по определению, считается равной единице длины. Этот способ измерения длины легко осуществляется, если стержень и масштабная линейка неподвижны в системе K, где проводится измерение. Если измерение длины производится в системе отсчета K', движущейся вместе с масштабной линейкой, являющейся эталоном длины в этой системе, то длина стержня l'_0 будет совпадать с l_0: $l'_0 = l_0$. Если бы это было не так, если бы, например, оказалось, что $l'_0 > l_0$, то, в силу равноправности систем K и K', можно было бы считать, что система K' неподвижна, а система K движется относительно K' со скоростью $-\mathbf{v}$. Тогда, в силу сделанного выше предположения, оказалось бы, что $l_0 > l'_0$. Два неравенства $l'_0 > l_0$ и $l_0 > l'_0$ противоречивы, и, следовательно, $l'_0 = l_0$.

2°. Длину стержня, движущегося вместе с системой отсчета K' и расположенного вдоль оси $O'X'$ (рис. V.4.3), можно измерить масштабной линейкой, находящейся в неподвижной системе K. Для этого координаты x_1 и x_2 начала M и конца N движущегося стержня надо измерить в произвольный, но о д и н и т о т ж е момент времени (V.4.4.2°). Длина стержня будет $l = x_2 - x_1$ (рис. V.4.3). В движущейся системе K' координаты концов стержня будут соответственно x'_1 и x'_2 и длина стержня, неподвижного в системе K', будет $l_0 = x'_2 - x'_1$.

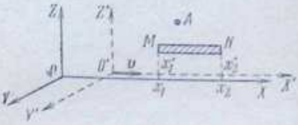


Рис. V.4.3.

В механике Ньютона из преобразований Галилея (I.2.7.1°) следует, что $x'_2 - x'_1 = x_2 - x_1$ и поэтому $l = l_0$. В СТО этот вопрос решается иначе (V.4.7.2°).

4. Одновременность событий. Синхронизация часов

1°. Измерение времени производится эталоном, в качестве которого используется периодический процесс (качание маятника, движение стрелки часов по циферблату и т. п.). Измерение времени связано с понятием *одновременности двух событий.*

Событием называется любое явление, происходящее в данном месте с координатами x, y, z в некоторый момент времени t. Два или несколько событий называются *одновременными*, если они происходят в один и тот же момент времени t. Для двух событий, происходящих в одном и том же месте, одновременность устанавливается по показанию часов, установленных в том месте, где события происходят.

В механике Ньютона время рассматривалось абсолютным, считалось, что оно, как писал Ньютон, «течет одинаково, безотносительно к чему-либо внешнему». «Длительность, или возраст существования вещей остается одним и тем же, независимо от того, быстры движения или медленны или их нет вообще». Одновременность двух событий, происходящих и в одной и в разных точках пространства, считалась в механике Ньютона понятием очевидным, не нуждающимся в указании того, как должна быть обнаружена одновременность.

2°. Для обнаружения одновременности двух событий, происходящих в разных точках A и B пространства, в этих точках должны быть установлены часы, которые идут *синхронно друг с другом*. Часы, установленные в A и B, будут синхронными, если в момент, когда часы в точке A показывают время t_1, часы в точке B показывают такое же время t_1 и идут одинаково быстро с часами в точке A. Одинаковость хода часов можно проверить на опыте, если посылать сигнал из точки A через определенные равные промежутки времени и отмечать по вторым часам, установленным в B, промежутки времени между моментами прихода сигналов в точку B.

3°. Проверить одинаковость показаний часов в A и B было бы очень просто с помощью сигнала, распространяющегося из A в B мгновенно. Отсутствие в природе таких сигналов означает, что вопрос об одинаковости показаний двух часов, расположенных в разных точках, может быть решен с помощью *синхронизации часов*. Пусть по часам в точке A световой сигнал отправляется в момент времени t_1 и после отражения в точке B вновь возвращается в точку A в момент времени t_2. Часы в точке B считаются синхронными с часами в точке A, если они идут одинаково быстро, и в момент прихода сигнала в точку B часы в точке B показывают время $t = \frac{t_1 + t_2}{2}$.

4°. Выбор светового сигнала в вакууме в качестве физического процесса для синхронизации часов определяется тем, что скорость любого сигнала в природе не может превосходить скорости света c в вакууме. *Предельный характер скорости света c* не является постулатом СТО, однако он играет такую же роль, как постулаты СТО, и подтверждается многочисленными экспериментами. Синхронизация часов, находящихся в различных точках пространства и перемещающихся вместе с рассматриваемой системой отсчета, позволяет осуществить *хронометризацию системы отсчета*: каждому событию соответствует вполне определенный момент времени t, независимо от места расположения точки, в которой событие происходит.

5. Относительность одновременности событий

1°. Из преобразований Галилея (I.2.7.1°) следует, что если два события происходят в системе K в моменты времени t_1 и t_2, а в системе K' (рис. V.4.2) соответственно в моменты времени t'_1 и t'_1, то, поскольку $t = t'$, промежуток времени между двумя событиями одинаков в обеих системах отсчета:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = t'_2 - t'_1 = \Delta t'.$$

Одновременность двух событий в механике Ньютона абсолютна и не зависит от системы отсчета (I.1.1.3°): если $\Delta t = 0$, то и $\Delta t' = 0$.

2°. В СТО одновременность двух событий, происходящих в разных точках пространства, относительна: события, одновременные в одной инерциальной системе отсчета, не одновременны в других инерциальных системах, движущихся относительно первой.

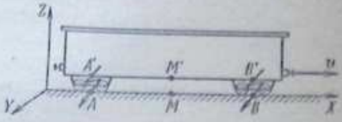


Рис. V.4.4.

На рис. V.4.4 рассмотрена схема эксперимента, который это иллюстрирует. Система отсчета K связана с Землей, система K' — с вагоном, движущимся относительно Земли прямолинейно и равномерно со скоростью $\vec{v}$. На Земле и в вагоне отмечены точки A, M и B в соответственно A', M' и B', причем $AM = MB$ и $A'M' = M'B'$. В момент, когда точки, отмеченные на Земле и в вагоне, совпадают, в точках A и B происходят события — ударяют две молнии. В системе K сигналы от обеих вспышек придут в точку M одновременно, ибо $AM = MB$ и скорость света одинакова во всех направлениях. Следовательно, события в точках A и B произошли одновременно. В системе K', связанной с вагоном, сигнал из точки B' придет в точку M' раньше, чем из точки A', ибо скорость света одинакова во всех направлениях, но M' движется навстречу сигналу, испущенному из точки B', и удаляется от сигнала, испущенного из точки A'. Следовательно, события в точках A' и B' не одновременны: событие в точке B' произошло раньше, чем в точке A'. Если бы вагон двигался в противоположную сторону, получился бы обратный результат: событие в точке B' произошло бы позже, чем в точке A'.

3°. Понятие одновременности пространственно разделенных событий относительно. Из постулатов теории относительности и существования конечной скорости распространения сигналов следует, что в разных инерциальных системах отсчета время протекает по-разному. Это разрешает противоречие с расположением фронтов сферических волн, отмеченное в V.4.2.2°. Свет одновременно достигает точек сферической поверхности с центром в точке O с точки зрения наблюдателя, неподвижного в системе K. С точки зрения наблюдателя, связанного с системой K', свет достигает точек сферической поверхности в различные моменты времени и парадокса с центрами сфер нет.

6. Преобразования Лоренца

1°. В соответствии с двумя постулатами специальной теории относительности (V.4.2.1°) между координатами и временем в двух инерциальных системах K и K' существуют соотношения, которые называются *преобразованиями Лоренца*.

2°. В простейшем случае, когда система K' движется относительно системы K со скоростью $\mathbf{v}$ так, как показано на рис. V.4.3, преобразования Лоренца для координат и времени имеют следующий вид:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},$$

$$x = \frac{x' + vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = \frac{t' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

3°. Из преобразований Лоренца вытекает тесная связь между пространственными и временными координатами в СТО; не только пространственные координаты зависят от времени (как в преобразовании Галилея (I.2.7.1°)), но и время в обеих системах отсчета зависит от пространственных координат, а также от скорости v движения системы отсчета K'.

4°. Преобразования Лоренца переходят в преобразования Галилея при условии $v/c \ll 1$. В этом случае

$$x' = x - vt, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t,$$
$$x = x' + vt, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = t'.$$

Переход формул СТО в формулы кинематики при условии $v/c \ll 1$ является проверкой справедливости формул СТО.

5°. Принцип относительности (V.4.2.1°) может быть сформулирован с учетом преобразований Лоренца следующим образом. Все законы физики, описывающие любые физические явления, должны во всех инерциальных системах отсчета иметь одинаковый вид. Это означает, что при переходе от одной инерциальной системы отсчета K к другой системе K' с помощью преобразований Лоренца законы физики должны сохранять свою форму. Этот вывод называется *релятивистской инвариантностью* *) (*лоренц-инвариантностью*) законов физики.

7. Относительность длин (расстояний)

1°. Из преобразований Лоренца для координат x и x' и времени t и t' следует, что $v/c \leqslant 1$. В противном случае эти координаты и времена окажутся мнимыми. Ско-

*) От французского слова «invariant» — неизменяющийся.

рость v относительного движения двух инерциальных систем отсчета не может превосходить скорости света в вакууме.

2°. Пусть стержень MN движется вместе с системой отсчета K' относительно системы K так, как показано на рис. V.4.3. Длина стержня в системе K' равна (V.4.3.2°)

$$l_0 = x'_2 - x'_1.$$

Длина тела в системе отсчета, где оно покоится (l_0), называется *собственной длиной*. Для определения длины l движущегося стержня в системе K необходимо найти координаты x_2 и x_1 точек N и M конца и начала стержня в один и тот же момент времени t по часам в системе K:

$$l = x_2(t) - x_1(t).$$

Из преобразований Лоренца следует, что

$$x_2(t) - x_1(t) = (x'_2 - x'_1)\sqrt{1 - v^2/c^2}, \text{ или } l = l_0\sqrt{1 - v^2/c^2}.$$

Длина тела зависит от скорости его движения. Собственная длина тела является его наибольшей длиной. Линейный размер тела, движущегося относительно инерциальной системы отсчета, уменьшается в направлении движения в $\sqrt{1 - v^2/c^2}$ раз (*лоренцово сокращение длины*). Из преобразований Лоренца следует также, что

$$y'_2 - y'_1 = y_2 - y_1 \text{ и } z'_2 - z'_1 = z_2 - z_1,$$

т. е. поперечные размеры тела не зависят от скорости его движения и одинаковы во всех инерциальных системах отсчета.

3°. Лоренцево сокращение длины не является кажущимся. Оно подчеркивает, что длина тела является относительной и зависит от скорости движения тела в данной системе отсчета K. Однако эта зависимость может сказаться лишь при таких скоростях, при которых v^2/c^2 заметно влияет на величину $\sqrt{1 - v^2/c^2}$, т. е. при скоростях v, близких к скорости света. Такие скорости для макроскопических тел реально недостижимы, и лоренцево сокращение не обнаруживается экспериментально.

4°. Лоренцево сокращение длины является кинематическим эффектом специальной теории относительности и не связано с действием каких-либо сил, «сдавливающих» стержень вдоль его длины. Из лоренцева сокращения следует, что никакое тело не может двигаться в пространстве со скоростью $v \geqslant c$. В противном случае это означало бы, что длина тела является мнимой величиной или обращается в нуль.

8. Относительность промежутков времени

1°. *Длительностью* (*промежутком времени*) между двумя событиями называется время, прошедшее между этими событиями, измеренное часами, расположенными в данной системе отсчета. Пусть в точке A, неподвижной относительно системы K', в моменты времени t_1' и t_2' произошли два события. Например, качающийся маятник дважды прошел через положение равновесия. Промежуток времени τ_0 между этими событиями будет $\tau_0 = t_2' - t_1'$.

2°. Время, измеряемое в системе отсчета, где точка A неподвижна, называется *собственным временем*. Собственное время отсчитывается по часам, движущимся вместе с системой отсчета. В системе K, относительно которой система K' движется (рис. V.4.3), промежуток времени τ между событиями, происшедшими в точке A, будет $\tau = t_2 - t_1$, где время отсчитано по часам в системе K. Из преобразования Лоренца для времени (V.4.6.2°)

$$t_2' = \frac{t_2 - \frac{v}{c^2} x_2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad \text{и} \quad t_1' = \frac{t_1 - \frac{v}{c^2} x_1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

следует, что

$$\tau_0 = t_2' - t_1' = \frac{(t_2 - t_1) - \frac{v}{c^2}(x_2 - x_1)}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{\tau - \frac{v}{c^2}(x_2 - x_1)}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Но $x_2 - x_1$ есть смещение точки A вдоль оси OX системы K за время τ между событиями. Поэтому

$$x_2 - x_1 = v\tau \text{ и } \tau_0 = \tau\sqrt{1 - v^2/c^2},$$

т. е.

$$\tau_0 < \tau, \text{ или } \tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

3°. Длительность явления, происходящего в некоторой точке пространства, будет наименьшей в той инерциальной системе отсчета, относительно которой эта точка неподвижна. Это означает, что часы, движущиеся относительно инерциальной системы отсчета, идут медленнее неподвижных часов и показывают больший промежуток времени между событиями (*релятивистское замедление времени*). Кинематический эффект замедления хода часов становится заметным лишь при скоростях v движения, близких к скорости света c в вакууме, когда член v^2/c^2 в формулах п. 2° оказывает заметное влияние.

4°. Релятивистское замедление времени экспериментально подтверждено в экспериментах с распадом мюонов (VI. 5.4.3°) — нестабильных, самопроизвольно распадающихся элементарных частиц. Среднее собственное время жизни τ_0 мюона, т. е. время его жизни, отсчитанное по часам, движущимся вместе с ним, равно $\tau_0 = 2{,}2 \cdot 10^{-6}$ секунд. Если бы не было замедления времени, то мюон, возникший в верхних слоях атмосферы и движущийся к Земле со скоростью v, близкой к c, проходил бы в атмосфере небольшое расстояние s, равное приблизительно $s \approx c\tau_0 = 660$ м. Мюон не достигал бы поверхности Земли. Однако приборы регистрируют такие частицы. Формулы п. 2° объясняют это противоречие. Время жизни τ мюона для наблюдателя, связанного с Землей (в неподвижной системе отсчета K), будет значительно больше, чем τ_0, именно $\tau = \dfrac{\tau_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$. Оценки показывают, что $\tau \approx 10\tau_0$, и мюон проходит в атмосфере расстояние, позволяющее ему достигнуть Земли и быть зарегистрированным прибором.

5°. Релятивистское замедление времени позволяет в принципе осуществить «путешествие в будущее». Пусть космический корабль, движущийся со скоростью v относительно Земли, совершает перелет от Земли до звезды и о б р а т н о. Если свет проходит путь от звезды до Земли за время t_0, то $l_0 = ct_0$. Продолжительность перелета корабля для земного наблюдателя будет равна

$$\tau = \frac{2l_0}{v} = \frac{2t_0}{\beta}, \quad \text{где} \quad \beta = \frac{v}{c}.$$

настолько постареют люди на Земле к моменту возвращения космонавтов. По часам, установленным на космическом корабле, полет займет меньше времени: $\tau_0 = \frac{2l_0}{\beta}\sqrt{1-\beta^2}$. По принципу относительности (V.4.2.1°) все процессы на космическом корабле, включая старение космонавтов, происходят так же, как и на Земле, но не по земным часам, а по часам, установленным на корабле. Следовательно, к моменту возвращения на Землю космонавты постареют только на время τ_0. Если, например, $l_0 = 500$ лет и $\beta = 0{,}9999$, то формулы для τ и τ_0 дают $\tau = 1000{,}1$ года и $\tau_0 = 14{,}1$ года. Космонавты возвратятся на Землю по земным часам спустя 10 веков после вылета и постареют всего лишь на 14,1 года.

6°. Этот результат является основой для *«парадокса часов»* в специальной теории относительности. Землю можно рассматривать движущейся относительно космического корабля со скоростью **v**. Тогда часы на Земле должны отставать от часов на корабле и продолжительность полета должна быть для космонавтов большей, чем для людей, оставшихся на Земле. Выходит, что после приземления корабля корабельные часы должны одновременно отставать от часов на космодроме и опережать их, что совершенно бессмысленно. Результат сравнения хода времени по двум правильно идущим взаимно неподвижным часам, находящимся в одной и той же точке пространства, должен быть однозначным.

7°. Парадокса часов в действительности не существует. Он возникает из-за неверного применения в п. 6° принципа относительности. Принцип относительности (V.4.2.1°) утверждает физическую равноправность не любых, а лишь инерциальных систем отсчета. Часы на космодроме остаются все время в покое относительно одной и той же инерциальной системы отсчета. Корабельные же часы неподвижны относительно корабля, который не все время является инерциальной системой отсчета. При запуске, облете звезды и приземлении скорость корабля изменяется, а ускоренно движущаяся система отсчета является неинерциальной (I.2.12.1°). Земная и корабельная системы отсчета неравноценны в рамках СТО. Расчет продолжительностей полета τ

и τ_0, приведенный в п. 5° с использованием инерциальной (земной) системы отсчета, не должен сравниваться с рассуждениями в п. 6°. Здесь уже нужно пользоваться общей теорией относительности*), где доказывается, что и с точки зрения космонавтов $\tau > \tau_0$.

9. Релятивистский закон сложения скоростей

1°. Закон сложения скоростей в механике Ньютона (I.2.7.2°) противоречит постулатам СТО (V.4.2.1°) и заменяется в СТО новым, релятивистским законом сложения скоростей. *Релятивистским* называется *закон сложения скоростей*, вытекающий из преобразований Лоренца (V.4.6.2°). Этот закон удовлетворяет постулатам СТО и предельному характеру скорости света в вакууме (V.4.4.4°).

2°. Если материальная точка или тело M движется вдоль осей OX и $O'X'$ в инерциальных системах K и K' и имеет в этих системах скорости, равные соответственно v и v', то

$$v = \frac{v' + V}{1 + v'V/c^2},$$

где V — скорость движения системы K' относительно оси OX системы K (рис. V.4.5) (*закон сложения скоростей в специальной теории относительности*).

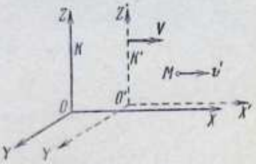


Рис. V.4.5.

3°. При $V/c \ll 1$ и $v'/c \ll 1$ и произвольной скорости v релятивистский закон сложения скоростей переходит в закон сложения скоростей механики Ньютона:

$$v = v' + V.$$

4°. Из релятивистского закона сложения скоростей следует, что сумма двух скоростей, меньших или равных c, есть скорость, не бóльшая c. В частности, если $v' = c$, то $v = c$ при любой скорости V. При $v' = V = c$ получается, что и v равно c (см. также V.4.7.4°).

*) См. сноску на стр. 428.

10. Релятивистская динамика. Зависимость массы от скорости

1°. Динамика, основанная на постулатах специальной теории относительности (V. 4.2.1°), инвариантная относительно преобразований Лоренца (V. 4.6.2°), называется *релятивистской динамикой* *).

2°. Основной закон динамики — второй закон Ньютона (I. 2.4.2°) для материальной точки или тела в релятивистской динамике имеет вид

$$\mathbf{F} = \frac{\Delta \mathbf{p}}{\Delta t}.$$

Вектор результирующей силы $\mathbf{F}$, приложенной к материальной точке (телу), равен изменению вектора импульса $\mathbf{p}$ тела (или материальной) точки за единицу времени.

3°. Вектор $\mathbf{p}$ механического импульса (количества движения) в СТО (*релятивистский **импульс***), как и в механике Ньютона, пропорционален вектору скорости $\mathbf{v}$:

$$\mathbf{p} = \frac{m_0 \mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = m\mathbf{v},$$

где

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

называется *релятивистской массой* тела (материальной точки).

4°. Из выражения для релятивистской массы видно, что масса тела зависит от скорости его движения. Масса тела m_0, неподвижного в данной системе отсчета, называется *массой покоя* (*собственной массой*). На рис. V.4.6 приведен график зависимости отношения m/m_0 от отношения v/c. Из графика и формул п. 3° видно, что если $m = 0$, то $v \to c$ при $m \to \infty$ и $p \to \infty$. Отсюда следует, что ни одна частица (или тело) с отличной от нуля массой покоя не может двигаться со скоростью, равной скорости света в вакууме. Частицы

*) Такое же определение может быть дано и *релятивистской кинематике*, сведения о которой приведены в предыдущих параграфах этой главы.

с массой покоя, не равной нулю ($m_0 \neq 0$), движущиеся с такими большими скоростями v, что членом v^2/c^2 в формулах п. 3° нельзя пренебрегать, называются *релятивистскими частицами*. Скорость v, бо́льшая c, приводит для обычных частиц к мнимой массе и мнимому импульсу, что физически бессмысленно. Зависимость массы от скорости начинает сказываться лишь при скоростях, весьма близких к c (рис. V.4.6). Формулы п. 3° неприменимы к фотону (V.5.1.2°), у которого отсутствует масса покоя ($m_0 = 0$). Фотон всегда движется со скоростью, равной скорости света в вакууме, и является *ультрарелятивистской частицей*. Однако отсюда не следует постоянство скорости света во всех веществах (V.2.1.5°).

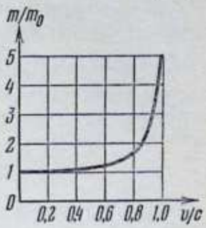


Рис. V.4.6.

5°. При $v/c \ll 1$ выражение для импульса переходит в то, которое используется в механике Ньютона (1.2.3.5°):

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v},$$

где под m понимается масса покоя ($m = m_0$), ибо при $v/c \ll 1$ различие m и m_0 несущественно.

11. Закон взаимосвязи массы и энергии

1°. Полная энергия E свободного*) тела (или частицы) пропорциональна релятивистской массе m (V.4.10.3°) (*закон взаимосвязи массы и энергии*):

$$E = mc^2,$$

где c — скорость света в вакууме. Релятивистская масса зависит от скорости v, с которой тело (частица) движется в данной системе отсчета. Поэтому полная энергия различна в разных системах отсчета.

2°. Наименьшей энергией E_0 тело (частица) обладает в системе отсчета, относительно которой оно покоится

*) Тело (или частица) не находится в каком-либо силовом поле.

($v = 0$). Энергия E_0 называется *собственной энергией* или *энергией покоя тела* (частицы):

$$E_0 = m_0c^2.$$

Энергия покоя тела является его внутренней энергией (II.4.1.2°). Она состоит из суммы энергий покоя всех частиц тела $\sum\limits_i m_{0i}c^2$, кинетической энергии всех частиц относительно общего центра масс (I.2.3.4°) и потенциальной энергии их взаимодействия. Поэтому

$$m_0c^2 \neq \sum_i m_{0i}c^2 \quad \text{и} \quad m_0 \neq \sum_i m_{0i},$$

где m_{0i} — масса покоя i-й частицы.

В релятивистской механике несправедлив закон сохранения массы покоя. Например, масса покоя m_0 атомного ядра меньше, чем сумма собственных масс частиц, входящих в ядро (см. также VI.4.2.3°). Наоборот, масса m_0 покоя частицы, способной к самопроизвольному распаду, больше суммы собственных масс продуктов распада m_{01} и m_{02}:

$$m_{0} > m_{01} + m_{02}$$

(см. распад нейтрона (VI.4.7.7°)).

3°. Несохранение массы покоя не означает нарушения закона сохранения массы вообще. В теории относительности справедлив закон сохранения релятивистской массы (V.4.10.3°). Он вытекает из формулы закона взаимосвязи массы и энергии $E = mc^2$ (п. 1°). В изолированной системе тел (I.2.2.5°) сохраняется полная энергия (I.5.4.1°). Следовательно, сохраняется и релятивистская масса. В теории относительности законы сохранения энергии и релятивистской массы взаимосвязаны и представляют собой единый закон сохранения массы и энергии. Однако из этого закона отнюдь не следует возможность преобразования массы в энергию и обратно. Масса и энергия представляют собой два качественно различных свойства материи, отнюдь не «эквивалентных» друг другу. Ни один из известных опытных фактов не дает оснований для вывода о «переходе массы в энергию». Превращение энергии системы из одной формы в другую сопровождается превращением массы. Например, в явлении рождения и уничтожения пары электрон — позитрон (VI. 5.5.5°), в полном соответствии с законом сохранения релятивистской массы и энергии, масса не переходит в энергию. Масса покоя частиц (электрона и позитрона) преобразуется в массу фотонов (V. 5.1.2°), т. е. в массу электромагнитного поля.

4°. Кинетическая энергия $\mathscr{E}$ свободного тела (частицы) (I. 5.3.3°) представляет собой разность между полной энергией тела E и энергией покоя E_0:

$$\mathscr{E}=E-E_0=(m-m_0)c^2=mc^2\left(1-\frac{m_0}{m}\right)=mc^2\left(1-\sqrt{1-v^2/c^2}\right)=\frac{m_0c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\left(1-\sqrt{1-v^2/c^2}\right),$$

или, иначе:

$$\mathscr{E}=\frac{mv^2}{1+\sqrt{1-v^2/c^2}}=\frac{p^2}{m\left(1+\sqrt{1-v^2/c^2}\right)},$$

где $\mathbf{p}=m\mathbf{v}$ — релятивистский импульс (V. 4.10.3°). При условии $v^2/c^2 \ll 1$ получается формула для вычисления кинетической энергии в ньютоновской механике (I. 5.3.3°):

$$\mathscr{E}=\frac{mv^2}{2}=\frac{p^2}{2m}.$$

При скоростях, много меньших скорости света в вакууме, кинетическая энергия $\mathscr{E}$ тела значительно меньше, чем энергия покоя E_0:

$$\frac{\mathscr{E}}{E_0}=\frac{v^2}{2c^2}\ll 1.$$

Например, при скорости $v=3\cdot10^5$ м/с, которая в 10 раз превышает скорость Земли на орбите,

$$\frac{\mathscr{E}}{E_0}=5\cdot10^{-7}=5\cdot10^{-5}\%.$$

У релятивистских частиц (V. 4.10.4°) кинетическая энергия значительно превышает энергию покоя. Например, в современных синхрофазотронах (VI. 4.16.7°) протоны разгоняются до скоростей, отличающихся от c на

0,05%, т. е. $v = 0{,}9995c$. В этих условиях

$$\frac{\mathscr{E}}{E_0} = \frac{(m - m_0)c^2}{m_0 c^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \approx 30.$$

Для релятивистских частиц энергией покоя можно пренебречь по сравнению с кинетической энергией $\mathscr{E}$ ($E_0 \ll \mathscr{E}$):

$$E = E_0 + \mathscr{E} \approx \mathscr{E}, \quad \text{т. е.} \quad \mathscr{E} \approx E = mc^2.$$

5°. Между полной энергией E тела (частицы), энергией покоя E_0 и импульсом p существует *релятивистская связь энергии и импульса*:

$$E^2 = E_0^2 + p^2c^2.$$

Для релятивистских частиц, таких, у которых $E \approx \mathscr{E}$, т. е. $E_0 \ll \mathscr{E}$, справедливо соотношение:

$$\mathscr{E} \approx pc.$$

Задача. При какой скорости кинетическая энергия частицы равна ее энергии покоя?

Дано: $\mathscr{E} = E_0$.

Найти: v.

Решение: В релятивистской механике кинетическая энергия частицы $\mathscr{E} = E - E_0$, где E — полная энергия, E_0 — энергия покоя.

Так как $E_0 = E - E_0$, то $E = 2E_0$, или $mc^2 = 2m_0c^2$, где $m = \dfrac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$. Тогда $\dfrac{m_0c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = 2m_0c^2$, или $\sqrt{1 - v^2/c^2} = 1/2$, откуда $v = c \cdot \sqrt{3/4}$, $v = 0{,}866c$, где c — скорость света в вакууме: $c = 3 \cdot 10^8$ м/с,

$$v = 2{,}6 \cdot 10^8 \text{ м/с}.$$

ГЛАВА 5

КВАНТОВАЯ ОПТИКА

1. Основные положения квантовой оптики

1°. *Квантовой оптикой* называется раздел учения о свете, в котором изучается дискретный характер излучения, распространения и взаимодействия света с веществом.

2°. В квантовой оптике свет рассматривается как поток особых частиц — *фотонов*, не обладающих массой покоя ($m_0 = 0$) (V.4.10.3°) и движущихся со скоростью c, равной скорости света в вакууме. Основными характеристиками фотона являются его *энергия* $\mathscr{E}$ и *импульс* p:

$$\mathscr{E} = h\nu = \frac{hc}{\lambda_0}, \quad p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda_0};$$

здесь ν — частота световой электромагнитной волны (IV.3.4.3°; V.1.1.1°), λ_0 — длина волны в вакууме (V.2.2.2°), h — постоянная Планка (V.3.2.3°).

Вектор импульса фотона $\mathbf{p}$ имеет направление, совпадающее с направлением *волнового вектора* $\mathbf{k}$:

$$\mathbf{p} = \frac{h}{2\pi}\mathbf{k}.$$

Вектор $\mathbf{k}$ имеет модуль, равный волновому числу k (IV.3.5.2°), $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, и направление, совпадающее с направлением скорости волны.

Фотон имеет массу $m = \mathscr{E}/c^2 = h\nu/c^2$, которая является массой электромагнитного поля и не связана с массой покоя, ибо покоящихся фотонов не существует. В любой инерциальной системе отсчета скорость света в вакууме равна c (V.4.2.1°). В монохроматическом свете с частотой ν все фотоны имеют одинаковую энергию, импульс и массу.

3°. В любом веществе с абсолютным показателем преломления n (V.1.2.1°) фотоны всегда движутся со скоростью света в вакууме, хотя скорость v световой волны в веществе в n раз меньше: $v = c/n$. Нельзя смешивать скорость v распространения фронта электромагнитной волны в веществе (IV.3.3.1°) со скоростью фотонов в веществе. Фотоны в веществе движутся от одной частицы вещества (атома, молекулы) до другой как бы в вакууме, а «попадая» в частицу, поглощаются в ней и вновь возникают *).

4°. Фотоны возникают (излучаются) при переходах атомов, молекул, ионов и атомных ядер из возбужденных

*) Анализ сложных явлений, происходящих при движении фотонов в веществе, далеко выходит за рамки элементарной физики.

энергетических состояний (VI. 2.4.3°) в состояния с меньшей энергией. Фотоны излучаются также при ускорении и торможении заряженных частиц (IV. 4.4.3°; V. 3.6.2°), при распадах некоторых частиц (VI. 5.4.4°) и уничтожении пары электрон — позитрон (VI. 5.5.5°). Процесс поглощения света веществом сводится к тому, что фотоны целиком передают всю свою энергию частицам вещества. Процесс поглощения света в квантовой оптике рассматривается как прерывный и в пространстве, и во времени.

5°. В формулах п. 2° свойства фотона: энергия, импульс и масса — выражены через характеристики электромагнитной волны: частоту или длину волны в вакууме. В этом проявляется *корпускулярно*)-волновая двойственность* свойств света. С одной стороны, свет обладает волновыми свойствами, которые обнаруживаются в явлениях интерференции, дифракции и поляризации; с другой стороны, свет представляет собой поток фотонов. При малых частотах ν преобладающую роль играют волновые свойства света, при больших ν — квантовые свойства света.

6°. Между корпускулярными и волновыми свойствами света существует взаимосвязь, которая обнаруживается при распространении света в неоднородной среде. Когда, например, свет проходит через щель и на экране наблюдаются дифракционные максимумы и минимумы (V. 2.4.3°), происходит взаимодействие фотонов с веществом (щелью), результатом которого является перераспределение фотонов в пространстве. В тех местах экрана, где наблюдается бо́льшая освещенность, должна быть больше суммарная энергия фотонов, попадающих в эти точки. Но освещенность в данной точке экрана пропорциональна интенсивности I света в этой точке: $E \sim I$ **) (V. 1.6.5°). В свою очередь интенсивность электромагнитной световой волны пропорциональна квадрату ее амплитуды: $I \sim A^2$ (IV. 4.3.2°). Таким образом, квадрат амплитуды световой волны в какой-либо точке пространства является мерой числа фотонов, попадающих в эту точку.

*) От латинского слова «corpusculum» — частица, тельце.

**) Интенсивность света не следует смешивать с силой света источника (V. 1.6.3°).

7°. Квантовые и волновые свойства света взаимно дополняют друг друга и отражают взаимосвязанные закономерности распространения света и его взаимодействия с веществом. Квантовые свойства света обусловлены тем, что энергия, импульс и масса электромагнитного излучения сосредоточены в особых частицах — фотонах. Волновые свойства света описывают закономерности распределения фотонов в пространстве. Волновыми свойствами света определяется число фотонов, которые находятся в той или иной точке пространства.

8°. Энергия фотона видимого света $h\nu$ значительно превышает энергию молекул вещества. Сравним, например, эту энергию при частоте $\nu \approx 10^{15}$ Гц со средней кинетической энергией теплового движения, которую имеет молекула идеального газа при температуре T (II.2.4.4°). Из уравнения $h\nu = \frac{3}{2}kT$ следует, что $T = \frac{2h\nu}{3k} \approx 10^5$ K. Только при такой, практически невозможной для газа температуре его молекула имела бы кинетическую энергию, сравнимую с энергией фотона видимого света.

2. Фотоэлектрический эффект

1°. *Фотоэлектрическим эффектом* (*фотоэффектом*)*) называется явление взаимодействия света с веществом, в результате которого энергия фотонов передается электронам вещества. Для твердых и жидких тел различается *внешний* и *внутренний фотоэффект* (V.5.4.3°). При внешнем фотоэффекте поглощение фотонов сопровождается вылетом электронов за пределы тела. При внутреннем фотоэффекте электроны, вырванные из атомов, молекул или ионов, остаются внутри вещества, но изменяются энергии электронов. В газах фотоэффект состоит в явлении *фотоионизации* — вырывании электронов из атомов и молекул газа под действием света (III.3.3.2°).

2°. Внешний фотоэффект обнаруживается опытами по вырыванию электронов с поверхности металлов,

*) От греческого слова «photos» — свет.

облученных коротковолновым светом. На рис. V.5.1 изображена схема *опыта Столетова.* Анод A — тонкая металлическая сетка — освещался светом от электрической дуги. Пучок света попадал на катод K — сплошную цинковую пластинку. При этом гальванометр G, включенный в цепь, обнаруживал ток. Из освещенной отрицательно заряженной цинковой пластинки вырывались электроны, и электрическая цепь оказывалась замкнутой. Если же сетка A являлась катодом, а цинковая пластинка — анодом, то ток отсутствовал.

3°. Электроны, вылетающие с поверхности тела при внешнем фотоэффекте, называются *фотоэлектронами.* Фотоэлектроны, ускоренные электрическим полем между катодом и анодом (рис. V.5.1), создают *фотоэлектрический ток (фототок)* силы I. На рис. V.5.2 изображены графики зависимости силы фототока I от

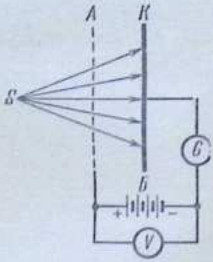


Рис. V.5.1.

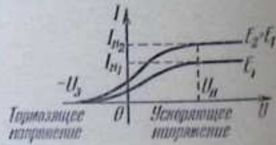


Рис. V.5.2.

напряжения U между катодом и анодом, которое может изменяться с помощью потенциометра (III.2.6.7°, задача 3) по абсолютному значению и по знаку (на рис. V.5.1 потенциометр не показан). Кривые на рис. V.5.2 соответствуют двум различным освещенностям E катода (V.1.6.5°). Из кривых следует, что при некоторых значениях $U = U_н$ сила фототока при заданной освещенности катода достигает наибольшего значения $I = I_н$, которое называется *фототоком насыщения.* При $U = U_н$ все электроны, выбиваемые из катода при его освещении, достигают анода: $I_н = en$, где n — общее число фотоэлектронов, вылетающих из катода за единицу времени, e — абсолютное значение заряда электрона (ср. ток насыщения в диоде (III.3.8.2°)).

4°. Существование фототока при отрицательных напряжениях от 0 до $-U_з$ (рис. V.5.2) объясняется тем, что фотоэлектроны, выбитые светом из катода, имеют начальную кинетическую энергию, наибольшее значение которой равно $\frac{mv^2_{макс}}{2}$ (I.5.3.3°). За счет этой энергии электроны могут совершать работу против сил задерживающего электрического поля между катодом и анодом и достигнуть анода. По закону сохранения энергии

$$\frac{mv^2_{макс}}{2} = eU_з,$$

где $U_з$ — абсолютное значение задерживающего напряжения $U = U_з$, при котором фототок прекращается, e и m — абсолютное значение заряда электрона и его масса. При $U \ll U_з$ фототок отсутствует $(I = 0)$.

3. Законы внешнего фотоэффекта. Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта

1°. Законы внешнего фотоэффекта:

I. Максимальная начальная скорость $v_{макс}$ фотоэлектронов зависит от частоты света и свойств поверхности металла. Она не зависит от освещенности катода.

II. Общее число фотоэлектронов n, которые вырываются светом из катода за единицу времени, и сила $I_н$ фототока насыщения прямо пропорциональны освещенности катода.

III. Для каждого вещества существует *красная граница фотоэффекта* (*порог фотоэффекта*) — такая наименьшая частота $\nu_{мин}$ (или наибольшая, «красная» длина волны $\lambda_{макс}$), при которой еще возможен внешний фотоэффект. При $\nu \leqslant \nu_{мин}$ $(\lambda \geqslant \lambda_{макс})$ фотоэффекта быть не может.

Установлена практическая безынерциальность фотоэффекта: он немедленно возникает при освещении поверхности тела, если частота $\nu \geqslant \nu_{мин}$.

2°. Внешний фотоэффект в металлах объясняется в квантовой оптике (V.5.1.1°). Для выхода из металла электрон должен совершить работу выхода A

(III.3.7.3°). В результате поглощения фотона металлом энергия фотона $h\nu$ может быть целиком передана электрону *). Если $h\nu \geqslant A$, то электрон сможет совершить работу выхода и покинуть металл. Наибольшая кинетическая энергия $mv^2_{макс}/2$ вылетевшего фотоэлектрона по закону сохранения энергии находится из *уравнения Эйнштейна для внешнего фотоэффекта*:

$$\frac{mv^2_{макс}}{2} = h\nu - A, \quad \text{или} \quad h\nu = \frac{mv^2_{макс}}{2} + A.$$

3°. Уравнение Эйнштейна объясняет все законы внешнего фотоэффекта (п. 1°). Так, $v_{макс}$ зависит только от частоты света ν и работы выхода.

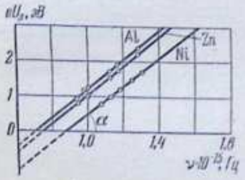


Рис. V.5.3.

Внешний фотоэффект возможен лишь при условии $h\nu_{мин} \geqslant A$. Красная граница фотоэффекта $\nu_{мин} = A/h$ или $\lambda_{макс} = ch/A$ зависит только от величины работы выхода электрона, т. е. от химической природы металла и состояния его поверхности. Общее число n фотоэлектронов, вылетающих из катода за единицу времени, прямо пропорционально числу фотонов n', падающих за это время на поверхность катода. В свою очередь для катода, равномерно освещаемого монохроматическим светом, n' прямо пропорционально освещенности E.

4°. На основании V.5.2.4° и закона красной границы уравнение Эйнштейна принимает вид

$$\frac{mv^2_{макс}}{2} = eU_з = h(\nu - \nu_{мин}).$$

Экспериментальной проверкой правильности уравнения Эйнштейна и квантового объяснения фотоэффекта явилось определение постоянной Планка h из послед-

*) Поглощение фотона положительным ионом в кристаллической решетке металла (II.1.6.5°) приведет не к фотоэффекту, а к другим явлениям, которые здесь не рассматриваются.

него уравнения. Из него следует линейная зависимость между величиной $eU_з$ и частотой ν света. На рис. V.5.3 приведены экспериментальные прямые, выражающие зависимость $eU_з$ от частоты ν для фотоэффекта на нескольких металлах. По углу между прямыми и осью абсцисс определяется значение h, именно $h = \operatorname{tg}\alpha \cdot k$, где k — соотношение размерных величин, принятых за единицы масштаба по осям $eU_з$ и ν (I.1.3.5°).

Значение h, полученное из экспериментов по фотоэффекту, совпадает с тем значением, которое получено для этой величины из законов теплового излучения (V.3.2.3°): $h = 6{,}625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

4. Некоторые применения фотоэффекта

1°. *Фотоэлементами* называются приборы, основанные на использовании явления фотоэффекта. Схема фотоэлемента приведена на рис. V.5.4. Светочувствительный слой наносится на большую часть внутренней поверхности стеклянного баллона, вакуумного или наполненного инертным газом, и служит катодом K. Через окошко B свет поступает в баллон. Анодом A служит проволочное кольцо или диск. Кольцо соединено с положительным полюсом батареи $Б$, а светочувствительный слой через гальванометр G — с отрицательным ее полюсом. При освещении катода таким источником света, в спектральном составе излучения которого присутствуют частоты, удовлетворяющие условию красной границы (V.5.3.3°), в цепи появится ток.

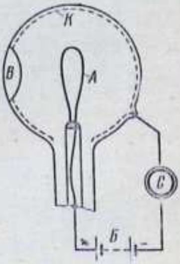


Рис. V.5.4.

2°. *Фотореле* называется прибор автоматического управления различными установками, использующий способность фотоэлемента практически мгновенно реагировать на световое воздействие или его изменение. Фотореле работает либо при попадании света на фотоэлемент, либо при прекращении освещения фотоэлемента.

3°. Внутренний фотоэффект в полупроводниках приводит к появлению в нем электронов или дырок (III.3.11.5°) и называется *фотопроводимостью*. На явлении фотопроводимости основано устройство приборов, называемых *фотосопротивлениями*, и фотоэлементов с внутренним фотоэффектом.

4°. Простейшее фотосопротивление представляет собой пластинку изолятора, на которую нанесен тонкий слой полупроводника. При освещении пластинки возникает фотопроводимость и в цепи фотосопротивления идет ток. Фотосопротивления применяются в звуковом кино, для сигнализации, в телевидении, автоматике и телемеханике.

Фотосопротивления позволяют на расстоянии автоматически обнаружить нарушения нормального хода различных производственных процессов и останавливать в этих случаях процессы. При нарушениях нормального хода процесса может измениться световой поток (V.1.6.2°), попадающий на фотоэлемент, и при этом меняется сила фототока и изменяется ход всего процесса.

Фотосопротивления применяются для сортировки массовых изделий по их размерам и окраске. Пучок света падает на фотоэлемент, отразившись от сортируемых изделий, которые непрерывно подаются на конвейер. Окраска изделия или его размер определяют световой поток, попадающий на фотоэлемент, и силу фототока. В зависимости от силы фототока автоматически производится сортировка изделий.

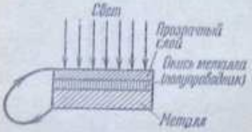


Рис. V.5.5.

5°. На рис. V.5.5 изображена схема устройства *фотоэлемента с запирающим слоем* (*вентильный фотоэлемент*). Две соприкасающиеся друг с другом пластинки, изготовленные из металла и его окиси (полупроводник), покрыты сверху тонким прозрачным слоем металла. Пограничный слой между металлом и его окисью имеет одностороннюю электропроводность — электроны могут проходить лишь в направлении от окиси металла к металлу. Поток электронов, идущий в этом направлении, создается под действием света без всякого внешнего напряжения. Вентильный фотоэлемент непосредственно превращает энергию световой волны в энергию электрического тока, т. е. является источником тока. На этом принципе основано действие солнечных батарей, которые устанавливаются на космических кораблях.

5. Давление света

1°. *Давлением света* называется давление, которое производят электромагнитные световые волны, падающие на поверхность какого-либо тела. Существование светового давления предсказано в электромагнитной теории света. Если, например, электромагнитная волна падает на металл M, то под действием электрического поля волны с напряженностью $\mathbf{E}$ электроны металла будут двигаться в направлении, противоположном вектору $\mathbf{E}$ со скоростью $\mathbf{v}$ (рис. V.5.6). Магнитное поле волны с индукцией $\mathbf{B}$ действует на движущиеся электроны с силой Лоренца $F_л$ (III.4.5.1°) в направлении, перпендикулярном поверхности металла. Таким образом, световая волна оказывает давление на поверхность металла.

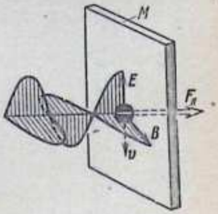


Рис. V.5.6.

2°. В квантовой оптике световое давление является следствием того, что у фотона имеется импульс $\mathbf{p}$ (V.5.1.2°). При столкновении фотона с поверхностью тела этот импульс передается атомам или молекулам вещества. Аналогично этому, давление газа есть результат передачи импульса молекулами газа частицам на поверхности стенки сосуда.

Давление света определяется формулой Максвелла:

$$p = (1 + r)\,w,$$

где r — коэффициент отражения света поверхностью тела, w — объемная плотность энергии электромагнитного поля волны (III.5.7.5°).

Давление света на идеально отражающую (зеркальную) поверхность ($r=1$) $p=2w$ вдвое превышает давление света $p=w$ для абсолютно черного тела, у которого $r=0$. Различие давления света в этих двух случаях объясняется тем, что импульс фотона $h\nu/c$ (п. 2°) в случае поглощающей поверхности передается атомам или молекулам тела. При отражении от зеркальной поверхности импульс фотона $h\nu/c$ изменяется на противоположный $-h\nu/c$, так что импульс, передаваемый частицам вещества, составляет $2h\nu/c$.

3°. Существование светового давления и справедливость формулы Максвелла были экспериментально доказаны опытами П. Н. Лебедева. Прибор Лебедева представлял собой легкий каркас с укрепленными на нем тонкими «крылышками» — светлыми и темными дисками толщиной от 0,01 до 0,1 мм. Диски располагались симметрично относительно оси подвеса, вокруг которой каркас мог поворачиваться (рис. V.5.7). Свет, падая на «крылышки», оказывал на светлые и затемненные диски различное давление. В результате каркас, подвешенный на тонкой стеклянной нити, испытывал вращающий момент (I.3.1.4°),

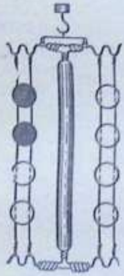


Рис. V.5.7.

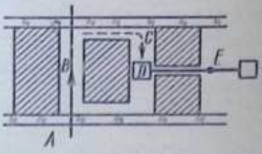


Рис. V.5.8.

который закручивал нить. Давление света определялось по углу закручивания нити. Объемная плотность энергии электромагнитного поля измерялась П. Н. Лебедевым с помощью специально сконструированного магнитного калориметра. На него направлялся на определенное время пучок света, и регистрировалось повышение температуры. Величина w определялась по количеству поглощенной теплоты. Остроумно преодолев ряд трудностей, возникших при измерении светового давления, П. Н. Лебедев доказал справедливость формулы Максвелла (п. 2°), вытекающей из электромагнитной теории света.

На рис. V.5.8 изображена упрощенная схема установки П. Н. Лебедева для измерения давления света на газы. Свет, проходящий сквозь стеклянную стенку A, действует на газ, заключенный в цилиндрическом канале B. Под влиянием давления света газ из канала B перетекает в сообщающийся с ним канал C. В канале C находится легкий подвижный поршень D, подвешенный на тонкой упругой нити E, перпендикулярной к плоскости чертежа. Световое давление измерялось по углу закручивания нити.

6. Химические действия света. Фотографический процесс

1°. *Химическими* называются действия света, в результате которых в веществах, поглощающих свет, происходят химические превращения — *фотохимические реакции*. Например, при освещении паров брома молекула Br_2 диссоциирует на два атома брома; молекула бромистого серебра $AgBr$ под действием света разлагается на атомы брома и серебра*). Зеленые части растений поглощают углекислый газ и под действием солнечного света разлагают его молекулы на составные части — углерод и кислород. За счет энергии солнечного света происходит создание на основе углерода и атомов других химических элементов очень сложных молекул белков, жиров и углеводов.

2°. Фотохимические реакции, происходящие в фоточувствительных слоях фотопластинок и пленок, являются основой *фотографии*. Фоточувствительный слой состоит из кристалликов бромистого серебра, внедренных в желатину. Под действием света происходит фотохимическая реакция разложения $AgBr$ (п. 1°). Выделяется незначительное количество металлического серебра, различное в разных частях фотопластинки, и образуется скрытое изображение объекта.

*) Процесс превращения ионов Ag^+ и Br^- в атомы не рассматривается.

Для проявления фотопластинки ее погружают в раствор проявляющих веществ. При этом из кристаллов бромистого серебра, подвергшихся действию света, выпадает все большее число атомов серебра. Они группируются вблизи тех атомов серебра, которые возникли до проявления. В результате выделения серебра засвеченные места фотопластинки чернеют тем больше, чем ярче было освещено соответствующее место фотопластинки. Неосвещенные места пластинки остаются неизменными — там сосредоточивается светлое бромистое серебро. Чтобы полученное *негативное изображение* не изменялось под действием света, его закрепляют, опуская пластинку в раствор тиосульфата натрия (гипосульфит) (*фиксаж*). При этом не восстановленное проявителем бромистое серебро растворяется. После промывания и просушки негатив может храниться и использоваться для различных целей. Например, рентгеновские снимки органов человека сохраняют негативными (V.3.6.5°). Для получения с негатива *позитивного изображения* негатив проецируется на фотобумагу со светочувствительным слоем. После проявления получают обращенное изображение негатива — *позитив*, в котором светлые места фотографируемого объекта получаются светлыми, а темные — темными.

Объекты, от которых в фотоаппарат поступает весьма слабый свет, дают изображения при большем *времени экспозиции*, т. е. при большем времени, в течение которого освещается фотопластинка. Фотохимический процесс в специальных пластинках позволяет производить фотографирование в инфракрасных лучах в темноте.

О Т Д Е Л VI

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

*Г Л А В А I**

ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

1. Идеи де Бройля о волновых свойствах частиц вещества

1°. *Квантовая механика* является одним из основных направлений развития современной физики. В квантовой механике изучаются закономерности явлений, происходящих в микромире — в пределах расстояний порядка 10^{-15}—10^{-10} м. Объектами изучения квантовой механики являются атомы, молекулы, кристаллы, а также атомные ядра и элементарные частицы.

2°. Физическими основами квантовой механики являются:

а) представления Планка о квантах энергии (V.3.2.3°);

б) представления Эйнштейна о фотонах (V.5.1.2°);

в) идеи де Бройля о волновых свойствах частиц вещества.

Согласно де Бройлю, корпускулярно-волновая двойственность свойств света (V.5.1.5°) характерна не только для световых частиц — фотонов, но и для частиц вещества, имеющих массу покоя (V.4.10.4°), — электронов, протонов, нейтронов и их коллективов — атомов, молекул и атомных ядер. Гипотеза де Бройля означает, что корпускулярно-волновая двойственность свойств, характерная для электромагнитного поля, имеет универсальный характер.

3°. Со всякой частицей, имеющей массу m, которая движется со скоростью v, связано распространение *волны де Бройля*. Длина дебройлевской волны λ

вычисляется по *формуле де Бройля*:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p},$$

где h — постоянная Планка (V. 3.2.3°), $p = mv$ — модуль импульса движущейся частицы. При скорости частицы v, сравнимой со скоростью света c в вакууме, импульс p рассматривается как релятивистский (V. 4.10.3°). При $v \ll c$ импульс p частицы вычисляется, как обычно в классической механике Ньютона (I. 2.3.5°). Другой вид формулы де Бройля:

$$\mathbf{p} = \frac{h}{2\pi}\mathbf{k} = \hbar\mathbf{k},$$

где $\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda}\mathbf{n}$ — волновой вектор (V. 5.1.2°), $\mathbf{n}$ — единичный вектор в направлении распространения волны. $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1{,}05 \cdot 10^{-34}$ Дж · с.

Волны де Бройля не являются электромагнитными волнами и не имеют аналогии среди всех видов волн, изучаемых в классической физике (VI. 3.1.3°). Формула де Бройля — одно из основных, фундаментальных соотношений квантовой механики. Длина волны де Бройля для электрона после прохождения им ускоряющей разности потенциалов $\Delta\varphi$

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2me \cdot \Delta\varphi}} = \frac{12{,}25}{\sqrt{\Delta\varphi}} \cdot 10^{-10} \text{ м}.$$

Здесь m — масса электрона, e — абсолютное значение заряда электрона, $\Delta\varphi$ — разность потенциалов в вольтах, h — постоянная Планка (V. 3.2.3°).

2. Волновые свойства электронов, нейтронов, атомов и молекул

1°. Гипотеза де Бройля получила экспериментальное подтверждение в целом ряде опытов, обнаруживших дифракционные явления (V. 2.3.1°) при взаимодействии пучков частиц (электронов, нейтронов, атомов и молекул) с веществом.

2°. В опытах Девиссона и Джермера изучалось рассеяние электронов на монокристалле никеля (II. 1.6.4°). Схема опытов представлена на рис. VI. 1.1. В источнике электронов *A* (электронной пушке) создавался пучок электронов, энергия и скорость которых регулировались ускоряющим электрическим полем, созданным внутри пушки. Узкий пучок электронов, имеющих определенную скорость, направлялся на заземленный монокристалл никеля *B* и отражался от него. Мишень *B* могла вращаться вокруг оси, перпендикулярной к плоскости рисунка. Подвижный приемник электронов *C* вращался

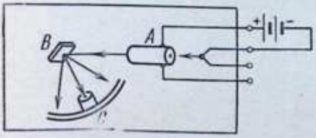


Рис. VI. 1.1.

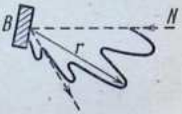


Рис. VI. 1.2.

вокруг той же оси и регистрировал электроны, отраженные монокристаллом никеля в разных направлениях в плоскости рисунка. В опытах ожидалось зеркальное отражение электронов, при котором угол падения равен углу отражения (V. 1.2.4°). Опыты показали, что при отражении нарушаются законы геометрической оптики. При заданном угле падения электроны отражаются от поверхности кристалла под различными углами. При этом в одних направлениях наблюдаются максимумы числа отраженных электронов, в других — минимумы. На рис. VI. 1.2 изображена диаграмма распределения по направлениям числа электронов, рассеянных мишенью *B*, при заданном угле падения первичного пучка электронов *N*. Длина радиуса *r*, проведенного из центра мишени, пропорциональна числу электронов, отраженных под данным углом. Используя методы наблюдения дифракции рентгеновских лучей на монокристаллах (V. 3.6.6°), Девиссон и Джермер экспериментально определили длину волны де Бройля для рассеянных электронов и подтвердили справедливость формулы де Бройля.

3°. Дифракционные явления обнаруживаются при пропускании пучка электронов через тонкие слои металлов (толщиной порядка 10^{-7} м), имеющих поликристаллическую структуру (II. 1.6.4°). Опыты подтвердили, что наблюдается дифракция электронов на поликристаллах, аналогичная дифракции рентгеновских лучей на поликристаллических порошках (V. 3.6.6°). На рис. VI. 1.3 приведены фотографии дифракционных картин, которые

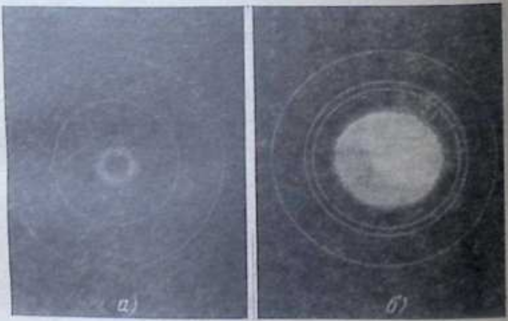


Рис. VI. 1.3.

наблюдаются при прохождении сквозь тонкие пленки одного и того же поликристалла рентгеновских лучей (рис. VI. 1.3, *а*) и пучка электронов (рис. VI. 1.3, *б*). По радиусам дифракционных колец определялась длина волны де Бройля и проверялась справедливость формулы де Бройля. Волновые свойства электронов наблюдаются лишь при условии, что длина дебройлевской волны имеет такой же порядок величины, как и межатомные расстояния в кристаллах, на которых происходит дифракция. Метод изучения структуры вещества с помощью наблюдения дифракции электронов называется *электронографией*. По существу он сходен с рентгеноструктурным анализом (V. 3.6.6°).

4°. Опыты обнаруживают явление дифракции нейтронов — частиц, входящих в состав атомных ядер

(VI.4.1.1°). Схема опытов изображена на рис. VI.1.4. Нейтроны образуются в ядерном реакторе (VI.4.12.6°) и замедляются в слое графита — графитовой тепловой колонне. Тепловые нейтроны (VI.4.9.2°) проходят через узкую щель, и пучок их (N) падает на кристалл B, где происходит дифракция. Приемник C регистрирует нейтроны, отраженные от мишени B под разными углами дифракции (V.2.4.1°). Дифракция нейтронов лежит в основе *нейтронографии* — изучения структуры твердых тел с помощью наблюдения дифракции нейтронов.

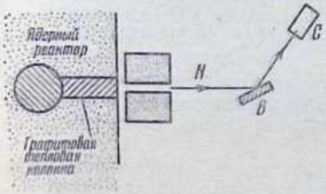


Рис. VI.1.4.

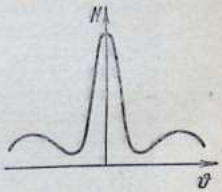


Рис. VI.1.5.

5°. Пучки нейтральных атомов и молекул при комнатных температурах ($T \approx 300$ К) движутся с такими скоростями v, что длины дебройлевских волн, соответствующих этим частицам, имеют порядок величины $\lambda \approx 10^{-10}$ м (VI.1.1.3°). Это позволяет наблюдать волновые свойства атомов и молекул при отражении пучков частиц от поверхности кристаллов. Кроме зеркального отражения (V.1.2.5°), в некоторых направлениях наблюдаются дополнительные дифракционные максимумы числа отраженных атомов (молекул). На рис. VI.1.5, помимо основного максимума числа зеркально отраженных частиц, показаны первые дифракционные максимумы.

6°. Дебройлевские волны связаны с любой движущейся частицей вне зависимости от того, является ли она электрически заряженной или нейтральной. Волны этого типа существенно отличаются от всех известных в классической физике волн тем, что они не испускаются какими-либо источниками волн.

3. Физический смысл волн де Бройля

1°. Волновые свойства частиц проявляются в тех случаях, когда можно опытным путем обнаружить дифракционные явления на частицах. Для этого необходимо, чтобы выполнялось условие наблюдения дифракции (V.2.3.1°).

2°. У макроскопических тел при обычных скоростях их движений длины волны де Бройля оказывается столь малой, что ни в каком эксперименте обнаружить ее нельзя. Например, при движении тела массой $m = 1$ г со скоростью $v = 1$ см/с имеем $\lambda = 6{,}62 \cdot 10^{-27}$ см. Такую длину волны обнаружить нельзя, ибо периодических структур с периодом решетки (II.1.6.5°) порядка 10^{-27} см не существует. Волновые свойства обнаруживаются только у движущихся микроскопических частиц вещества, обладающих массой, сравнимой, в пределах нескольких порядков величины, с массой элементарных частиц (VI.5.2.1°).

3°. Физический смысл волн де Бройля выявляется из анализа связи, которая существует между корпускулярными и волновыми свойствами света (V.5.1.6°). Подобная же связь существует между корпускулярными и волновыми свойствами частиц вещества. Квадрат амплитуды дебройлевской волны в данной точке пространства определяет вероятность того, что некоторое число частиц попадает в эту точку. Дифракционные максимумы (VI.2.2.1°—5°), где амплитуды волн имеют наибольшие значения, соответствуют тем точкам пространства, куда попадает наибольшее число частиц. Дифракционные минимумы соответствуют тем точкам пространства, куда попадает наименьшее число частиц.

4°. Волновые свойства характерны не только для пучка движущихся частиц, но и для отдельной движущейся частицы. Опытным путем Фабрикант, Биберман и Сушкин обнаружили явление дифракции одиночных, поочередно летящих на кристалл электронов. В этом опыте на тонкую металлическую пленку поликристалла одновременно попадал один электрон. После многократного «обстрела» пленки одиночными электронами наблюдалась такая же дифракционная картина, как при прохождении одновременно пучка электронов через кристалл (рис. VI.1.3, *б*). Это означает, что для одной частицы квадрат амплитуды волны де Бройля в данной точке пространства является мерой вероятности обнаружить частицу в этой точке.

Дебройлевские волны, связанные с движущимися частицами, не имеют отношения к распространению какого-либо поля, например электромагнитного или какого-либо другого.

4. Линейный гармонический осциллятор. Движение электрона в органиченной области пространства

1°. Движение тела (частицы) под действием сил может происходить таким образом, что частица удерживается в определенной области пространства. Например, при гармонических колебаниях тела с массой m, подвешенного на пружине (IV.1.3.1°), под действием сил упругости тело не может удалиться от положения равновесия более чем на расстояние, равное амплитуде смещения A. Значение амплитуды смещения определяется полной энергией E (рис. VI.1.6). Потенциальная энергия тела $\Pi(x) = kx^2/2 = m\omega_0^2 x^2/2$, где $\omega_0^2 = k/m$ — собственная циклическая частота колебаний (IV.1.3.3°), k — жесткость.

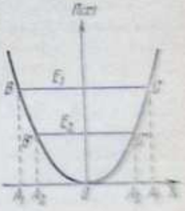


Рис. VI.1.6.

Частица, колеблющаяся по оси OX под действием квазиупругих сил и обладающая потенциальной энергией $\Pi(x) = m\omega_0^2 x^2/2$, называется *линейным гармоническим осциллятором* *).

2°. В классической механике Ньютона линейный гармонический осциллятор может иметь любое значение потенциальной энергии $\Pi(x)$, не превышающее значения $\Pi(A) = m\omega_0^2 A^2/2$, в точках B и C (B' и C'), где потенциальная энергия равна полной энергии. Скорость гармонических колебаний

*) От латинского слова «oscillare» — колебаться.

(IV.1.2.1°) осциллятора также может принимать любые значения, ограниченные запасом полной энергии E осциллятора. Никаких ограничений на характер возможных изменений полной энергии E в классической механике не накладывается. В квантовой механике изменение полной энергии осциллятора происходит иначе (п. 6°).

3°. Одномерное движение частицы вдоль оси OX (рис. VI.1.7) может быть ограничено следующим образом. В области $O \leqslant x \leqslant L$ частица движется свободно. За пределы области OL она выйти не может. На границах области OL, в точках $x = 0$ и $x = L$, потенциальная энергия $П$ частицы становится равной бесконечности. Такое движение частицы называется движением в *прямоугольной одномерной потенциальной («ловушке»)* яме. Иллюстрацией такого движения является следующая модель: частица движется по дну плоского ящика с идеально отражающими бесконечно высокими стенками (см. также потенциальный барьер, VI.4.7.2°).

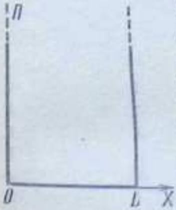


Рис. VI.1.7.

4°. Движение электрона внутри потенциальной ямы сопровождается распространением дебройлевской волны (VI.1.1.3°). На стенках потенциальной ямы происходит отражение волны, и в результате наложения падающей и отраженной волн образуются стоячие волны де Бройля (IV.3.10.1°). Условие образования стоячих волн на длине L потенциальной ямы аналогично условию образования стоячих волн в струне, закрепленной обоими концами (IV.3.10.7°). На длине L должно укладываться целое число полуволн:

$$n \frac{\lambda_n}{2} = L \qquad (n = 1, 2, 3, \ldots, n),$$

где n — целое число,

$$\lambda_n = \frac{2L}{n}.$$

Длины дебройлевских волн электрона, движущегося в потенциальной яме, могут принимать лишь определенные значения, обратно пропорциональные ряду целых чисел n (*дискретные**) *значения длин волн*). Скорость v_n электрона в потенциальной яме по формуле де Бройля (VI.1.1.3°) $v_n = \frac{h}{m\lambda_n} = \frac{nh}{2mL}$. Скорость v_n принимает дискретные значения, прямо пропорциональные целым числам n.

5°. Импульс $p_n = mv_n$ электрона в потенциальной яме имеет дискретные значения:

$$p_n = mv_n = \frac{nh}{2L}.$$

Энергия E_n электрона, «запертого» внутри потенциальной ямы прямоугольной формы и бесконечной глубины,

$$E_n = \frac{mv_n^2}{2} = \frac{n^2h^2}{8mL^2}.$$

Энергия E_n может иметь только дискретные значения, прямо пропорциональные квадратам целых чисел n. Физические величины (например, энергия, импульс и др.), которые могут принимать лишь дискретные (квантованные) значения, называются *квантованными физическими величинами* (*квантование физических величин*).

6°. Для линейного гармонического осциллятора потенциальной ямой является область оси OX, ограниченная кривой потенциальной энергии $\Pi(x) = kx^2/2$, и запасом полной энергии E осциллятора. Для двух значений E_1 и E_2 полной энергии осциллятор может колебаться с амплитудами смещения, соответственно равными A_1 и A_2, т. е. он «заперт» на участках BC и $B'C'$ прямых, параллельных оси OX (рис. VI.1.6).

Волновые свойства линейного гармонического осциллятора приводят к тому, что возможные квантованные значения его полной энергии (*энергетические уровни осциллятора*) имеют вид

$$E_n = (n + 1/2)\,h\nu_0 = (n + 1/2)\,\hbar\omega_0,$$

где $n = 0, 1, 2, 3, \ldots$ — целые числа, h — постоянная Планка, ν_0 — собственная частота колебаний

---

*) От латинского «discretus» — прерывистый, состоящий из отдельных значений.

осциллятора (IV.1.3.3°), $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ — циклическая собственная частота, $\hbar = h/2\pi$. На рис. VI.1.8 представлены энергетические уровни линейного гармонического осциллятора, прямо пропорциональные ряду полуцелых чисел. Энергетические уровни расположены на одинаковых «энергетических расстояниях» друг от друга. Наименьшее значение E_0 энергии линейного гармонического осциллятора (при $n = 0$) $E_0 = \frac{h\nu_0}{2} = \frac{\hbar\omega_0}{2}$ называется *нулевой энергией*. Ее нельзя уменьшить никакими внешними воздействиями. В нуль E_0 не обращается ни при каких сверхнизких температурах, в том числе и при абсолютном нуле температуры ($T = 0\,\text{K} = -273{,}15\,°\text{C}$) (II.4.9.4°). Существование нулевой энергии у частицы является чисто квантовым эффектом. (О природе нулевой энергии см. VI.1.7.3°.)

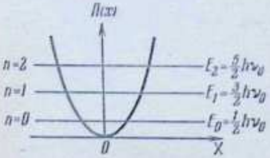


Рис. VI.1.8.

7°. Квантование физических величин в определенных условиях является принципиально новым, важнейшим результатом квантовой механики. В классической механике и во всей классической физике физические величины, характеризующие любые физические явления, изменяются, как правило *), непрерывно. Идея Планка о том, что энергия атома — излучателя может принимать лишь определенные значения (V.3.2.3°), получила в квантовой механике последовательное развитие.

8°. Результаты, приведенные в пп. 4°, 5°, имеют общее значение. В атомах, молекулах и их коллективах энергии электронов имеют квантованные значения, которые называются *уровнями энергии* (*электронные энергетические уровни*). Число n, которое определяет квантованное значение энергии электрона, называется *квантовым числом*. Для электронов в атомах или молекулах число n называется *главным квантовым числом* (VI.2.5.3°). Это название связано с тем, что кроме

*) Исключение составляют, например, собственные частоты колебаний закрепленных струн и пластин (IV.3.10.7°).

квантового числа n имеются другие квантовые числа, от которых зависят физические величины, характеризующие электроны в атомах и молекулах (VI. 2.8.4°).

Стационарным квантовым состоянием электрона (или любой другой частицы) называется его состояние с определенным, квантованным значением энергии E_n *). Стационарное квантовое состояние частицы не изменяется с течением времени в отсутствие внешних воздействий на частицу.

5. Соотношение неопределенностей

1°. Возбужденный атом (VI. 2.5.3°) имеет избыток энергии по сравнению с атомом, находящимся в нормальном энергетическом состоянии. Переход атома из возбужденного состояния в нормальное длится конечное время $\tau \approx 10^{-8}$ с и сопровождается излучением света (VI. 2.4.3°). С точки зрения волновой оптики это означает, что излучение атомом электромагнитной волны продолжается конечное время τ. За это время атом излучает «оборванную синусоиду», которая называется *волновым цугом* **). Длина (протяженность в пространстве) волнового цуга в вакууме $\Delta x = c\tau = 3$ м (рис. VI. 1.9). Длина световой волны составляет $\lambda \approx 10^{-6}$ м. На длине волнового цуга, испущенного атомом за один акт излучения, укладывается несколько миллионов длин волн.

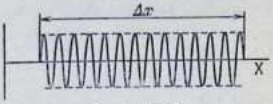


Рис. VI. 1.9.

2°. Волновой цуг не может быть строго монохроматическим, т. е. не может иметь определенную частоту ν или длину волны λ в вакууме (IV. 4.2.5°). Волновой цуг неизбежно содержит некоторый диапазон $\Delta\nu$ частот ***). Ширина интервала циклических частот $\Delta\omega = 2\pi\cdot\Delta\nu$, содержащихся в волновом цуге, обратно пропорциональна

*) О полной характеристике квантового состояния электрона в атоме и в других коллективах частиц см. VI. 2.8.4°.

**) От немецкого «Wellenzug» — последовательность волн.

***) Обоснование этого важного вывода выходит за рамки данного справочного руководства.

длительности τ цуга:

$$\Delta\omega \approx \frac{1}{\tau}, \quad \text{или} \quad \Delta\omega \cdot \tau \approx 1.$$

Длительность испускания света возбужденным атомом составляет обычно $\tau \approx 10^{-8}$ с, поэтому $\Delta\omega \approx 1/\tau \approx$ $\approx 10^8$ с$^{-1}$. Эта величина называется *естественной шириной спектральной линии*. В названии подчеркивается, что спектральные линии в линейчатом спектре атомов (V.3.4.2°) не могут быть более узкими, чем $\Delta\omega$.

3°. Диапазону частот, который неизбежно содержится в волновом цуге, соответствует некоторый интервал длин волн $\Delta\lambda$, или определенный диапазон Δk волновых чисел. Протяженность в пространстве волнового цуга Δx (п. 1°) обратно пропорциональна интервалу Δk волновых чисел, содержащихся в цуге*):

$$\Delta x \cdot \Delta k \approx 1, \quad \Delta x \approx \frac{1}{\Delta k}.$$

Соотношения пп. 2° и 3° справедливы для волн любой физической природы: электромагнитных, акустических и волн де Бройля, связанных с движущимися частицами.

4°. Для волны любой природы представление о том, что она имеет некоторые координаты, находится в определенном месте пространства, лишено физического смысла. Например, если волна, распространяющаяся по поверхности воды, достигла лодки, то не имеет смысла утверждать, что волна находится только в том месте, где она встретилась с лодкой. Из физического смысла волн де Бройля следует, что протяженность Δx волнового цуга дебройлевской волны связана с положением частицы в пространстве (VI.1.3.3°). Для микрочастиц, обладающих волновыми свойствами, понятие о координате частицы должно применяться в ином смысле, чем в классической механике. Когда шар движется по горизонтальному желобу при игре в кегли, положение (координата) шара совершенно точно определяется расстоянием центра масс (I.2.3.4°) шара от начала желоба.

*) Рассматривается случай распространения волнового цуга вдоль оси OX.

В любой задаче классической механики материальная точка (или тело) в каждый момент времени имеет определенные координаты, характеризующие положение точки в пространстве. Когда частица M, обладающая волновыми свойствами, движется вдоль оси OX (рис. VI.1.10), ее координата на этой оси может быть определена лишь с точностью до величины Δx, называемой *неопределенностью координаты частицы.*

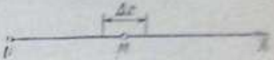


Рис. VI.1.10.

Неопределённость Δx координаты оценивается линейными размерами той области пространства, в которой находится цуг волн, связанных с движущейся частицей.

5°. Неопределенность Δx положения частицы на оси OX определяет интервал Δk волновых чисел де Бройля, связанных с движущейся частицей (п. 3°): $\Delta k \approx$ $\approx 1/\Delta x$. *Неопределенностью импульса* частицы называется величина Δp, определяемая соотношением, вытекающим из формулы де Бройля (VI.1.1.3°):

$$\Delta p = \hbar \cdot \Delta k.$$

Для частиц, обладающих волновыми свойствами, понятие импульса частицы должно применяться иначе, чем в классической механике. В классической механике каждому определенному значению координаты частицы соответствует определенное значение ее скорости v, или импульса $p = mv$, где m — масса частицы. В квантовой механике в связи с тем, что частицы обладают волновыми свойствами, координата x частицы *) определяется с точностью до величины Δx и импульс p частицы также не имеет точного значения. Импульс p определяется лишь с точностью до величины Δp неопределенности импульса, причем

$$\Delta p = \hbar \cdot \Delta k \approx \frac{\hbar}{\Delta x}, \quad \text{или} \quad \Delta x \cdot \Delta p \approx \hbar.$$

Произведение неопределенностей координаты частицы и ее импульса имеет порядок величины постоянной Планка (*соотношение неопределенностей Гейзенберга*).

*) Рассматривается движение частицы только в одном направлении, вдоль оси OX.

При движении частицы в произвольном направлении справедливы соотношения неопределенностей

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \approx \hbar, \quad \Delta y \cdot \Delta p_y \approx \hbar, \quad \Delta z \cdot \Delta p_z \approx \hbar,$$

где Δx, Δy и Δz — неопределенности координат частицы по осям OX, OY, OZ; Δp_x, Δp_y, Δp_z — неопределенности проекций импульса частицы по тем же осям.

6°. Соотношение неопределенностей показывает, что координата x частицы M и ее импульс p *) не могут одновременно иметь значения, в точности равные x и p. Неопределенность Δx координаты и Δp импульса не могут одновременно обращаться в нуль, ибо, если одновременно $\Delta x = 0$ и $\Delta p = 0$, соотношение неопределенностей теряет смысл. Соотношение неопределенностей допускает обращение в нуль неопределенности одной из величин, например $\Delta p = 0$. Это означает, что частица имеет строго определенное значение импульса p (или скорости v), но тогда $\Delta x \approx \frac{\hbar}{\Delta p} = \infty$. Следовательно, положение частицы на оси OX (ее координата) становится совершенно неопределенным: частицу можно обнаружить в любом месте на оси OX (рис. VI. 1.10) в пределах от 0 до ∞.

7°. В связи с тем, что у макроскопических тел волновые свойства не обнаруживаются (VI. 1.3.2°), соотношение неопределенностей не накладывает для таких тел никаких ограничений на возможность определения их координат и импульсов. Макроскопическое тело, движущееся по оси OX (рис. VI. 1.10), может одновременно иметь точные значения координаты и импульса.

6. Роль соотношений неопределенностей при изучении движения микрочастиц

1°. Если частица, обладающая волновыми свойствами, движется в области, линейные размеры которой много больше размеров атома (VI. 2.1.1°), то соотношение неопределенностей практически не ограничивает возможности частице иметь одновременно точное значение

*) См. сноску на стр. 468.

координаты и импульса. Это можно пояснить следующей задачей.

Пусть электрон движется в бетатроне (VI.4.16.3°) по окружности радиусом 2,5 м со скоростью $v = 2{,}97 \cdot 10^8$ м/с. Найти неопределенность скорости Δv, если радиус траектории определен с неопределенностью Δr, составляющей 0,002% от радиуса траектории.

Неопределенность Δr радиуса траектории составляет $\Delta r = r \cdot 0{,}002\% = 0{,}05$ мм, т. е. траектория определена весьма точно. Неопределенность скорости будет, в согласии с формулами, приведенными в (VI.1.5.5°):

$$\Delta v \approx \frac{h}{m \cdot \Delta r} \approx 0{,}3 \text{ м/с}.$$

При этом масса электрона должна быть взята с учетом зависимости массы от скорости (V.4.10.3°): $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = 7{,}1 m_0$. Масса покоя электрона $m_0 = 9{,}1 \cdot 10^{-31}$ кг.

При скорости электрона, почти равной скорости света, неопределенностью скорости $\Delta v = 30$ см/с можно пренебречь и считать, что скорость электрона определена совершенно точно. Электрон движется по окружности определенного радиуса и имеет точное значение скорости.

При движении электрона в электроннолучевой трубке (III.3.10.3°) мы имеем дело с ситуацией, аналогичной предыдущей задаче. Электрон движется по вполне определенной траектории. В каждый момент времени он имеет точное значение координаты и точное значение скорости.

2°. При движении электрона в атоме соотношение неопределенностей вносит серьезные изменения в классические представления о траектории электрона — его орбите (VI.2.2.1°).

Радиус атома приблизительно равен $r \approx 5 \cdot 10^{-11}$ м. Скорость электрона на орбите $v \approx 10^6$ м/с. Если предположить, что неопределенность радиуса орбиты составляет один процент от радиуса, т. е. $\Delta r = 0{,}01 \cdot r = 5 \cdot 10^{-13}$ м, то неопределенность скорости Δv

$$\Delta v = \frac{h}{m \cdot \Delta r} \approx \frac{10^{-31}}{9 \cdot 10^{-31} \cdot 5 \cdot 10^{-13}} = 2{,}2 \cdot 10^8 \text{ м/с},$$

т. е. превышает в 220 раз величину самой скорости; Δv почти равна скорости света. Скорость электрона, движущегося по орбите определенного радиуса, становится совершенно неопределенной, и не имеет смысла говорить о движении электрона в атоме по определенной траектории — орбите *). Если, наоборот, задаться разумным значением неопределенности скорости Δv электрона, например, полагая, что $\Delta v = 0{,}01 \cdot v = 10^4$ м/с, то неопределенность радиуса Δr равна $\Delta r = \frac{\hbar}{m \cdot \Delta v} = \frac{10^{-34}}{10^4 \cdot 9 \cdot 10^{-31}} = 1{,}1 \cdot 10^{-8}$ м и в 220 раз превышает радиус орбиты. Таким образом, радиус орбиты становится совершенно неопределенным, и, следовательно, считать, что электрон движется по орбите, понимаемой в смысле классической траектории в механике (I.1.1.7°), нельзя *).

7. Нулевая энергия линейного гармонического осциллятора

1°. Нулевая энергия E_0 линейного гармонического осциллятора (VI.1.4.6°) связана с квантовыми свойствами осциллятора и соотношением неопределенностей. Если частица с массой m колеблется с амплитудой A вдоль оси OX (осциллятор) (рис. VI.1.6), то ее полная энергия E_0 в момент достижения точек поворота B и C

$$E_0 = \frac{m\omega_0^2 A^2}{2}.$$

2°. Если частица с массой m обладает волновыми свойствами (*квантовый линейный гармонический осциллятор*), то дебройлевская волна, связанная с частицей (VI.1.1.3°), «заперта» в области с линейными размерами A, где A — амплитуда смещения осциллятора. Неопределенность Δx координаты частицы (VI.1.5.4°) будет $\Delta x \approx A$. Согласно соотношению неопределенностей

*) О квантовомеханическом смысле понятия орбиты электрона в атоме см. VI.2.6.3°.

(VI. 1.5.5°) неопределенность импульса частицы Δp

$$\Delta p \approx \frac{\hbar}{\Delta x} \approx \frac{\hbar}{A}.$$

Импульс p частицы не может быть меньше, чем неопределенность импульса Δp *): $p \geqslant \Delta p$. Импульс p, равный по модулю неопределенности импульса Δp, называется *импульсом локализованной* **) *частицы*: $p = \Delta p$.

У частицы, обладающей волновыми свойствами, всегда существует некоторая нулевая энергия (VI. 1.4.6°), которая представляет собой *энергию локализованной частицы* E_0. Это — наименьшая энергия, определяемая импульсом локализованной частицы $p \approx \frac{\hbar}{\Delta x}$:

$$E_0 = \frac{p^2}{2m} \approx \frac{\hbar^2}{2m(\Delta x)^2}.$$

3°. Для квантового линейного гармонического осциллятора $\Delta x \approx A$ и $E_0 \approx \frac{\hbar^2}{2mA^2}$. С другой стороны, согласно п. 1°, $E_0 = \frac{m\omega_0^2 A^2}{2}$. Перемножая два выражения для E_0 и извлекая квадратный корень, получим $E_0 = \frac{\hbar\omega_0}{2}$ (VI. 1.4.6°)

Нулевой энергии квантового гармонического осциллятора соответствуют некоторые «нулевые колебания» частицы, которые происходят при температурах, как угодно близких к абсолютному нулю ($T = 0$ K) (II. 4.9.4°). Существование нулевой энергии подтверждено экспериментально в явлении рассеяния света кристаллами твердых тел при сверхнизких температурах. Рассеяние света происходит на колеблющихся атомах, молекулах или ионах, расположенных в узлах кристаллической решетки (II. 1.6.5°). С классической точки зрения при $T \to 0$ K должны прекращаться колебания узлов решетки и должно прекратиться рассеяние света. Опыты

---

*) Обоснование этого вывода выходит за рамки данного руководства.

**) От латинского «localis» — ограничение чего-либо известными пространственными пределами. В нашем случае — ограничение положения частицы.

показали, что при уменьшении температуры тела интенсивность рассеянного света не убывает ниже некоторого предела и сохраняется при дальнейшем охлаждении. Происходит это потому, что при сверхнизких температурах, близких к абсолютному нулю, сохраняются «нулевые колебания» узлов решетки и происходит рассеяние света.

8. Понятие о вырождении газов

1°. *Вырождением газов* называется отклонение их свойств от свойств идеальных газов (II. 2.1.1°), вызванное квантовыми свойствами как самих частиц газов, так и их коллективов. Вырождение газов становится существенным при весьма низких температурах и больших плотностях.

Температурой вырождения $T_{\text{выр}}$ называется такая температура, ниже которой данный газ ведет себя как вырожденный. При $T > T_{\text{выр}}$ газ не вырожден и его свойства описываются уравнением Менделеева—Клапейрона для идеальных газов (II. 3.3.7°). Условие вырождения газов: $T < T_{\text{выр}}$.

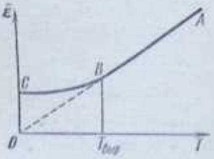


Рис. VI.1.11.

На рис. VI.1.11 показана зависимость средней кинетической энергии частицы газа $\bar{\varepsilon}$ от температуры T. При $T > T_{\text{выр}}$ прямая AB выражает характерную для идеальных газов прямую пропорциональности между $\bar{\varepsilon}$ и T. При $T < T_{\text{выр}}$, в области вырождения BC, имеется нелинейная зависимость $\bar{\varepsilon}$ от T. В этой области определение абсолютной температуры T как величины, прямо пропорциональной средней кинетической энергии молекулы газа (II. 2.4.4°), непригодно. Отрезок OC на оси ординат характеризует нулевую энергию частицы.

2°. Энергия локализованной частицы с массой m (VI. 1.7.2°), $E_0 = \frac{\hbar^2}{2mL^2}$, где L — линейные размеры области, в которой локализована частица *). Энергию E_0 можно связать с температурой вырождения. Если д-

*) См. сноску ** на стр. 473.

число частиц в 1 см³ газа, то $L = n^{-1/3}$ *). Средняя кинетическая энергия частицы при температуре вырождения $T_{\text{выр}}$ равна $\bar{\varepsilon} = \frac{3}{2} kT_{\text{выр}}$ (II.2.4.4°), где k — постоянная Больцмана (II.2.4.4°). Из равенства двух выражений для энергии $E_0 = \bar{\varepsilon}$ получим

$$\frac{\hbar^2 n^{2/3}}{2m} = \frac{3}{2} kT_{\text{выр}}, \quad \text{или} \quad T_{\text{выр}} = \frac{\hbar^2 n^{2/3}}{3km}.$$

3°. Если можно пренебречь конечным значением постоянной Планка, т. е. считать, что $\hbar \to 0$, то можно считать, что $T_{\text{выр}} \to 0$. В этом случае вырождением газов можно пренебречь. В реальном случае, например, для водорода ($m \approx 2 \cdot 10^{-27}$ кг) при нормальных условиях ($T = 300$ K и $n \approx 3 \cdot 10^{25}$ м$^{-3}$) $T_{\text{выр}} \approx 1$ K. Для газов более тяжелых, чем водород, $T_{\text{выр}}$ еще меньше. Атомные и молекулярные газы при нормальных давлениях и температурах никогда не бывают вырождены. Точка B на рис. VI.1.11 находится вблизи абсолютного нуля температуры. Вырождение, вызванное квантовыми свойствами газов, сказывается значительно меньше, чем отклонения газов от идеальности, связанные с силами взаимодействия между молекулами реальных газов (II.1.4.1°).

4°. Для электронного газа в металлах (II.7.1.2°) $n \approx 10^{29}$ м$^{-3}$, $m = 9 \cdot 10^{-31}$ кг и $T_{\text{выр}} = 1{,}84 \cdot 10^4$ K. Вследствие малой массы электронов и большой плотности частиц электронный газ практически всегда вырожден. Только при очень высоких температурах, выше нескольких десятков тысяч градусов, электронный газ подчинялся бы законам идеального газа. Но существование металла в конденсированном состоянии при таких температурах невозможно. Из-за вырождения электронного газа выводы о его свойствах, полученные с помощью молекулярно-кинетической теории идеальных газов, — закон Ома для плотности тока $\mathbf{j}$ (III.2.4.7°) — находятся в резком противоречии с опытом. Для правильного описания электропроводности металлов применяются методы квантовой механики **).

---

*) Это следует из условия $L^3 = 1$.

**) Сведения о таком описании выходят за рамки данного руководства.

5°. С увеличением концентрации n частиц в вырожденном газе потенциальная энергия взаимодействия его частиц $\Pi \approx e^2 n^{1/3}$ *) растет медленнее, чем кинетическая энергия частиц $E_0 = \frac{\hbar^2 n^{2/3}}{2m}$ ($E_0 \sim n^{2/3}$, а $\Pi \sim n^{1/3}$, поэтому с увеличением концентрации E_0 растет быстрее, чем Π). С ростом концентрации частиц свойства вырожденного газа становятся более близкими к свойствам идеального газа. Для обычных, невырожденных газов справедливо обратное: с уменьшением концентрации молекул (атомов) газа его свойства становятся более близкими к свойствам идеального газа.

ГЛАВА 2
СТРОЕНИЕ АТОМОВ

1. Ядерная модель атома Резерфорда

1°. *Ядерной* (*планетарной*) *моделью атома* называется такая модель структуры атома, в которой весь положительный заряд атома считается сосредоточенным в ядре (VI.4.1.1°) — области, занимающей весьма малый объем по сравнению со всем объемом атома. Линейные размеры ядра приблизительно 10^{-15}—10^{-14} м. Остальную часть атома, линейные размеры которого приблизительно 10^{-10} м, занимает облако отрицательно заряженных электронов. Абсолютное значение суммарного отрицательного заряда электронов равно положительному заряду ядра. Число протонов в ядре равно числу электронов в отрицательно заряженном облаке и совпадает с *порядковым номером* (*атомным номером*) Z атома данного химического элемента в периодической системе Менделеева (VI.2.9.1°). Вся масса атома практически сосредоточена в его ядре. Масса электронов, движущихся вблизи ядра, значительно меньше, чем масса нуклонов (VI.4.1.1°), содержащихся в ядре.

2°. Ядерная модель атома явилась результатом *опытов Резерфорда*, изучавшего прохождение α-частиц (VI.4.4.1°) через тонкие металлические пластинки зо-

*) $\Pi \approx e^2/r$, но $r \sim n^{-1/3}$, ибо $r^3 n \approx 1$ (см. сноску *) на стр. 475).

лота и платины. Альфа-частицы, испускаемые ядром урана (VI. 4.7.2°), имеют энергию 4,05 МэВ. С помощью таких частиц Резерфорд и его сотрудники «простреливали» тонкие пластинки металлов и изучали рассеяние α-частиц в веществе. Упрощенная схема опытов изображена на рис. VI. 2.1. α-частицы испускались источником *1*, помещенным внутри свинцовой полости с каналом *2*. Все α-частицы, кроме движущихся вдоль канала, поглощались свинцом. Узкий пучок α-частиц

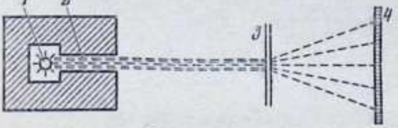


Рис. VI. 2.1.

попадал на фольгу из золота *3* перпендикулярно к ее поверхности; α-частицы, прошедшие сквозь фольгу и рассеянные ею, вызывали вспышки (так называемые *сцинтилляции* *)) на экране *4*, покрытом веществом, способным светиться при ударе об него частиц (*флуоресцирующее* **) *вещество*). В пространстве между фольгой и экраном обеспечивался достаточный вакуум (III. 3.7.1°), чтобы не происходило дополнительного рассеяния α-частиц в воздухе. Конструкция прибора позволила наблюдать α-частицы, рассеянные под углом до 150°.

3°. Опыты Резерфорда показали, что почти все α-частицы, прошедшие сквозь фольгу, сохраняли после прохождения прежнее направление своего движения или отклонялись на очень малые углы. Лишь некоторые α-частицы отклонялись на большие углы, порядка 135—150°.

Результаты опытов Резерфорда получили простое объяснение с точки зрения ядерной модели атома (п. 1°). При прохождении α-частицы сквозь электронную

*) От латинского «scintillatio» — сверкание, кратковременная вспышка света.

**) Флуоресценция является одним из видов люминесценции (V.3.3.1°).

оболочку атома α-частица не должна испытывать заметного отклонения от первоначального направления. Масса электрона значительно меньше массы α-частицы, а отрицательный заряд всех электронов распределен по всему объему электронной оболочки. α-частицы, которые встречают электроны на своем пути в веществе, практически на них не рассеиваются. Только те немногочисленные α-частицы, которые проходят вблизи от ядра, испытывают резкие отклонения. На малых расстояниях r от ядра положительно заряженная α-частица, имеющая заряд $+2e$ (VI.4.4.2°), испытывает значительную силу отталкивания F от ядра *):

$$F=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2ePe}{r^2}.$$

Здесь P — число протонов в ядре, ε_0 — электрическая постоянная в СИ (VII.5.1°), $e=1{,}6\cdot10^{-19}$ Кл — абсолютное значение элементарного электрического заряда.

4°. На рис. VI.2.2 представлена траектория α-частицы вблизи атомного ядра. Резерфорду удалось вывести формулу, которая связывала число α-частиц, рассеянных на определенный угол θ, с энергией α-частиц и числом P протонов в ядре. Опытная проверка формулы Резерфорда подтвердила ее справедливость и показала, что $P=Z$, где Z — *атомный номер* химического элемента (VI.2.9.1°). Это совпадение является важным доказательством того, что ядерная модель атома соответствует действительному строению атома.

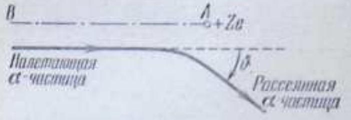


Рис. VI.2.2.

5°. Если α-частица с массой m налетает на ядро с зарядом Ze по прямой BA (центральный удар) (рис. VI.2.2), то наименьшее расстояние d между α-частицей и ядром определяется из условия

$$\frac{mv^2}{2}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{(2e)(Ze)}{d}.$$

*) Все формулы в главе 2 приводятся в СИ.

На расстоянии d вся кинетическая энергия α-частицы переходит в потенциальную энергию электростатического отталкивания ядра и α-частицы. Из этой формулы определяется линейный размер области, занятой ядром атома: $d \approx 10^{-15} \div 10^{-14}$ м.

2. Трудности классического объяснения ядерной модели атома

1°. Электроны атома, в соответствии с ядерной моделью, должны двигаться относительно ядра*). В противном случае, в результате кулоновских сил притяжения к ядру, электроны сразу же упали бы на ядро. Характерная для атома *динамическая устойчивость* объясняется большими скоростями движения электронов ($v \approx 10^6$ м/с).

Рассмотрим простейший атом — атом водорода, состоящий из ядра — протона и одного электрона. *Орбитой* электрона в классическом смысле называется замкнутая траектория его движения**) относительно ядра. Скорость v электрона, движущегося по окружности радиуса r, определяется из условия, что центростремительной силой (I.2.4.5°), удерживающей электрон на орбите, является кулоновская сила его притяжения к ядру (III.1.2.5°):

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2},$$

где m — масса электрона, e — его заряд, ε_0 — электрическая постоянная в СИ (VII.5.1°). На орбите радиуса $r \approx 10^{-10}$ м электрон имеет скорость $v \approx 10^6$ м/с. При этом центростремительное ускорение электрона $a = v^2/r$ (I.1.9.1°) составляет $a \approx 10^{22}$ м/с^2.

2°. Ускоренное движение электрического заряда в атоме должно сопровождаться излучением электромагнитных волн с частотой, равной частоте обращения электрона вокруг ядра (IV.4.4.3°). Энергия электрона в атоме должна при этом непрерывно уменьшаться за счет излучения, и атом не может быть устойчивым.

*) Везде в главе 2 ядро рассматривается неподвижным.

**) Уточнения понятия об орбите электрона рассмотрены в VI.1.6.2° и VI.2.6.3°.

Электрон не сможет удержаться на орбите. Он должен по спирали, с непрерывно изменяющейся частотой, приближаться к ядру и упасть на него. Спектр атома водорода должен содержать всевозможные частоты, т. е. атом водорода должен давать излучение с непрерывным спектром частот (V.3.4.4°).

3°. Все результаты, приведенные в пп. 1°, 2°, получены с помощью классической механики и электродинамики. Они находятся в резком противоречии с опытом и свидетельствуют о том, что применять к электронам в атомах законы классической физики нельзя. Современная теория атома основана на квантовой механике (VI.1.1.1°).

3. Линейчатый спектр атома водорода

1°. Спектр излучения атома водорода является линейчатым (V.3.4.2°). Частоты ν_{mn} линий этого спектра описываются *формулой Бальмера — Ридберга*:

$$\nu_{mn} = R\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right),$$

где $R = 3{,}288 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$ называется постоянной Ридберга*). Целые числа n и m называются *главными квантовыми числами* (VI.2.5.3°), причем $m = n+1,\ n+2$ и т. д.

2°. Группа спектральных линий с одинаковым значением n называется *серией спектральных линий*. Наибольшая частота для каждой серии с главным квантовым числом n соответствует значению $m = \infty$ и называется *границей серии* или *спектральным термом* $T_n = R/n^2$.

Частота ν_{mn} линии равна разности термов:

$$\nu_{mn} = T_n - T_m.$$

При $n = 1$ получается серия линий, расположенная в далекой ультрафиолетовой части спектра (*серия Лаймана*):

$$\nu_{m1} = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2}\right), \quad \text{где} \quad m = 2, 3, \ldots$$

---

*) Постоянной Ридберга называется также величина R/c, где c — скорость света в вакууме; R/c измеряется в м$^{-1}$ (VII.8).

При $n = 2$ наблюдается *серия Бальмера*, расположенная в видимой части спектра:

$$\nu_{m2} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}\right), \quad \text{где} \quad m = 3, 4, 5, \ldots$$

В инфракрасной части спектра расположены другие серии спектральных линий. На рис. VI.2.3 изображены

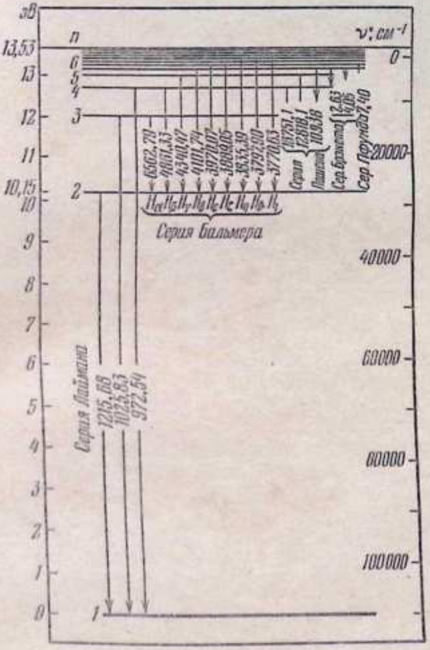


Рис. VI.2.3.

серии спектральных линий атома водорода. Справа на шкале отложены величины $\nu^* = 1/\lambda = \nu/c$, которые измерены в см$^{-1}$. Слева на шкале показаны значения энергетических уровней атома водорода в эВ (VI. 2.5.3°).

3°. Линейчатый спектр атома водорода находится в противоречии с классическим истолкованием ядерной модели атома (VI. 2.2.2°).

4. Постулаты Бора

1°. В основе квантовой теории строения атома, развитой Бором (*боровская теория строения атома*), лежит идея объединения в единое целое:

а) закономерностей линейчатого спектра атома водорода, выраженных в формуле Бальмера — Ридберга;

б) ядерной модели атома Резерфорда, не допускающей классического объяснения;

в) квантового характера излучения и поглощения света (V. 5.1.4°).

2°. Для осуществления этой идеи Бор, сохраняя классический подход к описанию поведения электрона в атоме, выдвинул три постулата, которые называются *постулатами Бора* *).

Первый постулат Бора (*постулат стационарных состояний*): в атоме существуют стационарные квантовые состояния, не изменяющиеся с течением времени без внешних воздействий на атом.

В этих состояниях атом не излучает электромагнитных волн. Каждому стационарному состоянию соответствует определенная энергия атома E_n. Стационарным состояниям атома соответствуют стационарные орбиты, по которым движутся электроны. При движении по стационарным орбитам электроны, несмотря на то что они движутся ускоренно, не излучают электромагнитных волн. В первом постулате Бора содержится отказ от выводов электродинамики о том, что ускоренно движущийся электрический заряд всегда излучает электромагнитные волны (IV. 4.4.3°).

3°. *Второй постулат Бора* (*правило частот*): при переходе атома из одного стационарного состояния в дру-

*) Теория Бора иногда называется *полуклассической теорией строения атома*. Это название связано с тем, что Бор внес в описание поведения электрона с помощью законов механики и электродинамики постулаты, которые противоречили классической физике.

гое испускается или поглощается один фотон (V. 5.1.2°). Атом излучает (поглощает) один квант электромагнитной энергии, когда электрон переходит с орбиты с большим (меньшим) на орбиту с меньшим (большим) главным квантовым числом. Энергия фотона равна разности энергий атома в двух его стационарных состояниях:

$$h\nu_{mn} = E_m - E_n.$$

Если $E_m > E_n$, то происходит излучение фотона; если $E_m < E_n$ — поглощение фотона.

Частота ν_{mn}, которая испускается (поглощается) атомом,

$$\nu_{mn} = \frac{E_m}{h} - \frac{E_n}{h}.$$

С другой стороны, на основании VI. 2.3.2°

$$\nu_{mn} = T_n - T_m,$$

где T_n и T_m — спектральные термы, соответствующие главным квантовым числам n и m.

Из второго постулата Бора следует обращение спектральных линий: атомы поглощают только те спектральные линии (частоты), которые они сами могут испускать (V. 3.4.5°).

Второй постулат Бора явился дальнейшим развитием идеи о квантовом характере излучения и поглощения света.

4°. *Третий постулат Бора* (*правило квантования орбит*): в стационарном состоянии атома электрон, двигаясь по круговой орбите, должен иметь дискретные, квантованные значения момента импульса (момента количества движения) (I. 3.2.2°):

$$L_n = mv_n r_n = n\hbar, \qquad n = 1, 2, 3, \ldots$$

Здесь m — масса электрона, r_n — радиус n-й орбиты, v_n — скорость электрона на этой орбите, $\hbar = h/2\pi$ (о квантовании момента импульса см. также VI. 2.7.1°).

Третий постулат Бора получает простое истолкование, если учесть волновые свойства электрона (VI. 1.1.3°). По аналогии с тем, как ведет себя дебройлевская волна электрона, движущегося в потенциальной яме прямоугольной форме (VI. 1.4.4°), на длине $2\pi r_n$ круговой орбиты электрона в атоме должно уложиться целое число λ_n — длин волн де Бройля: $2\pi r_n = n\lambda_n$. Но $\lambda_n = \frac{h}{mv_n}$, и поэтому $2\pi r_n = n\frac{h}{mv_n}$, или $mv_n r_n = n\frac{h}{2\pi} = n\hbar$.

5. Модель атома водорода по Бору

1°. Атом водорода состоит из ядра — протона и одного электрона. В предположении, что электрон движется по круговой орбите, постулаты Бора позволяют найти радиусы r_n дозволенных, стационарных орбит электрона *):

$$r_n = n^2\frac{\hbar^2(4\pi\varepsilon_0)}{me^2} = n^2\frac{h^2\varepsilon_0}{\pi me^2}.$$

Здесь e — заряд электрона, ε_0 — электрическая постоянная в СИ (VII.5.1°). Остальные обозначения даны в VI.2.4.4°. Радиусы орбит электрона в атоме водорода прямо пропорциональны квадратам главного квантового числа n.

Радиус первой орбиты в атоме водорода при $n = 1$ называется *первым боровским радиусом*:

$$r_1 = a_0 = \frac{\hbar^2(4\pi\varepsilon_0)}{me^2} = 0{,}528\cdot 10^{-10}\text{ м} = 0{,}528\ \text{Å}.$$

Первый боровский радиус служит единицей длины в атомной физике.

2°. Полная энергия E электрона в атоме водорода складывается из кинетической энергии $\mathscr{E}$ электрона и потенциальной энергии Π притяжения электрона к ядру:

$$E = \mathscr{E} + \Pi = -\frac{1}{2}\frac{e^2}{(4\pi\varepsilon_0)r}.$$

Потенциальная энергия Π отрицательна (рис. VI.2.4):

$$\Pi = -\frac{e^2}{(4\pi\varepsilon_0)r}.$$

Ядро находится в начале координат O.

*) Везде, где это представляется целесообразным, в формулах выделяется множитель $4\pi\varepsilon_0$, характерный для единиц СИ в электродинамике.

3°. Энергетические уровни (VI. 1.4.8°) E_n электрона в атоме водорода

$$E_n = -\frac{me^4}{2\hbar^2 (4\pi\varepsilon_0)^2}\frac{1}{n^2} = -\frac{me^4}{8h^2\varepsilon_0^2}\frac{1}{n^2}.$$

Из связи между энергетическим уровнем E_n и спектральным термом T_n (VI. 2.4.3° и VI. 2.3.2°)

$$\frac{E_n}{h} = -T_n = -\frac{R}{n^2}$$

следует, что

$$E_n = -\frac{Rh}{n^2} = -\frac{R2\pi\hbar}{n^2} \qquad (n = 1, 2, 3, \ldots).$$

Энергия E_n электрона в атоме водорода зависит только от одного главного квантового числа n. *Главным квантовым числом* называется целое число, которое определяет энергетические уровни электрона в атоме водорода. Энергетический уровень при $n = 1$ называется *основным энергетическим состоянием* (*нормальное состояние атома*). Энергетические уровни при $n > 1$ называются *возбужденными энергетическими состояниями* (*возбужденные состояния атома*).

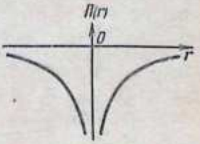


Рис. VI. 2.4.

4°. Постоянная Ридберга R (VI. 2.3.1°), вычисленная из постулата Бора, равна

$$R = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3 (4\pi\varepsilon_0)^2} = \frac{me^4}{8h^3\varepsilon_0^2}.$$

Вычисленное по этой формуле значение R с большой точностью совпадает с экспериментальным значением этой постоянной, полученным из наблюдений частот линейчатого спектра атома водорода. Совпадение экспериментального и теоретического значений постоянной Ридберга является подтверждением правильности теории Бора для атома водорода.

Кроме атома водорода, теория Бора применима для *водородоподобных ионов*. Так называются ионизованные атомы с зарядом ядра Ze и одним электроном (например, Li^{++}, Be^{+++}, B^{++++} и т. д.).

5°. Для атомов с двумя и более электронами (гелий, литий и др.) теория, основанная на постулатах Бора, не позволяет рассчитать энергетические уровни электронов и частоты линейчатых спектров. Для сложных атомов с этой целью применяются методы квантовой механики.

6*. Обоснование постулатов Бора и физический смысл орбиты электрона в квантовой механике

1°. В квантовой механике первый и второй постулаты Бора получили теоретическое обоснование. Обоснование третьего постулата см. в VI. 2.4.4°. Постулат стационарных состояний (VI. 2.4.2°) является следствием того, что в стационарном состоянии электрона с энергией E_n квадрат амплитуды волны де Бройля (VI. 1.3.3°) не зависит от времени. Энергия электрона в стационарном состоянии остается постоянной. Это означает (VI. 1.3.4°), что вероятность пребывания электрона в состоянии с энергией E_n не изменяется с течением времени. Но если не изменяется энергия E_n электрона, то не будет происходить и излучения.

2°. Второй постулат — правило частот — обосновывается в квантовой механике следующим образом. Пусть стационарное состояние атома изменяется под влиянием внешних воздействий и атом переходит из состояния m в состояние n. Если происходит квантовый переход между двумя состояниями, то электрон в атоме как бы часть времени находится в одном состоянии, а часть — в другом. В квантовой механике доказывается, что электрон в атоме ведет себя при этом как осциллирующий, колеблющийся заряд (IV. 4.4.4°), который излучает свет. Частота колебаний заряда совпадает с частотой фотона, излучаемого при переходе электрона (и всего атома) из состояния m в состояние n:

$$\nu_{mn} = \frac{E_m - E_n}{h}.$$

3°. При движении электрона в атоме соотношения неопределенностей вносят изменения в классические представления об орбите электрона (VI. 2.2.1°). Электрон, обладающий волновыми свойствами (VI. 1.1.3°), можно обнаружить в разных местах в атоме.

Электронным облаком называется определенное распределение в атоме дебройлевской волны электрона. Электронное облако имеет разную плотность ρ в разных точках в атоме (VI.2.7.3°).

Орбитой электрона в атоме называется геометрическое место точек, в которых с наибольшей вероятностью можно обнаружить электрон. Другими словами, это — геометрическое место точек, где плотность электронного облака наибольшая. В атоме водорода вероятность $w(r)$ найти электрон в основном энергетическом состоянии на расстоянии r от ядра имеет вид, изображенный на рис. VI.2.5. Вероятность $w(r)$ имеет наибольшее значение на таком расстоянии от ядра, которое совпадает с радиусом первой боровской орбиты a_0 в атоме водорода (VI.2.5.1°).

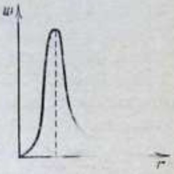


Рис. VI.2.5.

7*. Квантование момента импульса электрона и его проекции

1°. Квантовая механика внесла существенные уточнения в третий постулат Бора о квантовании момента импульса (момента количества движения) L_l (I.3.2.2°) электрона в атоме (VI.2.4.4°).

Орбитальным квантовым числом l электрона в атоме называется целое число, определяющее возможные значения L_l электрона:

$$L_l = \sqrt{l(l+1)}\,\hbar,$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$. Орбитальное квантовое число l не совпадает с главным квантовым числом n (VI.2.5.3°). При заданном n орбитальное квантовое число может принимать следующие значения:

$$l = 0, 1, \ldots, (n-1).$$

Возможные значения L_l в квантовой механике отличаются от квантованных значений L_n по постулату Бора тем, что вместо главного квантового числа n (VI.2.4.4°) в выражение для L_l входит $\sqrt{l(l+1)}$.

2°. Формула для L_l при $l \gg 1$ и $l+1 \approx l$ дает $L_l = l\hbar$ и напоминает постулат Бора $L_n = n\hbar$. Однако возможные значения орбитального квантового числа l отличаются от значений, которые принимает главное квантовое число n. Особенно важно то, что l может быть равно нулю. Существуют такие состояния электрона в атоме, в которых электрон не имеет момента количества движения ($L_l = 0$). В боровской теории таким состояниям соответствует «орбита» электрона, проходящая через ядро атома. Как показывают эксперименты, такие состояния существуют, и это является еще одним доказательством ограниченности теории Бора (VI.2.5.5°).

3°. Различные значения орбитального квантового числа l электрона являются в атомной физике и современной химии основной для систематики электронных состояний в атомах и молекулах. Приняты следующие обозначения: если $l = 0$, то состояние электрона называется *s-состоянием*; если $l = 1$, то состояние электрона называется *p-состоянием*; состояние с $l = 2$, 3 и т. д. называются соответственно d-, f- и т. д. ***состояниями*** в порядке следования букв латинского алфавита.

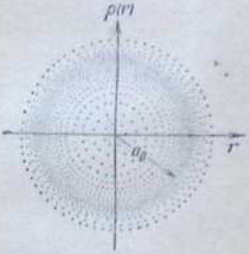


Рис. VI.2.6.

В боровской теории атома различным значениям орбитального квантового числа l *) (кроме $l = 0$) соответствуют различные «формы» орбиты электрона в атоме. В квантовой механике различным значениям l соответствуют различные распределения плотности ρ электронного облака вокруг ядра (VI.2.6.3°). Для s-состояния электрона в любом атоме распределение электронного облака вокруг ядра имеет вид сферы. Плотность электронного облака наибольшая на расстоянии от ядра, равном в атоме водорода a_0 (рис. VI.2.6).

*) Введение квантового числа, играющего роль орбитального в боровской теории, в данном руководстве не рассматривается.

4°. Энергией электрона и его моментом импульса не исчерпывается перечень характеристик электрона в атоме, которые могут принимать лишь дискретные, квантованные значения. Вектор $\mathbf{L}_l$ момента импульса электрона не может иметь произвольной ориентации в пространстве. Ориентация вектора $\mathbf{L}_l$ во внешнем магнитном поле с индукцией $\mathbf{B}$ характеризуется проекцией L_{lB} вектора $\mathbf{L}_l$ на направление вектора $\mathbf{B}$ (рис. VI.2.7):

$$L_{lB} = L_l \cos\alpha.$$

Пространственным квантованием называется отсутствие произвольных значений проекции L_{lB}. Вектор $\mathbf{L}_l$

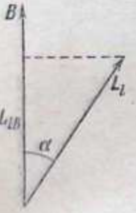


Рис. VI.2.7.

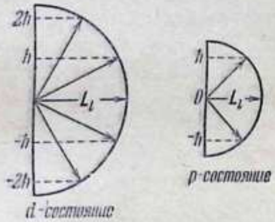


Рис. VI.2.8.

может иметь лишь такие ориентации в пространстве, при которых проекция L_{lB} принимала бы целочисленные значения, кратные $\hbar = h/2\pi$:

$$L_{lB} = m\hbar.$$

Целое число m, определяющее возможные значения L_{lB}, называется *магнитным квантовым числом*. Оно может принимать следующие значения:

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm l,$$

где l — орбитальное квантовое число (VI.2.7.1°). Магнитное квантовое число может принимать $(2l+1)$ возможных значений. Вектор $\mathbf{L}_l$ может иметь в пространстве $(2l+1)$ ориентаций, в соответствии с числом его возможных проекций на направление внешнего магнитного поля. На рис. VI. 2.8 показаны возможные ориентации векторов $\mathbf{L}_l$ для электрона в p- и d-состояниях, т. е. при $l=1$ и $l=2$ (VI. 2.7.3°).

8*. Спин электрона. Принцип Паули

1°. Спином электрона или другой элементарной частицы (VI. 5.1.1°) называется собственный (внутренний) момент импульса (количества движения) частицы, обусловленный ее квантовой природой. Спин имеется у целого ряда элементарных частиц (VI. 5.2.1°): у протона, нейтрона, антинейтрино, а также у атомных ядер (VI. 4.1.4°). Спин является свойством элементарных частиц, в такой же мере присущим этим частицам, как масса покоя (V. 4.10.3°) или электрический заряд (III. 1.1.2°) (см. также III. 6.1.5°).

2°. Особенностью спина электрона (а также спина протона, нейтрона, антинейтрино и других частиц) является его квантование (VI.1.4.5°). Спин электрона (и других частиц) может иметь только две ориентации во внешнем магнитном поле. Проекции спина на направление индукции **B** внешнего магнитного поля могут принимать только два значения (III. 6.1.5°, рис. III. 6.2):

$$L_{sB} = \pm \frac{1}{2}\hbar.$$

Если ввести *магнитное спиновое число* $m_s = \pm 1/2$, то

$$L_{sB} = m_s\hbar.$$

3°. Наглядное представление о спине связывается с вращением электрона вокруг его оси. Такое представление якобы «углубляет» аналогию между строением атома и строением Солнечной системы, где планеты обращаются вокруг Солнца и вращаются вокруг своих осей. «Наглядное» представление о спине противоречит специальной теории относительности (V. 4.4.4°). Скорости v, с которыми должны «вращаться» вокруг своей оси точки на «диаметре» электрона — шарика (VI. 5.1.6°), превышают скорость света c в вакууме.

4°. Стационарное квантовое состояние электрона в атоме или молекуле характеризуется *полным набором* *четырех квантовых чисел*: главного n, орбитального l, магнитного m и магнитного спинового m_s. Каждое из них характеризует квантование: энергии (n), момента импульса (l), его проекции на направление внешнего магнитного поля (m) и проекции спина (m_s).

Электроны, протоны, нейтроны и другие элементарные частицы, имеющие спин, равный $\hbar/2$, подчиняются *принципу Паули* (*принцип исключения*): в любой системе частиц со спином $\hbar/2$ не может быть более одной частицы, находящейся в стационарном состоянии, определяемом данным полным набором четырех квантовых чисел.

Если $Z_1(n, l, m, m_s)$ есть число электронов в атоме, находящихся в состоянии, которое задается данным набором четырех квантовых чисел, то

$$Z_1(n, l, m, m_s) = 0 \quad \text{или} \quad 1.$$

5°. Наибольшее число $Z_2(n, l, m)$ электронов в атоме, находящихся в состояниях, определяемых набором трех квантовых чисел n, l и m,

$$Z_2(n, l, m) = 2.$$

Такие электроны отличаются лишь ориентацией спинов.

Наибольшее число $Z_3(n, l)$ электронов в атоме, находящихся в состояниях, определяемых двумя квантовыми числами: главным n и орбитальным l,

$$Z_3(n, l) = 2(2l + 1).$$

Эти электроны отличаются возможными значениями магнитного квантового числа m (VI.2.7.4°) и ориентацией спинов. В таблице VI.2.1 приведены значения $Z_3(n, l)$ для разных l.

Таблица VI.2.1

Значение орбитального квантового числа l	0	1	2	3	4
Обозначение состояния электрона	s	p	d	f	g
Наибольшее число $Z_3(n, l)$ электронов	2	6	10	14	18

Наибольшее число $Z(n)$ электронов в атоме, которые находятся в состояниях, определяемых значением главного квантового числа n,

$$Z(n) = 2n^2.$$

В это число входят электроны, различающиеся возможными значениями l от 0 до $(n-1)$ (VI.2.7.1°), возможными значениями магнитного квантового числа m (VI.2.7.4°) и ориентациями спинов.

6°. Электроны в атоме, занимающие совокупность состояний с одинаковыми значениями главного квантового числа n, образуют *электронную оболочку*, или *электронный слой*. Различаются следующие электронные оболочки (слои):

$$K\text{-слой при } n = 1, \quad L\text{-слой при } n = 2,$$
$$M\text{-слой при } n = 3, \quad N\text{-слой при } n \neq 4,$$
$$O\text{-слой при } n = 5 \text{ и т. д.}$$

В каждой электронной оболочке атома электроны распределяются по *подгруппам*, или *подоболочкам*. Подоболочка соответствует определенному значению орбитального квантового числа l (VI.2.7.1°). В таблице VI.2.2 приведены максимальные числа электронов

Таблица VI.2.2

n	Электронный слой (оболочка)	Количество электронов в состояниях					Максимальное число электронов
		s $(l=0)$	p $(l=1)$	d $(l=2)$	f $(l=3)$	g $(l=4)$	
1	K	2	—	—	—	—	2
2	L	2	6	—	—	—	8
3	M	2	6	10	—	—	18
4	N	2	6	10	14	—	32
5	O	2	6	10	14	18	50

в разных электронных слоях и подоболочках. Таблица VI.2.2, вытекающая из принципа Паули, объясняет последовательность заполнения электронных состояний в атомах химических элементов.

9. Периодическая система элементов Менделеева

1°. *Периодической системой элементов Менделеева* называется закон периодического изменения химических и физических свойств элементов в зависимости от их атомного номера Z (VI.2.1.4°). Через промежутки, называемые *периодами в системе Менделеева*, элементы, расположенные в одном вертикальном ряду (*группе элементов*), обнаруживают повторяемость физических и химических свойств.

2°. Химические и физические свойства атомов химических элементов объясняются главным образом поведением электронов, расположенных во внешнем слое и внешней подоболочке атомов. Такие электроны называются *валентными* или *оптическими электронами*. Периодичность свойств химических элементов связана с периодичностью в расположении валентных электронов атомов различных элементов данной группы.

3°. Теория периодической системы элементов Менделеева основывается на четырех положениях:

а) общее число электронов в атоме данного химического элемента равно порядковому номеру Z этого элемента;

б) состояние электрона в атоме определяется полным набором четырех квантовых чисел: n, l, m и m_s (VI.2.8.4°);

в) распределение электронов в атоме по энергетическим состояниям должно удовлетворять принципу минимума энергии: с возрастанием числа электронов каждый следующий электрон должен занять возможное энергетическое состояние с наименьшей энергией;

г) заполнение электронами энергетических состояний в атоме должно происходить в соответствии с принципом Паули (VI.2.8.4°).

4°. Заполнение электронами состояний в различных оболочках (слоях) (VI.2.8.6°), а в пределах одной оболочки — в подгруппах (подоболочках) происходит в соответствии с требованием пункта в) из п. 3°: сначала заполняются состояния с наименьшей возможной энергией, а затем состояния со все большей энергией. Для многих атомов этот порядок соответствует тому, что сначала заполняются оболочки с меньшим n, а затем оболочки с большим значением главного квантового числа. В пределах одной оболочки сначала заполняются состояния с $l=0$, а затем состояния с большими l, вплоть до $l=n-1$. Заполнение оболочек и подоболочек по этому принципу должно соответствовать таблице VI. 2.2.

5°. В реальной периодической системе Менделеева (см. рис. на обложке) распределение электронов в атомах по состояниям отличается от того, которое соответствует таблице VI. 2.2. В результате взаимодействия между электронами при квантовых числах $n=3$ (M-оболочка), $n=4$ (N-оболочка) и т. д. состояния с большим n и малым l имеют меньшую энергию и являются более выгодными энергетически, чем состояния с меньшим n, но с бо́льшим l. Реальное заполнение электронами энергетических состояний в атомах с Z от 1 до 36 показано в таблице VI. 2.3. Из этой таблицы видно, например, что нарушения идеального заполнения состояний начинаются с калия ($Z=19$). Девятнадцатый электрон калия должен был бы занять состояние в M-оболочке при $n=3$ и $l=2$. Но химические и оптические свойства калия аналогичны свойствам лития и натрия, у которых валентный электрон занимает состояния соответственно $n=2$, $l=0$ и $n=3$, $l=0$. Поэтому и у калия его валентный девятнадцатый электрон должен находиться в s-состоянии ($l=0$). Он занимает это состояние в следующей N-оболочке ($n=4$). От калия ($Z=19$) до скандия ($Z=21$) при незаполненной d-подоболочке ($l=2$) в M-слое начинается «застройка» N-оболочки. Начиная со скандия, возобновляется заполнение подоболочки d в слое M, которое заканчивается у меди ($Z=29$). Далее до криптона ($Z=36$) происходит нормальное заполнение N-оболочки *).

В настоящее время периодическая система элементов Менделеева содержит химические элементы с зарядом ядер от $Z=1$ (водород) до $Z=104$ (курчатовий). Химические элементы с зарядами ядер $Z=105$ и $Z=106$ не названы.

*) Подробное обсуждение всех нарушений в идеальном заполнении электронами атомов в периодической системе Менделеева выходит за рамки данного руководства.

Таблица VI. 2.3

Распределение электронов в атомах

Z	Элемент	K	L	M	N	O	P	Q
		1s	2s 2p	3s 3p 3d	4s 4p 4d 4f	5s 5p 5d 5f	6s 6p 6d 6f	7s
1	H	1						
2	He	2						
3	Li	2	1					
4	Be	2	2					
5	B	2	2 1					
6	C	2	2 2					
7	N	2	2 3					
8	O	2	2 4					
9	F	2	2 5					
10	Ne	2	2 6					
11	Na	2	2 6	1				
12	Mg	2	2 6	2				
13	Al	2	2 6	2 1				
14	Si	2	2 6	2 2				
15	P	2	2 6	2 3				
16	S	2	2 6	2 4				
17	Cl	2	2 6	2 5				
18	Ar	2	2 6	2 6				
19	K	2	2 6	2 6	1			
20	Ca	2	2 6	2 6	2			
21	Sc	2	2 6	2 6 1	2			
22	Ti	2	2 6	2 6 2	2			
23	V	2	2 6	2 6 3	2			
24	Cr	2	2 6	2 6 5	1			
25	Mn	2	2 6	2 6 5	2			
26	Fe	2	2 6	2 6 6	2			
27	Co	2	2 6	2 6 7	2			
28	Ni	2	2 6	2 6 8	2			
29	Cu	2	2 6	2 6 10	1			
30	Zn	2	2 6	2 6 10	2			
31	Ga	2	2 6	2 6 10	2 1			
32	Ge	2	2 6	2 6 10	2 2			
33	As	2	2 6	2 6 10	2 3			
34	Se	2	2 6	2 6 10	2 4			
35	Br	2	2 6	2 6 10	2 5			
36	K	2	2 6	2 6 10	2 6			

10*. Оптические квантовые генераторы

1°. *Оптическими квантовыми генераторами* (ОКГ) (*генераторами когерентного света* (ГКС)) называются источники света, работающие на принципе вынужденного (стимулированного, индуцированного) излучения либо в диапазоне ультракоротких радиоволн (*мазеры*), либо в оптическом диапазоне (*лазеры*) *).

2°. *Вынужденным* (*индуцированным*, *стимулированным*) излучением называется излучение возбужденных атомов (молекул, ионов) вещества, вызванное действием на вещество падающего на него света. Атом, находящийся в возбужденном энергетическом состоянии (VI.2.5.3°), может перейти в низшее (обычно нормальное, основное) энергетическое состояние под действием электромагнитного поля. Электромагнитное поле как бы «сваливает» атом с возбужденного энергетического уровня вниз, на основной или менее возбужденный уровень.

3°. Вынужденное излучение по своим свойствам совершенно одинаково с тем излучением, которое вызывает его появление. Новый фотон, появившийся в результате того, что атом (молекула, ион) вещества переходит с верхнего уровня E_2 на нижний уровень E_1 под действием света, ничем не отличается от фотона, вызвавшего его появление.

С точки зрения волновой оптики явление вынужденного излучения сводится к увеличению интенсивности электромагнитной волны, проходящей через вещество. При этом частота волны, направление ее распространения, фаза и поляризация волны остаются неизменными. Вынужденное излучение строго когерентно с вызвавшим его проходящим светом (IV.3.9.3°).

4°. Новый фотон, появившийся в результате индуцированного излучения, усиливает свет, проходящий через среду. Одновременно с индуцированным излучением происходит поглощение света. Фотон может быть по-

*) Термин лазер (laser) составлен из первых букв одного из вариантов английского названия устройства: light amplification by stimulated emission of radiation — усиление света с помощью стимулированного излучения. Термин «мазер» имеет аналогичное происхождение.

глощен атомом, находящимся на нижнем уровне E_1. При этом фотон исчезает и атом переходит на возбужденный уровень E_2. Поглощение фотонов уменьшает интенсивность света, проходящего через среду. На рис. VI.2.9 схематически представлены два конкурирующих друг с другом процесса: поглощения и вынужденного излучения. Первый процесс уменьшает число фотонов, проходящих через среду. Второй процесс увеличивает число фотонов, проходящих через среду.

Рис. VI.2.9.

5°. Среда называется *усиливающей* (*активная среда*), если процессы вынужденного излучения преобладают над процессами поглощения света. В противном случае среда является не усиливающей, а ослабляющей свет, который через нее проходит. Усиливающая среда называется также средой с *отрицательным поглощением света.* В такой среде происходит быстрое возрастание

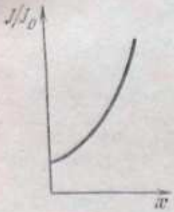


Рис. VI.2.10.

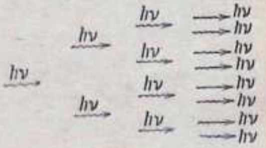


Рис. VI.2.11.

интенсивности J проходящего света с увеличением толщины усиливающей среды (рис. VI.2.10) за счет лавинообразного нарастания числа фотонов. Два фотона, образовавшиеся в одном акте вынужденного излучения (рис. VI.2.11), при встрече с двумя атомами, находящимися на возбужденном уровне, свалят их на нижний уровень, и после этого будут лететь четыре одинаковых фотона и т. д. (рис. VI.2.11).

6°. Для получения среды с отрицательным поглощением света необходимо создать в среде необычное, *неравновесное состояние* (*инверсное состояние* *)); число атомов (молекул, ионов) на возбужденном уровне должно быть больше, чем на нижнем уровне. Такое распределение атомов по уровням является «обращенным», «перевернутым» по сравнению с обычным. Обычно на верхних уровнях атомов меньше, чем на нижних.

7°. Процесс перевода среды в инверсное состояние называется *накачкой* усиливающей среды.

Практически накачка осуществляется по *трехуровневой схеме* ОКГ. В одном из газовых ОКГ усиливающей средой служит плазма (III.3.6.1°) высокочастотного газового разряда (III.3.3.1°), полученная в смеси гелия с неоном. На рис. VI.2.12 изображена упрощенная трехуровневая энергетическая диаграмма такого лазера. Атомы гелия возбуждаются ударами электронов и переходят в возбужденное состояние E_3. При столкновениях возбужденных атомов гелия с атомами неона последние также возбуждаются и переходят на один из верхних уровней неона. Переход атомов неона с этого уровня на один из нижних уровней E_2 сопровождается лазерным излучением.

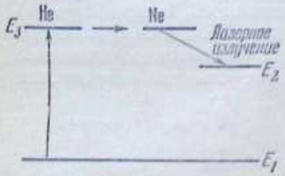


Рис. VI.2.12.

8°. Эффект усиления света в лазерах увеличивается за счет многократного прохождения усиливаемого света через один и тот же слой активной среды. Это может быть достигнуто, если поместить слой среды с отрицательным поглощением (кювета с газом или кристалл) между двумя зеркалами, установленными параллельно друг другу (рис. VI.2.13). Принципиальная схема действия ОКГ изображена на рис. VI.2.14. Фотон A, кото-

*) От латинского «inversio» — переворачивание.

рый движется параллельно оси кюветы или кристалла, рождает лавину фотонов, летящих в том же направлении (рис. VI.2.14, *а*). Часть этой лавины проходит через полупрозрачное зеркало *3* наружу, а часть отражается и нарастает в активной среде *1* (рис. VI.2.14, *б*). Когда лавина фотонов дойдет до зеркала *2*, она частично поглотится, и после отражения от зеркала *2* усиленный поток фотонов будет двигаться так же, как и первоначальный, «затравочный» фотон (рис. VI.2.14, *в*). Поток фотонов, многократно усиленный и вышедший из генератора сквозь полупрозрачное зеркало, создает пучок лучей света огромной интенсивности с малым расхождением по углам, т. е. остронаправленный. Фотоны *B* и *C*, летящие «вбок», под углом к оси кюветы или кристалла, создают лавины, которые после небольшого

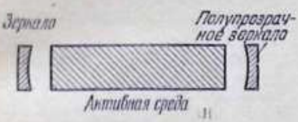


Рис. VI.2.13.

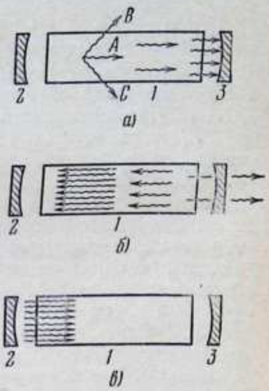


Рис. VI.2.14.

числа отражений выходят из активной среды (рис. VI.2.14, *а*) и в усилении света не участвуют.

9°. Высокая когерентность и острая направленность лучей ОКГ позволяют с успехом использовать ОКГ для связи, локации (IV.4.5.6°). При ширине полосы излучения в 1 Å на длине волны в 1 мкм теоретически можно осуществить передачу 10 000 радиопрограмм. С помощью ОКГ осуществляется связь на громадных расстояниях астрономического порядка.

Лучи лазеров пробивают мельчайшие отверстия в твердых веществах, таких, как алмаз, используются при сварке микродеталей. Лучи лазеров применяются в хирургии при лечении отслоения сетчатки глаза. Луч лазера «приваривает» отслоившуюся сетчатку к глазному дну (V.1.7.3°). Лазерное излучение с каждым годом получает все большее применение.

ГЛАВА 3
СТРОЕНИЕ И СПЕКТРЫ МОЛЕКУЛ

1. Общая характеристика химических связей

1°. Молекулы (II.1.1.3°) состоят из атомов или ионов, соединенных в одно целое *химическими связями* (II.1.1.3°). Устойчивость молекул указывает на то, что химические связи обусловлены силами взаимодействия (II.1.4.2°), связывающими атомы в молекулах.

2°. Для разъединения молекулы на составляющие ее атомы или ионы необходимо совершить работу (VI.3.1.5°). Образование молекулы сопровождается выделением энергии. Два атома водорода (H) в свободном состоянии имеют бóльшую энергию, чем те же атомы, образовавшие молекулу (H_2). Энергия, которая выделяется при образовании молекулы, является мерой работы сил взаимодействия, которые соединяют атомы (ионы) в молекулу.

3°. Все типы химических связей обусловлены взаимодействием между валентными электронами атомов (VI.2.9.2°). Это подтверждается резким изменением оптических спектров атомов при образовании молекул. Линейчатые спектры атомов определяются состоянием внешних валентных электронов (VI.2.3.1°). Изменения в этих спектрах при образовании молекул означают, что меняются состояния валентных электронов. В то же время характеристические рентгеновские спектры (V.3.6.3°), зависящие от электронов, расположенных на внутренних оболочках атомов (VI.2.9.4°), не изменяются при вступлении атомов в химические соединения. В образовании химических связей участвуют электроны, состояния которых легко изменить при затрате небольшой энергии. Такими электронами являются внешние валентные электроны.

4°. Общая характеристика сил межатомного взаимодействия аналогична такой же характеристике сил межмолекулярного взаимодействия (II. 1.4.1°—5°). Одновременное действие противоположно направленных сил — притяжения и отталкивания — приводит к тому, что на некотором расстоянии r_0 между атомами обе силы уравновешивают друг друга. При $r = r_0$ геометрическая сумма сил притяжения и отталкивания равна нулю. Этому расстоянию соответствует наименьшая потенциальная энергия $\Pi(r_0)$ взаимодействия атомов в молекуле. На рис. VI. 3.1 приведены три кривые: силы притяжения F_2, силы отталкивания F_1 и результирующей силы F взаимодействия атомов в двухатомной молекуле в зависимости от расстояния r между

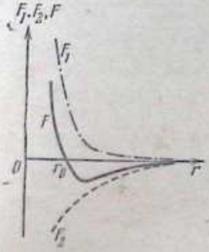


Рис. VI. 3.1.

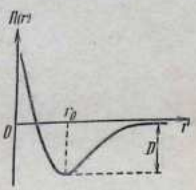


Рис. VI. 3.2.

атомами. Силы отталкивания считаются положительными (II. 1.4.4°). На рис. VI. 3.2 приведена кривая зависимости от r потенциальной энергии $\Pi(r)$ взаимодействия атомов в двухатомной молекуле (ср. с рис. II. 1.3 для потенциальной энергии межмолекулярного взаимодействия).

5°. *Длиной связи* называется равновесное междуатомное расстояние r_0 в молекуле (п. 4°). *Энергией диссоциации* (*энергией связи*) D (рис. VI. 3.2) молекулы называется энергия, численно равная работе, которую надо совершить для того, чтобы разорвать химические связи в молекуле. Эта энергия необходима, чтобы разъединить молекулу на составляющие ее атомы (или ионы) и удалить атомы (ионы) за пределы действия межатомных сил. Энергия диссоциации численно равна энергии, выделяющейся при образовании молекулы, но противоположна ей по знаку: энергия диссоциации отрицательна, а энергия, выделяющаяся при образовании молекулы, положительна.

2. Ионные молекулы

1°. *Ионными* (*гетерополярными* *)) называются молекулы, состоящие из противоположно заряженных ионов (III.3.1.1°) химических элементов, входящих в молекулу (*молекулу с гетерополярной связью*). Общая сумма положительных и отрицательных зарядов ионов в молекуле равна нулю, и поэтому ионные молекулы электрически нейтральны. Химическая связь (VI.3.1.1°) в ионных молекулах осуществляется главным образом электростатическим притяжением разноименно заряженных ионов. Типичными примерами ионных молекул являются щелочно-галоидные соли: NaCl, RbBr, CsI и др. Эти молекулы образуются при соединении атомов химических элементов первой и седьмой групп периодической системы Менделеева (VI.2.9.1°).

2°. Образование ионных молекул определяется повышенной устойчивостью внешней восьмиэлектронной подоболочки в атомах (VI.2.8.6°, таблица VI.2.2).

Рассмотрим в качестве примера образование молекулы NaCl. Атом Na, как и другие атомы металлов первой группы (VI.2.9.1°), имеет одиннадцатый валентный электрон, слабее связанный с ядром, чем внутренние 10 электронов. Для отщепления этого электрона необходима затрата энергии ионизации 5,1 эВ. Атом Cl и другие атомы этой группы имеют семь внешних валентных электронов.

Электронным сродством $E_{ср}$ называется количество энергии, которое выделяется, когда к атому металлоида присоединяется электрон. Для хлора $E_{ср} = 3{,}8$ эВ. Переход электрона от атома Na к атому Cl приводит к образованию ионов Na^+ и Cl^-. Каждый из них обладает устойчивой внешней подоболочкой (VI.2.8.6°, таблица VI.2.2).

3°. Электростатическое притяжение ионов Na^+ и Cl^- приводит к их сближению. На весьма малых расстояниях между ионами силы притяжения сменяются силами отталкивания, которые препятствуют дальнейшему сближению ионов. Силы отталкивания вызваны главным образом отталкиванием между ядрами натрия и хлора

*) От греческого «heteros» — другой, иной, разный.

на малых расстояниях между ними. Ионы Na^+ и Cl^- располагаются на равновесном расстоянии r_0 друг от друга (VI. 3.1.5°), соответствующем уравновешиванию сил притяжения и отталкивания. Образуется устойчивая молекула NaCl с ионной связью.

4°. Превышение энергии ионизации Na над электронным сродством хлора на 5,1 эВ — 3,8 эВ = 1,3 эВ означает, что переход электрона от атома Na к атому Cl требует затраты энергии. С другой стороны, при образовании молекулы выделяется энергия. При сближении ионов Na^+ и Cl^- выделяется энергия их электростатического притяжения. Образование ионов и их сближение происходят одновременно. Молекула NaCl образуется лишь после того, как атомы сблизятся настолько, чтобы вместе с образованием ионов выделившейся энергии хватило для создания устойчивой молекулы.

3. Молекулы с ковалентной химической связью

1°. Молекулы, образовавшиеся при соединении нейтральных, часто одинаковых атомов, называются *атомными молекулами* (молекулы с *ковалентной* *) или *гомеополярной* **) связью). Примерами таких молекул являются двухатомные молекулы типа H_2, O_2, N_2, а также HF, NO, NH_3, CH_4 и др. Ковалентная связь обладает *свойством насыщения*, которое выражается в определенной валентности атомов. Атом водорода может связаться только с одним другим атомом водорода. Атом углерода может связать только четыре атома водорода и т. д.

2°. Гомеополярная связь имеет квантовомеханическую природу. В основу ее объяснения положены:

а) волновые свойства электрона (VI. 1.1.3°) и распределение вероятности обнаружить электрон в атоме (VI. 2.6.3°), в частности сферически-симметричное электронное облако в *s*-состояниях атомов (VI. 2.7.3°);

б) принципиальная неразличимость тождественных частиц, в частности электронов. Два электрона в молекуле водорода, движущиеся каждый вокруг своего

*) От латинского «valentia» — валентность.
**) От греческого «homoios» — подобный, одинаковый.

ядра — протона, ничем не отличаются друг от друга. У них одинаковые заряды, массы покоя, и у обоих спины равны $\hbar/2$ (VI. 2.8.2°).

3°. Пусть в молекуле водорода электроны обмениваются местами: электрон *1*, ранее принадлежащий ядру *а*, перейдет на место электрона *2*, принадлежащего ядру *б*, а электрон *2* совершит обратный переход. В состоянии молекулы H_2 при этом ничего не изменится, ибо электроны *1* и *2* неотличимы друг от друга (рис. VI. 3.3).

4°. Обмен электронами в молекуле H_2 может происходить при достаточном сближении ядер атомов водорода.

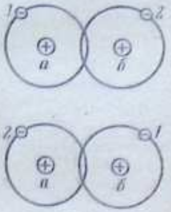


Рис. VI. 3.3.

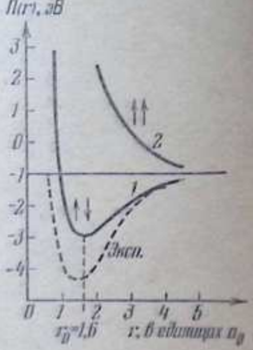


Рис. VI. 3.4.

При этом «электронные облака» перекрываются (рис. VI. 3.3), а между электронами возникает особое квантовомеханическое *обменное взаимодействие*. Физический смысл его состоит в том, что каждый из электронов в молекуле водорода может принадлежать попеременно то одному, то другому ядру — электроны непрерывно обмениваются местами. Иллюстрацией этого может служить непрерывный обмен мячами двух людей, находящихся поблизости друг от друга. Если люди специально не тренированы, то успешный обмен мячами возможен лишь на близком расстоянии между партнерами.

5°. Квантовомеханические расчеты показывают, что если спины обоих электронов в молекуле водорода антипараллельны (VI.2.8.2°), то обменное взаимодействие приводит к притяжению двух атомов H и образованию устойчивой молекулы H_2. Потенциальная энергия $\Pi(r)$ взаимодействия двух атомов имеет минимум на расстоянии r_0 между атомами, равном $r_0 = 1{,}6\,a_0 = 0{,}83$ Å, где a_0 — радиус первой боровской орбиты атома водорода (VI.2.5.1°) (рис. VI.3.4, кривая *1*). При параллельных спинах электронов атомы H отталкиваются и молекула H_2 не образуется (рис. VI.3.4, кривая *2*). Равновесное расстояние r_0 и энергия диссоциации D (VI.3.1.5°) в молекуле H_2, рассчитанные в квантовой механике, находятся в хорошем согласии с экспериментально полученными значениями этих величин.

4*. Понятие о молекулярных спектрах

1°. Спектры испускания и поглощения отдельных молекул (V.3.4.1°) представляют собой совокупность *полос*, образованных тесно расположенными спектральными линиями. Молекулярные спектры называются *полосатыми спектрами* (п. 6°). Полосы в молекулярных спектрах наблюдаются в инфракрасном, видимом и ультрафиолетовом диапазоне электромагнитных волн (V.3.7.1°).

2°. Спектральная линия в молекулярном спектре, как и в спектрах атомов, возникает при изменении энергии молекулы.

Полная энергия E молекулы состоит из пяти частей, в первом приближении независимых друг от друга: $E_{\text{пост}}$ — энергии поступательного движения центра масс (I.2.3.4°) молекулы; $E_{\text{вр}}$ — энергии вращательного движения молекулы как целого вокруг некоторых осей; $E_{\text{кол}}$ — энергии колебательного движения ядер атомов, входящих в молекулу; $E_{\text{эл}}$ — энергии движения электронов в атомах молекул; $E_{\text{яд}}$ — энергии ядер атомов в молекуле:

$$E = E_{\text{пост}} + E_{\text{вр}} + E_{\text{кол}} + E_{\text{эл}} + E_{\text{яд}}.$$

3°. Энергия E' молекулы, определяющая ее спектр, состоит из трех частей:

$$E' = E_{\text{в}} + E_{\text{кол}} + E_{\text{эл}}.$$

Изменения ядерной энергии $E_{\text{яд}}$ не влияют на спектры молекул. Энергия $E_{\text{пост}}$ изменяется непрерывно, и ее изменения не связаны с оптическими свойствами молекул.

Каждое из трех слагаемых в E' изменяется дискретно*). Изменения соответствующих частей энергии молекулы $\Delta E_{\text{вр}}$, $\Delta E_{\text{кол}}$ и $\Delta E_{\text{эл}}$ имеют также дискретные значения, и их сумма равна $\Delta E'$:

$$\Delta E' = \Delta E_{\text{вр}} + \Delta E_{\text{кол}} + \Delta E_{\text{эл}}.$$

По правилу частот Бора (VI. 2.4.3°) частота ν кванта, который испускает молекула при изменении ее энергетического состояния,

$$\nu = \frac{\Delta E'}{h} = \frac{\Delta E_{\text{вр}}}{h} + \frac{\Delta E_{\text{кол}}}{h} + \frac{\Delta E_{\text{эл}}}{h}.$$

Как показывают опыты и теоретические расчеты, $\Delta E_{\text{вр}} \ll \ll \Delta E_{\text{кол}} \ll \Delta E_{\text{эл}}$.

4°. Образование полос в спектрах испускания и поглощения молекул можно понять, пользуясь неравенствами, приведенными в конце п. 3°. Если на вещество падает электромагнитная волна, происходит ее поглощение. При длине волны падающего света, составляющей 0,1—1 мм (далекая инфракрасная область спектра), кванты энергии $h\nu$ соответствуют изменению вращательной энергии молекулы $\Delta E_{\text{вр}}$. Поглощение фотона молекулой переводит ее с одного вращательного энергетического уровня на другой, более высокий, и приводит к возникновению спектральной линии *вращательного спектра* молекулы**). Совокупность всех линий представляет собой весь вращательный спектр молекулы.

5°. Поглощение веществом электромагнитных волн в инфракрасной области с длинами волн 1—10 микрон (мкм) вызывает изменения $\Delta E_{\text{кол}}$. Переходы между колебательными энергетическими уровнями приводят к возникновению *колебательного спектра* молекулы. Од-

*) Обоснование этого важного результата, полученного в квантовой механике, выходит за рамки данного справочного руководства.

**) Переход молекулы с верхнего вращательного энергетического уровня на нижний приводит к возникновению линии вращательного спектра испускания.

нако при изменении колебательных энергетических уровней молекулы одновременно изменяются и ее вращательные энергетические состояния. Переходы между двумя колебательными энергетическими уровнями сопровождаются изменением вращательных энергетических состояний, и возникает *колебательно-вращательный спектр* молекулы. На рис. VI.3.5 каждый переход молекулы между двумя колебательными уровнями, дающий линию с частотой $\nu_{кол}$, сопровождается переходами

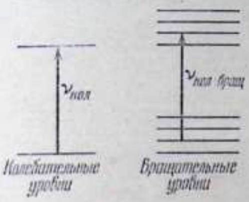


Рис. VI.3.5.

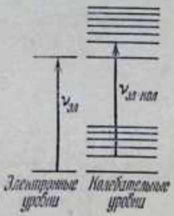


Рис. VI.3.6.

между вращательными уровнями. В результате образуется спектр с частотами $\nu_{кол\text{-}вращ}$. Он состоит из групп очень близких линий, образованных вращательными переходами, соответствующими одному колебательному переходу. Все эти линии сливаются в одну *колебательно-вращательную полосу.*

6°. Поглощение электромагнитных волн видимого и ультрафиолетового диапазона (V.3.7.1°) приводит к изменениям $\Delta E_{эл}$ и переходам молекулы между различными электронными энергетическими уровнями, т. е. к возникновению *электронного спектра молекулы.* Каждому электронному энергетическому уровню молекулы соответствуют различные возможные колебания ядер атомов в молекуле, т. е. множество колебательных энергетических уровней. Переход молекулы между двумя электронными уровнями сопровождается многими сопутствующими переходами между колебательными уровнями. Возникает *электронно-колебательный спектр* молекулы с частотами $\nu_{эл\text{-}кол}$. Он состоит из групп близких линий, образующих *электронно-колебательную полосу* (рис. VI.3.6). Кроме того, следует учесть, что каждому колебательному энергетическому состоянию соответствует множество вращательных уровней (рис. VI.3.5). Весь электронно-колебательный спектр в видимой и близкой к ней области представляет собой систему из нескольких групп полос, перекрывающих

Рис. VI.3.7.

друг друга и образующих широкую полосу (полосатый спектр молекулы). На рис. VI.3.7 приведена фотография части спектра молекулы йода.

ГЛАВА 4

СТРОЕНИЕ И ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА АТОМНЫХ ЯДЕР

1. Общая характеристика атомного ядра

1°. *Атомное ядро* атома любого химического элемента состоит из положительно заряженных *протонов* и не имеющих электрического заряда *нейтронов*. Заряд протона по абсолютной величине равен заряду электрона. Протон и нейтрон являются двумя зарядовыми состояниями ядерной частицы, которая называется *нуклоном*. Количество протонов в ядре — *заряд ядра* Z — совпадает с атомным номером соответствующего химического элемента в периодической системе Менделеева (VI.2.9.1°). Количество нейтронов в ядре обозначается N. Для всех ядер $N \geqslant Z$ (за исключением ${}_1H^1$, ${}_2He^3$ (п. 2°)). Для легких ядер, находящихся в первой половине периодической системы Менделеева, $N/Z \approx 1$; ядра атомов химических элементов, находящихся в конце периодической системы, «перегружены» нейтронами — для них $N/Z \approx 1{,}6$.

2°. *Массовым числом* ядра A называется общее число нуклонов в ядре: $A = Z + N$. Символ для обозначения ядра: $_{Z}X^{A}$ или X_{Z}^{A}, где X — обозначение атома данного химического элемента в периодической системе Менделеева. Ядра, имеющие один и тот же Z при разных A, называются *изотопами*. Изотопы ядер данного химического элемента имеют разное число нейтронов в ядре. Примеры: изотопы водорода: $_{1}H^{1}$, $_{1}H^{2}$ (или $_{1}D^{2}$ — дейтерий); $_{1}H^{3}$ (или $_{1}T^{3}$ — тритий); изотопы гелия: $_{2}He^{3}$, $_{2}He^{4}$; изотопы урана: $_{92}U^{235}$, $_{92}U^{238}$.

Существует около трехсот устойчивых и свыше тысячи неустойчивых (радиоактивных) изотопов всех известных химических элементов.

3°. Масса атомного ядра практически совпадает с массой всего атома, ибо масса электронов в атоме мала. Масса электрона *) m_e составляет 1/1836 от массы протона m_p.

Массы нейтрона m_n и протона m_p в унифицированной углеродной шкале атомных масс (у. а. е. м.) (VII.7.2°):

$$m_n = 1{,}00866520\,(10)\text{ у. а. е. м.} = [1838{,}63 \pm 0{,}01]\,m_e,$$

$$m_p = 1{,}00727661\,(8)\text{ у. а. е. м.} = [1836{,}09 \pm 0{,}01]\,m_e.$$

Числа в круглых скобках представляют собой среднеквадратичные погрешности в последних цифрах.

Массовые числа нейтрона и протона одинаковы и равны единице.

Массы атомов измеряются в специальных атомных единицах массы (VII.7.1°, 2°).

У каждого химического элемента существует, в большинстве случаев, постоянное процентное содержание различных изотопов. Химически чистые элементы представляют собой смесь изотопов, отличающихся друг от друга относительными атомными массами (VII.4.3°). Поэтому каждый химический элемент имеет относительную атомную массу, представляющую собой среднее значение относительных атомных масс всех его изотопов. Относительные атомные массы химических элементов в ряде случаев заметно отличаются от целых чисел.

*) Все сведения о массах, приведенные в главе 4, относятся к массам покоя (V.4.10.3°), если нет специальных оговорок.

4°. Ядро имеет спин, равный векторной сумме спинов составляющих его частиц. Спин каждого нуклона имеет два возможных значения: $\pm\hbar/2$ *) (VI. 2.8.2°). Спин ядра, состоящего из четного числа нуклонов, является целым числом (в единицах $\hbar$) или нулем. Спин ядра, состоящего из нечетного числа нуклонов, является полуцелым (в единицах $\hbar$).

5°. Атомное ядро не имеет резко выраженных границ. Это связано с тем, что нуклоны обладают волновыми свойствами (VI. 1.1.3°). Поэтому размер ядра имеет условный смысл **). Объем ядра пропорционален числу нуклонов A в ядре. Если считать ядро сферой радиуса R, то R вычисляется по эмпирической формуле

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad \text{где} \quad R_0 = (1{,}3 \div 1{,}7)\cdot 10^{-15}\,\text{м}.$$

Наиболее тяжелые ядра, например ядро урана, имеют радиусы, приближающиеся по порядку величины к 10^{-14} м.

6°. Средняя плотность ρ ядерного вещества определяется формулой

$$\rho = \frac{M_{\text{я}}}{(4/3)\,\pi R^3}.$$

Здесь $M_{\text{я}}$ — масса ядра. Если $m_{\text{н}}$ — масса нуклона ***), то $M_{\text{я}} = m_{\text{н}} A$. Средняя плотность ядерного вещества постоянна и не зависит от числа A нуклонов в ядре: $\rho = 1{,}3\cdot 10^{17}$ кг/м³. Колоссальная средняя плотность ρ не идет ни в какое сравнение с обычными плотностями веществ, состоящих из атомов химических элементов и их соединений.

2. Энергия связи атомных ядер. Дефект массы

1°. *Энергией связи нуклона* в ядре называется физическая величина, равная той работе, которую нужно

---

*) Точнее, два значения $\pm\hbar/2$ имеет проекция спина на направление индукции внешнего магнитного поля.

**) Это относится также и к размерам атома, ибо электроны, движущиеся в атоме относительно ядра, тоже обладают волновыми свойствами.

***) О различии масс нейтрона и протона см. VI. 4.1.3°.

совершить для удаления данного нуклона из ядра без сообщения ему кинетической энергии.

Энергия связи атомного ядра $\Delta E_{св}$ (отрицательная по знаку) по абсолютной величине равна работе, которую надо совершить для расщепления ядра на составляющие его нуклоны без сообщения им кинетической энергии. Энергия связи атомного ядра является разностью между энергией протонов и нейтронов в ядре и их энергией в свободном состоянии. Из закона сохранения энергии следует, что при образовании ядра из составляющих его нуклонов должна выделяться энергия, равная $\Delta E_{св}$ — энергии связи в ядре.

2°. *Удельной энергией связи ядра* $\Delta\varepsilon_{св}$ называется величина $\frac{\Delta E_{св}}{A}$, равная средней энергии связи, приходящейся на один нуклон. На рис. VI.4.1 приведена кривая

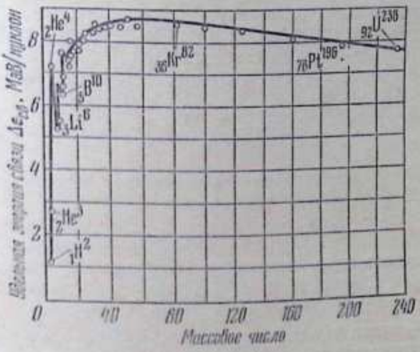


Рис. VI.4.1.

зависимости удельной энергии связи от массового числа A. Наибольшее значение имеет $\Delta\varepsilon_{св}$ для ядер атомов, расположенных в средней части периодической системы Менделеева (VI.2.9.1°), от $_{14}Si^{28}$ до $_{56}Ba^{138}$, т. е. при $28 < A < 138$. В этих ядрах $\Delta\varepsilon_{св}$ составляет приблизительно 8,7 МэВ/нуклон. По мере перегрузки ядер нейтронами удельная энергия связи убывает. Для ядер, расположенных в конце периодической системы (например, для урана), $\Delta\varepsilon_{\text{св}}$ составляет приблизительно 7,6 МэВ/нуклон. В области небольших массовых чисел удельная энергия связи обнаруживает характерные максимумы и минимумы (рис. VI.4.1). Максимумы $\Delta\varepsilon_{\text{св}}$ наблюдаются в этой области у ядер с четными числами протонов и нейтронов: $_2He^4$, $_6C^{12}$, $_8O^{16}$. Минимумы $\Delta\varepsilon_{\text{св}}$ соответствуют ядрам с нечетными числами протонов и нейтронов: $_1H^2$, $_3Li^6$, $_5B^{10}$. Зависимость $\Delta\varepsilon_{\text{св}}(A)$ объясняет механизм выделения ядерной энергии (VI.4.11.2°).

3°. Мерой энергии связи атомного ядра является дефект массы. *Дефектом массы* Δm называется разность между суммарной массой всех нуклонов ядра в свободном состоянии и массой ядра $M_{\text{я}}$:

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)\,m_n - M_{\text{я}}.$$

Здесь Z — число протонов в ядре с массой m_p каждый, $(A - Z)$ — число нейтронов в ядре, m_n — масса нейтрона.

Если $\Delta E_{\text{св}}$ — энергия связи ядра, выделяющаяся при его образовании (п. 1°), то соответствующая ей масса (V.4.11.1°)

$$\Delta m = \frac{\Delta E_{\text{св}}}{c^2}$$

характеризует уменьшение суммарной массы всех нуклонов при образовании ядра. Следовательно,

$$\Delta E_{\text{св}} = [Zm_p + (A - Z)\,m_n - M_{\text{я}}]\,c^2.$$

Энергия связи ядра, выраженная через массу атома $M_{\text{ат}}$,

$$\Delta E_{\text{св}} = [ZM_H + (A - Z)\,m_n - M_{\text{ат}}]\,c^2,$$

где M_H — масса атома водорода.

4°. Атомные ядра, как и атомы, имеют дискретные, квантованные значения энергии E.

Если ядро имеет наименьшую возможную энергию, равную энергии связи $\Delta E_{\text{св}}$, то оно находится в *основном энергетическом состоянии*.

Если ядро имеет энергию $E > E_{\text{мин}} = \Delta E_{\text{св}}$, то оно находится в *возбужденном энергетическом состоянии*. Случай $E = 0$ соответствует расщеплению ядра на составляющие его нуклоны. В отличие от энергетических уровней атома, раздвинутых на единицы электрон-вольт (см. рис. VI.2.3, левая шкала), энергетические уровни ядра отстоят друг от друга на мегаэлектронвольты (МэВ). Этим объясняется происхождение и свойства γ-лучей (VI.4.7.8°).

Задача. Вычислить дефект массы и энергию связи ядра изотопа лития $_3Li^7$.

Решение: Дефект массы

$$\Delta m = Zm_p + Nm_n - M_я,$$

где Z — порядковый номер элемента, равный числу протонов в ядре, N — число нейтронов в ядре, $M_я$ — масса ядра.

Так как $M_я = M_{ат} - Zm_e$, где $M_{ат}$ — масса атома, m_e — масса электрона, то

$$\Delta m = ZM_H + Nm_n - M_{ат},\ \Delta m = 3\cdot 1{,}00783 + 4\cdot 1{,}00867 - 7{,}01822 = 0{,}04186 \text{ а. е. м. (VII.7.1°)}$$

Энергия связи ядра

$$\Delta E = \Delta m\cdot c^2, \text{ или } \Delta E = \Delta m\cdot 931{,}5 = 0{,}04186\cdot 931{,}5 \approx 39 \text{ МэВ},$$

где 931,5 — энергия, соответствующая одной атомной единице массы (VII.7.3°).

3. Ядерные силы. Капельная модель ядра

1°. Силы, действующие между нуклонами в ядре и обеспечивающие существование устойчивых ядер, называются *ядерными силами*. Ядерные силы являются особыми силами, отличными от гравитационных сил (I.2.8.1°) и сил электромагнитного взаимодействия (III.1.3.1°). Взаимодействие между нуклонами является примером сильных взаимодействий между элементарными частицами (VI.5.2.5°).

2°. Ядерные силы обладают рядом особых свойств:

а) Эти силы являются силами притяжения.

б) Ядерные силы — *силы короткодействующие*. Они проявляются лишь на весьма малых расстояниях между нуклонами, сравнимых с линейными размерами самих нуклонов. Расстояние r, на котором действуют ядерные силы, называется *радиусом действия ядерных сил* ($r \approx 2{,}2\cdot 10^{-15}$ м).

в) Они обладают *свойством зарядовой независимости*: ядерные силы, действующие между двумя протонами, между двумя нейтронами или между протоном и нейтроном, одинаковы. Отсюда следует, что ядерные силы не могут иметь электромагнитной природы. Зарядовая независимость ядерных сил подтверждается различием в энергии связи *зеркальных ядер*. Ядро В называется зеркальным по отношению к ядру А, если число протонов в В равно числу нейтронов в А, а число нейтронов в В равно числу протонов в А. Простейшие зеркальные ядра трития $_1H^3$ и гелия $_2He^3$ имеют энергии связи, равные соответственно 8,49 МэВ и 7,72 МэВ. В обоих ядрах имеется по три нуклона, в ядре трития они связаны сильнее, чем в ядре гелия. В ядре гелия взаимное отталкивание двух протонов уменьшает энергию связи на $8{,}49-7{,}72=0{,}77$ МэВ. Принимая потенциальную энергию $\Pi(r)$ отталкивания протонов $\Pi(r)=$ $=\frac{e^2}{(4\pi\varepsilon_0)r}=0{,}77$ МэВ, можно оценить расстояние между протонами в ядре $_2He^3$. Оно оказывается равным $1{,}9\cdot10^{-15}$ м и соответствует радиусу действия ядерных сил.

г) У них имеется *свойство насыщения*: каждый нуклон взаимодействует только с ограниченным числом ближайших к нему нуклонов, а не со всеми нуклонами ядра. Это свойство вытекает из практически линейной зависимости энергии связи $\Delta E_{св}$ в ядре от массового числа A. Если бы насыщения не было и каждый из A нуклонов взаимодействовал бы со всеми $(A-1)$ нуклонами, то энергия связи была бы пропорциональна числу пар нуклонов в ядре, т. е. числу сочетаний из A частиц по две: $\frac{A(A-1)}{2}=\frac{A^2-A}{2}$. Зависимость $\Delta E_{св}$ от A была бы не линейной, а квадратичной. Подобно тому, как насыщение ковалентной химической связи (VI.3.3.1°) приводит к образованию устойчивых групп атомов — молекул, так и насыщение ядерных сил обусловливает устойчивость определенных групп нуклонов. Практически полное насыщение ядерных сил достигается у α-частицы, представляющей собой устойчивое образование из двух протонов и двух нейтронов (VI.4.4.2°).

д) Ядерные силы не являются центральными силами (*нецентральность ядерных сил*), в отличие от кулоновских и гравитационных сил, которые зависят от расстояния между частицами (центральные силы — I.2.8.1°).

Это проявляется в том, что ядерные силы зависят, кроме расстояния между нуклонами, еще и от ориентации спинов нуклонов, от того, параллельны они или антипараллельны (VI.2.8.2°). Опытным путем доказано, что поток нейтронов рассеивается по-разному на молекулах орто- и параводорода. *Параводородом* называется молекула H_2, у которой спины обоих протонов в ядрах антипараллельны. В молекуле *ортоводорода* спины обоих протонов параллельны. Если бы взаимодействие нуклонов не зависело от ориентации их спинов, то рассеяние нейтронов на орто- и параводороде происходило бы одинаково.

3°. Ядерные силы детально не изучены до настоящего времени. Законченной теории ядерных сил пока не существует. Плодотворным методом изучения различных свойств атомного ядра является метод моделей ядра, основанный на внешней аналогии свойств атомных ядер со свойствами других систем, хорошо изученных в физике.

4°. Простейшая, *капельная модель ядра* использует внешнюю аналогию следующих шести свойств атомного ядра и заряженной положительно капли жидкости:

а) Малый радиус действия ядерных сил и сил взаимодействия между молекулами в капле жидкости.

б) Свойство насыщения сил, действующих между молекулами жидкости, и насыщение ядерных сил.

в) Постоянная плотность вещества в капле жидкости, не зависящая от числа молекул, входящих в каплю. Средняя плотность ядерного вещества также постоянная и не зависит от числа нуклонов в ядре.

г) В капле жидкости и атомном ядре существует определенная подвижность частиц — молекул в капле и нуклонов в ядре.

д) Энергии притяжения нуклонов в ядре, обусловленной ядерными силами, соответствует энергия межмолекулярного притяжения в капле жидкости. Энергия связи в ядре должна уменьшаться за счет кулоновского отталкивания одноименно заряженных протонов, С увеличением числа протонов в ядрах этот эффект должен возрастать. Этому соответствует в капле жидкости снижение ее устойчивости с увеличением массы, т. е. возрастанием числа молекул в капле.

е) Молекулы жидкости, находящиеся на ее поверхности, испытывают одностороннее притяжение внутрь жидкости, характеризуемое коэффициентом поверхностного натяжения жидкости (II. 6.1.3°). Нуклоны, находящиеся на «поверхности» ядра, испытывают одностороннее притяжение внутрь ядра, обусловленное ядерными силами. Это притяжение можно также характеризовать некоторым коэффициентом поверхностного натяжения ядра-капли. Ядро может характеризоваться величиной поверхностной энергии, подобной энергии поверхностного слоя жидкости (II. 6.1.2°).

5°. Атомное ядро называется устойчивым (*стабильность атомного ядра*), если его состав не изменяется с течением времени. Соотношение между числом протонов $Z_{уст}$ и массовым числом A в устойчивом ядре согласно капельной модели:

$$Z_{уст} = \frac{A}{1{,}98 + 0{,}015A^{2/3}}.$$

$Z_{уст}$ принимается равным целому числу, ближайшему к тому, которое получается из этой формулы. Для легких ядер $Z_{уст} \approx A/2$: в стабильных легких ядрах числа нейтронов и протонов равны (VI. 4.1.1°).

4. Естественная радиоактивность

1°. *Естественной радиоактивностью* называется самопроизвольное превращение ядер неустойчивых изотопов одного химического элемента в ядра изотопов других химических элементов. Естественная радиоактивность сопровождается испусканием определенных частиц: α-, β-лучей, антинейтрино (VI. 4.7.6°), а также электромагнитного излучения (γ-лучи). Естественная радиоактивность, как правило, наблюдается у тяжелых ядер элементов, располагающихся в периодической системе Менделеева (VI. 2.9.1°) за свинцом. Существуют и легкие естественно-радиоактивные ядра: изотопа калия ${}_{19}K^{40}$, изотопа углерода ${}_{6}C^{14}$, рубидия ${}_{37}Rb^{87}$ и др.

2°. Состав радиоактивных α-, β- и γ-лучей (*радиоактивные излучения*) установлен по их отклонению в магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости рис. VI.4.2. На этом рисунке *1* — толстостенный сосуд из свинца, *2* — радиоактивный источник.

Известно, что α-лучи несут положительный заряд, равный по абсолютному значению удвоенному заряду электрона, и представляют собой поток ядер гелия.

β-лучи являются потоком быстрых электронов с энергией, достигающей 10 МэВ, и скоростью, близкой к скорости света в вакууме.

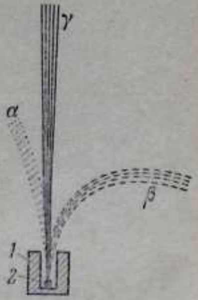


Рис. VI.4.2.

γ-лучи представляют собой жесткое электромагнитное излучение, они обладают наибольшей из всех радиоактивных излучений проникающей способностью. Частоты γ-лучей превышают частоты самых жестких рентгеновских лучей (V.3.6.1°). Квантовые свойства γ-лучей (V.5.1.5°) проявляются еще в большей степени, чем у рентгеновских лучей.

3°. Свойства радиоактивных излучений, установленные по их взаимодействию с веществом:

а) Все радиоактивные излучения в той или иной степени обладают химическими действиями, в частности, вызывают почернение фотопластинок (V.5.6.2°).

б) Радиоактивные излучения вызывают ионизацию газов, а иногда и твердых и жидких тел, сквозь которые они проходят.

в) Радиоактивные излучения возбуждают люминесценцию ряда твердых и жидких тел (V.3.3.1°).

Перечисленные свойства лежат в основе экспериментальных методов обнаружения и исследования радиоактивных излучений (VI.4.6.1°—6°).

Естественно-радиоактивные превращения не зависят от внешних условий, а также не зависят от того, происходят ли эти превращения в веществе, находящемся в виде химически чистого элемента или химического соединения.

Отсюда следует, что радиоактивные превращения являются свойством атомных ядер.

5. Правила смещения и основной закон радиоактивного распада

1°. Превращения атомных ядер, которые сопровождаются испусканием α- и β-лучей, называются соответственно α- и β-распадом. Термина «γ-распад» не существует. Распадающееся ядро называется *материнским*, ядро продукта распада — *дочерним*.

2°. Правила смещения ядер при радиоактивных распадах:

$$\text{при } \alpha\text{-распаде } {}_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z-2}Y^{A-4} + {}_{2}He^{4},$$

$$\text{при } \beta_{-}\text{-распаде}^{*)}\ {}_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z+1}Y^{A} + {}_{-1}e^{0}.$$

Здесь X — символ химического элемента, соответствующего материнскому ядру; Y — то же для дочернего ядра; ${}_{2}He^{4}$ — ядро изотопа гелия; ${}_{-1}e^{0}$ — обозначение электрона: его заряд равен -1 (в единицах элементарного заряда e), а массовое число (VI.4.1.2°) принято равным нулю, поскольку масса электрона составляет 1/1860 от массы протона.

Альфа-распад уменьшает массовое число ядра на 4, а заряд ядра на 2 элементарных положительных заряда, т. е. перемещает химический элемент на две клетки влево в периодической системе Менделеева (VI.2.9.1°).

При бета-распаде массовое число не изменяется, а заряд ядра увеличивается. Химический элемент перемещается на одну клетку вправо в периодической системе Менделеева.

3°. Дочерние ядра (п. 1°), как правило, сами являются радиоактивными. *Радиоактивным рядом* (*радиоактивным семейством*) называется последовательность радиоактивных превращений от некоторого материнского ядра. Членами радиоактивных рядов являются

---

*) Обозначение β_{-} для электронного β-распада введено в связи с тем, что существует β_{+}-позитронный β-распад (VI.4.10.3°).

радиоактивные изотопы химических элементов, стоящих в соответствующих клетках периодической системы Менделеева.

Существует три естественно-радиоактивных семейства, которые по материнскому ядру называются: семейством урана ($_{92}U^{238}$), семейством тория ($_{90}Th^{232}$) и семейством актиния ($_{89}Ac^{235}$). Кроме того, существует радиоактивное семейство, полученное искусственным путем, начинающееся от трансуранового элемента нептуния ($_{93}Np^{237}$) (VI.4.9.4°). В каждом из радиоактивных семейств происходит цепочка α- и β-распадов. В каждом естественно-радиоактивном ряде радиоактивные превращения заканчиваются на устойчивых ядрах изотопов свинца: семейство урана — на ядре $_{82}Pb^{206}$, тория — на ядре $_{82}Pb^{208}$, актиния — на $_{82}Pb^{207}$. Семейство нептуния заканчивается на ядре висмута $_{83}Bi^{209}$.

4°. *Основной закон радиоактивного распада*: число распадающихся ядер тем больше, чем больше их имеется в наличии и чем длительнее время, в течение которого происходит распад. Число ΔN материнских ядер, распадающихся за промежуток времени от t до $t+\Delta t$, пропорционально числу N ядер, существующих к моменту времени t, и интервалу времени Δt:

$$\Delta N = -\lambda N \cdot \Delta t.$$

Знак минус указывает на убыль числа ядер в результате радиоактивного распада. Положительный коэффициент пропорциональности λ называется *постоянной распада* (*радиоактивной постоянной*) для данного вида ядер. Постоянная распада представляет собой относительную убыль числа ядер, подвергающихся распаду за единицу времени:

$$\lambda = \frac{-\Delta N/N}{\Delta t}.$$

Постоянная λ имеет размерность $с^{-1}$ и характеризует долю ядер, распадающихся за единицу времени, т. е. определяет с к о р о с т ь радиоактивного распада. Величина $\tau = 1/\lambda$ называется *средней продолжительностью жизни радиоактивного изотопа* (*среднее время жизни*). Значения λ и τ не зависят от внешних условий и определяются лишь свойствами атомного ядра.

5°. Закон радиоактивного распада указывает на то, что радиоактивные превращения атомных ядер являются статистическими процессами (*статистический характер радиоактивных превращений*). Невозможно предсказать, какое именно ядро радиоактивного изотопа распадается в данное мгновение. Распад любого из ядер является событием, имеющим равную вероятность. Поэтому в законе п. 4° речь идет лишь о числе одинаковых ядер ΔN, которые распадаются за промежуток времени Δt. На рис. VI.4.3 показана зависимость относительной убыли $\Delta N/N$ числа радиоактивных ядер от промежутка времени Δt.

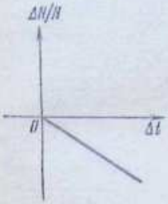


Рис. VI.4.3.

6°. Из основного закона радиоактивного распада (п. 4°) следует закон убывания во времени числа радиоактивных ядер *):

$$N = N_0 e^{-\lambda t}.$$

Здесь N_0 — первоначальное число радиоактивных ядер, которое существовало в момент, принятый за начало отсчета времени, т. е. при $t = 0$, N — число радиоактивных ядер в момент времени t.

7°. Для характеристики устойчивости ядер относительно радиоактивного распада, кроме λ, вводится период полураспада T. *Периодом полураспада* называется время, за которое распадается половина первоначального количества ядер, или время, по прошествии которого остается нераспавшейся половина первоначального числа ядер: $t = T$, если $N = N_0/2$. Связь T, λ и τ выражается формулой

$$T \approx \frac{0{,}693}{\lambda} = 0{,}693\tau, \quad \text{или} \quad \tau = \frac{1}{\lambda} \approx \frac{1}{0{,}693} T \approx 1{,}44T.$$

Периоды полураспадов различных радиоактивных изотопов изменяются в очень широких пределах: у урана 4,5 млрд. лет, у радия 1590 лет, у радона 3,825 суток, у одного из изотопов полония $1{,}5 \cdot 10^{-4}$ с. У некоторых искусственно-радиоактивных элементов (VI.4.10.1°)

*) $e = 2{,}718\ldots$ — основание натуральных логарифмов.

T составляет стомиллионные доли секунды. Постоянство T (или λ) для данного вида радиоактивных ядер подтверждает статистический характер радиоактивных превращений (п. 5°).

Задача 1. Сколько процентов от начального количества радиоактивного химического элемента распадается за время, равное средней продолжительности жизни этого элемента?

Дано: $t=\tau$.

Найти: $\frac{N_0-N}{N_0}\cdot 100$.

Решение: По закону радиоактивного распада $N=N_0e^{-\lambda t}$, где N — число нераспавшихся атомов к моменту t, λ — постоянная распада. Среднее время жизни $\tau=1/\lambda$.

Тогда $N=N_0e^{-\lambda\cdot 1/\lambda}=N_0e^{-1}$, или $N/N_0=1/e=1/2,7=0,37$; отсюда

$$N=0,37N_0 \quad \text{и} \quad \frac{N_0-N}{N_0}\cdot 100=\frac{N_0-0,37N_0}{N_0}\cdot 100=63,0\%.$$

Задача 2. Активность изотопа углерода ${}_6C^{14}$ в древних деревянных предметах составляет 4/5 активности этого изотопа в свежесрубленных деревьях. Период полураспада изотопа ${}_6C^{14}$ равен 5570 годам. Определить возраст древних предметов.

Дано: $a=(4/5)a_0$, $T=5570$ лет.

Найти: t.

Решение: *Активностью радиоактивного вещества* называется число ядер, распавшихся в единицу времени: $a=\frac{|\Delta N|}{\Delta t}=\lambda N$. По закону радиоактивного распада $N=N_0e^{-\lambda t}$, тогда $a=\lambda N_0e^{-\lambda t}$. В начальный момент времени активность $a_0=\lambda N_0$. Следовательно, $a=a_0e^{-\lambda t}$, где $\lambda=\frac{\ln 2}{T}$ — постоянная распада и T — период полураспада.

Тогда $\frac{a}{a_0}=e^{-\lambda t}$ или $\ln\frac{a}{a_0}=-\lambda t=\frac{-\ln 2\cdot t}{T}$. Отсюда

$$t=\frac{-T\cdot\ln(a/a_0)}{\ln 2}, \quad t=\frac{-5570\cdot\ln(4/5)}{\ln 2}=\frac{-5570\cdot(-0,225)}{0,693},$$

$$t\approx 1800 \text{ лет}.$$

6. Некоторые экспериментальные методы изучения частиц и радиоактивных излучений

1°. В основе всех методов обнаружения и исследования свойств радиоактивных излучений лежат ионизующие и фотохимические действия частиц и жестких световых квантов, а также отклонение заряженных частиц в магнитных полях (III.4.5.2°).

2°. *Сцинтилляционные счетчики* основаны на способности частиц, попадающих на флуоресцирующий экран, вызывать сцинтилляции (VI.2.1.2°). Каждая вспышка действует на фотокатод (III.3.7.2°) электронного умножителя (III.3.7.4°) и выбивает из него электроны. Последние, проходя n каскадов умножителя, дают на выходе импульс тока, который затем подается на усилитель и приводит в действие электромеханический счетчик импульсов. На электроннолучевой трубке (III.3.10.2°) получается кривая, показывающая интенсивность отдельных импульсов, пропорциональную энергии отдельной сосчитанной частицы. Сцинтилляционный счетчик фиксирует число частиц и их распределение по энергиям.

3°. Устройства, работающие в области самостоятельного газового разряда (III.3.5.1°), вызванного ударной ионизацией (III.3.3.4°), называются *счетчиками*, работающими в *режиме газового усиления.*

Счетчик Гейгера обычно представляет собой герметически запаянную стеклянную трубку, к внутренним стенкам которой прилегает катод K—тонкий металлический цилиндр (рис. VI.4.4); анодом A служит тонкая проволока, натянутая по оси счетчика. Счетчик включается в пересчетную схему. На катод K подается отрицательный потенциал,

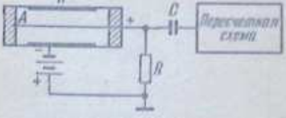


Рис. VI.4.4.

на нить A — положительный. С резистора R через конденсатор C сигнал о попадании частицы в счетчик подается на выход пересчетной схемы.

Частица, попавшая в счетчик, создает в нем, вследствие ионизации, электроны и положительные ионы, Электроны, двигаясь к аноду — нити, попадают в поле с возрастающей напряженностью. Скорость электронов возрастает, и они создают лавину ионов. Электроны, попавшие на нить, снижают ее потенциал, и через резистор R течет ток. На резисторе возникает импульс напряжения — сигнал, который попадает на вход пересчетной схемы и фиксирует попадание в счетчик частицы. Одновременно с регистрацией частицы в счетчике гасится режим газового усиления и лавинное нарастание ионов. Высокий потенциал, который раньше был на аноде, переключается на резистор, уменьшается напряженность поля внутри счетчика, и электроны, потерявшие скорость, перестают создавать ионы.

4°. Действие *камеры Вильсона* основано на том, что ионы, созданные пролетающей заряженной частицей, становятся центрами конденсации (II.5.2.1°) паров. Камера (рис. VI.4.5) представляет собой стеклянный цилиндрический сосуд *1*, закрытый сверху стеклом *2*. Снизу сосуд закрыт слоем черного влажного бархата или

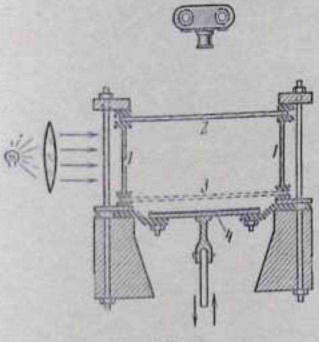


Рис. VI.4.5.

сукна (на сетке *3*). В объеме камеры образуется насыщенный пар. Быстрое опускание поршня *4* приводит к адиабатическому расширению пара (II.3.3.5°) и его резкому охлаждению. При этом пар становится переохлажденным (пересыщенным). Заряженная частица, пролетая в таком паре, создает на своем пути цепочки ионов. На этих ионах, как на центрах конденсации, образуются капельки жидкости, и частица оставляет за собой видимый след (*трек частицы*), который может быть сфотографирован.

Если поместить камеру Вильсона в сильное однородное магнитное поле (*метод Вильсона — Скобельцына*), то заряженные частицы испытывают действие силы Лоренца (III. 4.5.1°) и их траектории искривляются. По радиусу кривизны траектории и известной скорости частицы определяется ее удельный заряд (III. 4.6.1°). При известном удельном заряде частицы по радиусу кривизны определяется скорость и энергия частицы.

5°. В *пузырьковой камере* трек пролетающей частицы становится видимым в перегретой жидкости (II. 5.3.4°), которая начинает кипеть при резком уменьшении ее давления. Центрами парообразования, приводящего к появлению пузырьков пара, являются ионы, образующиеся вдоль траектории заряженной частицы. Жидкость в пузырьковой камере имеет примерно в тысячу раз большую плотность, чем в камере Вильсона. Это позволяет регистрировать частицы бо́льших энергий, которые тормозятся в пузырьковой камере на отрезках в тысячу раз меньших, чем в камере Вильсона. В камере Вильсона быстрая частица фотографируется на малом участке ее траектории. В пузырьковой камере след частицы соответствует в тысячу раз большему отрезку траектории в камере Вильсона.

6°. Метод *толстослойных фотоэмульсий* (*метод ядерных фотоэмульсий*) основан на почернении фотографического слоя под действием быстрых заряженных частиц, проходящих через фотоэмульсию (V. 5.6.2°). Ядерные эмульсии применяются в виде слоев толщиной от 0,5 до 1 мм. В обычных фотопластинках толщина фотослоя составляет от 10 до 20 мкм. Частицы с энергией порядка 10 МэВ образуют неисчезающий след длиной порядка 0,1 мм, который можно тщательно и длительно изучать. Для изучения треков частиц очень высоких энергий, дающих длинные следы, бо́льшое число пластинок складывается в *стопу пластинок*. Стопа располагается наклонно к следу частицы, чтобы удлинить возможный трек частицы.

7. Понятие о возникновении α-, β- и γ-лучей

1°. В процессе α-распада различаются две стадии: образование частицы из двух протонов и двух нейтронов в ядре и испускание α-частицы ядром. Обособлению четырех нуклонов в отдельную частицу способствует насыщение ядерных сил (VI. 4.3.2°, г). Сформировавшаяся α-частица подвержена меньшему действию ядерных сил притяжения (VI. 4.3.2°, а). Одновременно на α-частицу, больше чем на отдельные протоны, действуют кулоновские силы отталкивания от протонов ядра.

2°. Испускание ядром α-частицы представляет собой особый квантовомеханический *туннельный эффект*. Он состоит в просачивании, проникновении α-частицы, обладающей волновыми свойствами (VI. 1.1.3°), сквозь потенциальный барьер. Представление об этом барьере можно получить из следующих весьма огрубленных рассуждений. Альфа-частицу и другие нуклоны в ядре можно рассматривать находящимися внутри потенциальной ямы (VI. 1.4.3°) в области OA. Потенциальная яма имеет глубину Π_0 (рис. VI. 4.6). Это означает, что для вылета любой частицы ядра она, казалось бы, должна обладать энергией не меньшей, чем Π_0, чтобы преодолеть притяжение ядерных сил. Это сокращенно принято формулировать так: «на границе ядра существует потенциальный барьер некоторой высоты и ширины». На рис. VI. 4.6 этот барьер изображен упрощенно в виде прямоугольного барьера AB высоты Π_0 с «шириной» L. Альфа-частица в ядре имеет энергию E меньшую, чем высота потенциального барьера (рис. VI. 4.6). Однако α-частица, обладающая волновыми свойствами, может просочиться сквозь потенциальный барьер, как это указано стрелкой на рис. VI. 4.6. В результате α-частица окажется вне ядра, в области, где ядерные силы притяжения уже не действуют *). Туннельный эффект при испускании

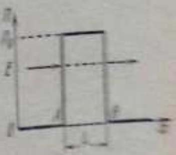


Рис. VI. 4.6.

*) В квантовой механике доказывается, что для отдельных нуклонов в ядре, не объединившихся в α-частицу, вероятность туннельного эффекта ничтожно мала.

ядром α-частиц объясняет все закономерности α-распада в полном соответствии с опытными данными *).

3°. Бета-распад естественно-радиоактивных ядер не может объясняться простым вылетом электронов из ядра, ибо стабильных электронов в ядре нет. Для создания современных представлений о возникновении β-частиц основную роль сыграли данные об энергиях электронов, испускаемых β-радиоактивными источниками. Опыты показали, что β-частицы имеют всевозможные энергии, вплоть до некоторого наибольшего значения $E_{\beta\ макс}$ (*непрерывность энергетического спектра электронов при β-распаде*). На рис. VI.4.7 приведена кривая распределения числа N покинувших ядро электронов по их энергиям. Непрерывная кривая обрывается на границе $E_{\beta\ макс}$.

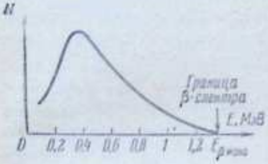


Рис. VI.4.7.

4°. Атомные ядра находятся в определенных энергетических состояниях (VI.4.2.4°). Потеря ядром энергии, связанная с испусканием β-частицы, означает переход ядра из энергетического состояния с большей энергией в другое состояние с меньшей энергией. Это невозможно согласовать с тем, что электрон, покинувший атомное ядро, может иметь любое значение энергии от нуля до $E_{\beta\ макс}$.

5°. Трудность с объяснением энергии β-частиц усугубляется трудностью со значениями спинов ядер. При β-распаде массовое число ядра не изменяется. Следовательно, не должен изменяться и суммарный спин всех нуклонов в ядре (VI.4.1.4°). Но электрон, обладающий спином $\pm\hbar/2$, «уносит» свой спин при β-распаде. Спин ядра, казалось бы, должен измениться — вместо целочисленного (в единицах $\hbar$) он должен оказаться полуцелым (в единицах $\hbar$), или наоборот. Этого не происходит.

*) Сведения об этих закономерностях выходят за рамки данного справочного руководства.

6°. Бета-распад объясняется превращением в радиоактивном ядре нейтрона ${}_0n^1$ в протон ${}_1p^1$ с одновременным образованием электрона ${}_{-1}e^0$ и еще одной частицы — *антинейтрино* ${}_0\tilde{\nu}_e^0$ *):

$${}_0n^1 \to {}_1p^1 + {}_{-1}e^0 + {}_0\tilde{\nu}_e^0 \quad \text{(см. также VI.4.10.3°).}$$

В стабильных, не β-радиоактивных, ядрах такого превращения не происходит вследствие взаимодействия нейтрона с другими нуклонами ядра. Вылет из ядра β-частицы — электрона сопровождается одновременным вылетом антинейтрино. При этом энергия вылетающей пары частиц различным образом распределяется между ними, но так, чтобы сумма энергий обеих частиц не превышала верхней границы $E_{\beta\,\text{макс}}$ (п. 3°). Этим объясняется возможность различных значений энергии β-частиц. Антинейтрино имеет спин, равный $\pm\hbar/2$ (VI.2.8.2°). Поэтому при одновременном вылете из ядра электрона и антинейтрино их спины могут быть ориентированы взаимно противоположно и общий спин ядра при β-распаде не изменяется.

7°. Нейтрон может превратиться в протон не только в ядре, но и тогда, когда он в свободном состоянии (*радиоактивность свободного нейтрона*). Масса покоя нейтрона превышает сумму масс покоя протона и электрона на $\Delta m = 0{,}837 \cdot 10^{-3}$ а. е. м. (VII.7.1°). Этой массе, по закону взаимосвязи массы и энергии (V.4.11.1°), соответствует энергия $\Delta E = \Delta m \cdot c^2 = 782$ кэВ. Опыты показали, что свободный нейтрон является β-радиоактивным. Период полураспада свободных нейтронов (VI.4.5.7°) равен $(1{,}01 \pm 0{,}03) \cdot 10^3$ с. Электроны, которые испускаются свободными нейтронами, имеют всевозможные энергии, причем наибольшая энергия $E_{\beta\,\text{макс}}$ (п. 3°) равна 782 кэВ в соответствии с предыдущим расчетом.

8°. Как правило, γ-излучение не является самостоятельным типом радиоактивности. Гамма-лучи сопровождают α- и β-распады. Дочернее ядро (VI.4.5.1°), возникшее при α- или β-распаде, обычно является возбужденным

---

*) В обозначениях нейтрона и протона подчеркивается, что массовые числа у них равны единице, а заряды равны соответственно 0 и +1 (в единицах элементарного заряда e). Антинейтрино не имеет массы покоя (V.4.10.4°) и электрического заряда.

(VI.4.2.4°). При переходе в нормальное или менее возбужденное энергетическое состояние ядро испускает γ-фотон, подобно тому как атом, переходя из возбужденного состояния в нормальное, испускает фотон оптического диапазона (VI.2.4.3°) или рентгеновского излучения (V.3.6.1°).

Большая жесткость γ-квантов объясняется большими значениями энергий γ-фотонов. Разность энергий ΔE между энергетическими уровнями атомных ядер составляет примерно 0,1 МэВ, в то время как в атомах ΔE имеет значения, не превышающие десятков электрон-вольт.

8. Ядерные реакции

1°. *Ядерными реакциями* называются искусственные превращения атомных ядер, вызванные их взаимодействиями с различными частицами или друг с другом. В большинстве случаев в ядерных реакциях участвуют два ядра и две частицы; одна пара ядро — частица называется *исходной парой*, а другая — *конечной парой*.

2°. Символическая запись ядерной реакции:

$$\mathrm{A} + \mathrm{a} \rightarrow \mathrm{B} + \mathrm{b} \quad \text{или} \quad \mathrm{A}(\mathrm{a},\ \mathrm{b})\,\mathrm{B},$$

где A и B — исходное и конечное ядра, a и b — исходная и конечная частицы в реакции. В ряде случаев ядерная реакция может происходить неоднозначно: наряду со схемой $\mathrm{A} + \mathrm{a} \rightarrow \mathrm{B} + \mathrm{b}$ она может происходить по схеме $\mathrm{A} + \mathrm{a} \rightarrow \mathrm{C} + \mathrm{c}$ и по другим схемам. Возможные пути протекания ядерной реакции называются ее каналами (*каналы ядерной реакции*). Начальный этап ядерной реакции $(\mathrm{A} + \mathrm{a})$ называется *входным каналом*.

3°. Ядерная реакция характеризуется *энергией ядерной реакции* Q, равной разности кинетических энергий конечной и исходной пар в реакции. При $Q < 0$ реакции идут с поглощением энергии и называются *эндотермическими*; при $Q > 0$ реакции идут с выделением энергии и называются *экзотермическими*. Последний тип ядерных реакций имеет большое практическое значение (VI.4.11.2°).

4°. При всех ядерных реакциях соблюдаются законы сохранения суммарного электрического заряда и числа нуклонов. Кроме того, выполняются законы сохранения энергии, импульса и момента импульса (момента количества движения *)).

5°. Ядерные реакции классифицируются:

а) по энергиям частиц, вызывающих реакции;

б) по роду частиц, участвующих в реакциях;

в) по массовым числам ядер, участвующих в реакциях (VI.4.1.2°).

6°. Различаются ядерные реакции при малых, средних и высоких энергиях частиц. Реакции при малых энергиях (порядка эВ) происходят в основном с участием нейтронов. Реакции при средних значениях (до нескольких МэВ) происходят также под действием заряженных частиц, γ-квантов и космических лучей (VI.5.3.1°). Реакции при высоких энергиях приводят к разложению ядер на составляющие их нуклоны и к рождению элементарных частиц (мезонов, гиперонов и др.) (VI.5.2.1°).

7°. Ядерные реакции, помимо нейтронов, вызываются заряженными частицами: протонами (ядрами обычного водорода), дейтонами (дейтронами) (ядрами тяжелого водорода $_1D^2$), α-частицами (ядрами гелия $_2He^4$), многозарядными ионами тяжелых химических элементов. Источниками заряженных частиц могут быть естественно-радиоактивные химические элементы (VI.4.4.1°) и космические лучи. Ядерные реакции могут также происходить под действием γ-квантов — фотоядерные реакции (*ядерный фотоэффект*).

8°. В зависимости от массовых чисел (VI.4.1.2°) ядер различаются: реакции на легких ядрах ($A < 50$), реакции на средних ядрах ($50 < A < 100$) и реакции на тяжелых ядрах ($A > 100$). По характеру происходящих ядерных превращений ядерные реакции весьма разнообразны. (Некоторые важные примеры приводятся в дальнейшем.)

9°. Ядерные реакции могут происходить либо в один этап, либо в два этапа. В последнем случае на первом этапе реакции налетающая частица застревает

---

*) В ядерных реакциях соблюдаются еще некоторые законы сохранения, специфические для ядерной физики. Их рассмотрение выходит за рамки данного справочного руководства.

в ядре — мишени. Энергия частицы передается не одному, а многим нуклонам ядра. Захват ядром попавшей в него частицы приводит к образованию промежуточного ядра (*составное ядро*). Промежуточное ядро находится в возбужденном состоянии. Через некоторое время, большое по сравнению с характерным ядерным временем (VI.5.2.5°), энергия в ядре вновь концентрируется на одной частице и следует ее вылет из ядра — второй этап ядерной реакции.

10°. Ядерные реакции под действием α-частиц были первыми ядерными реакциями, подтвердившими возможность превращения одних химических элементов в другие. Реакции этого типа с образованием протонов происходят по схеме

$${}_Z X^A + {}_2He^4 \to {}_{Z+1}Y^{A+3} + {}_1p^1,$$

где X и Y — химические символы исходного ядра и ядра — продукта реакции. Исторически первой ядерной реакцией была реакция превращения азота ${}_7N^{14}$ в кислород:

$${}_7N^{14} + {}_2He^4 \to {}_8O^{17} + {}_1p^1.$$

9. Взаимодействие нейтронов с веществом

1°. В ядерных реакциях на легких ядрах под действием α-частиц был обнаружен нейтрон — важнейшая элементарная частица, входящая в состав всех атомных ядер, кроме ядра обычного водорода (VI.4.1.1°). Впервые нейтрон был получен в реакции превращения бериллия (${}_4Be^9$) в углерод (${}_6C^{12}$):

$${}_4Be^9 + {}_2He^4 \to {}_6C^{12} + {}_0n^1.$$

2°. Отсутствие у нейтрона электрического заряда способствует более легкому, чем у заряженных частиц, проникновению нейтронов в атомные ядра. Характер взаимодействия нейтронов с ядрами различен для быстрых и медленных нейтронов. Нейтроны называются быстрыми (*быстрые нейтроны*), если их скорость v так велика, что соответствующая длина дебройлевской волны нейтронов $\lambda = \frac{h}{mv}$ (VI.1.1.3°) много меньше радиуса R ядра, т. е.

$\frac{h}{mv} \ll R$, или $v \gg \frac{h}{mR}$. Энергии быстрых нейтронов заключены в пределах от 0,1 МэВ до 50 МэВ. Если $\lambda \geqslant R$, то нейтроны называются медленными (*медленные нейтроны*). Энергии медленных нейтронов не превышают 100 кэВ. Медленные нейтроны с энергиями до 0,5 эВ называются *тепловыми нейтронами.*

3°. Взаимодействие нейтронов с ядрами состоит либо в рассеянии нейтронов на ядрах, либо в захвате нейтронов ядрами. В веществах, называемых *замедлителями* (графит, тяжелая вода D_2O, HDO, соединения бериллия), быстрые нейтроны рассеиваются на ядрах, и их энергия переходит в энергию теплового движения атомов вещества — замедлителя. В результате нейтроны становятся *тепловыми.* Их энергии при комнатных температурах составляют примерно 0,025 эВ.

Если энергии тепловых нейтронов совпадают с энергией составного ядра (VI.4.8.9°), происходит *резонансное поглощение нейтронов* ядрами (*резонансный захват нейтронов*). Захват нейтронов приводит к искусственной радиоактивности ядер вещества (VI.4.10.1°) и делению ядер (VI.4.11.1°).

4°. Реакции ядер урана с нейтронами привели к созданию химических элементов с зарядовыми числами Z, превышающими 92. Такие химические элементы называются *заурановыми* (*трансурановые элементы*). При резонансном захвате нейтрона наиболее распространенным изотопом урана ${}_{92}U^{238}$ образуется радиоактивный изотоп урана ${}_{92}U^{239}$. Он испытывает β_--распад с периодом полураспада 23 минуты и превращается в изотоп трансуранового элемента нептуния ${}_{93}Np^{239}$:

$$ {}_{92}U^{238} + {}_0n^1 \to {}_{92}U^{239} \xrightarrow[23\ \text{мин}]{\beta_-} {}_{93}Np^{239}. $$

Ядро изотопа нептуния ${}_{93}Np^{239}$ является β_--радиоактивным с периодом полураспада 2,3 дня и превращается в плутоний ${}_{94}Pu^{239}$:

$$ {}_{93}Np^{239} \xrightarrow[2,3\ \text{дня}]{\beta_-} {}_{94}Pu^{239}. $$

5°. Плутоний ${}_{94}Pu^{239}$ благодаря эффективному делению под действием тепловых нейтронов (VI.4.11.4°) играет важнейшую роль в получении ядерной энергии.

Плутоний $_{94}Pu^{239}$ является α-радиоактивным с периодом полураспада 24 000 лет и превращается в устойчивый изотоп урана $_{92}U^{235}$:

$$_{94}Pu^{239} \xrightarrow[2{,}4\cdot 10^4\ \text{лет}]{\alpha} {}_{92}U^{235}.$$

6°. Ядерная реакция урана $_{92}U^{238}$ с нейтроном может происходить по другому каналу (VI.4.8.2°) и приводить к созданию изотопа нептуния $_{93}Np^{237}$, являющегося родоначальником одного из радиоактивных семейств (VI.4.5.3°):

$$_{92}U^{238} + {}_0n^1 \to {}_{92}U^{237} + 2{}_0n^1, \qquad {}_{92}U^{237} \xrightarrow[6{,}8\ \text{дня}]{\beta_-} {}_{93}Np^{237}.$$

Изотоп нептуния $_{93}Np^{237}$ является α-радиоактивным с огромным периодом полураспада: $2{,}21\cdot 10^6$ лет.

10. Искусственная радиоактивность

1°. *Искусственной радиоактивностью* называется радиоактивность изотопов (VI.4.1.2°), полученных в результате ядерных реакций (VI.4.8.1°). Искусственная радиоактивность связана с нарушением условия устойчивости (стабильности) атомного ядра (VI.4.3.5°).

2°. Легкие ядра ($A < 50$), в которых искусственно создано избыточное число нейтронов по сравнению с числом протонов, т. е. нарушено условие VI.4.3.5°, являются β_--радиоактивными. Обозначение β_- указывает на то, что речь идет об испускании такими ядрами электронов. Типичным примером является превращение стабильного изотопа натрия $_{11}Na^{23}$ под действием нейтронов в радиоактивный изотоп $_{11}Na^{24}$. Этот изотоп является β_--радиоактивным и превращается в стабильный изотоп магния $_{12}Mg^{24}$:

$$_{11}Na^{24} \to {}_{12}Mg^{24} + {}_{-1}e^0 + {}_0\tilde{\nu}_e^0 + \gamma.$$

Процесс происходит с выбросом электрона ($_{-1}e^0$), антинейтрино ($_0\tilde{\nu}_e^0$) (VI.4.7.6°) и γ-кванта.

3°. Устойчивость стабильного ядра нарушается при введении в него избыточных протонов. При этом возрастает энергия ядра, нарушается условие устойчивости ядра VI.4.3.5° и появляется искусственная β_+-*радиоак-*

тивность. Так называется искусственная радиоактивность, связанная с выбросом из ядра *позитрона* ($_{+1}e^0$). Позитрон имеет одинаковую с электроном массу покоя, спин, равный $\hbar/2$, и положительный элементарный заряд (III.1.1.3°).

β_+-радиоактивный распад происходит в ядре при превращении избыточного протона в нейтрон по схеме

$$_1p^1 \to {_0n^1} + {_{+1}e^0} + {_0\nu_e^0}.$$

Реакция этого типа сопровождается выбрасыванием *нейтрино* $_0\nu_e^0$ — незаряженной частицы с массой покоя, равной нулю. Необходимость существования такой частицы диктуется теми же соображениями, которые определяют основы теории β_--естественного радиоактивного распада (VI.4.7.3°—6°). β_+-радиоактивность энергетически оказывается возможной, хотя $m_p < m_n$. Необходимую для реакции энергию протон $_1p^1$ получает при взаимодействии с другими нуклонами ядра.

Примеры искусственной β_+-радиоактивности: превращение алюминия $_{13}Al^{27}$ в радиоактивный фосфор (радиофосфор) $_{15}P^{30}$:

$$_{13}Al^{27} + {_2He^4} \to {_{15}P^{30}} + {_0n^1}, \quad {_{15}P^{30}} \to {_{14}Si^{30}} + {_{+1}e^0} + {_0\nu_e^0};$$

образование радиоазота $_7N^{13}$ из устойчивого изотопа бора $_5B^{10}$:

$$_5B^{10} + {_2He^4} \to {_7N^{13}} + {_0n^1}, \quad {_7N^{13}} \to {_6C^{13}} + {_{+1}e^0} + {_0\nu_e^0}.$$

11. Деление тяжелых ядер

1°. Тяжелые ядра, перегруженные нейтронами, являются неустойчивыми (*неустойчивость тяжелых ядер*). Это подтверждается меньшей удельной энергией связи тяжелых ядер по сравнению с удельной энергией средних ядер (VI.4.2.2°).

Делением ядра называется ядерная реакция разделения тяжелого ядра (например, урана), возбужденного захватом нейтрона, на две приблизительно равные части, называемые *продуктами деления* (*осколками*). Нуклоны исходного составного ядра (VI.4.8.9°) распределяются между осколками деления в соответствии с законами сохранения электрических зарядов и массовых чисел.

При этом возможно высвобождение некоторого небольшого числа нейтронов (п. 5°).

2°. Деление тяжелого ядра на два осколка сопровождается выделением огромной энергии. На один нуклон в акте деления «рыхлого», неустойчивого ядра выделяется энергия, равная разности удельных энергий связи в ядрах — продуктах деления и исходного ядра, т. е. 8,7 МэВ — 7,6 МэВ = 1,1 МэВ (VI. 4.2.2°). Всего в ядре урана ${}_{92}U^{238}$, содержащего 238 нуклонов, при делении выделяется энергия порядка 220 МэВ. При делении ядер, содержащихся в 1 г урана ${}_{92}U^{235}$, выделяется энергия $8 \cdot 10^{10}$ Дж, или 22 000 кВт·ч.

3°. Основная часть энергии деления выделяется в форме кинетической энергии осколков деления. При расстоянии r между осколками, превышающем радиус действия ядерных сил (VI. 4.3.2°, б), потенциальная энергия $П$ отталкивания заряженных ядер-осколков равна $П = \frac{Z_1 Z_2 \cdot e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$, где $Z_1 e$ и $Z_2 e$ — заряды этих ядер. В момент завершения деления $r = R_1 + R_2 \approx 2R$, где R_1 и R_2 — радиусы ядер-осколков, равные $R = 1{,}4 \cdot 10^{-15}\ A^{1/3}$ (VI. 4.1.5°). Считая $Z_1 = Z_2 = 92/2 = 46$ и $A_1 = A_2 = 238/2 = 119$, имеем $П \approx 220$ МэВ. Потенциальная энергия $П$ осколков переходит в их кинетическую энергию, и они разлетаются с огромными скоростями.

4°. Деление некоторых ядер под действием медленных нейтронов происходит более эффективно, чем под действием быстрых. Тепловые нейтроны (VI. 4.9.2°) вызывают деление ядер плутония ${}_{94}Pu^{239}$ и изотопа урана ${}_{92}U^{235}$. Энергии, необходимые для деления ядер изотопа урана ${}_{92}U^{238}$, а также ядер изотопов тория и протактиния, существующих в природе, значительно больше и составляют приблизительно 1 МэВ.

5°. Тяжелые делящиеся ядра перегружены нейтронами: для них $N/Z \approx 1{,}6$ (VI. 4.1.1°). Это означает, что в момент образования осколков деления они также перегружены нейтронами. Но в устойчивых ядрах-осколках $N/Z \approx 1$. Следовательно, при делении ядер имеются *избыточные нейтроны*, число которых равно разности между числом нейтронов в исходном ядре и их числом в ядрах-осколках (*нейтроны деления*). *Среднее число* $\bar{\nu}$ нейтронов деления, приходящихся на один акт деления, характеризует процесс *размножения нейтронов* при делении ядер. Например, при делении ядер плутония $_{94}Pu^{239}$ и урана $_{92}U^{235}$ под действием тепловых нейтронов среднее число $\bar{n}$ равно соответственно 3,0 и 2,5.

6°. Для осуществления реакции деления ядра необходима затрата некоторого количества энергии, которая называется *энергией активации деления ядра* (*порог деления*). Ядро-капля (VI.4.3.4°) наиболее устойчиво, если сумма поверхностной энергии, стягивающей каплю (VI.4.3.4°), и электростатической энергии отталкивания протонов сферического ядра-капли будет наименьшей. При захвате нейтрона ядро-капля (рис. VI.4.8, *а*)

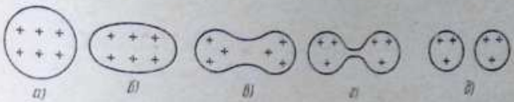


Рис. VI.4.8.

деформируется и принимает форму эллипсоида (рис. VI.4.8, *б*). В связи с огромной плотностью ядерного вещества (VI.4.1.6°) объем ядра-капли не изменяется, но поверхность ее возрастает и возрастает величина поверхностной энергии ядра. Одновременно происходит уменьшение электростатической энергии, ибо при сферической форме ядра протоны максимально сближены и энергия их отталкивания наибольшая. Условие устойчивости ядра-капли нарушается даже при малых его деформациях. Ядро — заряженная капля при захвате нейтрона приходит в колебания: попеременно то вытягивается, то сжимается. При малых деформациях капли (рис. VI.4.8, *в*) силы поверхностного натяжения (VI.4.3.4°) не позволяют капле достигнуть критического значения деформации (рис. VI.4.8, *г*), при котором наступает деление (рис. VI.4.8, *д*). Промежуточные состояния связаны с образованием и удлинением «перетяжки» в капле (рис. VI.4.8, *в*, *г*). При энергиях возбуждения ядра меньших, чем энергия активации деления, деформация ядра-капли не доходит до критической, ядро не делится и возвращается в основное энергетическое состояние, испустив γ-фотон.

7°. При делении ядра, согласно капельной модели, должно выполняться условие: $Z^2/A > 17$, где Z — порядковый номер элемента, A — массовое число. Величина Z^2A называется *параметром деления*. Предыдущее условие выполняется для всех ядер, начиная с серебра $_{47}Ag^{108}$, для которого $Z^2/A \approx 20$. Однако лишь для тяжелых ядер энергия активации деления (п. 6°) позволяет реально осуществить деление ядра под действием нейтронов. При *критическом значении параметра деления* $Z^2/A \approx 49$ существование ядра невозможно — ядро становится неустойчивым и самопроизвольно делится. Самопроизвольное деление ядер при $Z^2/A < 49$ возможно за счет туннельного эффекта, аналогичного существующему при α-распаде (VI. 4.7.2°), и было обнаружено для ядер урана $_{92}U^{238}$.

12. Цепные ядерные реакции деления. Ядерный реактор

1°. Если каждый из нейтронов деления (VI. 4.11.5°) взаимодействует с соседними ядрами делящегося вещества и в свою очередь вызывает в них реакцию деления, то происходит лавинообразное нарастание числа актов деления. Такая реакция деления называется *цепной реакцией*, названной так по аналогии с цепными химическими реакциями, продукты которых могут вновь вступать в реакции с исходными веществами.

2°. Условием возникновения цепной реакции является наличие размножения нейтронов (VI. 4.11.5°) при делении ядра. *Коэффициентом k размножения нейтронов* называется отношение числа нейтронов, возникших в некотором звене реакции, к числу таких нейтронов в предыдущем звене. Необходимым условием развития цепной реакции является требование $k \geqslant 1$.

3°. Не каждый из нейтронов деления вызывает развитие цепной реакции. Часть из них попадает в ядра атомов неделящихся веществ, присутствующих в *активной зоне* — области пространства, где происходит цепная реакция. Такими веществами являются замедлители нейтронов (VI. 4.9.3°), теплоносители, уносящие тепло из активной зоны, и др. Часть нейтронов просто выходит за пределы активной зоны и не может вызывать развития цепной реакции.

4°. Помимо причин, указанных в п. 3°, развитие цепной реакции зависит от среднего числа $\bar{n}$ нейтронов, возникших при одном акте деления (VI.4.11.5°), от размеров активной зоны и от процессов взаимодействия нейтронов с ядрами делящихся веществ и ядрами веществ-примесей.

5°. Уменьшение размеров активной зоны увеличивает долю нейтронов, уходящих из зоны, и уменьшает возможность развития цепной реакции. Потери нейтронов пропорциональны площади поверхности S, а размножение нейтронов пропорционально массе делящегося вещества, а следовательно, его объему V. Для делящегося вещества сферической формы $S \sim R^2$, $V \sim R^3$, $S/V \sim 1/R$. С уменьшением R, т. е. с уменьшением объема и массы делящегося вещества, растет доля потерь нейтронов, уходящих из активной зоны. Минимальные размеры активной зоны, при которых $k \geqslant 1$ (п. 2°), называются *критическими размерами*. Минимальная масса делящихся веществ, находящихся в активной зоне критических размеров, называется *критической массой*.

Для уменьшения критических размеров и критической массы делящиеся вещества окружаются *отражателями нейтронов* — слоями неделящегося вещества, которое не захватывает нейтроны, а возвращает в активную зону бо́льшую часть вылетающих из нее нейтронов. В качестве отражателей применяются те же вещества, которые служат замедлителями нейтронов (VI.4.9.3°).

Управление цепной реакцией состоит в том, чтобы регулировать *скорость v цепной реакции*, т. е. число актов деления ядер в веществе за единицу времени. Помимо коэффициента размножения нейтронов, скорость цепной реакции зависит от среднего времени τ между двумя последовательными актами деления (*среднее время жизни одного «поколения» нейтронов*).

6°. *Ядерными реакторами* (*атомными котлами*) называются устройства, в которых осуществляются управляемые цепные ядерные реакции. Основные элементы ядерного реактора: ядерное горючее, замедлитель и отражатель нейтронов, теплоноситель для отвода тепла, образующегося в реакторе, регуляторы скорости развития цепной реакции деления.

7°. Ядерным горючим (*сырьевые и делящиеся вещества в реакторах*) являются изотопы урана $_{92}U^{235}$ и $_{92}U^{233}$, плутоний $_{94}Pu^{239}$, торий $_{90}Th^{232}$. В природной смеси изотопов урана изотопа $_{92}U^{238}$ содержится в 140 раз больше, чем изотопа $_{92}U^{235}$.

Замедлители и отражатели нейтронов (п. 5°) способствуют увеличению числа медленных нейтронов (VI.4.9.2°), которые наиболее эффективны для развития цепной реакции деления.

Быстрое развитие цепной реакции сопровождается выделением большого количества тепла и перегревом реактора. Для поддержания стационарного режима реактора, при котором коэффициент размножения нейтронов $k = 1$ (VI.4.12.2°) (*критический режим реактора*), в активную зону реактора вводятся *управляющие* (*регулирующие*) *стержни* из материалов, сильно поглощающих тепловые нейтроны, например из бора или кадмия.

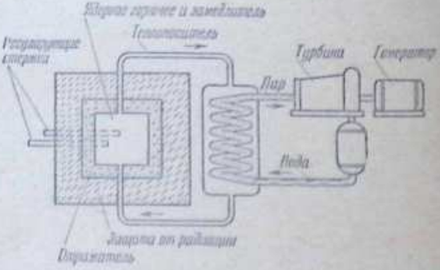


Рис. VI.4.9.

Теплоносителем в реакторе служит вода, жидкий натрий и другие вещества. Для защиты персонала, обслуживающего реактор, от действия на организм нейтронных потоков и γ-лучей, возникающих в реакторе (VI.4.14.1°), применяются специальные меры — защитные устройства и автоматизация процессов управления реактором. Схема устройства ядерного реактора изображена на рис. VI.4.9.

8°. В ядерных реакторах, работающих на быстрых нейтронах, осуществляется процесс *воспроизводства ядерного горючего.* Захват нейтронов ядрами урана $_{92}U^{238}$ приводит к созданию плутония $_{94}Pu^{239}$ (VI. 4.9.4°), который можно химически отделить от $_{92}U^{235}$. При делении одного ядра $_{92}U^{235}$ образуется в среднем 2,5 нейтрона (VI. 4.11.5°), из которых лишь один необходим для поддержания цепной реакции. Остальные 1,5 нейтрона могут быть захвачены ядрами $_{92}U^{238}$ и создать 1,5 ядра $_{94}Pu^{239}$. В специальных *бридерных* (*воспроизводящих*) *реакторах* коэффициент воспроизводства ядерного горючего превышает единицу. В активную зону бридерного реактора помещается сплав урана, обогащенного изотопом $_{92}U^{235}$, с тяжелым металлом (висмут, свинец), мало поглощающим нейтроны. Замедлитель в таких реакторах отсутствует. Управление реактором производится автоматизированным перемещением отражателя или изменением массы делящихся веществ.

13. Применения ядерной энергии и радиоактивных изотопов

1°. *Ядерной энергией* называется энергия, выделяющаяся при цепных ядерных реакциях деления тяжелых ядер*). В мирных целях ядерная энергия используется в атомных электростанциях. Мощность атомных электростанций определяется мощностью ядерных реакторов. Реакторы достаточной мощности служат источниками энергии в двигателях на судах и подводных лодках. Энергия атомных электростанций может быть использована для опреснения морской воды. Расчеты показывают, что стоимость опресненной воды при этом будет столь низкой, что ее можно будет использовать для орошения засушливых земель.

2°. Развитие реакторостроения и увеличивающиеся мощности ядерных реакторов позволяют расширить

*) Часто применяемый термин «атомная энергия» является неправильным. Атомная энергия связана с процессами, происходящими в электронных оболочках атомов, молекул и их коллективов.

производство радиоактивных изотопов различных химических элементов (VI. 4.10.2°, 3°). Радиоактивные изотопы по своим химическим свойствам не отличаются от стабильных изотопов тех же химических элементов. Это определяет возможность практического использования радиоактивных изотопов.

Основой практического применения радиоактивных изотопов в науке и технике являются следующие их свойства:

а) большая энергия радиоактивных β_{-}-, β_{+}- и γ-излучений, позволяющая обнаружить весьма малые количества радиоактивных веществ;

б) независимость излучения данного радиоактивного изотопа от условий, в которых находятся его атомы (внешние условия, характер химического соединения, агрегатное состояние и др.);

в) различная проникающая способность $\beta_{\pm}$- и γ-излучений и специфический характер их взаимодействия с веществом.

3°. Радиоактивные изотопы применяются в качестве *источников частиц высоких энергий* и *радиоактивных индикаторов.* В качестве источников частиц высоких энергий радиоактивные изотопы применяются для дозированного облучения различных веществ с целью вызвать заранее планируемые изменения в их структуре, а также в состояниях их атомов и молекул. На этом основаны методы *радиационной химии* и *радиационной биологии.* В радиационной химии:

а) создаются вещества с наибольшей сопротивляемостью разрушению, вызываемому радиоактивными излучениями (радиобиологическая защита, защита стенок реактора, теплоносителей и смазочных материалов, работающих под действием излучения, и т. д.);

б) создаются новые материалы с ценными, заранее планируемыми свойствами (например, новые полимерные материалы).

Радиационная биология изучает изменения в живых организмах, вызванные действием радиоактивных излучений (наследственные качества животных и растений, изменение наследственности и т. д.). Частицы высоких энергий, испускаемые радиоактивными изотопами, используются в медицине для диагностики и лечения некоторых злокачественных опухолей и других болезней.

4°. Применение радиоактивных изотопов в качестве радиоактивных индикаторов основано на использовании атомов радиоактивных изотопов, «отмеченных» их излучением (*метод меченых атомов*). Исследование вещества с примесью радиоактивного индикатора позволяет решать весьма разнообразные задачи: контроль за ходом технологических процессов, определение содержания весьма малых количеств вещества, определение возраста геологических объектов и археологических находок и другие.

5°. *Атомная бомба* является особым реактором на быстрых нейтронах, в которых происходит быстрая неуправляемая цепная реакция с большим коэффициентом размножения нейтронов (VI.4.12.2°). Ядерным взрывчатым веществом в атомной бомбе служат чистые делящиеся изотопы ${}_{92}U^{235}$, ${}_{94}Pu^{239}$ и ${}_{92}U^{233}$. Быстрая цепная реакция взрывного типа происходит на быстрых нейтронах без замедлителей при определенных, относительно небольших, размерах и массе устройства. Критическая масса (VI.4.12.5°) составляет 10—20 кг и при плотности вещества $\rho = 18{,}7$ г/см^3 занимает объем шара радиусом 4—6 см. Вначале взрывчатое вещество находится в состоянии, исключающем быстрое развитие цепной реакции. Перевод вещества в условия, при которых происходит неуправляемая цепная реакция, производится максимально быстро. С этой целью, например, вначале ядерный заряд бомбы делится на две части, в каждой из которых цепная реакция невозможна. Для осуществления взрыва одна из половин заряда выстреливается в другую, и при их соединении почти мгновенно происходит взрывная цепная реакция.

6°. Взрывная ядерная реакция приводит к выделению огромной энергии. При этом достигается температура $\sim 10^8$ градусов. Происходит колоссальный рост давления, и образуется мощная взрывная волна. Огромное количество осколков деления, содержащих радиоактивные изотопы, в том числе долгоживущие, представляет большую опасность для живых организмов.

14*. Биологическое действие радиоактивных излучений *)

1°. Радиоактивные излучения оказывают сильное действие на вещество, особенно на живые ткани. Вредное действие радиоактивных излучений на организм связано с образованием свободных химических радикалов и с мутациями в клетках. Последние могут оказывать влияние на потомство, а также приводить к лучевой болезни и образованию злокачественных опухолей.

Биологическое действие радиоактивных излучений оценивается особыми величинами.

Дозой излучения D называется отношение энергии излучения к массе облучаемого вещества. Единицей измерения дозы является джоуль на килограмм (Дж/кг)— доза излучения, при которой массе облученного вещества в 1 кг передается энергия ионизующего излучения 1 Дж.

Внесистемной единицей измерения дозы служит рад:

$$1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Дж/кг}.$$

2°. *Мощностью дозы излучения* называется доза, отнесенная к единице времени:

$$N = D/t.$$

Единицей мощности дозы служит ватт на килограмм (Вт/кг).

3°. *Экспозиционная доза излучения* $D_э$ представляет собой энергетическую характеристику излучения, оцениваемую по эффекту ионизации сухого атмосферного воздуха. Единицей $D_э$ служит кулон на килограмм (Кл/кг)— экспозиционная доза фотонного, рентгеновского или гамма-излучения, при которой сумма электрических зарядов ионов одного знака, созданных электронами, освободившимися в облученном воздухе массой 1 кг при полном использовании ионизующей способности, равна 1 Кл.

---

*) В этом параграфе, в связи с его особым характером, приведены единицы измерения величин, характеризующих действие излучений.

4°. Внесистемной единицей экспозиционной дозы служит рентген (Р):

$$1\,\text{Р} = 2{,}58 \cdot 10^{-4}\ \text{Кл/кг}.$$

Рентген соответствует экспозиционной дозе, при которой в 1 см^3 сухого воздуха при нормальном атмосферном давлении возникает суммарный заряд ионов одного знака, равный одной абсолютной электростатической единице заряда.

5°. *Мощность экспозиционной дозы* $N_э = D_э/t$ измеряется в амперах на килограмм (А/кг) — мощность экспозиционной дозы фотонного излучения, при которой за время в 1 с экспозиционная доза возрастает на 1 Кл/кг.

Внесистемные единицы мощности экспозиционной дозы:

$$1\ \text{Р/с} = 2{,}58 \cdot 10^{-4}\ \text{А/кг}, \quad 1\ \text{Р/мин} = 4{,}30 \cdot 10^{-6}\ \text{А/кг},$$

$$1\ \text{Р/ч} = 7{,}17 \cdot 10^{-8}\ \text{А/кг}.$$

6°. Эквивалентная доза излучения оценивается по биологическому воздействию излучения. Единицей измерения служит Дж/кг.

Внесистемной единицей эквивалентной дозы излучения служит *биологический эквивалент рентгена* (бэр). Так называется поглощенная энергия излучения, биологически эквивалентная одному рентгену:

$$1\ \text{бэр} = 10^{-2}\ \text{Дж/кг}.$$

Биологическое действие зависит, помимо эквивалентной дозы, от энергии отдельных частиц. Так, одинаковые дозы γ-лучей, рентгеновских лучей и нейтронов не одинаково опасны.

7°. Для человеческого организма безопасной считается экспозиционная доза, примерно в 250 раз превышающая дозу, создаваемую космическим фоном (VI.5.3.1°) и радиоактивными излучениями из недр Земли. Опасной для человека считается однократно полученная экспозиционная доза, превышающая 500 рентген. При пассивном лечении (без пересадки костного мозга и др.) такая экспозиционная доза дает пятидесятипроцентную смертность.

15*. Термоядерные реакции

1°. *Термоядерными реакциями* называются экзотермические ядерные реакции (VI. 4.8.3°) синтеза легких ядер в более тяжелые. Термоядерные реакции эффективно происходят при сверхвысоких температурах порядка 10^7—10^9 К. При термоядерных реакциях выделяется весьма большая энергия, превышающая энергию, которая выделяется при делении тяжелых ядер (VI. 4.11.2°). Например, при реакции слияния ядер дейтерия $_1D^2$ и трития $_1T^3$ (VI. 4.1.2°) в ядро гелия $_2He^4$:

$$_1D^2 + {}_1T^3 \rightarrow {}_2He^4 + {}_0n^1,$$

выделяется энергия, приблизительно равная 3,5 МэВ на один нуклон. В реакциях деления энергия на один нуклон составляет около 1 МэВ.

При синтезе ядра гелия из четырех протонов:

$$4\,{}_1p^1 \rightarrow {}_2He^4 + 2\,{}_{+1}e^0,$$

где $_{+1}e^0$ — символ позитрона (VI. 4.10.3°), выделяется еще бо́льшая энергия, равна 6,7 МэВ на одну частицу. Энергетическая «выгодность» термоядерных реакций объясняется тем, что удельная энергия связи в ядре гелия значительно превышает удельную энергию связи ядер изотопов водорода (VI. 4.2.2°, рис. VI. 4.1).

2°. Для слияния легких ядер необходимо преодолеть потенциальный барьер (VI. 4.7.2°), обусловленный кулоновским отталкиванием протонов в одноименно положительно заряженных ядрах. Для слияния ядер водорода $_1D^2$ их надо сблизить на расстояние r, равное приблизительно $r \approx 3 \cdot 10^{-15}$ м. Для этого нужно совершить работу, равную электростатической потенциальной энергии отталкивания $\Pi = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r} \approx 0{,}1$ МэВ. Ядра дейтона смогут преодолеть такой барьер, если при соударении их средняя кинетическая энергия $\frac{3}{2}kT$ (II. 2.4.4°) будет равна 0,1 МэВ. Это возможно при $T = 2 \cdot 10^9$ К. Практически по ряду причин*) температура, необходи-

*) Анализ этих причин выходит за рамки данного справочного руководства.

мая для протекания термоядерных реакций, снижается на два порядка и составляет 10^7 K.

3°. Температура порядка 10^7 K характерна для центральной части Солнца. Спектральный анализ излучения Солнца показал, что в веществе Солнца, как и многих других звезд, имеется до 80% водорода и около 20% гелия. Углерод, азот и кислород составляют не более 1% массы звезд. При огромной массе Солнца ($\approx 2 \cdot 10^{27}$ кг) количество этих газов достаточно велико.

4°. Термоядерные реакции происходят на Солнце и звездах и являются источником энергии, компенсирующим их излучение. Ежесекундно Солнце излучает энергию $3{,}8 \cdot 10^{26}$ Дж, что соответствует уменьшению его массы на 4,3 млн. тонн (V.4.11.1°). *Удельное выделение энергии Солнца*, т. е. выделение энергии, приходящееся на единицу массы Солнца в одну секунду, равно $1{,}9 \cdot 10^{-4}$ Дж/с·кг. Оно весьма мало и составляет лишь 1% от удельного выделения энергии в живом организме в процессе обмена веществ. Мощность излучения Солнца практически не изменилась за несколько миллиардов лет существования Солнечной системы.

5°. Термоядерные реакции на Солнце происходят по *углеродно-азотному циклу*, в котором соединение ядер водорода в ядро гелия облегчается в присутствии ядер углерода ${}_6C^{12}$, играющих роль катализаторов*). В начале цикла быстрый протон проникает в ядро углерода ${}_6C^{12}$ и образуется неустойчивое радиоактивное ядро изотопа азота ${}_7N^{13}$ (VI.4.10.3°) с излучением γ-кванта:

$$ {}_6C^{12} + {}_1p^1 \rightarrow {}_7N^{13} + \gamma. $$

С периодом полураспада 14 минут в ядре ${}_7N^{13}$ происходит превращение (VI.4.10.3°) $p_1^1 \rightarrow {}_0n^1 + {}_{+1}e^0 + {}_0\nu_e^0$, и образуется ядро изотопа ${}_6C^{13}$:

$$ {}_7N^{13} \rightarrow {}_6C^{13} + {}_{+1}e^0 + {}_0\nu_e^0. $$

Приблизительно через каждые 2,7 млн. лет ядро ${}_6C^{13}$, захватив протон, образует ядро устойчивого изотопа азота ${}_7N^{14}$:

$$ {}_6C^{13} + {}_1p^1 \rightarrow {}_7N^{14} + \gamma. $$

*) Катализаторами (от греческого «katalisis») называются вещества, ускоряющие химические реакции.

Спустя, в среднем, 32 млн. лет ядро $_7N^{14}$ захватывает протон и превращается в ядро кислорода $_8O^{15}$:

$$_7N^{14} + {}_1p^1 \rightarrow {}_8O^{15} + \gamma.$$

Неустойчивое ядро $_8O^{15}$ с периодом полураспада 3 минуты испускает позитрон и нейтрино и превращается в ядро $_7N^{15}$:

$$_8O^{15} \rightarrow {}_7N^{15} + {}_{+1}e^0 + {}_0\nu_e^0.$$

Цикл завершается реакцией поглощения ядром $_7N^{15}$ протона с распадом его на ядро углерода $_6C^{12}$ и α-частицу. Это происходит приблизительно через 100 тысяч лет:

$$_7N^{15} + {}_1p^1 \rightarrow {}_6C^{12} + {}_2He^4.$$

Новый цикл начинается вновь с поглощения углеродом $_6C^{12}$ протона, происходящего в среднем через 13 млн. лет. Отдельные реакции цикла отделены во времени промежутками, которые являются по земным масштабам времени непомерно большими. Однако цикл является замкнутым и происходит **непрерывно**. Поэтому различные реакции цикла происходят на Солнце **одновременно**, начавшись в разные моменты времени.

6°. В результате одного цикла четыре протона сливаются в ядро гелия с появлением двух позитронов и γ-излучения. К этому нужно добавить излучение, возникающее при слиянии позитронов с электронами плазмы (VI. 5.5.5°). При образовании одного грамм-атома гелия выделяется 700 тысяч кВт·ч энергии. Это количество энергии компенсирует потери энергии Солнца на излучение. Расчеты показывают, что количества водорода, имеющегося на Солнце, хватит для поддержания термоядерных реакций и излучения Солнца на миллиарды лет.

7°. Осуществление термоядерных реакций в земных условиях создаст огромные возможности для получения энергии. Например, при использовании дейтерия, содержащегося в литре обычной воды, в реакции термоядерного синтеза выделится столько же энергии, сколько выделяется при сгорании около 350 л бензина.

Условия, близкие к тем, которые реализуются в недрах Солнца, были осуществлены в *водородной бомбе*, Там происходит самоподдерживающаяся термоядерная реакция взрывного характера. Взрывчатым веществом является смесь дейтерия $_1D^2$ и трития $_1T^3$. Высокая температура, необходимая для протекания реакции, получается за счет взрыва «обычной» атомной бомбы, помещенной внутри термоядерной.

8°. Изучение реакций, происходящих в высокотемпературной дейтериевой плазме (III.3.6.1°), является теоретической основой получения искусственных управляемых термоядерных реакций. Основной трудностью является поддержание условий, необходимых для осуществления самоподдерживающейся термоядерной реакции. Для такой реакции необходимо, чтобы скорость выделения энергии в системе, где происходит реакция, была не меньше, чем скорость отвода энергии от системы. При температурах порядка 10^8 К термоядерные реакции в дейтериевой плазме обладают заметной интенсивностью и сопровождаются выделением большой энергии. В единице объема плазмы при соединении ядер дейтерия выделяется мощность 3 кВт/м^3. При температурах порядка 10^6 К мощность составляет всего лишь 10^{-17} Вт/м^3.

9°. Потери энергии в высокотемпературной плазме связаны главным образом с уходом тепла через стенки устройства. Плазму необходимо термоизолировать от стенок. С этой целью применяются сильные магнитные поля (*магнитная термоизоляция плазмы*). Если через столб плазмы в направлении его оси пропустить большой электрический ток, то в магнитном поле этого тока возникают силы, которые сжимают плазму в *плазменный шнур*, оторванный от стенок. Удержание плазменного шнура в отрыве от стенок и борьба с различными неустойчивостями плазмы являются сложнейшими задачами, решение которых должно привести к практическому осуществлению управляемых термоядерных реакций.

16. Ускорители

1°. Устройства для получения заряженных частиц с весьма большой кинетической энергией называются *ускорителями*. Различаются следующие методы ускорения частиц: *прямой*, *индукционный* и *резонансный*. По форме траекторий движения частиц ускорители делятся на *линейные* и *циклические*. В линейных ускорителях траектории движения частиц близки к прямым линиям. В циклических ускорителях траектории являются окружностями или спиралями.

2°. В прямых линейных ускорителях частица однократно проходит в электрическом поле большую разность потенциалов $(\varphi_2-\varphi_1)$ и приобретает при этом большую кинетическую энергию $\frac{mv^2}{2}$, равную (III. 1.8.5°) $\frac{mv^2}{2}=q(\varphi_2-\varphi_1)$, где q — абсолютная величина заряда частицы.

3°. Индукционным ускорителем электронов является *бетатрон*. В основу его устройства положено явление возникновения в пространстве вихревого электрического поля под влиянием переменного магнитного поля (III. 5.3.3°). На рис. VI. 4.10 изображена схема бетатрона. Между полюсными наконечниками A и C сильного электромагнита помещается вакуумированная кольцевая ускорительная камера D, имеющая форму замкнутого кольца. Ось камеры совпадает с осью симметрии OO' полюсных наконечников электромагнита. Изменение силы тока в обмотке электромагнита вызывает в пространстве между полюсами электромагнита изменение магнитного поля и возникновение вихревого электрического поля. Магнитное поле симметрично относительно оси OO'. Линии напряженности вихревого электрического поля (III. 1.3.5°) в плоскости MN, перпендикулярной к оси OO' и проходящей через середину зазора между полюсами, имеют вид окружностей, центры которых находятся в точке K. Напряженность $\mathbf{E}$ электрического поля по модулю одинакова во всех точках каждой окружности.

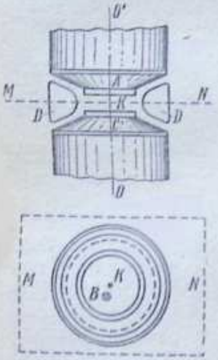


Рис. VI. 4.10.

4°. Если в камеру D вводится электрон так, что его скорость $\mathbf{v}$ направлена по касательной к окружности — к линии напряженности электрического поля, — то на электрон действует электрическая сила $(-e\mathbf{E})$, направленная по касательной к линии напряженности в сторону, противоположную направлению вектора $\mathbf{E}$. За n оборотов по окружности радиуса r электрон приобретает кинетическую энергию, равную $2\pi reEn$. Обычно в бетатроне электрон до выпуска из камеры D проходит путь общей протяженностью в тысячи километров. В бетатроне принимаются особые меры для того, чтобы электрон находился все время на одной орбите, лежащей в плоскости, указанной в п. 3° *).

Пример. Равномерное изменение магнитного поля таково, что при однократном обходе окружности с радиусом $r = 0{,}4$ м электрон приобретает энергию 20 эВ. Тогда за время $8{,}45 \cdot 10^{-3}$ с электрон пройдет путь в 2520 км, сделает 10^6 оборотов и приобретет энергию, равную 20 МэВ.

5°. Резонансные циклические ускорители применяются для ускорения протонов, дейтронов и многозарядных ионов атомов различных химических элементов. Ускоряемая частица многократно проходит через переменное электрическое поле по замкнутой траектории, каждый раз увеличивая свою энергию. Для управления движением частиц и периодического возвращения их в область ускоряющего электрического поля применяется сильное поперечное магнитное поле. Простейшим резонансным ускорителем является *циклотрон*, схема устройства которого показана на рис. VI.4.11. Циклотрон состоит из двух металлических дуантов M и N, которые представляют собой две половины невысокой тонкостенной цилиндрической коробки, разделенные узкой щелью D. Дуанты заключены в замкнутую

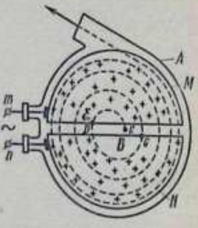


Рис. VI.4.11.

*) Условия стабильности орбиты электрона и устойчивости орбиты не рассматриваются в данном справочном руководстве.

вакуумированную камеру A, помещенную между полюсами сильного электромагнита. Индукция магнитного поля направлена перпендикулярно к плоскости чертежа. Электроды m и n соединяют дуанты с электрическим генератором, который создает в щели D переменное электрическое поле.

6°. Заряженная частица, введенная в щель D, ускоряется электрическим полем. Пусть, например, в точку C введен положительный ион в тот момент, когда электрическое поле максимально и напряженность его направлена снизу вверх. Ион под действием электрического поля будет двигаться в щели снизу вверх равноускоренно. В металлических дуантах M и N электрическое поле отсутствует. Внутри дуанта M ион под действием магнитного поля описывает полуокружность определенного радиуса (III.4.5.2°). В момент, когда частица подойдет в точке $\mathscr{E}$ к щели, направление напряженности электрического поля изменится на противоположное, и частица в зазоре будет ускоряться, двигаясь сверху вниз, в дуант N. В дуанте N ион опишет полуокружность уже большего радиуса, соответствующего возросшей скорости частицы. К моменту выхода частицы из дуанта N в точке G напряженность электрического поля снова изменит свое направление и будет ускорять ион снизу вверх. В результате многократного ускорения иона он будет двигаться по раскручивающейся спирали, и электрическое поле сообщит ему большую кинетическую энергию.

7°. Для непрерывного ускорения частицы в циклотроне необходимо синхронизовать движение частицы в магнитном поле и изменение электрического поля в щели. Условие синхронизма в циклотроне:

$$T_0 = T,$$

где T_0 — период колебаний электрического поля, T — период обращения частицы в магнитном поле, не зависящий от скорости частицы и радиуса окружности (III.4.5.3°): $T = \frac{2\pi}{B}\frac{m}{q}$, где B — индукция магнитного поля, q/m — удельный заряд частицы (III.4.6.1°).

В современных ускорителях резонансного типа с помощью специально подобранных законов изменения магнитного и электрического полей (*синхрофазотроны*) удается достигнуть весьма большой энергии ускоряемых заряженных частиц. Например, протонам в Серпуховском ускорителе (СССР) сообщается энергия 76 ГэВ.

ГЛАВА 5
ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

1. Общие сведения об элементарных частицах

1°. *Элементарными частицами* называются частицы, которые на современном уровне развития физики нельзя считать соединением других, более «простых» частиц. Элементарная частица при взаимодействии с другими частицами или полями ведет себя как единое целое. В современной физике элементарных частиц рассматриваются взаимные превращения элементарных частиц, их свойства, проявляющиеся при взаимодействиях частиц с веществом, и структура элементарных частиц.

2°. Вопрос о структуре элементарных частиц рассматривается различно в зависимости от энергии этих частиц. При малых энергиях E частиц их структура не влияет на результаты физических явлений, вызванных элементарными частицами, и они считаются бесструктурными (*бесструктурные частицы*). Условием такого рассмотрения является неравенство $E \ll 2m_0c^2$, где $m_0c^2 = E_0$ — энергия покоя частицы (V.4.11.2°). В этой области энергий элементарные частицы рассматриваются как материальные точки, обладающие определенными свойствами: массой покоя, электрическим зарядом, спином, временем жизни и др.*). Например, электрон может быть рассмотрен как материальная точка в том случае, когда вычисляется напряженность электрического поля, созданного электроном, вдали от него (III.1.4.1°).

*) Ряд свойств элементарных частиц не рассматривается в элементарном курсе физики и выходит за рамки данной книги.

Таблица VI.5.1

Наименование частицы и античастицы	Обозначение	Электрический заряд, e	Масса, Мэв	Время жизни, с	Спин, $\hbar$
Фотон	γ	0	0	Стабилен	1
Лептоны					
Нейтрино:					
электронное нейтрино, антинейтрино	ν_e $\tilde{\nu}_e$	0 0	0	Стабильны	1/2
μ-мезонное нейтрино, антинейтрино	ν_μ $\tilde{\nu}_\mu$	0 0	0	Стабильны	1/2
Электроны:					
электрон, позитрон	e^- e^+	−1 +1	0,511	Стабильны	1/2
Мюоны:					
μ^--мезон, μ^+-мезон	μ^- μ^+	−1 +1	106	$2{,}2 \cdot 10^{-6}$	1/2
Мезоны					
Пионы:					
π^+-мезон, π^--мезон	π^+ π^-	+1 −1	140	$2{,}6 \cdot 10^{-8}$	0
π^0-мезон	π^0	0	135	$0{,}8 \cdot 10^{-16}$	0
K^+-мезон, K^--мезон	K^+ K^-	+1 −1	494	$1{,}2 \cdot 10^{-8}$	0
K^0-мезон, анти-K^0-мезон	K^0 $\tilde{K}^0$	0 0	498	$K^0_S: 0{,}86 \cdot 10^{-10}$ $K^0_L: 5{,}38 \cdot 10^{-8}$	0
η^0-мезон	η^0	0	549	$2{,}4 \cdot 10^{-19}$	
Барионы					
Нуклоны:					
протон, антипротон	p $\tilde{p}$	+1 −1	938,2	Стабильны	1/2
нейтрон, антинейтрон	n $\tilde{n}$	0 0	939,6	$0{,}93 \cdot 10^{3}$	1/2

Таблица VI.5.1 (продолжение)

Наименование частицы и античастицы	Обозначение		Электрический заряд, e		Масса, Мэв	Время жизни, с	Спин, $\hbar$
Гипероны:							
Λ^0-гиперон, анти-Λ^0-гиперон	Λ^0	$\tilde{\Lambda}^0$	0	0	1116	$2{,}5\cdot10^{-10}$	1/2
Σ^+-гиперон, анти-Σ^+-гиперон	Σ^+	$\tilde{\Sigma}^-$	+1	−1	1189	$0{,}8\cdot10^{-10}$	1/2
Σ^--гиперон, анти-Σ^--гиперон	Σ^-	$\tilde{\Sigma}^+$	−1	+1	1197	$1{,}5\cdot10^{-10}$	1/2
Σ^0-гиперон, анти-Σ^0-гиперон	Σ^0	$\tilde{\Sigma}^0$	0	0	1192	$<10^{-14}$	1/2
Ξ^--гиперон, анти-Ξ^--гиперон	Ξ^-	$\tilde{\Xi}^+$	−1	+1	1321	$1{,}7\cdot10^{-10}$	1/2
Ξ^0-гиперон, анти-Ξ^0-гиперон	Ξ^0	$\tilde{\Xi}^0$	0	0	1315	$3\cdot10^{-10}$	1/2
Ω^--гиперон, анти-Ω^--гиперон	Ω^-	$\tilde{\Omega}^+$	−1	+1	1672	$1{,}3\cdot10^{-10}$	3/2

(VI. 4.8.2°). Это позволяет считать резонансы особыми частицами.

4°. Между элементарными частицами осуществляются три из имеющихся в природе четырех типов взаимодействий (I.2.2.2°): сильные, электромагнитные и слабые. Каждое из них имеет определенную сравнительную величину и характерное время протекания (таблица VI. 5.2).

Таблица VI.5.2

Тип взаимодействия	Сравнительная величина взаимодействий	Характерное время протекания, секунды
Сильное	1	10^{-24}–10^{-23}
Электромагнитное	1/137	10^{-20}–10^{-16}
Слабое	10^{-14}	10^{-10}–10^{-8}

5°. *Сильные взаимодействия* характеризуют процессы, происходящие с барионами, мезонами и каонами (таблица VI. 5.1). Сильными взаимодействиями обусловлены ядерные силы между нуклонами в атомных ядрах (VI. 4.3.2°), а также процессы образования и распада мезонов и гиперонов (VI. 5.4.3°, 4°, 8°) в ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. Ядерные силы отличаются зарядовой независимостью. Характер ядерных сил не зависит от наличия или отсутствия у частиц электрического заряда. Поэтому ядерные силы между протонами и нейтронами, протонами и протонами, нейтронами и нейтронами одинаковы (VI. 4.3.2°, в).

Процессы, в которых проявляются сильные взаимодействия, называются быстрыми и имеют характерное время протекания — *ядерное время*. За ядерное время принимается время $\tau_{яд}$, в течение которого частица с энергией порядка 1 МэВ и скоростью $10^7 \div 10^8$ м/с проходит расстояние, по порядку величины равное диаметру ядра $\sim 10^{-15}$ м:

$$\tau_{яд} = \frac{10^{-15}}{(10^7 \div 10^8)} = 10^{-22} \div 10^{-23} \text{ с}.$$

Сильно взаимодействующие частицы называются *адронами* (крупные, массивные частицы).

6°. *Электромагнитные взаимодействия* происходят между электрически заряженными частицами: кулоновское взаимодействие заряженных частиц (например, отталкивание одноименно заряженных протонов в ядрах), процессы рождения электронно-позитронных пар γ-квантами (VI. 5.5.4°) и др. Интенсивность электромагнитных взаимодействий характеризуется безразмерной постоянной $\alpha = 1/137$ *) (таблица VI. 5.2). Процессы, сопровождающиеся электромагнитными взаимодействиями, называются *электромагнитными процессами* и протекают за время порядка $(10^{-20} \div 10^{-18})$ с.

7°. *Слабые взаимодействия* характеризуют процессы, происходящие с лептонами (таблица VI. 5.1). Напри-

*) Постоянная 1/137 является единственной универсальной безразмерной постоянной, которая получается из комбинации трех универсальных размерных постоянных — e, $\hbar$ и c. Константа $e^2/\hbar c = 1/137$ называется *постоянной тонкой структуры*. Это название связано с тем, что константа $e^2/\hbar c$ определяет величину тонкого расщепления (тонкой структуры) уровней энергии атома.

мер: взаимодействие мюонов с ядрами, взаимодействия электронов, позитронов, нейтрино (антинейтрино) с ядрами, процессы бета-распадов (VI.4.7.6°). По сравнению с сильными взаимодействиями интенсивность слабых взаимодействий весьма мала (таблица VI.5.2), что и отражено в их названии. Процессы, сопровождающиеся слабыми взаимодействиями, называются медленными и протекают за время порядка $(10^{-10} \div 10^{-8})$ секунд.

8°. Между нуклонами в ядрах одновременно существуют сильные и электромагнитные взаимодействия. Зарядовая независимость ядерных сил (п. 5°) должна приводить к одинаковым значениям масс покоя нуклонов (нейтронов и протонов). Добавление к сильным взаимодействиям электромагнитных взаимодействий приводит к различию масс покоя нейтрона и протона.

Масса покоя нуклона складывается из массы, обусловленной ядерными сильными взаимодействиями, и из добавки к массе, обусловленной электромагнитными взаимодействиями. В случае протона эта добавка имеет отрицательный знак, и масса покоя протона оказывается меньшей, чем у нейтрона (таблица VI.5.1). У пионов масса покоя нейтрального π^0-пиона меньше массы покоя заряженных $\pi^{\pm}$-пионов. Это связано с тем, что электромагнитная добавка к массе у пионов положительна и одинакова для положительного и отрицательного пионов. Поэтому массы покоя заряженных пионов одинаковы и больше, чем у нейтрального пиона. На рис. VI.5.1 условно изображены значения масс покоя нуклонов и пионов без учета электромагнитных взаимодействий (*а*) и с учетом этих взаимодействий (*б*).

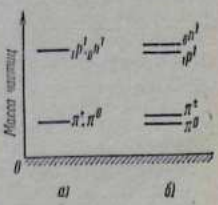


Рис. VI.5.1.

9°. Для всех типов взаимодействий элементарных частиц выполняются законы сохранения физических величин, характеризующих состояния частиц до и после данного взаимодействия: законы сохранения энергии, импульса (количества движения), момента импульса (момента количества движения) и электрического заряда*).

3*. Космические лучи

1°. *Космическими лучами* называются потоки атомных ядер высокой энергии, в основном протонов, попадающие на Землю из космического пространства, а также другие частицы, создаваемые этими ядрами в атмосфере Земли. Интенсивность I космических лучей измеряется *плотностью потока частиц* — числом частиц, проходящих в одну секунду внутри единичного телесного угла (V.1.6.3°) через единицу площади поверхности. Космические лучи отклоняются магнитным полем Земли. Поэтому интенсивность космических лучей зависит от широты места на Земле. *Широтным эффектом* называется наибольшее отклоняющее действие магнитного поля Земли в экваториальной области.

2°. Космические лучи за пределами земной атмосферы называются *первичными*. В этих лучах энергия E, приходящаяся на один нуклон, заключена в интервале 1 ГэВ $\leqslant E \leqslant 10^{20}$ эВ. Состав и характеристика

Таблица VI.53

Группа ядер	Заряд Z	Интенсивность, м$^{-2}$·стер$^{-1}$·с$^{-1}$	% в общем потоке
Протоны	1	1300	92,9
Ядра гелия	2	88	6,3
Легкие ядра	3—5	1,9	0,13
Средние ядра	6—9	5,6	0,4
Тяжелые ядра	$\geqslant 10$	2,5	0,18
Сверхтяжелые ядра	$\geqslant 20$	0,7	0,05

*) Кроме указанных универсальных законов сохранения для отдельных типов взаимодействий справедливы особые законы сохранения, рассмотрение которых выходит за рамки данного справочного руководства.

первичных космических лучей приведена в таблице VI.5.3. На высотах, превышающих 50—60 км, наблюдается постоянная интенсивность первичных космических лучей. С приближением к Земле происходит резкое увеличение интенсивности космических лучей за счет вторичного космического излучения. На рис. VI.5.2 интенсивность I космических лучей дана в единицах, указанных в п. 1°.

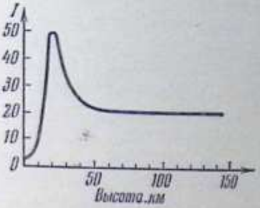


Рис. VI.5.2.

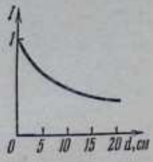


Рис. VI.5.3.

3°. *Вторичные космические лучи* образуются в результате неупругих столкновений (I.5.4.3°) первичных космических лучей с ядрами атомов азота и кислорода воздуха в верхних слоях атмосферы. Ниже 20 км над поверхностью Земли все космические лучи являются вторичными. *Проникающая способность* этих космических лучей измеряется толщиной d слоя свинца, сквозь который проникают космические лучи. На рис. VI.5.3 интенсивность I указана в относительных единицах и показано ослабление интенсивности с увеличением толщины d слоя свинца.

По проникающей способности в составе вторичных космических лучей различаются *мягкая* и *жесткая компоненты*. В жесткую компоненту, обладающую в свинце большой проникающей способностью, входят тяжелые быстрые заряженные частицы. Они теряют энергию главным образом на ионизацию атомов, встречающихся на их пути. В состав мягкой компоненты, которая обладает малой проникающей способностью, входят легкие заряженные частицы — электроны и позитроны, а также фотоны.

4*. Некоторые сведения об отдельных элементарных частицах

1°. Различные типы элементарных частиц (таблица VI.5.1) возникают при взаимодействии космических лучей с ядрами атомов азота и кислорода атмосферы. После создания современных ускорителей (VI.4.16.7°) в лабораторных условиях изучаются рождение, взаимные превращения и структура элементарных частиц.

2°. Из соотношения между массой и энергией (V.4.11.1°) вытекает возможность рождения новых частиц при взаимодействии протонов с ядрами. При энергии протона 10^4 ГэВ, приблизительно в 10^4 раз превышающей его энергию покоя $m_p c^2$ (m_p — масса покоя протона, c — скорость света в вакууме), столкновение протона с ядром приводит к расщеплению ядра, сообщению продуктам расщепления большой кинетической энергии и к рождению новых частиц, обладающих массой покоя и не имеющих её.

3°. *Мюонами* (*мю-мезонами*) называются электрически заряженные частицы μ^+ и μ^- с массой покоя, равной приблизительно $200m_e$, где m_e — масса покоя электрона. Основные характеристики мюонов приведены в таблице VI.5.1. Мюоны не являются стабильными частицами и распадаются по схемам:

$$\mu^+ \to {}_{+1}e^0 + {}_0\nu_e^0 + {}_0\bar{\nu}_\mu^0,$$
$$\mu^- \to {}_{-1}e^0 + {}_0\bar{\nu}_e^0 + {}_0\nu_\mu^0,$$

где ${}_{-1}e^0$ и ${}_{+1}e^0$ — электрон и позитрон, ${}_0\nu_e^0$ и ${}_0\bar{\nu}_e^0$ — электронные нейтрино и антинейтрино, ${}_0\nu_\mu^0$ и ${}_0\bar{\nu}_\mu^0$ — мезонные нейтрино и антинейтрино. *Мезонным нейтрино* (*антинейтрино*) называется частица, не обладающая массой покоя и электрическим зарядом, которая испускается в процессах рождения и распада мезонов. Эти частицы отличаются от нейтрино (антинейтрино), которые испускаются вместе с электронами в процессах бета-распада (VI.4.7.6° и VI.4.10.3°). Поэтому два типа нейтрино (антинейтрино) различаются обозначениями: ${}_0\nu_e^0\,({}_0\bar{\nu}_e^0)$ и ${}_0\nu_\mu^0\,(\bar{\nu}_{0\mu}^{0})$. Спин мю-мезонов равен $\pm\hbar/2$, и реакции распада мюонов удовлетворяют законам сохранения (VI. 5.2.9°). Взаимодействие мюонов с ядрами является примером слабых взаимодействий (VI. 5.2.7°), и мюоны являются ядерно-неактивными частицами. Слабым является также взаимодействие с ядрами электронов и позитронов, а также обоих типов нейтрино и антинейтрино. Все указанные частицы относятся к одному классу лептонов (таблица VI. 5.1).

4°. *Пионами* (*пи-мезонами*) называются нейтральные (π^0) и электрически заряженные (π^+ и π^-) частицы с массой покоя, примерно равной 300 m_e, где m_e — масса покоя электрона. Основные характеристики пионов приведены в таблице VI. 5.1. Пионы, как и мюоны, не являются стабильными частицами и распадаются по схемам:

$$\pi^+ \to \mu^+ + {}_0\nu_\mu^0,$$

$$\pi^- \to \mu^- + {}_0\bar{\nu}_\mu^0,$$

$$\pi^0 \to \gamma + \gamma.$$

В этих реакциях распада μ^+ и μ^- — положительный и отрицательный мюоны, ${}_0\nu_\mu^0$ и ${}_0\bar{\nu}_\mu^0$ — мезонные нейтрино и антинейтрино, γ — гамма-квант. На рис. VI. 5.4 схематически изображена последовательность ($\pi - \mu - e$)-распадов. Пионы являются бесспиновыми частицами. Это вытекает из реакций их распада и требований выполнения в этих реакциях законов сохранения (VI.5.2.9°).

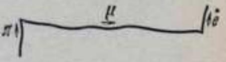


Рис. VI. 5.4.

5°. В космических лучах (VI. 5.3.1°) пионы образуются в результате разрушения ядер атомов атмосферных газов быстрыми протонами и α-частицами. Для возникновения пионов энергии протонов должны быть около 300 МэВ.

Схема получения пионов в лаборатории изображена на рис. VI. 5.5. Мишень *A* из бериллия или углерода бомбардируется быстрыми протонами ${}_1p^1$. При этом возникают пионы, вылетающие из мишени под произвольными углами. Магнитное поле ускорителя (VI. 4.16.7°) закручивает пионы по окружностям, радиусы которых определяются скоростями пионов (III. 4.5.2°). Пионы, вылетевшие из мишени вперед (рис. VI. 5.5), разделяются: отрицательные пионы выводятся из камеры ускорителя, а положительные отклоняются внутрь камеры. Для пионов, вылетающих из мишени назад, картина отклонений противоположная, и на рис. VI.5.5 она не показана.

Массы заряженных пионов (таблица VI.5.1) определяются по их энергиям и импульсам методами отклонения частиц в магнитных и электрических полях. Время жизни пионов (таблица VI.5.1) устанавливается измерениями промежутков времени между моментом зарождения пиона и моментом его распада (п. 4°). Пионы являются ядерно-активными частицами. Их взаимодействие с ядрами служит примером сильных взаимодействий (VI.5.2.5°).

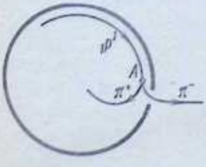


Рис. VI.5.5.

Для изучения других заряженных частиц применяются аналогичные методы. Так как нейтральные частицы не отклоняются в магнитном поле, для их изучения используются законы сохранения (VI.5.2.9°) и реакции взаимодействия данной частицы с другими частицами. Например, реакция отрицательного пиона с протоном происходит по схеме

$$\pi^- + {}_1p^1 \to \pi^0 + {}_0n^1.$$

Отрицательный пион превращается в нейтральный, а протон — в нейтрон. Нейтральный пион π^0 распадается на два гамма-кванта (п. 4°). Масса нейтрального пиона (таблица VI.5.1) определяется по известным массам и энергиям протона, нейтрона и отрицательного пиона, по энергии гамма-квантов, а также по данным об импульсах частиц в этих превращениях.

6°. Идея использования закона сохранения импульса для изучения реакций превращения элементарных частиц может быть проиллюстрирована на примере β_--распада, при котором появляется электронное антинейтрино ${}_0\tilde{\nu}_e^0$ (VI.4.7.6°). Если бы ядро при β_--распаде испускало только один электрон, то оно испытывало бы отдачу в направлении, прямо противоположном вылету электрона. Импульс неподвижного до распада ядра был бы по модулю равен импульсу электрона, но был бы направлен в противоположную сторону. Если же ядро, кроме электрона, испускает еще и антинейтрино, то по закону сохранения импульса (I. 2.6.2°) векторная сумма трех импульсов — электрона, антинейтрино и ядра отдачи — должна быть равна нулю, как и до распада (рис. VI. 5.6) (см. также VI. 5.5.8°).

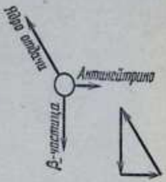


Рис. VI. 5.6.

7°. *Каоны*, или К-мезоны, представляют собой нейтральные (K^0) и заряженные (K^+ и K^-) частицы с массами покоя, близкими к $1000m_e$, где m_e — масса покоя электрона. В таблице VI. 5.1 приведены основные характеристики каонов. Как и другие мезоны, каоны нестабильны, но каналы реакций их распадов (VI. 4.8.2°) неоднозначны, в отличие от распадов пионов и мюонов (п. 3°, п. 4°). В результате распадов каонов образуются пионы, мюоны и нейтрино (или антинейтрино) обоих типов (VI. 5.4.3°). Как и пионы, каоны не имеют спина. Все эти частицы (пионы и каоны) объединены в одну группу частиц — мезоны (таблица VI. 5.1).

8°. В ядерных фотоэмульсиях (VI. 4.6.6°) обнаружена большая группа частиц, называемых *гиперонами*. Эти частицы имеют массы покоя бо́льшие, чем массы покоя нуклонов (таблица VI. 5.1), и заключены в интервале приблизительно от $2183m_e$ для лямбда-нуль-гиперона (Λ^0) до $3280m_e$ для омега-минус-гиперона (Ω^-). Гипероны неустойчивы (таблица VI. 5.1). Более легкие из гиперонов распадаются на нуклоны и пионы. Более тяжелые гипероны распадаются на более легкие гипероны, пионы и каоны. Все гипероны имеют спин, равный $\hbar/2$, кроме Ω^--гиперона, у которого спин равен $(3/2)\hbar$. Нуклоны (протоны и нейтроны) и гипероны являются родственными частицами, и их относят к одному классу тяжелых частиц — барионов (таблица VI. 5.1).

5. Античастицы

1°. Большинству элементарных частиц соответствуют их *античастицы*. Примеры частиц и античастиц: электрон ${}_{-1}e^0$ и позитрон ${}_{+1}e^0$, мюоны μ^+ и μ^-, пионы π^+ и π^-, каоны K^+ и K^-, электронное и мезонное нейтрино ${}_0\nu_e^0$, ${}_0\nu_\mu^0$

и антинейтрино ${}_0\tilde{\nu}_e^0$ и ${}_0\tilde{\nu}_\mu^0$ и др. Массы покоя, спины и времена жизни у частиц и античастиц одинаковы. Электрические заряды у частиц и античастиц равны по абсолютному значению, но противоположны по знаку *). Частицы, свойства которых полностью тождественны свойствам их античастиц, называются *истинно-нейтральными частицами.* К ним относятся фотон, нейтральные мезоны π^0 и K^0.

2°. Существование в природе пар заряженных частиц и античастиц выражает *принцип зарядового сопряжения:* каждая заряженная элементарная частица должна иметь античастицу. В соответствии с этим принципом у протона существует античастица — *антипротон* ${}_{-1}\tilde{p}^1$ (таблица VI.5.1). Принцип зарядового сопряжения распространяется на нейтральные частицы нейтрон и нейтрино — существуют *антинейтрон* ${}_0\tilde{n}^1$ (таблица VI.5.1), а также электронное антинейтрино ${}_0\tilde{\nu}_e^0$ и мезонное антинейтрино ${}_0\tilde{\nu}_\mu^0$.

3°. При соединении частицы с античастицей происходит выделение энергии, не меньшей, чем удвоенная энергия покоя каждой из них (V.4.11.2°). Образование пары частица — античастица требует затраты энергии, превышающей удвоенную энергию покоя частицы. Это связано с необходимостью сообщить рождающейся паре импульс и кинетическую энергию.

4°. Процесс образования электрон-позитронной пары происходит при столкновении жесткого гамма-кванта с какой-либо заряженной частицей, например электроном на оболочке атома или атомным ядром **). Процесс происходит по схеме $\gamma \rightarrow {}_{-1}e^0 + {}_{+1}e^0$ и возможен при энергии фотона не меньшей, чем $2m_ec^2$, т. е. $h\nu > 2m_ec^2 = 1{,}022$ МэВ, где $m_ec^2 = 0{,}511$ МэВ есть энергия покоя электрона (или позитрона). На рис. VI.5.7 приве-

---

*) У частиц и античастиц есть и другие характеристики, отличающиеся знаками, однако их рассмотрение выходит за рамки данного справочного руководства.

**) Необходимость третьей частицы связана с тем, что при образовании из фотона двух частиц с массой покоя $m_0 \neq 0$ суммарный импульс обеих частиц меньше, чем импульс фотона $h\nu/c$ (V.5.1.2°), и необходима третья частица, принимающая на себя часть импульса фотона.

дена фотография пары, образовавшейся в среде, наполняющей камеру Вильсона (VI.4.6.4°), под действием жестких фотонов. Из реакции образования пары под действием γ-кванта следует, что спин фотона должен быть равен 0 или 1 (в единицах $\hbar$), ибо спины электрона и позитрона равны $\hbar/2$ у каждого из них. Целый ряд экспериментальных фактов и теоретических соображений *) привел к выводу, что спин фотона равен $\hbar$.

5°. Процесс соединения электрона и позитрона называется *уничтожением пары* (*аннигиляция пары*). В подавляющем большинстве случаев процесс происходит с образованием двух гамма-квантов:

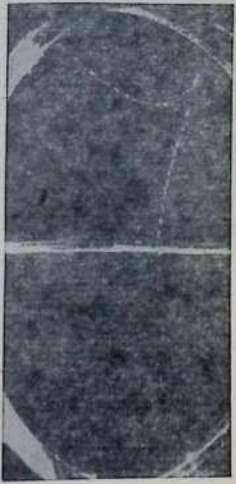


Рис. VI.5.7.

$$_{-1}e^0 + {}_{+1}e^0 \rightarrow 2\gamma.$$

До соединения частиц $_{-1}e^0$ и $_{+1}e^0$ суммарный импульс обеих частиц в системе координат, связанной с центром масс (I.2.3.4°) системы электрон — позитрон, был равен нулю. После уничтожения пары должны образоваться два фотона, импульсы которых направлены в противоположные стороны, и суммарный их импульс должен быть равен нулю **). Каждый из фотонов уносит энергию, равную $h\nu = m_e c^2 = 0{,}511$ МэВ.

6°. Наименьшая энергия, необходимая для образования пары протон — антипротон, в системе координат, где один нуклон покоится, составляет $6m_p c^2 = 5{,}6$ ГэВ. При практическом осуществлении образования пары

*) Их рассмотрение выходит за рамки данной книги.

**) Возможна и аннигиляция с образованием трех фотонов, удовлетворяющая законам сохранения импульса и энергии.

${}_1p^1 - {}_{-1}\tilde{p}^1$ она снижается до 4,3 ГэВ. Для образования пары гиперон — антигиперон требуется значительно большая энергия, чем для создания пар нуклонов. Это связано с относительно большой массой покоя гиперонов. Например, наиболее легкий из антигиперонов антилямбда-нуль-гиперон ($\tilde{\Lambda}^0$) создается при энергиях 5,3—5,8 ГэВ.

7°. Особенностью античастиц является их способность к быстрому воссоединению со своими частицами, например, позитронов с электронами, антипротонов с протонами, антинейтронов с нейтронами. Это связано с тем, что вещества, из которых построена окружающая нас природа, состоят из электронов, протонов и нейтронов. Античастицы, искусственно созданные, встречаясь в веществе со своими имеющимися в избытке частицами, соединяются с ними и перестают существовать, вызывая рождение новых частиц.

8°. Отличия нейтральных частиц от их античастиц устанавливаются по различному характеру взаимодействия частиц и античастиц с веществом. Примером могут служить реакции взаимодействия антинейтрино ${}_0\tilde{\nu}_e^0$ с протонами ${}_1p^1$ и нейтрино ${}_0\nu_e^0$ с нейтронами:

$$ {}_0\tilde{\nu}_e^0 + {}_1p^1 \to {}_0n^1 + {}_{+1}e^0, \quad {}_0\nu_e^0 + {}_0n^1 \to {}_1p^1 + {}_{-1}e^0. \qquad (*) $$

9°. Отличия электронных и мезонных нейтрино устанавливаются при изучении распадов заряженных пионов (VI.5.4.4°). Если отделить образовавшиеся в этих распадах нейтрино и осуществить их захват нейтронами, то вместо реакции (*) п. 8° процесс будет происходить по схеме

$$ {}_0\nu_\mu^0 + {}_0n^1 \to {}_1p^1 + \mu^-, $$

где μ^- — отрицательный мюон. Этим доказывается различие электронных и мезонных нейтрино (и антинейтрино).

6*. Понятие о структуре нуклона

1°. Под *структурой нуклона* (и любой элементарной частицы) понимается ее протяженность в пространстве и строение. Структура любой элементарной частицы не может рассматриваться изолированно. Она связана со структурой и свойствами других частиц. Прямые эксперименты по изучению структуры проведены только для нуклонов *). Эффективными путями изучения структуры нуклонов являются упругие столкновения (I. 5.4.1°) пионов с протонами и упругие столкновения быстрых электронов с протонами и нейтронами. Первый метод показал, что пион незначительно отклоняется при столкновении от своего первоначального направления, а протон получает незначительную отдачу, так что переданный протону импульс Δp невелик. Из соотношения неопределенностей (VI. 1.5.5°) следует, что процесс столкновения пиона с протоном происходит в некоторой области пространства с линейными размерами $a \geqslant \hbar/\Delta p$, где a характеризует размеры нуклона.

2°. В нуклоне непрерывно происходят процессы испускания и поглощения частиц и античастиц. Нуклон рассматривается как сложная, изменяющаяся во времени совокупность многих частиц.

В центральной части нуклона («голый нуклон») находится ядро («керн») нуклона с радиусом $(0{,}2 \div 0{,}4) \cdot 10^{-15}$ м. В этой области особая, еще не вполне ясная, роль принадлежит тяжелым частицам — резонансам и парам нуклон — антинуклон. Внешнюю часть нуклона образует пионное облако (рис. VI. 5.8). Представление о структуре нуклона позволяет уточнить различие в массах нейтрона и протона (VI. 5.2.8°). Оно связано с энергией электромагнитного взаимодействия «керна» нуклона с пионным облаком.

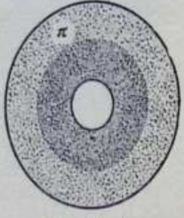


Рис. VI. 5.8.

3°. Рассеяние быстрых электронов с энергией до 550 МэВ на протонах позволило изучить распределение плотности электрического заряда протона в зависимости от расстояния r от центра «керна». При этом необходимо

*) Проблема структуры элементарных частиц, а также попытки установить некоторые фундаментальные частицы, из которых построены все остальные, являются «передним краем» физики высоких энергий. В данной книге приводятся лишь самые общие сведения о структуре нуклона.

учитывать, что заряд протона неделим и всегда проявляет себя как единое целое. Поэтому распределение электрического заряда в протоне не означает возможность экспериментально выделить определенную часть этого заряда. На рис. VI.5.9, *а* показана зависимость от r (измеренного в единицах ферми) заряда q,

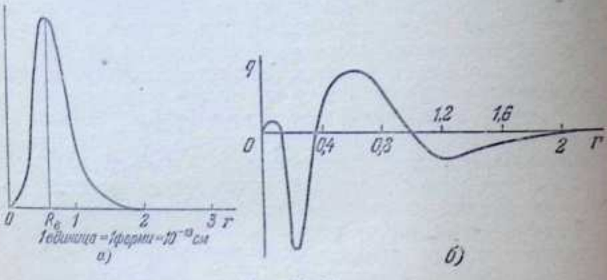


Рис. VI.5.9.

содержащегося в шаровом слое, заключенном между радиусами r и $r + \Delta r$. Кривая на рисунке имеет резко выраженный максимум, приходящийся на расстояние $R_e = 0{,}77 \cdot 10^{-15}$ м, которое называется *«электрическим радиусом»* протона. Площадь под кривой равна заряду протона e. Результаты аналогичных опытов по рассеянию быстрых электронов на нейтронах изображены на рис. VI.5.9, *б*. Рассеяние происходит так, как если бы «электрический радиус» нейтрона был равен нулю. При взаимодействии с быстрыми электронами нейтрон ведет себя так, как будто его пионное облако совпадает по размерам с «керном». Во внутренней и внешней областях нейтрона электрический заряд отрицателен, в средней области — положителен. Полный заряд нейтрона, равный площади под кривой, равен нулю.

Структура элементарных частиц, которая интенсивно изучается в настоящее время, показывает, что классические представления о размерах элементарных частиц (VI.5.1.6°) следует рассматривать как весьма условные.

ОТДЕЛ VII
ДОПОЛНЕНИЯ

1. Единицы и размерности физических величин. Системы единиц измерения физических величин

1°. *Единицей* [A] *физической величины* A называется условно выбранное значение физической величины, имеющей тот же физический смысл, что и величина A.

Единицы, которые удается воспроизвести в виде определенных тел, образцов или устройств, называются *мерами*. Например, килограммовая гиря является мерой массы, метровая линейка — мерой длины и т. д.

Меры, выполненные с наивысшей достижимой на современном уровне развития измерительной техники точностью, называются *эталонами*. Например, в качестве эталона массы принимается определенный цилиндр, изготовленный из платиноиридиевого сплава; эталоном электрического сопротивления является определенная электрическая цепь, состоящая из нескольких проводящих катушек и измерительного устройства, показания которого снимаются при строго определенной температуре, и т. д.

2°. *Системой единиц* называется совокупность определенным образом установленных единиц физических величин.

До 1963 г. использовалось несколько систем единиц для различных областей физики (например, абсолютная физическая система единиц СГС в механике, абсолютная электростатическая система единиц СГСЭ в электростатике, системы МКС, МКГСС и др.). В последнее время в качестве предпочтительной принята Международная система единиц (Sisteme International; сокращенное обозначение — СИ или SI) — единая система для всех разделов физики.

Основными единицами называются независимо установленные единицы для нескольких произвольно выбранных независимых физических величин. Основные единицы системы СГС: 1 см — единица длины, 1 г — единица массы и 1 с — единица времени (VII.3.1°). Основные единицы Международной системы см. в VII.2.

Производными единицами называются единицы, устанавливаемые через основные единицы данной системы на основании физических законов или определений, выражающих взаимосвязь между рассматриваемыми физическими величинами и величинами, единицы которых приняты в качестве основных.

3°. *Размерностью* физической величины B называется соотношение, определяющее связь между единицей этой величины $[B]$ и основными единицами $[A_1]$, $[A_2]$, ..., $[A_k]$ данной системы. Формулы размерности имеют вид

$$[B]=[A_1]^{n_1}[A_2]^{n_2}\ \dots\ [A_k]^{n_k},$$

где k — число основных единиц, n_1, n_2, ..., n_k — рациональные числа.

4°. *Однородными физическими величинами* называются величины, имеющие одинаковые размерности и один и тот же физический смысл, т. е. отличающиеся только по численному значению (например, координаты точек тела и его линейные размеры; цена деления амперметра, подключенного к данному участку электрической цепи, и сила тока на этом участке и т. д.).

Одноименными физическими величинами называются величины, имеющие одинаковые размерности, но отличающиеся по физическому смыслу (например, работа силы и момент силы; радиус сферического проводника и его электрическая емкость в системе СГСЭ и т. д.).

Безразмерными называются величины, численные значения которых не зависят от выбора системы единиц (например, отношение длины окружности к ее диаметру, коэффициент трения скольжения, относительная диэлектрическая проницаемость вещества и т. д.).

5°. Приставки для обозначения кратных и дольных единиц приведены в таблице VII.1.

Таблица VII.1

Наименование приставки	Отношение к главной единице	Сокращенное обозначение приставки		
		русское		международное
		старое	новое	
Пико	10^{-12}	*п*	п	p
Нано	10^{-9}	*н*	н	n
Микро	10^{-6}	*мк*	мк	μ
Милли	10^{-3}	*м*	м	m
Санти	10^{-2}	*с*	с	c
Деци	10^{-1}	*д*	д	d
Дека	10	*да*	да	da
Гекто	10^{2}	*г*	г	h
Кило	10^{3}	*к*	к	K
Мега	10^{6}	*М*	М	M
Гига	10^{9}	*Г*	Г	G
Тера	10^{12}	*Т*	Т	T

2. Основные и дополнительные единицы Международной системы

Основные и дополнительные единицы СИ, их определения и обозначения приведены в таблице VII.2.

3. Единицы физических величин в механике

1°. Производные единицы для механических величин в СИ устанавливаются через единицы длины, массы, времени и плоского угла.

Наряду с СИ в механике используется абсолютная физическая система единиц СГС. Основными единицами этой системы являются:

единица длины — сантиметр — одна сотая часть метра;

единица массы — грамм — одна тысячная часть килограмма;

единица времени — секунда.

Дополнительной единицей для плоских углов служит радиан.

Таблица VII.2

Величина	Наименование единицы измерения		Определение единицы	Сокращенное обозначение единицы		
				русское		международное
	старое	новое		старое	новое	
Основные единицы						
Длина	метр		Метр равен 1650763,73 длин волн излучения оранжевого цвета изотопа криптона-86 в вакууме	*м*	м	m
Масса	килограмм		Единица массы, равная массе международного прототипа килограмма	*кг*	кг	kg
Время	секунда		Время, равное 9192631770 периодам излучения, соответствующего определенной линии в спектре излучения атома цезия-133	*сек*	с	s
Температура	градус Кельвина	кельвин	Единица термодинамической температуры, равная 1/273,15 части термодинамической температуры затвердевания дистиллированной воды при давлении в 101325 Па	°К	К	К
Количество вещества	моль		Количество вещества, содержащее столько же частиц (атомов, молекул, ионов и т. д.), сколько атомов содержится в 0,012 кг нуклида углерода C^{12}	*моль*	моль	mol

Сила электрического тока	ампер		Сила неизменяющегося тока, который, проходя по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и ничтожно малого кругового сечения, расположенным на расстоянии один метр один от другого в вакууме, вызвал бы между этими проводниками силу, равную $2 \cdot 10^{-7}$ ньютона на каждый метр длины проводников	*а*	А	A
Сила света	свеча	кандела	Сила света, испускаемого с $1/600000\ м^2$ поверхности абсолютно черного тела в перпендикулярном к этой поверхности направлении при температуре затвердевания платины и при давлении в 101325 Па	*св*	кд	cd
			Дополнительные единицы			
Плоский угол	радиан		Угол между двумя радиусами окружности, дуга между которыми равна радиусу этой окружности	*рад*	рад	rad
Телесный угол	стерадиан		Телесный угол с вершиной в центре сферы, вырезающий на поверхности сферы площадь, равную площади квадрата со стороной, по длине равной радиусу этой сферы	*стер*	ср	sr

В таблице VII.3 приведены единицы некоторых механических величин в системах СИ и СГС.

2°. В таблице VII.4 приведены некоторые встречающиеся в физической и технической литературе внесистемные единицы и их связь с единицами СИ.

4. Единицы физических величин в молекулярной физике и термодинамике

1°. Производные единицы величин в молекулярной физике и термодинамике устанавливаются в СИ через единицы длины, массы, времени, температуры и количества вещества.

До введения Международной системы единиц в этой области физики использовались производные единицы, связанные с основными единицами системы СГС и градусом, а также внесистемные единицы, основанные на единице количества теплоты — *калории*. Для перевода единиц, основанных на калории, в единицы СИ следует учитывать соотношение 1 кал = 4,1868 Дж.

2°. В молекулярной физике и термодинамике используются две основные температурные шкалы: *термодинамическая шкала температур* (прежнее наименование единицы температуры по этой шкале — *градус Кельвина* — °К, новое — *кельвин* — К) и *международная практическая температурная шкала* (единица температуры — *градус Цельсия* — °С).

Основной точкой для градуировки первой шкалы является температура тройной точки воды, принятая равной 273,16 К. Основными точками для градуировки второй шкалы являются: температура плавления льда (0 °С) и температура кипения воды (100 °С) при нормальном атмосферном давлении (101 325 Па).

Поскольку тройной точке воды по практической шкале соответствует температура +0,01 °С, то нулю практической шкалы соответствует термодинамическая температура в 273,15 К, и пересчет температур может производиться по формулам

$$T\,(\text{К}) = 273{,}15 + t\,(^\circ\text{С}), \quad t\,(^\circ\text{С}) = T\,(\text{К}) - 273{,}15,$$

где T — значение температуры по термодинамической шкале, t — значение температуры по практической шкале.

Таблица VII. 3а

Величина	Наименование единицы		Определение единицы в СИ	Единица устанавливается по формуле, упоминаемой в разделе
	СИ	СГС		формула, ссылка
Длина	метр	сантиметр	см. табл. VII. 2	—
Масса	килограмм	грамм	см. табл. VII. 2	—
Время	секунда	секунда	см. табл. VII. 2	—
Площадь	квадратный метр	квадратный сантиметр	Площадь квадрата, сторона которого равна одному метру	—
Объем	кубический метр	кубический сантиметр	Объем куба, ребро которого равно одному метру	—
Скорость	метр на секунду	сантиметр на секунду	Скорость прямолинейного и равномерного движения материальной точки, при котором она за одну секунду перемещается на один метр	$v = \frac{\Delta r}{\Delta t}$ I. 1.5.1°

Таблица VII.3а (*продолжение*)

Величина	Наименование единицы		Определение единицы в СИ	Единица устанавливается по формуле, упоминаемой в разделе
	СИ	СГС		формула, ссылка
Ускорение	метр на секунду в квадрате	сантиметр на секунду в квадрате	Ускорение прямолинейного и равнопеременного движения материальной точки, при котором ее скорость изменяется на один метр на секунду за время в одну секунду	$a = \frac{\Delta v}{\Delta t}$ I. 1.6.1° I. 1.4.1°
Угловая координата, угол поворота	радиан	радиан	см. табл. VII.2	—
Угловая скорость	радиан на секунду	радиан на секунду	Скорость равномерного вращательного движения, при котором угол поворота тела за одну секунду равен одному радиану	$\omega = \frac{\Delta \varphi}{\Delta t}$ I. 1.9.6°, 4°
Угловое ускорение	радиан на секунду в квадрате	радиан на секунду в квадрате	Ускорение равнопеременного вращательного движения, при котором угловая скорость тела за одну секунду изменяется на один радиан на секунду	$\varepsilon = \frac{\Delta \omega}{\Delta t}$ I. 1.11.8°, 6°

Частота обращения	—	—	Частота, при которой угол поворота тела за одну секунду равен 2π радиан	$\nu = \frac{1}{T}$ I. 1.9.7°
Частота колебании	герц	герц	Частота, при которой за одну секунду совершается одно полное колебание	$\nu = \frac{1}{T}$ IV. 1.1.3°
Сила	ньютон	дина	Сила, которая сообщает телу массой в один килограмм ускорение в один метр на секунду в квадрате	$F = ma$ I.2.11.2°, 5°
Импульс (количество движения) тела	килограмм-метр на секунду	грамм-сантиметр на секунду	Импульс тела массой один килограмм, движущегося со скоростью один метр на секунду	$p = mv$ I. 2.3.5°
Импульс силы	ньютон-секунда	дина-секунда	Импульс силы в один ньютон, действующей в течение одной секунды	$F \cdot \Delta t$ I. 2.4.2°
Плотность	килограмм на кубический метр	грамм на кубический сантиметр	Плотность однородного тела, имеющего при объеме в один кубический метр массу один килограмм	$\rho = \frac{m}{V}$ I. 2.3.7°

Таблица VII.3а (*продолжение*)

Величина	Наименование единицы		Определение единицы в СИ	Единица устанавливается по формуле, упоминаемой в разделе
	СИ	СГС		формула, ссылка
Напряженность поля тяготения	ньютон на килограмм	дина на грамм	Напряженность однородного поля тяготения, в котором на тело массой один килограмм действует сила один ньютон	$G = \frac{F_{\text{тяг}}}{m}$ I. 2.8.7°
Жесткость тела	ньютон на метр	дина на сантиметр	Жесткость тела, линейная деформация которого равна одному метру при воздействии силы в один ньютон	$k = \frac{F}{\Delta l}$ I. 2.9.4°
Момент силы	ньютон-метр	дина-сантиметр	Момент силы, равной одному ньютону, относительно оси, расположенной на расстоянии один метр от линии действия силы	$M = Fd$ I. 3.1.4°
Момент инерции	килограмм-квадратный метр	грамм-квадратный сантиметр	Момент инерции материальной точки массой в один килограмм, находящейся на расстоянии один метр от оси вращения	$I = mR^2$ I. 3.1.5°

Момент импульса (момент количества движения)	килограмм-квадратный метр на секунду	грамм-квадратный сантиметр на секунду	Момент импульса тела с моментом инерции в один килограмм-квадратный метр, вращающегося с угловой скоростью в один радиан на секунду	$L = I\omega$ I. 3.2.2°
Работа, энергия	джоуль	эрг	Работа силы в один ньютон при перемещении точки приложения силы на расстояние один метр в направлении действия силы	$A = FS$ I. 5.1.4° $\Delta E = A$ I. 5.4.2°, 3°
Мощность	ватт	эрг на секунду	Средняя мощность, при которой работа в один джоуль совершается за время в одну секунду	$P = \dfrac{\Delta A}{\Delta t}$ I. 5.5.1°
Давление	паскаль	дина на квадратный сантиметр	Давление, вызываемое силой в один ньютон, равномерно распределенной по поверхности площадью в один квадратный метр, перпендикулярной к направлению действия силы	$p = \dfrac{F_n}{S}$ II. 3.1.5°
Модуль продольного растяжения, сжатия (Юнга)	паскаль	дина на квадратный сантиметр	Модуль упругости тела, в котором при относительной деформации, равной единице, возникает механическое напряжение, равное одному ньютону на квадратный метр	$K = \sigma \dfrac{x}{\Delta x}$ II. 7.2.6°

Таблица VII.35

Величина	Сокращенное обозначение единицы: СИ, русское, старое	СИ, русское, новое	СИ, международное	СГС, русское новое	Размерность: СИ	Размерность: СГС	Связь между единицами в системах СГС и СИ
Длина	*м*	м	m	см	м	см	1 см $= 10^{-2}$ м
Масса	*кг*	кг	kg	г	кг	г	1 г $= 10^{-3}$ кг
Время	*сек*	с	s	с	с	с	—
Площадь	*м*^{2}	м^2	m^2	см^2	м^2	см^2	1 см$^2 = 10^{-4}$ м^2
Объем	*м*^{3}	м^3	m^3	см^3	м^3	см^3	1 см$^3 = 10^{-6}$ м^3
Скорость	$\frac{\textit{м}}{\textit{сек}}$	м/с	m/s	см/с	м · с$^{-1}$	см · с$^{-1}$	1 см/с $= 10^{-2}$ м/с
Ускорение	$\frac{\textit{м}}{\textit{сек}^2}$	м/с^2	m/s^2	см/с^2	м · с$^{-2}$	см · с$^{-2}$	1 см/с$^2 = 10^{-2}$ м/с^2
Угловая координата, угол поворота	*рад*	рад	rad	рад	—	—	—
Угловая скорость	$\frac{\textit{рад}}{\textit{сек}}$	рад/с	rad/s	рад/с	с$^{-1}$	с$^{-1}$	—
Угловое ускорение	$\frac{\textit{рад}}{\textit{сек}^2}$	рад/с^2	rad/s^2	рад/с^2	с$^{-2}$	с$^{-2}$	—
Частота обращения	$\frac{1}{\textit{сек}}$; $\frac{\textit{об}}{\textit{сек}}$	с$^{-1}$	s^{-1}	с$^{-1}$	с$^{-1}$	с$^{-1}$	—
Частота колебаний	*гц*	Гц	Hz	Гц	с$^{-1}$	с$^{-1}$	—

Сила	$н$	Н	N	дин	$м \cdot кг \cdot с^{-2}$	$см \cdot г \cdot с^{-2}$	1 дин $= 10^{-5}$ Н
Импульс (количество движения) тела	$\frac{кг \cdot м}{сек}$	$кг \cdot м/с$	$kg \cdot m/s$	$г \cdot см/с$	$м \cdot кг \cdot с^{-1}$	$см \cdot г \cdot с^{-1}$	$1\ г \cdot см/с = 10^{-5}\ кг \cdot м/с$
Импульс силы	$н \cdot сек$	$Н \cdot с$	$N \cdot s$	$дин \cdot с$	$м \cdot кг \cdot с^{-1}$	$см \cdot г \cdot с^{-1}$	$1\ дин \cdot с = 10^{-5}\ Н \cdot с$
Плотность	$\frac{кг}{м^3}$	$кг/м^3$	kg/m^3	$г/см^3$	$м^{-3} \cdot кг$	$см^{-3} \cdot г$	$1\ г/см^3 = 10^3\ кг/м^3$
Напряженность поля тяготения	$\frac{н}{кг}$	Н/кг	N/kg	дин/г	$м \cdot с^{-2}$	$см \cdot с^{-2}$	$1\ дин/г = 10^{-2}\ Н/кг$
Жесткость тела	$\frac{н}{м}$	Н/м	N/m	дин/см	$кг \cdot с^{-2}$	$г \cdot с^{-2}$	$1\ дин/см = 10^{-3}\ Н/м$
Момент силы	$н \cdot м$	$Н \cdot м$	$N \cdot m$	$дин \cdot см$	$м^2 \cdot кг \cdot с^{-2}$	$см^2 \cdot г \cdot с^{-2}$	$1\ дин \cdot см = 10^{-7}\ Н \cdot м$
Момент инерции	$кг \cdot м^2$	$кг \cdot м^2$	$kg \cdot m^2$	$г \cdot см^2$	$м^2 \cdot кг$	$см^2 \cdot г$	$1\ г \cdot см^2 = 10^{-7}\ кг \cdot м^2$
Момент импульса (момент количества движения)	$\frac{кг \cdot м^2}{сек}$	$кг \cdot м^2/с$	$kg \cdot m^2/s$	$г \cdot см^2/с$	$м^2 \cdot кг \cdot с^{-1}$	$см^2 \cdot г \cdot с^{-1}$	$1\ г \cdot см^2/с = 10^{-7}\ кг \cdot м^2/с$
Работа, энергия	$дж$	Дж	J	эрг	$м^2 \cdot кг \cdot с^{-2}$	$см^2 \cdot г \cdot с^{-2}$	$1\ эрг = 10^{-7}$ Дж
Мощность	$вт$	Вт	W	эрг/с	$м^2 \cdot кг \cdot с^{-3}$	$см^2 \cdot г \cdot с^{-3}$	$1\ эрг/с = 10^{-7}$ Вт
Давление	$\frac{н}{м^2}$	Па	Pa	$дин/см^2$	$м^{-1} \cdot кг \cdot с^{-2}$	$см^{-1} \cdot г \cdot с^{-2}$	$1\ дин/см^2 = 10^{-1}$ Па
Модуль продольного растяжения, сжатия (Юнга)	$\frac{н}{м^2}$	Па	Pa	$дин/см^2$	$м^{-1} \cdot кг \cdot с^{-2}$	$см^{-1} \cdot г \cdot с^{-2}$	$1\ дин/см^2 = 10^{-1}$ Па

Таблица VII.4

Величина	Единица		
	наименование	сокращенное обозначение	связь с единицей системы СИ
Длина	микрон ангстрем	мк Å	1 мк $= 10^{-6}$ м 1 Å $= 10^{-10}$ м
Масса	техническая единица массы тонна центнер	т. е. м. т ц	1 т. е. м. $\approx 9{,}81$ кг 1 т $= 10^3$ кг 1 ц $= 10^2$ кг
Время	минута час	мин ч	1 мин = 60 с 1 ч = 3600 с
Плоский угол	Полный угол Прямой угол Градус Минута Секунда	— — ° ′ ″	2π рад $\approx 6{,}283$ рад $(\pi/2)$ рад $\approx 1{,}570$ рад $1^\circ = (\pi/180)$ рад $\approx$ $\approx 1{,}745 \cdot 10^{-2}$ рад $1' = (\pi/108) \cdot 10^{-2}$ рад $\approx$ $\approx 2{,}908 \cdot 10^{-4}$ рад $1'' = (\pi/648) \cdot 10^{-3}$ рад $\approx$ $\approx 4{,}848 \cdot 10^{-6}$ рад
Площадь	ар гектар	а га	1 а $= 10^2$ м^2 1 га $= 10^4$ м^2
Объем	литр	л	1 л $= 10^{-3}$ м^3
Скорость	километр в час	км/ч	1 км/ч $\approx 2{,}777 \cdot 10^{-1}$ м/с
Угол поворота	оборот	об	1 об $= 2\pi$ рад
Угловая скорость	обороты в минуту обороты в секунду	об/мин об/сек	1 об/мин $= (\pi/30)$ рад/с 1 об/сек $= 2\pi$ рад/с
Сила	килограмм-сила тонна-сила	кГ тс	1 кГ $\approx 9{,}81$ Н 1 тс $\approx 9{,}81 \cdot 10^3$ Н
Работа	ватт-час	вт · ч	1 вт · ч $= 3{,}6 \cdot 10^3$ Дж
Мощность	лошадиная сила	л. с.	1 л. с. $\approx 735{,}499$ Вт
Давление	бар миллиметр ртутного столба миллиметр водяного столба техническая атмосфера физическая атмосфера	бар мм рт. ст. (мм Hg) мм вод. ст. ат атм	1 бар $= 10^5$ Па 1 мм рт. ст. $\approx$ $\approx 133{,}322$ Па 1 мм вод. ст. $\approx 9{,}81$ Па 1 ат $\approx 9{,}81 \cdot 10^4$ Па 1 атм $\approx 101\,325$ Па

3°. В связи с решением XIV Генеральной конференции по мерам и весам (октябрь 1971 г.) о введении моля в качестве седьмой основной единицы СИ потребовалось упорядочить наименования и определения некоторых величин.

Количество вещества (n) — количество вещества системы, содержащей столько же структурных элементов, сколько атомов содержится в нуклиде углерода C^{12}. *Нуклидом* называется совокупность атомов с ядрами определенного состава (с определенным числом протонов и нейтронов).

Относительной атомной массой элемента (A_r) называется безразмерная величина, равная отношению средней массы атома природной смеси изотопов элемента к 1/12 массы атома нуклида углерода C^{12}. Прежде эту величину называли атомным весом (или атомной массой). Иногда ее считали величиной безразмерной, а иногда измеряли в атомных единицах массы или в унифицированных атомных единицах массы (VII. 7).

Относительной молекулярной массой вещества (M_r) называется безразмерная величина, равная отношению средней массы молекулы природной смеси изотопов вещества к 1/12 массы атома нуклида углерода C^{12}. Раньше эту величину называли молекулярным весом (или молекулярной массой) и иногда измеряли в атомных единицах массы или в унифицированных атомных единицах массы (VII. 7).

Молярной массой (M) называется размерная физическая величина, равная отношению массы вещества (m) к количеству вещества (n):

$$M = m/n.$$

Единицей молярной массы в СИ служит килограмм на моль (кг/моль).

Численные значения молярной массы и относительной молекулярной массы данного вещества связаны соотношениями

$$M = M_r \cdot 10^{-3}, \quad M_r = M \cdot 10^3.$$

4°. Единицы некоторых молекулярно-кинетических и термодинамических величин приведены в таблице VII. 5. Там же даны обозначения для некоторых величин.

Таблица VII. 5а

Величина	Обозначение величины	Наименование единицы	Определение единицы	Единица устанавливается по формуле, упоминаемой в разделе формула, ссылка
Температура термодинамическая	T	кельвин	См. табл. VII. 2	VII. 4.2°
Количество вещества	n	моль	См. VII. 4.3°	VII. 4.3°
Масса вещества	m или M	килограмм	См. табл. VII. 2	—
Молярная масса	M или μ	килограмм на моль	Молярная масса вещества, один моль которого имеет массу один килограмм	$M = \frac{m}{n}$ VII. 4.3° II. 1.1.7°
Молярный объем	V_m или V_μ	кубический метр на моль	Молярный объем вещества, один моль которого занимает объем один кубический метр	$V_m = \frac{V}{n}$ II. 1.1.6°
Плотность	ρ	килограмм на кубический метр	См. табл. VII. 3	$\rho = \frac{m}{V}$ I. 2.3.7°
Удельный объем	v	кубический метр на килограмм	Удельный объем однородного вещества, имеющего массу один килограмм и занимающего объем один кубический метр	$v = \frac{1}{\rho}$ II. 3.1.6°

Коэффициент поверхностного натяжения	σ	джоуль на квадратный метр	Коэффициент поверхностного натяжения жидкости, при изотермическом изменении площади поверхностного слоя которой на один квадратный метр совершается работа в один джоуль	$\sigma = \frac{\Delta A}{\Delta S}$ II. 6.1.3°
Количество теплоты, внутренняя энергия	Q U	джоуль	Количество теплоты, эквивалентное механической работе в один джоуль	II. 4.3.1° II. 4.1.2°
Теплоемкость	C	джоуль на кельвин	Теплоемкость вещества, повышающего температуру на один кельвин при подведении к нему количества теплоты в один джоуль	$C = \frac{\Delta Q}{\Delta T}$ II. 4.4.1°
Удельная теплоемкость	c	джоуль на килограмм-кельвин	Удельная теплоемкость вещества, имеющего при массе в один килограмм теплоемкость в один джоуль на кельвин	$c = \frac{C}{m}$ II. 4.4.2°
Молярная теплоемкость	C_m или C_μ	джоуль на моль-кельвин	Молярная теплоемкость вещества, один моль которого имеет теплоемкость в один джоуль на кельвин	$C_\mu = c \cdot \mu$ II. 4.4.2°
Удельная теплота кипения, плавления	$r_к$, λ	джоуль на килограмм	Удельная теплота процесса, в котором веществу массой в один килограмм сообщается (или отбирается от него) количество теплоты в один джоуль	II. 5.3.5° II. 7.4.5°

Таблица VII.56

Величина	Сокращенное обозначение единицы в СИ			Размерность	Примечания
	русское		международное		
	старое	новое			
Температура термодинамическая	°К	К	K	К	$T(K) = t(°C) + 273{,}15$
Количество вещества	*моль*	моль	mol	моль	1 кмоль = 10^3 моль
Масса вещества	*кг*	кг	kg	кг	
Молярная масса	$\frac{кг}{моль}$	кг/моль	kg/mol	кг · моль$^{-1}$	1 г/моль = 10^{-3} кг/моль = 1 кг/кмоль
Молярный объем	$\frac{м^3}{моль}$	м^3/моль	m^3/mol	м^3 · моль$^{-1}$	1 л/моль = 10^{-3} м^3/моль
Плотность	$\frac{кг}{м^3}$	кг/м^3	kg/m^3	м$^{-3}$ · кг	1 г/см^3 = 10^3 кг/м^3
Удельный объем	$\frac{м^3}{кг}$	м^3/кг	m^3/kg	м^3 · кг$^{-1}$	1 см^3/г = 10^{-3} м^3/кг
Коэффициент поверхностного натяжения	$\frac{дж}{м^2}$	Дж/м^2	J/m^2	кг · с$^{-2}$	1 эрг/см^2 = 10^{-3} Дж/м^2

Количество теплоты, внутренняя энергия	*дж*	Дж	J	$м^2 \cdot кг \cdot с^{-2}$	1 кал = 4,1868 Дж 1 ккал = 10^3 кал
Теплоемкость	$\frac{дж}{град}$	Дж/К	J/K	$м^2 \cdot кг \cdot с^{-2} \cdot K^{-1}$	$1\ \frac{кал}{град} = 10^{-3}\ \frac{ккал}{град} = 4{,}1868$ Дж/К
Удельная теплоемкость	$\frac{дж}{кг \cdot град}$	Дж/(кг · К)	J/(kg · K)	$м^2 \cdot с^{-2} \cdot K^{-1}$	$1\ \frac{кал}{г \cdot град} = 4{,}1868$ Дж/(кг · К) $1\ \frac{эрг}{г \cdot град} = 10^{-4}$ Дж/(кг · К)
Молярная теплоемкость	$\frac{дж}{моль \cdot град}$	Дж/(моль · К)	J/(mol · K)	$м^2 \cdot кг \cdot с^{-2} \cdot K^{-1} \times$ $\times\ моль^{-1}$	
Удельная теплота кипения, плавления	$\frac{дж}{кг}$	Дж/кг	J/kg	$м^2 \cdot с^{-2}$	$1\ \frac{ккал}{кг} = 1\ \frac{кал}{г} = 4{,}1868 \cdot 10^3$ Дж/кг $1\ \frac{эрг}{г} = 10^{-4}$ Дж/кг

5. Единицы величин в электродинамике

1°. Шестой основной единицей СИ (кроме метра, килограмма, секунды, кельвина и моля) для электростатики и электродинамики является единица силы электрического тока — *ампер* (VII.2). Коэффициент пропорциональности в уравнении закона Кулона для вакуума (III.1.2.5°) при этом принимается равным $1/4\pi\varepsilon_0$, где ε_0 — *электрическая постоянная*, равная

$$\varepsilon_0 = 8{,}85418782 \cdot 10^{-12}\ \text{Ф/м}.$$

2°. Наряду с Международной системой в электростатике применяется *абсолютная электростатическая система единиц* СГСЭ, в которой основными единицами являются сантиметр, грамм, секунда, а относительная диэлектрическая проницаемость вакуума принимается равной единице ($\varepsilon_{\text{вак}} = 1$).

Единицы остальных величин в этой системе называются *абсолютными электростатическими единицами* и имеют сокращенные обозначения «ед. СГСЭ», иногда с соответствующими индексами (например, 1 ед. СГСЭ$_q$ — абсолютная электростатическая единица заряда, 1 ед. СГСЭ$_C$ — абсолютная электростатическая единица емкости и т. д.).

В таблице VII.6 приведены единицы некоторых величин, используемых в электростатике и в электродинамике постоянных токов, а также соотношения между этими единицами в системах СГСЭ и СИ.

3°. В Международной системе единиц многие уравнения, описывающие электромагнитные явления, содержат *магнитную постоянную* μ_0, равную

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\ \text{Г/м}.$$

В таблице VII.7 приведены единицы некоторых величин, используемых при описании электромагнитных явлений. Эти единицы даны только в СИ.

4°. Внесистемные единицы энергии:

электрон-вольт (эВ), 1 эВ $= 1{,}6021892 \cdot 10^{-19}$ Дж.

Электрон-вольтом называется энергия, которую приобретает электрон при прохождении им разности потенциалов в один вольт.

Таблица VII. 6а

Величина	СИ						
	Наименование единицы	Определение единицы	Единица устанавливается по формуле, упомянутой в разделе	Сокращенное обозначение единицы			Размерность
				русское		международное	
			формула, ссылка	старое	новое		
Сила тока	ампер	См. табл. VII. 2	VII. 2	*а*	А	A	A
Электрическая постоянная	фарада на метр	—	VII. 5.1°	$\frac{ф}{м}$	Ф/м	F/m	$м^{-3}\cdot кг^{-1}\cdot с^{4}\cdot А^{2}$
Электрический заряд	кулон	Электрический заряд, проходящий через поперечное сечение проводника за одну секунду при токе силой в один ампер	$q = I\cdot t$ III. 2.1.3°	*к*	Кл	C	с · А
Поверхностная плотность заряда	кулон на квадратный метр	Поверхностная плотность заряда, при которой заряд в один кулон равномерно распределен по поверхности площадью в один квадратный метр	$\sigma = \frac{q}{S}$ III. 1.4.4°	$\frac{к}{м^2}$	$Кл/м^2$	C/m^2	$м^{-2}\cdot с\cdot А$

Таблица VII. 6а (*продолжение*)

Величина	СИ						
	Наименование единицы	Определение единицы	Единица устанавливается по формуле, упомянутой в разделе	Сокращенное обозначение единицы			Размерность
				русское		международное	
			формула, ссылка	старое	новое		
Напряженность электрического поля	вольт на метр	Напряженность однородного электрического поля, при которой между точками, находящимися на расстоянии в один метр вдоль линии напряженности поля, создается разность потенциалов в один вольт	$E=-\frac{\Delta\varphi}{\Delta l}$ III. 1.9.1°	$\frac{в}{м}$	В/м	V/m	м·кг.с$^{-3}$·А$^{-1}$
Электрический момент диполя	кулон-метр	Электрический момент диполя с зарядом в один кулон и плечом в один метр	$p_e=ql$ III. 1.4.6°	к · м	Кл·м	C·m	м·с·А
Потенциал, разность потенциалов, электродвижущая сила, напряжение	вольт	Электрическое напряжение, вызывающее в электрической цепи постоянный ток силой в один ампер при мощности в один ватт	$U_{2-1}= =\Delta\varphi+\mathcal{E}_{2-1}$ III. 2.3.4° $U=\frac{P}{I}$ III. 2.7.3°	в	В	V	м^2·кг·с$^{-3}$·А$^{-1}$

Электроемкость, взаимная емкость	фарада	Емкость конденсатора, между обкладками которого при заряде в один кулон возникает разность потенциалов в один вольт	$C = \frac{q}{\varphi}$ III. 1.10.1°, 3°	*ф*	Ф	F	$м^{-2} \cdot кг^{-1} \cdot с^{4} \cdot A^{2}$
Объемная плотность энергии электрического поля	джоуль на кубический метр	Объемная плотность энергии электрического поля, в одном кубическом метре объема которого равномерно распределена энергия в один джоуль	$w_e = \frac{\Delta \Pi_e}{\Delta V}$ III. 1.12.7°	$\frac{дж}{м^3}$	$Дж/м^3$	J/m^3	$м^{-1} \cdot кг \cdot с^{-2}$
Плотность тока	ампер на квадратный метр	Плотность постоянного тока, при которой через поперечное сечение проводника площадью в один квадратный метр проходит ток силой в один ампер	$j = \frac{I}{S}$ III. 2.1.6°	$\frac{а}{м^2}$	$A/м^2$	A/m^2	$м^{-2} \cdot A$
Электрическое сопротивление	ом	Сопротивление проводника, между концами которого при силе тока в один ампер возникает напряжение в один вольт	$R_{2-1} = \frac{U_{2-1}}{I}$ III. 2.4.2°	*ом*	Ом	Ω	$м^{2} \cdot кг \cdot с^{-3} \cdot A^{-2}$
Удельное электрическое сопротивление	ом-метр	Удельное электрическое сопротивление, при котором цилиндрический прямолинейный проводник площадью поперечного сечения один квадратный метр и длиной один метр имеет сопротивление один ом	$\rho = \frac{R_{2-1} \cdot S}{l_{12}}$ III. 2.4.1°	*ом·м*	Ом·м	Ω·m	$м^{3} \cdot кг \cdot с^{-3} \cdot A^{-2}$

Таблица VII. 6а (*продолжение*)

Величина	СИ						
	Наименование единицы	Определение единицы	Единица устанавливается по формуле, упомянутой в разделе	Сокращенное обозначение единицы			Размерность
				русское		международное	
			формула, ссылка	старое	новое		
Электропроводность	сименс	Электрическая проводимость проводника с сопротивлением в один ом	$\Lambda = \frac{1}{R}$ III. 2.6.7°	$\frac{1}{ом}$	См	S	м$^{-2}$·кг$^{-1}$·с^{3}А^2
Удельная электропроводность	сименс на метр	Удельная электрическая проводимость, при которой цилиндрический прямолинейный проводник площадью поперечного сечения в один квадратный метр и длиной в один метр имеет электрическую проводимость в один сименс	$\lambda = \frac{1}{\rho}$ III. 2.4.1°	$\frac{1}{ом \cdot м}$	См/м	S/m	м$^{-3}$·кг$^{-1}$·с^3·А^2
Электрохимический эквивалент	килограмм на кулон	Электрохимический эквивалент вещества, если при прохождении через электролит заряда в один кулон масса выделившегося в результате электролиза вещества равна одному килограмму	$k = \frac{m}{q}$ III. 3.2.1°	$\frac{кг}{к}$	кг/Кл	kg/C	кг · с$^{-1}$ · А$^{-1}$

Таблица VII.66

СГСЭ				
Величина	Сокращенное обозначение единицы	Единица устанавливается по формуле, упоминаемой в разделе — формула, ссылка	Размерность	Связь между единицами в системах СГСЭ и СИ
Сила тока	ед. $СГСЭ_I$	III. 2.1.3°	$см^{3/2} \cdot г^{1/2} \cdot с^{-2}$	1 ед. $СГСЭ_I \approx \frac{1}{3} 10^{-9}$ А
Электрический заряд	ед. $СГСЭ_q$	$q = r\sqrt{F}$ III. 1.2.5°	$см^{3/2} \cdot г^{1/2} \cdot с^{-1}$	1 ед. $СГСЭ_q \approx \frac{1}{3} 10^{-9}$ Кл
Поверхностная плотность заряда	ед. $СГСЭ_\sigma$	$\sigma = \frac{q}{S}$ III. 1.4.4°	$см^{-1/2} \cdot г^{1/2} \cdot с^{-1}$	1 ед. $СГСЭ_\sigma \approx \frac{1}{3} 10^{-5}$ Кл/м²
Напряженность электрического поля	ед. $СГСЭ_E$	$E = \frac{F}{q}$ III. 1.3.3°	$см^{-1/2} \cdot г^{1/2} \cdot с^{-1}$	1 ед. $СГСЭ_E \approx 3 \cdot 10^4$ В/м

Таблица VII. 6б (*продолжение*)

СГСЭ				Связь между единицами в системах СГСЭ и СИ
Величина	Сокращенное обозначение единицы	Единица устанавливается по формуле, упоминаемой в разделе: формула, ссылка	Размерность	
Электрический момент диполя	ед. СГСЭ$_{p_e}$	$p_e = ql$ III. 1.4.6°	$см^{5/2} \cdot г^{1/2} \cdot с^{-1}$	1 ед. СГСЭ$_{p_e} \approx \frac{1}{3} 10^{-11}$ Кл · м
Потенциал, разность потенциалов, электродвижущая сила, напряжение	ед. СГСЭ$_{\varphi}$	$\varphi = \frac{П}{q}$ III. 1.8.1°	$см^{1/2} \cdot г^{1/2} \cdot с^{-1}$	1 ед. СГСЭ$_{\varphi} \approx 300$ В
Электроемкость, взаимная емкость	ед. СГСЭ$_C$	$C = \frac{q}{\varphi}$ III. 1.10.1°, 3°	см	1 ед. СГСЭ$_C \approx \frac{1}{9} \cdot 10^{-11}$ Ф
Объемная плотность энергии электрического поля	ед. СГСЭ$_w$	$w_e = \frac{\Delta П_e}{\Delta V}$ III. 1.12.7°	$см^{-1} \cdot г \cdot с^{-2}$	1 ед. СГСЭ$_w = 10^{-1}$ Дж/м^3

Плотность тока	ед. $СГСЭ_j$	$j=\frac{I}{S}$ III. 2.1.6°	$см^{-1/2}\cdot г^{1/2}\cdot с^{-2}$	1 ед. $СГСЭ_j \approx \frac{1}{3}\cdot 10^{-5}$ А/м²
Электрическое сопротивление	ед. $СГСЭ_R$	$R_{2-1}=\frac{U_{2-1}}{I}$ III. 2.4.2°	$см^{-1}\cdot с$	1 ед. $СГСЭ_R \approx 9\cdot 10^{11}$ Ом
Удельное электрическое сопротивление	ед. $СГСЭ_\rho$	$\rho=\frac{R_{2-1}\cdot S}{l_{12}}$ III. 2.4.1°	с	1 ед. $СГСЭ_\rho \approx 9\cdot 10^{9}$ Ом · м
Электропроводность	ед. $СГСЭ_\Lambda$	$\Lambda=\frac{1}{R}$ III. 2.6.7°	$см\cdot с^{-1}$	1 ед. $СГСЭ_\Lambda \approx \frac{1}{9}\, 10^{-11}$ См
Удельная электропроводность	ед. $СГСЭ_\lambda$	$\lambda=\frac{1}{\rho}$ III. 2.4.1°	$с^{-1}$	1 ед. $СГСЭ_\lambda \approx \frac{1}{9}\, 10^{-9}$ См/м
Электрохимический эквивалент	ед. $СГСЭ_k$	$k=\frac{m}{q}$ III. 3.2.1°	$см^{-3/2}\cdot г^{1/2}\cdot с$	1 ед. $СГСЭ_k \approx 3\cdot 10^{6}$ кг/Кл

Таблица VII.7

Величина	Наименование единицы	Определение единицы	Единица устанавливается по формуле, упоминаемой в разделе	Сокращенное обозначение единицы			Размерность
				русское		международное	
			формула, ссылка	старое	новое		
Сила тока	ампер	См. табл. VII.2	VII.2	*а*	А	A	A
Магнитная постоянная	генри на метр	—	VII.5.3	$\frac{гн}{м}$	Г/м	H/m	м·кг·с$^{-2}$·А$^{-2}$
Индукция магнитного поля	тесла	Магнитная индукция, при которой магнитный поток сквозь поперечное сечение проводника площадью в один квадратный метр равен одному веберу	$B = \frac{\Delta F_{макс}}{I \cdot \Delta l}$ III.4.2.4° $B = \frac{\Phi}{S}$ III.4.1.8°	*тл*	Т	T	кг·с$^{-2}$·А$^{-1}$

Магнитный момент	ампер-квадратный метр	Магнитный момент проводящего контура, охватывающего площадь в один квадратный метр, при силе тока в нем, равной одному амперу	$p_m = I \cdot S$ III. 4.1.4°	$a \cdot м^2$	А · м²	A·m²	м²·А
Магнитный поток	вебер	Магнитный поток, при убывании которого до нуля в сцепленном с ним контуре сопротивлением в один ом проходит заряд в один кулон	$\Delta\Phi = \Delta q \cdot R$ III. 5.1.2°	*вб*	Вб	Wb	м²·кг·с⁻²·А⁻¹
Индуктивность, взаимная индуктивность	генри	Индуктивность контура, с которым при силе тока в нем в один ампер сцепляется магнитный поток в один вебер	$L = \frac{\Phi_c}{I}$ III. 5.5.2° $M_{21} = \frac{\Phi_{21}}{I}$ III. 5.6.2°	*гн*	Г	H	м²·кг·с⁻²·А⁻²
Объемная плотность энергии магнитного поля	джоуль на кубический метр	Объемная плотность энергии магнитного поля, в одном кубическом метре объема которого равномерно распределена энергия в один джоуль	$w_m = \frac{\Delta W_m}{\Delta V}$ III. 5.7.4°	$\frac{дж}{м^3}$	Дж/м³	J/m³	м⁻¹·кг·с⁻²

6. Единицы некоторых величин в волновых процессах и оптике

1°. Единицы некоторых величин, используемых в волновых процессах, приведены в таблице VII. 8.

2°. Производные единицы СИ для фотометрических величин устанавливаются через единицы силы света, длины, времени и телесного угла.

В таблице VII.9 приведены единицы некоторых фотометрических величин.

7. Некоторые единицы в атомной и ядерной физике

1°. *Атомная единица массы* (а. е. м.) — 1/16 массы атома изотопа кислорода $_8O^{16}$:

$$1 \text{ а. е. м.} = 1{,}65976 \cdot 10^{-27} \text{ кг}.$$

2°. *Унифицированная атомная единица массы* (у. а. е. м.) — 1/12 массы атома изотопа углерода $_6C^{12}$:

$$1 \text{ у. а. е. м.} = 1{,}6605655 \cdot 10^{-27} \text{ кг}.$$

В последнее время эту единицу также называют атомной единицей массы.

3°. *Атомная единица энергии* (а. е. э.) — энергия, соответствующая одной атомной единице массы (V.4.11.1°):

$$1 \text{ а. е. э.} = 931{,}5016 \text{ МэВ}.$$

4°. Единица активности радиоактивного вещества — *секунда в минус первой степени* (c^{-1}, s^{-1}) — число распадов ядер радиоактивного вещества в единицу времени.

Внесистемная единица активности — *кюри* (Ки, Ci) — активность радиоактивного препарата, в котором за одну секунду происходит $3{,}7 \cdot 10^{10}$ распадов:

$$1 \text{ Ки} = 3{,}7 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}.$$

Таблица VII.8

Величина	Наименование единицы	Определение единицы	Единица устанавливается по формуле, упоминаемой в разделе: формула, ссылка	Сокращенное обозначение единицы: русское, старое	Сокращенное обозначение единицы: русское, новое	Сокращенное обозначение единицы: международное	Размерность
Мощность излучения средняя	ватт	Средняя мощность излучения, переносящего энергию в один джоуль за одну секунду	IV.3.6.2°	*вт*	Вт	W	$м^2 \cdot кг \cdot с^{-3}$
Интенсивность волны	ватт на квадратный метр	Интенсивность волны, переносящей в среднем энергию в один джоуль за одну секунду через один квадратный метр поверхности, перпендикулярной к направлению распространения волны	$J = \frac{\overline{P}}{S}$ IV. 3.6.2°	$\frac{вт}{м^2}$	$Вт/м^2$	W/m^2	$кг \cdot с^{-3}$
Уровень интенсивности (громкости) звука	децибел	Уровень интенсивности звука, интенсивность которого в 1,26 раза больше стандартного порога слышимости	$L = 10 \lg \frac{J}{J_0}$ IV. 3.7.6°	*дб*	дБ	dB	—
Излучательная способность	ватт на квадратный метр	Излучательная способность тела, с одного квадратного метра поверхности которого мощность излучения в заданном интервале частот и при заданной температуре равна одному ватту	$E_{\nu, T} = \frac{\Delta W}{\Delta S \, \Delta t}$ V. 3.1.2°	$\frac{вт}{м^2}$	$Вт/м^2$	W/m^2	$кг \cdot с^{-3}$

Таблица VII.9

Величина	Наименование единицы	Определение единицы	Единица устанавливается по формуле, упоминаемой в разделе	Сокращенное обозначение единицы			Размерность
				русское		международное	
			формула, ссылка	старое	новое		
Сила света	кандела	См. табл. VII.2	—	*св*	кд	cd	кд
Световой поток	люмен	Световой поток, испускаемый точечным источником в телесном угле в один стерадиан при силе света в одну канделу	V. 1.6.2°	*лм*	лм	lm	кд · ср
Освещенность	люкс	Освещенность поверхности площадью в один квадратный метр, по которой равномерно распределен световой поток в один люмен	$E=\frac{\Delta\Phi}{\Delta S}$ V. 1.6.5°	*лк*	лк	lk	$м^{-2}$·кд·ср

8. Некоторые универсальные физические постоянные *)

Газовая универсальная постоянная
$R = 8{,}31441$ Дж/(моль·К).
Гравитационная постоянная $\gamma = 6{,}6720 \cdot 10^{-11}$ Н·м²/кг².
Постоянная Планка $h = 6{,}626176 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.
Заряд электрона и протона $e = 1{,}6021892 \cdot 10^{-19}$ Кл.
Заряд протона удельный $e/m_p = 9{,}5787585 \cdot 10^{7}$ Кл/кг.
Заряд электрона удельный
$e/m_e = 1{,}7588047 \cdot 10^{11}$ Кл/кг.
Масса покоя нейтрона $m_n = 1{,}6749543 \cdot 10^{-27}$ кг.
Масса покоя протона $m_p = 1{,}6726485 \cdot 10^{-27}$ кг.
Масса покоя электрона $m_e = 9{,}109534 \cdot 10^{-31}$ кг.
Молярный объем идеального газа при нормальных условиях $V_{m0} = 22{,}41383 \cdot 10^{-3}$ м³/моль.
Постоянная Авогадро $N_A = 6{,}0220943 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹.
Постоянная Больцмана $k = 1{,}380662 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.
Постоянная Ридберга для водорода
$R_H = 1{,}097373143 \cdot 10^{7}$ м⁻¹.
Постоянная Фарадея $F = 9{,}648456 \cdot 10^{4}$ Кл/моль.
Радиус первой боровской орбиты
$a_0 = 5{,}2917706 \cdot 10^{-11}$ м.
Скорость света в вакууме $c = 2{,}99792458 \cdot 10^{8}$ м/с.

9. Способы измерения физических величин

1°. *Измерение величины* заключается в сравнении ее с другой однородной величиной, принятой за единицу. Численное значение a физической величины A равно отношению этой величины к ее единице $[A]$:

$$a = \frac{A}{[A]}.$$

Если единица данной физической величины изменяется в n раз ($[A]' = n[A]$), то численное значение a'

*) Значения постоянных в этом справочном руководстве даны по статье «Рекомендуемые согласованные значения фундаментальных физических постоянных — 1973 г. (Доклад рабочей группы CODATA по фундаментальным физическим постоянным, август 1973 г.)», журнал «Успехи физических наук», том 115, вып. 4, апрель 1975 г., стр. 623—633.

этой величины изменяется в $1/n$ раз:

$$a' = \frac{A}{[A]'} = \frac{A}{n[A]} = \frac{a}{n}.$$

Иными словами, отношение численных значений одной и той же величины, измеренной в разных, но однородных единицах, равно обратному отношению этих единиц:

$$\frac{a'}{a} = \frac{[A]}{[A]'} = \frac{1}{n}.$$

Например, длина стержня, измеренная в метрах, равна 1,53 м ($a = 1,53$). Длина того же стержня в сантиметрах ($n = 10^{-2}$) равна 153 см ($a' = 153$), и

$$\frac{a'}{a} = \frac{153}{1,53} = 100 = \frac{1}{10^{-2}}.$$

Если, измеряя физическую величину A, мы воспользуемся разными единицами $[A]$ и $[A]'$, причем $[A]' = n[A]$, то

$$a'[A]' = a[A] = a\frac{[A]'}{n},$$

где дробь $\frac{[A]'}{n}$ выражает единицу $[A]$ через единицу $[A]'$. Этим соотношением пользуются не только для выражения величин в дольных или кратных единицах в данной системе единиц, но и при переходе от одной системы единиц к другой или к внесистемным единицам.

П р и м е р 1. Выражая скорость 36 км/ч в метрах на секунду, имеем

$$36\ \text{км/ч} = 36\,\frac{1\,000\ \text{м}}{3\,600\ \text{с}} = 10\ \text{м/с},$$

где в числителе дроби содержится выражение километра в метрах, а в знаменателе — выражение часа в секундах.

П р и м е р 2. Выразить давление 1 кГ/см² в паскалях:

$$1\ \text{кГ/см}^2 \approx \frac{9,81\ \text{Н}}{10^{-4}\ \text{м}^2} = 9,81 \cdot 10^4\ \text{Па}.$$

2°. При *прямом* (*непосредственном*) *измерении* величина сравнивается с мерой непосредственно. Указатель или шкала измерительного устойства позволяют судить о значении измеряемой величины. Измерение длины линейкой, времени — секундомером, массы — при помощи рычажных весов и гирь — примеры прямых измерений.

При *косвенном измерении* значение величины вычисляется по результатам непосредственных измерений других величин, с которыми измеряемая связана определенной функциональной зависимостью. Например, средняя плотность какого-то тела может быть определена по результатам прямых измерений массы и объема этого тела, работа силы — по непосредственно измеренным силе, перемещению и углу между силой и перемещением.

В зависимости от используемого метода некоторые величины могут быть измерены как непосредственно, так и косвенно. Например, объем болта может быть определен непосредственно, если болт погрузить в жидкость, налитую в измерительный цилиндр (мензурку). Объем того же болта может быть измерен косвенно по результатам непосредственных измерений его длины, диаметра и т. д.

10. Погрешности при измерении физических величин

1°. При измерении любой физической величины принципиально невозможно определить истинное значение этой величины.

Погрешности измерений могут быть связаны с техническими трудностями (несовершенство измерительных приборов, ограниченные возможности зрительного аппарата человека, с помощью которого во многих случаях регистрируются показания приборов, и т. д.) и с целым рядом факторов, которые трудно или невозможно учесть (колебания температуры воздуха, движение потоков воздуха вблизи измерительного прибора, вибрации измерительного прибора вместе с лабораторным столом и т. д.).

Разность между измеренным и истинным значениями физической величины называется *погрешностью* (*ошибкой*) *измерения*.

2°. *Методические погрешности* вызываются недостатками применяемого метода измерения, несовершенством теории физического явления, к которому относится измеряемая величина, неточностью расчетной формулы.

Например, при взвешивании тела на аналитических весах методическая ошибка может быть связана с тем, что не учитываются неодинаковые выталкивающие силы, действующие со стороны окружающего воздуха на тело и разновесы.

Методические погрешности могут быть уменьшены при изменении и усовершенствовании метода измерения, при введении уточнений или поправок в расчетную формулу.

3°. *Приборные погрешности* вызываются несовершенством конструкции и неточностью изготовления измерительных приборов. Например, ход секундомера может изменяться при резких колебаниях температуры, центр шкалы секундомера может не точно совпадать с осью вращения его стрелки и т. д.

Уменьшение приборной погрешности достигается применением более точных (но вместе с тем и более дорогостоящих) приборов. Полностью устранить приборную погрешность невозможно.

4°. *Случайные погрешности* вызываются многими факторами, не поддающимися учету. Например, на показания чувствительных рычажных весов могут повлиять: вибрации здания от проезжающих по улице автомобилей; пылинки, оседающие на чашки весов во время взвешивания; удлинение одной половины коромысла весов, вблизи которой находится рука экспериментатора, и т. д.

Полностью избавиться от случайных погрешностей невозможно, но их можно уменьшить за счет многократного повторения измерений. При этом влияние факторов, приводящих к завышению и к занижению результатов измерений, может частично скомпенсироваться.

Расчет случайных погрешностей производится на основе теории вероятностей и выходит за рамки элементарных курсов физики и математики.

5°. В качестве результата измерения какой-то физической величины принимают *среднее арифметическое* $A_{ср}$ из n измерений:

$$A_{ср} = \frac{\sum_{i=1}^{n} A_i}{n}.$$

Модуль отклонения результата i-го измерения A_i от среднего арифметического $A_{ср}$

$$\Delta A_i = | A_{ср} - A_i |$$

называется *абсолютной погрешностью* данного измерения.

Средней абсолютной погрешностью $\Delta A_{ср}$ серии из n измерений называется величина, равная

$$\Delta A_{ср} = \frac{\sum_{i=1}^{n} \Delta A_i}{n}.$$

Для сравнения точности измерения физических величин подсчитывают *относительную погрешность* E:

$$E = \frac{\Delta A_{ср}}{A_{ср}},$$

которую обычно выражают в процентах.

Окончательно результат измерения физической величины A представляют в виде

$$A = A_{ср} \pm \Delta A,$$

причем в качестве абсолютной погрешности ΔA принимают наибольшую из средней абсолютной и приборной погрешностей (в более строгих расчетах погрешность ΔA выбирают из сопоставления случайной и приборной погрешностей). Такая запись говорит о том, что истинное значение измеряемой величины заключено в интервале от $A_{ср} - \Delta A$ до $A_{ср} + \Delta A$.

6°. На шкалах многих измерительных приборов указывается так называемый *класс точности.* Условным обозначением класса точности является цифра, обведенная кружком. Класс точности определяет абсолютную приборную погрешность в процентах от наибольшего значения величины, которое может быть измерено данным прибором. Например, амперметр имеет шкалу от 0 до 5 ампер и его класс точности равен 1,0. Абсолютная погрешность измерения силы тока таким амперметром составляет 1,0% от 5 ампер, т. е. $\Delta I_{приб} = \pm 0,05$ А.

Если класс точности на шкале прибора не указан, то абсолютную погрешность прибора обычно принимают равной половине цены наименьшего деления шкалы прибора. Например, абсолютная погрешность измерения длины миллиметровой линейкой часто принимается равной $\pm 0{,}5$ мм.

При определении абсолютной погрешности прибора по цене деления нужно обращать внимание на то, как производится измерение данным прибором, чем и как регистрируются результаты измерения, каково расстояние между соседними штрихами на шкале прибора и т. д. Если, например, измеряется расстояние от пола до подвешенного на нити груза при помощи миллиметровой линейки без каких-либо указателей, визиров и т. п., то абсолютная погрешность измерения не может быть принята меньшей, чем один миллиметр. Приборная погрешность принимается равной цене деления и в тех случаях, когда деления на шкале прибора нанесены очень часто, когда указателем прибора является не плавно перемещающаяся, а «скачущая» стрелка (как, например, у ручного секундомера) и т. д.

11. Обработка результатов прямых измерений

При прямом измерении некоторой физической величины A выполняются следующие действия:

а) Производят измерение физической величины n раз $(A_1, A_2, \ldots, A_n)$.

б) Находят среднее значение измеряемой величины $A_{\text{ср}}$:

$$A_{\text{ср}} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{n} A_i}{n}.$$

в) Находят абсолютные погрешности ΔA_i каждого измерения и среднюю абсолютную погрешность всей серии измерений:

$$\Delta A_{\text{ср}} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{n} \Delta A_i}{n}.$$

г) Записывая результат измерения в виде

$$A = A_{\text{ср}} \pm \Delta A,$$

в качестве абсолютной погрешности результата ΔA берут либо среднюю абсолютную погрешность, либо приборную погрешность (в зависимости от того, какая из этих погрешностей больше).

д) Абсолютная погрешность результата округляется до одной значащей цифры, а среднее значение измеряемой величины округляется или уточняется до разряда, оставшегося в абсолютной погрешности после округления.

е) Подсчитывается относительная погрешность результата:

$$E=\frac{\Delta A}{A_{\text{ср}}}.$$

Пример. Измерение диаметра d шарика производилось пять раз с помощью микрометра, абсолютная погрешность которого равна $\Delta d_{\text{приб}}=\pm 0{,}01$ мм. Результаты измерения диаметра шарика: $d_1=5{,}27$ мм, $d_2=5{,}30$ мм, $d_3=5{,}28$ мм, $d_4=5{,}32$ мм, $d_5=5{,}28$ мм.

Среднее значение диаметра шарика:

$$d_{\text{ср}}=\frac{5{,}27+5{,}30+5{,}28+5{,}32+5{,}28}{5}=5{,}29 \text{ мм}.$$

Абсолютные погрешности измерений равны: $\Delta d_1=0{,}02$ мм, $\Delta d_2=0{,}01$ мм, $\Delta d_3=0{,}01$ мм, $\Delta d_4=0{,}03$ мм, $\Delta d_5=0{,}01$ мм, а средняя абсолютная погрешность

$$\Delta d_{\text{ср}}=\frac{0{,}02+0{,}01+0{,}01+0{,}03+0{,}01}{5}\approx 0{,}02 \text{ мм}.$$

Поскольку средняя абсолютная погрешность больше приборной, результат измерения равен

$$d=(5{,}29\pm 0{,}02) \text{ мм}.$$

Относительная погрешность измерения диаметра шарика составляет

$$E=\frac{0{,}02}{5{,}29}\approx 0{,}04=0{,}4\%.$$

12. Обработка результатов косвенных измерений

Пусть физическая величина A связана с несколькими другими величинами $A_1, A_2, \ldots, A_k$ некоторой функциональной зависимостью:

$$A=f(A_1, A_2, \ldots, A_k).$$

Среди величин $A_1, A_2, \ldots, A_k$ могут содержаться непосредственно измеряемые величины $A_{\text{п}i}$, *табличные величины* $A_{\text{т}i}$ (значения которых в данном опыте не измеряются, а берутся из таблиц) и так называемые *данные установки* $A_{\text{у}i}$ (некоторые известные заранее характеристики экспериментальной установки, не измеряемые в данном опыте).

В результате обработки всех непосредственно измеряемых величин $A_{\text{п}i}$ (VII. 11) для каждой из них оказываются найденными: среднее значение $(A_{\text{п}i})_{\text{ср}}$, абсолютная погрешность $\Delta A_{\text{п}i}$ и относительная погрешность $E_{\text{п}i}$.

Результат для косвенно измеряемой величины A в простейших случаях получают по следующей схеме:

а) Среднее значение $A_{\text{ср}}$ подсчитывают по средним значениям величин, от которых зависит измеряемая величина A:

$$A_{\text{ср}} = f(A_{1\text{ср}}, A_{2\text{ср}}, \ldots, A_{k\text{ср}}).$$

б) По виду функциональной зависимости величины A от непосредственно измеряемых и табличных величин, а также от данных установки рассчитывается относительная погрешность E. В случае простейших функциональных зависимостей формула для расчета относительной погрешности E обычно имеет вид

$$E = c_1E_1 + c_2E_2 + \ldots + c_kE_k,$$

где $c_1, c_2, \ldots, c_k$ — целочисленные или дробные безразмерные коэффициенты, а $E_1, E_2, \ldots, E_k$ — относительные погрешности измерения величин $A_1, A_2, \ldots, A_k$.

В таблице VII. 10 приведены формулы для расчета относительных E и абсолютных ΔA погрешностей косвенно измеряемой величины A, когда последняя связана с другими величинами наиболее простыми и часто встречающимися в задачах элементарного курса физики функциональными зависимостями.

Табличные величины берутся с такой точностью, чтобы их относительные погрешности были меньше остальных относительных погрешностей, содержащихся в предыдущей формуле.

Если значения данных установки не записаны в общепринятой форме (VII. 11, г), то обычно считается, что

Таблица VII.10

Зависимость величины A от других величин	Относительная погрешность E	Абсолютная погрешность ΔA
$A = A_1 + A_2$	$\dfrac{\Delta A_1 + \Delta A_2}{A_1 + A_2}$	$\Delta A_1 + \Delta A_2$
$A = A_1 - A_2$	$\dfrac{\Delta A_1 + \Delta A_2}{A_1 - A_2}$	$\Delta A_1 + \Delta A_2$
$A = A_1 A_2$	$\dfrac{\Delta A_1}{A_1} + \dfrac{\Delta A_2}{A_2}$	$A_1 \Delta A_2 + A_2 \Delta A_1$
$A = \dfrac{A_1}{A_2}$	$\dfrac{\Delta A_1}{A_1} + \dfrac{\Delta A_2}{A_2}$	$\dfrac{\Delta A_1}{A_2} + \dfrac{A_1 \Delta A_2}{A_2^2}$
$A = A_1^n$	$n \dfrac{\Delta A_1}{A_1}$	$n A_1^{n-1} \Delta A_1$
$A = \sin A_1$	$\Delta A_1 \operatorname{ctg} A_1$	$\Delta A_1 \cos A_1$
$A = \cos A_1$	$\Delta A_1 \operatorname{tg} A_1$	$\Delta A_1 \sin A_1$
$A = \lg A_1$	$\dfrac{1}{2{,}30 \lvert \lg A_1 \rvert} \dfrac{\Delta A_1}{A_1}$	$\dfrac{1}{2{,}30} \dfrac{\Delta A_1}{A_1}$

они измерены с точностью, равной половине последнего указанного разряда.

в) По среднему значению измеряемой величины $A_{ср}$ и относительной погрешности E подсчитывают абсолютную погрешность результата ΔA:

$$\Delta A = E A_{ср},$$

причем ее округляют так, чтобы она содержала лишь одну значащую цифру.

г) Окончательный результат измерения представляют в виде

$$A = A_{ср} \pm \Delta A,$$

при этом среднее значение $A_{ср}$ округляют или уточняют до разряда, оставшегося в значении абсолютной погрешности ΔA после его округления.

Пример 1. Определить плотность ρ некоторого однородного тела по результатам непосредственно произведенных измерений его массы m и объема V: $m = (25,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$ кг, $V = (2,94 \pm 0,05) \cdot 10^{-6}$ м^3.

Среднее значение плотности тела равно

$$\rho_{\text{ср}} = \frac{m_{\text{ср}}}{V_{\text{ср}}} = \frac{25,4 \cdot 10^{-3}}{2,94 \cdot 10^{-6}} \approx 8,65 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3.$$

Относительная погрешность измерения плотности E_ρ равна сумме относительных погрешностей измерения массы E_m и объема E_V (таблица VII. 10):

$$E_\rho = E_m + E_V = \frac{0,5 \cdot 10^{-3}}{25,4 \cdot 10^{-3}} + \frac{0,05 \cdot 10^{-6}}{2,94 \cdot 10^{-6}} \approx$$
$$\approx 0,02 + 0,02 = 0,04 = 4\%.$$

Абсолютная погрешность измерения плотности $\Delta\rho$ равна

$$\Delta\rho = \rho_{\text{ср}} E_\rho = 8,65 \cdot 10^3 \cdot 0,04 \approx 0,3 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3.$$

Округляя значение $\rho_{\text{ср}}$, окончательный результат запишем в виде

$$\rho = (8,6 \pm 0,3) \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3.$$

Пример 2. Определить объем V цилиндра по результатам прямых измерений его диаметра d и высоты h: $d = (3,46 \pm 0,04) \cdot 10^{-2}$ м, $h = (4,87 \pm 0,05) \cdot 10^{-2}$ м.

Прежде чем рассчитать среднее значение объема цилиндра по формуле

$$V_{\text{ср}} = \frac{1}{4} \pi d_{\text{ср}}^2 h_{\text{ср}},$$

оценим, с какой точностью должна быть взята из таблицы величина π (например, мы располагаем табличным значением $\pi \approx 3,141593$).

Относительная погрешность результата E_V в данном случае равна (см. таблицу VII. 10)

$$E_V = E_\pi + 2E_d + E_h,$$

где

$$E_d = \frac{0,04 \cdot 10^{-2}}{3,46 \cdot 10^{-2}} \approx 0,01 \text{ и } E_h = \frac{0,05 \cdot 10^{-2}}{4,87 \cdot 10^{-2}} \approx 0,01,$$

$$\text{т. е. } E_V = E_\pi + 0,03.$$

Чтобы неточность значения числа π заметно не ухудшила результата измерения, должно быть $E_\pi <$

$< 0{,}01$. Если, например, взять число π с точностью до десятых, то $E_\pi = \frac{0{,}04}{3{,}1} \approx 0{,}01$ и относительная погрешность результата составит $E_V = 0{,}04$. Если же взять число π с точностью до сотых, то $E_\pi = \frac{0{,}002}{3{,}14} \approx 0{,}0006$ и $E_V \approx 0{,}03$.

Следовательно, в данном случае без ущерба для точности результата можно принять $\pi = 3{,}14$. Тогда

$$V_{\text{ср}} = \frac{1}{4} 3{,}14 \cdot (3{,}46 \cdot 10^{-2})^2 \cdot 4{,}87 \cdot 10^{-2} \approx 45{,}9 \cdot 10^{-6}\,\text{м}^3,$$

$$\Delta V = V_{\text{ср}} E_V = 45{,}9 \cdot 10^{-6} \cdot 0{,}03 \approx 1 \cdot 10^{-6}\,\text{м}^3,$$

$$V = (46 \pm 1) \cdot 10^{-6}\,\text{м}^3.$$

Пример 3. Определить период колебаний математического маятника, длина которого непосредственно не измеряется и считается равной $l = 2{,}5$ м.

При таком условии полагают, что абсолютная погрешность измерения длины маятника составляет $\Delta l = \pm 0{,}05$ м, а относительная погрешность $E_l = \frac{0{,}05}{2{,}5} = 0{,}02$.

Период колебаний математического маятника равен $T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$, а относительная погрешность его измерения

$$E_T = E_\pi + \frac{1}{2}(E_l + E_g).$$

Число π в данном случае может быть принято равным $\pi = 3{,}14$, так как при этом $E_\pi \approx 0{,}0006$ (см. пример 2) и $E_\pi < \frac{1}{2} E_l = 0{,}01$.

Остается решить вопрос о том, с какой точностью должно быть взято значение ускорения свободного падения g (табличное значение $g = 9{,}80665$ м/с²). Если принять $g = 9{,}8$ м/с², то $E_g = \frac{0{,}01}{9{,}8} \approx 0{,}001$ и $E_g < E_l$, т. е. такая точность в данном случае вполне приемлема, и относительная погрешность результата может считаться равной $E_T \approx 0{,}01$.

Период колебаний маятника равен

$$T = 2 \cdot 3{,}14 \sqrt{\frac{2{,}5}{9{,}8}} \approx 3{,}2\,\text{с},$$

абсолютная погрешность равна

$$\Delta T = TE_T = 3{,}2 \cdot 0{,}01 \approx 0{,}03\,\text{с}.$$

Для записи окончательного результата значение периода колебаний маятника нужно уточнить до сотых долей секунды:

$$T = (3{,}20 \pm 0{,}03)\,\text{с}.$$

13. Приближенные вычисления без точного учета погрешностей

1°. Производя обработку многочисленных измерений, часто не подсчитывают погрешности отдельных результатов и судят о погрешности приближенного значения величины (числа), указывая *количество верхних значащих цифр* в этом числе.

Нули, стоящие в числе слева, значащими цифрами не считаются. Нули в середине или в конце числа (справа), обозначающие отсутствие в числе единиц соответствующих разрядов, — значащие цифры. Например, в числе 0,08040 первые два нуля — незначащие, а третий и четвертый — значащие.

Нули, поставленные в конце целого числа взамен неизвестных цифр и служащие лишь для определения разрядов остальных цифр, значащими не считаются. В подобных случаях нули в конце числа лучше не писать и заменять их соответствующей степенью числа 10. Например, если число 4200 измерено с абсолютной погрешностью ± 100, то это число должно быть записано в виде $42 \cdot 10^2$ или $4{,}2 \cdot 10^3$. Такая запись подчеркивает, что в данном числе содержатся лишь две значащие цифры.

2°. Если приближенное значение величины содержит лишние или недостоверные цифры, то его *округляют*, сохраняя только верные значащие цифры и отбрасывая лишние. При этом руководствуются следующими *правилами округления*:

а) Если первая отбрасываемая цифра больше 4, то последняя сохраняемая цифра увеличивается на единицу. Например, округляя число 27,3763 до сотых, следует записать 27,38.

б) Если первая отбрасываемая цифра меньше 4 или равна 4, то последняя сохраняемая цифра не изменяется. Например, округляя число 13847 до сотен, записывают $138 \cdot 10^2$.

в) Если отбрасываемая часть числа состоит из одной цифры 5, то число округляют так, чтобы последняя сохраняемая цифра была четной. Например, при округлении до десятых $23{,}65 \approx 23{,}6$, но $17{,}75 \approx 17{,}8$.

3°. Производя различные математические действия с приближенными числами, руководствуются следующими *правилами подсчета цифр*:

а) При сложении и вычитании в результате сохраняют столько десятичных знаков, сколько их содержится в числе с наименьшим количеством десятичных знаков.

б) При умножении и делении в результате сохраняют столько значащих цифр, сколько их имеет приближенное число с наименьшим количеством значащих цифр.

Исключения из этого правила допускаются в тех случаях, когда один из сомножителей произведения начинается с единицы, а сомножитель, содержащий наименьшее количество значащих цифр, — с какой-нибудь другой цифры. В этих случаях в результате сохраняют на одну цифру больше, чем в числе с наименьшим количеством значащих цифр.

в) Результат расчета значений функций x^n, $\sqrt[n]{x}$ и $\lg x$ некоторого приближенного числа x должен содержать столько значащих цифр, сколько их имеется в числе x.

При вычислении промежуточных результатов сохраняют на одну цифру больше, чем рекомендуют правила а)—в) (так называемая запасная цифра). В окончательном результате запасная цифра отбрасывается.

Если некоторые приближенные числа содержат больше десятичных знаков (при сложении и вычитании) или больше значащих цифр (при умножении, делении, возведении в степень, извлечении корня и т. д.), чем другие, то их предварительно округляют, сохраняя только одну лишнюю цифру.

Пример 1. Перед сложением приближенных чисел 0,374; 13,1 и 2,065 первое и третье из них нужно округлить до сотых, а в окончательном результате сотые отбросить:

$$13{,}1 + 2{,}06 + 0{,}37 \approx 15{,}5.$$

Пример 2. Результат расчета выражения $\frac{68{,}04 \cdot 7{,}2}{20{,}1}$ должен содержать только две значащие цифры (по количеству значащих цифр в числе 7,2):

$$\frac{68{,}04 \cdot 7{,}2}{20{,}1} \approx \frac{68{,}0 \cdot 7{,}2}{20{,}1} = 24{,}4 \approx 24.$$

Пример 3. Результат перемножения чисел 13,27 и 0,84 можно записать с тремя значащими цифрами (см. исключение из правила б)):

$$13{,}27 \cdot 0{,}84 \approx 13{,}3 \cdot 0{,}84 \approx 11{,}2 \quad (\text{а не } 11).$$

Пример 4. При возведении в куб приближенного числа 216 результат должен быть записан только с тремя значащими цифрами:

$$216^3 \approx 101 \cdot 10^5.$$

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Адроны 556
Активность радиоактивного вещества 521
Акустика 352
Ампер, единица силы тока 573, 598
Амплитуда колебания 314
— скорости 316
— ускорения 317
Анализ рентгеноструктурный 424
— спектральный 419
Анализатор 410
Аннигиляция пары электрон — позитрон 565
Антинейтрино 527, 560
Антинейтрон 564
Аппарат проекционный 392

Барионы 553—555
Бетатрон 548
Бомба атомная 541
— водородная 546

Вакуум 259
Ватт, единица мощности 579, 598
Вебер, единица магнитного потока 597
Вектор волновой 445
— перемещения 17
— сжатия 62
— удлинения 62
Величины физические 570
Вес тела 58
Вещества поверхностно-активные 177
— сильномагнитные 303
Взаимодействие гравитационное 44
— межмолекулярное 120
— обменное 504
— сильное 45, 555
— слабое 45, 556
— электромагнитное 45, 197, 556
Влажность воздуха абсолютная 174
— — относительная 174
Волна 345
— акустическая 345
— бегущая 359
— де Бройля 457
— звуковая 345
— неполяризованная 409
— плоская 346
— плоскополяризованная 409
Волна поперечная 346
— продольная 347
— стоячая 358
— сферическая 346
— упругая 345
— электромагнитная 361
— — монохроматическая 363, 364
Волны когерентные 357
— некогерентные 357
— световые 361
Вольт 500
Время жизни изотопа среднее 519
— релаксации среднее 126
— свободного пробега среднее 130
— собственное 436
— установления тока 234
— ядерное 556
Вырождение газа 474
Высота тона 353
Вязкость 108

Газ идеальный 127
— электронный в металлах 183
Газы 124
— разреженные 127
Гармоники 353
Генератор ламповый 343
— магнитогидродинамический 259
— оптический квантовый 496
Генри, единица индуктивности 597
Герц, единица частоты 577
Гигроскопичность тел 180
Гидроаэродинамика 102
Гидроаэромеханика 101
Гидроаэростатика 101
Гидролокация 355
Гиперзвуки 354
Гипероны 553, 555, 563
Гипотеза Ампера 302
Гистерезис магнитный 308
Глаз 393
Градус Кельвина 572, 574
— Цельсия 574
Граница сплошного рентгеновского спектра 421
— фотоэффекта красная 449
Громкость звука 353

Давление 102, 136
— гидростатическое 105
— полное 109
— света 453

Двигатель вечный второго рода 163
— — первого рода 155
— тепловой 164
Движение броуновское 118
— вращательное 17
— — неравномерное 40
— — равномерное 40
— инерциальное 42
— колебательное 313
— криволинейное 15
— механическое 13
— неинерциальное 43
— неравномерное 20
— плоское 15
— поступательное 16
— прямолинейное 15
— равнозамедленное 27
— равномерное 20
— — прямолинейное 24 и д.
— равнопеременное прямолинейное 26
— равноускоренное 26
— тепловое 124
Действие 417
— света химическое 455
Деление ядра 533
Демодуляция 371
Детектор 371
Дефект массы 512
Дефектоскопия рентгеновская 424
— ультразвуковая 355
Деформация 183
— остаточная 184
— относительная 184
— пластическая 184
— упругая 184
Децибел 598
Джоуль, единица энергии 579
Диаграммы термодинамические 139
Диамагнетики 304
Диаметр молекулы эффективный 123
Дина 577
Динамика 42
— релятивистская 440
Динамометр пружинный 68
Диод полупроводниковый 273
— прямого накала 261
— с подогревным катодом 262
Диоптрия 386
Диполи жесткие 211
— индуцированные 211
— квазиупругие 211
Диполь Герца 369
— электрический 120, 205, 367
Дисперсия волны электромагнитной 363
— света 411
Диссоциация электролитическая 251
Дифракция рентгеновских лучей 424
— света 404
Диффузия 119
Диэлектрик однородный изотропный 210
— поляризованный 212
Диэлектрики 209, 231
— неполярные 210
— полярные 210
Длина волны 350
— — стоячей 360
— пути оптическая 400
— свободного пробега средняя 130
Длина связи в молекуле 501
— тела собственная 435
Длительность между событиями 436
Доза излучения 542
— — экспозиционная 542
Домены 310
Дуга электрическая 258

Единица массы атомная 598
— — — унифицированная 598
— физической величины 569
— энергии атомная 598
Единицы физических величин абсолютные электростатические 588
— — — основные 570
— — — производные 570
Емкость взаимная 225
— проводника 224

Жесткость тела 62, 578
Жидкости 126
Жидкость вязкая 108
— капельная 102
— невязкая 108
— несжимаемая 103
— несмачивающая 178
— перегретая 170
— переохлажденная 196
— сжимаемая 103
— смачивающая 178

Закон Авогадро 143
— Ампера 278
— Архимеда 106
— Бойля — Мариотта 140
— взаимосвязи массы и энергии 445
— всемирного тяготения 57
— Гей-Люссака 140
— Гука 62, 185
— Джоуля — Ленца 250
— динамики вращательного движения основной 75
— Кулона 194
— Кирхгофа для теплового излучения 414
— Ньютона второй 48, 49
— — первый 42
— — третий 51
— Ома 237, 238
— — для плотности тока в металлах 239
— — для цепи переменного тока 340
— освещенности от точечного источника 390
— Паскаля 103
— радиоактивного распада основной 519
— сложения скоростей в механике Ньютона 55
— — — релятивистский 439
— сообщающихся сосудов 105
— сохранения заряда электрического 193
— — импульса 52
— — массы 47
— — энергии механической 96
— — — полной 99

Закон термодинамики второй 163
— — первый 153 и д.
— — третий 164
— Фарадея для электролиза второй 252
— — — объединенный 252
— — — первый 252
— — — электромагнитной индукции 290
Законы фотоэффекта внешнего 449
Замедление времени релятивистское 437
Замедлитель 531
Запас прочности 186
Заряд протона 601
— частицы удельный 289
— электрический 192
— — «пробный» 198
— — элементарный 192, 253
— электрона 601
— ядра атома 508
Заряды индуцированные 208
— связанные поверхностные 212
Затвердевание 190
Защита электростатическая 208
Звуки музыкальные (тональные) 353
— слышимые 353
Зеркало сферическое 382
Значение действующее напряжения 341
— — силы тока 341
— — — электродвижущей 341
Зона волновая 366
Зрение цветовое 394

Излучение волн электромагнитных 366
— вынужденное 496
— инфракрасное 420
— радиоактивное 517
— рентгеновское 421
— — тормозное 421
— — характеристическое 422
— тепловое неравновесное 413
— — равновесное 412
— ультрафиолетовое 420
Измерение величины 601
— — косвенное 603
— — прямое 602
Изображение негативное 456
— обратное 383
— прямое 383
— точки 379
— — действительное 379
— — мнимое 379
Изоляторы 231
Изотерма пара 171
Изотропия жидкостей 126
Импульс 47, 48
— релятивистский 440
— силы 49
— фотона 445
— частицы локализованной 473
Инвариантность релятивистская 434
Индикатор радиоактивный 540
Индуктивность 296
Индукция поля магнитного 274
— электростатическая 208
Инертность 46
Интенсивность волны 352
— — электромагнитной 365
Интенсивность ионизации 254
Интерференция волн 358
— в тонких пленках 401
— света 399
Инфразвуки 353
Ион водородоподобный 485
Ионизация газов 253
— объемная 256
— поверхностная 256
— ударом 254
Ионы 250
Источник волн 345
— излучения теплового 412
— света точечный 388
Источники волн когерентные 357
— — некогерентные 357

Калория 574
Камера Вильсона 523
— пузырьковая 524
Кандела, единица силы света 573
Каоны 563
Капилляры 179
Картина интерференционная 400
Катод 250
Катодолюминесценция 417
Квант действия 417
— энергии 416
Квантование пространственное 489
— физических величин 465
Кельвин, единица температуры 572
Кенотрон 262
Килограмм 572
Кинематика 13
— релятивистская 440
Кипение 169
Колебание 313
— вынужденное 327
— гармоническое 314
— затухающее 325
— полное 314
Колебания периодические 314
— свободные 315
— — незатухающие 315
— электромагнитные вынужденные 336
— — свободные 332
Количество вещества 117, 583
— теплоты 150
Компонента космических лучей жесткая 559
— — — мягкая 559
Конденсатор 226
— переменной емкости 227
— плоский 226
Конденсация 168
Контур колебательный 332
— — открытый 368
Концентрация носителей тока 233
Координата угловая 34
Коэффициент безопасности 186
Коэффициент вторичной эмиссии 260
— давления термический 141
— затухания 325, 335
— мощности 341
— натяжения поверхностного жидкости 176
— полезного действия цикла термический 160 и д.

Коэффициент размножения нейтронов 536
— расширения линейного 187
— — объемного 140, 187
— сопротивления температурный 240
— трансформации 299
— трения покоя 64
— — скольжения 64
Кривая намагничивания техническая 307
— резонансная 329
Кристаллизация 190
Кристаллы 125
— атомные 182
— ионные 182
— металлические 183
— молекулярные 182
Кулон, единица электрического заряда 589
Кюри, единица активности 598

Лазер 496
Лампа дневного света 418
— электронная 261
Лептоны 553, 554
Линза 383
— рассеивающая 385
— собирающая 385
— тонкая 383
Линии магнитной индукции 277
— напряженности электростатического поля 198
— фраунгоферовы 419
Линия действия силы 44
— спектральная 419
— тока жидкости 107
Лупа 395
Луч 345
Лучи катодные 264
— космические 558
Люкс 599
Люмен 599
Люминесценция 417
Люминофор 418

Магнетики 303
Магнитная проницаемость относительная 280
Мазер 496
Максимумы дифракционные 406
— — главные 407
Масса атомная относительная 583
— гравитационная 46
— инертная 46
— критическая 537
— молекулярная относительная 583
— молярная 118, 583
— покоя нейтрона 601
— — протона 601
— — тела 440
— — электрона 601
— тела 47
— — релятивистская 440
— — собственная 440
Масс-спектрограф 289
Масс-спектрометр 289
Материалы магнитные жесткие 310
— — мягкие 310
Маятник математический 320
— пружинный 313
Мезоны 553, 554
Мениск 178
Металлы 183
Метод Вильсона — Скобельцына 524
— зеркал Френеля 401
— Майкельсона 399
— меченых атомов 541
— Рёмера 398
— статистический 128
— толстослойных фотоэмульсий 524
— Физо 398
Метр, единица длины 572
Механика 13
— квантовая 457
— ньютоновская 13
Микроскоп 396
Минимумы дифракционные 406
— — главные 407
Модель атома ядерная 476
— ядра капельная 515
Модуль упругости 185
— Юнга 185, 581
Модуляция волны электромагнитной 369
Молекула 117
— атомная 503
— ионная 502
Молизация 251
Моль 572
Момент атома магнитный орбитальный 302
— диполя электрический 205
— — — индуцированный 211
— импульса тела 75
— — точки 75
— — электрона собственный 302
— инерции тела 74
— — точки 73
— магнитный контура с током 274
— — электрона орбитальный 301
— пары сил 79
— силы 73
Монокристаллы 125
Мощность 101
— волны средняя 352
— дозы излучения 542
— — — экспозиционной 543
— излучения средняя 366
— средняя 101
— тока 249
— — переменного активная 341
— — — мгновенная 340
— — — средняя 340
Мюон 560

Накачка усиливающей среды 498
Намагничивание вещества, величина 307
— ферромагнетика насыщения 309
— — остаточное 309
Напор динамический 109
— скоростной 109
Напряжение 236, 238
— анодное диода 261
— запирания триода 264
— механическое 184
— — касательное 185

Напряжение механическое нормальное 185
— сеточное триода 263
Напряженность поля тяготения 60
— — электрического 198
— — — стороннего 235
Насос тепловой 167
Начала термодинамики 134
Начало термодинамики второе 163
— — первое 153 и д.
Нейтрино 533
— мезонное 560
Нейтрон 508
Нейтронография 461
Нейтроны быстрые 530
— деления 534
— избыточные 534
— медленные 531
— тепловые 531
Неопределенность импульса частицы 469
— координаты частицы 469
Несмачивание идеальное 178
Неустойчивость тяжелых ядер 533
Номер атомный 476, 478
Нуклид 583
Нуклон 508, 553, 554
Нуль температуры абсолютный 137
Ньютон, единица силы 577

Обертон 353
— гармонический 353
Оболочка электронная 492
Обратимость спектральных линий 419
— хода световых лучей 376
Объем молярный 117
— — идеального газа при нормальных условиях 601
— удельный 118, 136
Одновременность событий 430
Ом, единица сопротивления 591
Оптика 374
— волновая 397
— геометрическая 374
— квантовая 444
Опыт Милликена 200
— Столетова 448
— Эрстеда 274
Опыты Резерфорда 476
Орбита электрона 479, 487
Ортоводород 515
Освещенность 389
Осциллятор гармонический линейный 463
— — — квантовый 472
Ось вращения 17
— оптическая зеркала 382
— — — главная 382
— — линзы главная 384
— — — побочная 384
— — поверхности сферической 381
Отверстие объектива относительное 392
Отражение диффузное 376
— зеркальное 376
— полное 377

Падение напряжения 236, 238
— свободное 29

Пар 168
— насыщающий 169
— ненасыщающий 171
— перегретый 172
— пересыщенный 172
Параводород 515
«Парадокс часов» 438
Парамагнетики 306
Параметр деления ядра 536
Параметры критические 173
— состояния основные 136
— термодинамические 135
Пара сил 78
Парообразование 167
Паскаль, единица давления 579
Перемещение 17
Перенос точки приложения силы 77
Переход электронно-дырочный 271
Периметр смачивания 178
Период вращения 39
— дифракционной решетки 406
— колебания 314
— — затухающего условный 320
— обращения 35
— полураспада 520
— решетки кристаллической 125
Пионы 561
Плавление 169
Плазма 258
Плечо пары сил 79
— силы 73
Плоскость фокальная зеркала 382
— — линзы 384
Плотность зарядов поверхностная 204
— потока частиц 558
— тела 48, 118
— — средняя 48
— тока смещения 362
— — средняя 233
— энергии объемная волны (средняя) 351, 352
— — — поля магнитного 300
— — — — электрического 230
— — — — электромагнитного 300
Поверхность волновая 345
— жидкости свободная 102
— эквипотенциальная 221
Поглощение нейтронов резонансное 531
— рентгеновских лучей 423
Погрешность измерения 603
— — абсолютная 605
— — — средняя 605
— — методическая 603
— — относительная 605
— — приборная 604
— — случайная 604
Подоболочка электронов в атоме 492
Позитрон 533
Показатель преломления 375
Поле гравитационное 60
— — стационарное 57
— излучения 366
— магнитное 273
— — неоднородное 276
— — нестационарное 274
— — однородное 271
— — стационарное 273
— электрическое 197
— — индуцированное 294
— — кулоновское 234

Поле электрическое нестационарное 197
— — однородное 198
— — стационарное 197
— — стороннее 235
— электромагнитное 197
— электростатическое 197
— — потенциальное 218
Поликристаллы 125
Полупроводники 231, 266
— n-типа 270
— p-типа 271
Полюс зеркала 382
— системы координат 34
Поляризатор 410
Поляризация диэлектрика 212–214
— света 409
Порог осязания 354
— слышимости 353, 354
— — стандартный 354
— фотоэффекта 449
Порядок ближний 126
— дальний 126
— дифракционного максимума 406
— — минимума 406
Постоянная Авогадро 117, 601
— Больцмана 132, 601
— газовая удельная 144
— — универсальная 144, 601
— гравитационная 57, 601
— магнитная 588
— Планка 417, 601
— радиоактивного распада 519
— Ридберга для водорода 601
— тонкой структуры 556
— Фарадея 601
— электрическая 588
Постулат Бора второй 482
— — первый 482
— — третий 483
Потенциал 218
Потенциометр 247
Поток жидкости 107
— индукции магнитной 277
— самоиндукции 296
— световой 388
— — полный 389
Правило буравчика 275, 291
— Кирхгофа второе 242
— — первое 242
— левой руки 279
— многоугольника 76
— моментов 81
— параллелограмма 76
— правой руки 292
Предел пропорциональности 185
— прочности 186
— текучести 186
— упругости 185
Преобразование Галилея 54
— координат Галилея 55
Преобразования Лоренца 433
Прибор оптический 391
Принцип Гюйгенса 404
— — — Френеля 405
— зарядового сопряжения 564
— минимума потенциальной энергии 86
— независимости действия сил 50
— относительности в специальной теории относительности 428
Принцип относительности механический 56
— Паули 491
— постоянства скорости света 428
— суперпозиции волн 356
— — электрических полей 199
Пробой газа электрический 256
— диэлектрика 210
Проводимость 244
— ионная 250
— односторонняя диода 262
— полупроводника примесная 269
— — — дырочная 271
— — — электронная 270
— — собственная дырочная 269
— — — электронная 267
— электрическая 231
— — удельная 237
Проводники 207, 231
— второго рода 251
— первого рода 251
Проницаемость диэлектрическая относительная 195
Протон 192, 508
Профиль Жуковского крыла самолета 114
Процесс адиабатический 143
— изобарический 140
— изотермический 140
— изохорический 140
— квазистатический 138
— компенсирующий 164
— круговой 159
— обратимый 158
— равновесный 138
— термодинамический 138
— — необратимый 159
— — обратимый 158
— электромагнитный 556
Прочность 186
Путь 18
Пучность стоячей волны 360
Пучок лучей гомоцентрический 379
— — параксиальный 381
— электронный 264

Работа выхода электрона 260
— ионизации 254
— силы 88
— — трения 92
— — тяготения 90
— — тяжести 91
— — упругости 91
— — элементарная 87
Равновесие 76
— безразличное 85
— неустойчивое 84
— устойчивое 83
Радиан 573
Радиоактивность естественная 516
— искусственная 532
— нейтрона свободного 527
Радиоволна 351, 369
Радиолокация 372
Радиопередатчик 370
Радиоприемник 371
Радиус боровской орбиты первой 484, 601
— действия ядерных сил 513

Радиус «электрический» протона 568
— электрона классический 552
Размагничивание диамагнетика 305
Размер критический 537
Размерность физической величины 570
Размеры атома 118
Размножение нейтронов 535
Разность потенциалов 218
— хода волн геометрическая 357
— — — оптическая 400
Разряд газовый 253
— — несамостоятельный 255
— — самостоятельный 255
— — — коронный 257
— — тлеющий 256
— дуговой 257
— искровой 257
— кистевой 257
Расстояние наилучшего зрения 395
— фокусное зеркала 382
— — линзы 385
Растяжение одностороннее 185
Расширение тепловое линейное 187
— — объемное 187
Реактор ядерный 537
Реакция деления ядер цепная 536
— термоядерная 544
— фотохимическая 455
— экзотермическая 528
— эндотермическая 528
— ядерная 528
Режим реактора критический 538
Резонанс 329
— в цепи переменного тока 342
— напряжений 342
— токов 343
Резонансы 553
Резонатор 368
Рекомбинация (моляризация) 251, 255
Рентген, единица дозы излучения экспозиционной 543
Решетка дифракционная 406
— кристаллическая 125
Ряд радиоактивный 518

Свет плоскополяризованный 409
Светосила объектива 392
Свойство насыщения ковалентной связи 503
Связь ковалентная 267
— металлическая 183
— обратная отрицательная 330
— — положительная 330
— химическая 500
— энергии и импульса релятивистская 444
Сегнетоэлектрики 213
Секунда, единица времени 572
Серия спектральных линий 480
— — — Бальмера 481
— — — Лаймана 480
Сетка триода управляющая 263
Сжатие одностороннее 185
Сжижение газов 174
Сила 44
— Ампера 278
— архимедова 106
— возвращающая 318
Сила вынуждающая 327
— коэрцитивная 309
— кулоновская 194
— Лоренца 285
— — обобщенная 286
— оптическая линзы 386
— подъемная 113, 114
— равнодействующая 45, 76
— света 388
— —, единица 573
— — сферическая средняя 389
— тока 232
— трения 45, 63
— — покоя 63
— — — предельная 63
— тяготения 45, 57
— тяжести 58
— упругости 45, 61, 184
— уравновешивающая 76
— центростремительная 50
— электродвижущая 236
— — взаимной индукции 298
— — самоиндукции 296
Силы внешние 45
— внутренние 45
— инерции 70
— непотенциальные 92
— потенциальные 57, 90
— реакции связей 77
— сторонние 234
— центральные 57
— ядерные 513
Сименс, единица электропроводности 592
Синхронизация часов 431
Синхрофазотрон 551
Система автоколебательная 330
— единиц 569
— — абсолютная электростатическая 588
— замкнутая 45
— излучающая 366
— координат полярная 34
— — прямоугольная декартова 14
— отсчета 14
— — гелиоцентрическая 43
— — геоцентрическая 43
— — инерциальная 42
— — неинерциальная 43
— сил уравновешенная 76
— тел консервативная 92
— — неконсервативная 92
— элементов периодическая Менделеева 493
Скорость 19
— конденсации 168
— космическая вторая 100
— — первая 61
— линейная 33
— мгновенная 19
— окружная 33
— парообразования 168
— распространения волны 348
— реакции цепной 537
— света в вакууме 601
— средняя 18
— — арифметическая 129
— — квадратичная 129
— — скалярная 20
— угловая мгновенная 35

Скорость угловая средняя 35
— фазовая 348
Сложение колебаний гармонических 323
Слой жидкости поверхностный 102
— — пограничный 112
— электрический запирающий 272
— электронный в атоме 492
Смачивание 177
— идеальное 178
Событие 430
Соединение конденсаторов параллельное 227
— — последовательное 227
— проводников параллельное 243
— — последовательное 243
Сокращение длины лоренцево 435
Соленоид 282
Соотношение неопределенностей Гейзенберга 469
Сопротивление цепи переменного тока емкостное 339
— — — — индуктивное 338
— — — — полное 340
— электрическое 237
— — удельное 237
Состояние атома водорода энергетическое возбужденное 485
— — — — основное 485
— квантовое стационарное 467
— критическое 173
— механическое 48
— невесомости 59
— перегрузки 60
— равновесное 135
— среды инверсное 498
— термодинамическое 135
— ядра энергетическое возбужденное 512
— — — основное 512
Спектр дисперсионный 411
— дифракционный 407
— испускания 418, 419
— масс 289
— молекулы 505—507
— поглощения 418
— рентгеновский сплошной 421
Спин электрона 302, 490
Способность глаза разрешающая 395
— проникающая космических лучей 559
— тела лучеиспускательная 413
— — поглощательная 413
Среда оптически однородная 374
— сплошная 102
— упругая 344
Сродство электронное 502
Статика 76
Степень диссоциации 251
— ионизации 258
Стерадиан 573
Столкновение неупругое 99
— упругое 96
Сублимация 190
Счетчик Гейгера 522
— сцинтилляционный 522

Текучесть 102, 127, 186
Тела твердые 124
Телевидение 369
Телескоп 396
Тело абсолютно твердое 14
— — черное 413
— отсчета 13, 43
— рабочее 155
— свободное 42
— термодинамическое 137
Тембр 353
Температура вырождения газа 474
— кипения 170
— кристаллизации 190
— критическая 173
— Кюри 310
— плавления 189
Теорема Карно 161
— о кинетической энергии 94
Теория близкодействия 197
— дальнодействия 197
— молекулярно-кинетическая 116
— относительности специальная 428
— строения атома боровская 482
Теплоемкость 152
— молярная 153
— удельная 153
Теплообмен 150
Теплота 150
— испарения удельная 191
— кристаллизации удельная 190
— парообразования удельная 171
— плавления удельная 190
Термодинамика 134
Терм спектральный 480
Тесла, единица индукции 596
Течение жидкости ламинарное 107
— — нестационарное 107
— — стационарное 107
— — турбулентное 107
Ток анодный диода 262
— индукционный 289, 290
— квазистационарный 369
— конвекционный 232
— молекулярный 302
— переменный 336
— постоянный 232
— проводимости 232
— термоэлектронный 260
— электрический в вакууме 259
— электронный в атоме 301
Токи Фуко 296
Тон 353
— основной 353
Точка кипения 170
— критическая 173
— Кюри 310
— материальная 14
— плавления 189
— росы 175
Точки изображения разрешенные 395
Траектория 15
Трансформатор 298
Трение внешнее 62
— внутреннее 63, 108
— вязкое 63
— покоя 63
— скольжения 63
— сухое 63
Труба зрительная Кеплера 397
Трубка Пито 111
— — — Прандтля 111

Трубка рентгеновская 422
— тока жидкости 107
— электроннолучевая 265, 266

Увеличение линейное зеркала 383
— — линзы 386
— объема относительное 187
— угловое 396
Угол дифракции 405, 406
— зрения 395
— краевой 178
— отражения 376
— — полного предельный 377
— падения 376
— поворота 35
— преломления 376
— призмы преломляющий 381
Удар 96
— абсолютно неупругий 99
— — упругий 96
— центральный 96
Удлинение относительное 187
Узел волны стоячей 359
— цепи электрической 242
Узлы решетки кристаллической 125
Ультразвуки 353, 354
Упругость 184
— газов объемная 344
— формы 344
Уравнение Бернулли 109
— волны плоской 350
— — — стоячей 359
— — сферической 352
— кинетической теории газов основное 121
— Менделеева — Клапейрона 144
— неразрывности 109
— состояния 137
— — идеального газа 144
— Эйнштейна для внешнего фотоэффекта 450
Уравнения движения точки 15
Уровень интенсивности 354
Уровни энергетические осциллятора 465
— энергии электронные 466
Ускорение 22
— касательное 23
— нормальное 23
— свободного падения 29, 58
— среднее 22
— тангенциальное 23
— угловое 40
— — среднее 40
— центростремительное 34
Ускорители частиц 547 и д.
Установка холодильная 166

Фаза колебания 314
Фарада 591
Ферромагнетики 307
Фокус зеркала главный 382
— линзы главный 384
— — побочный 384
Формула Бальмера — Ридберга 480
— де Бройля 458
— зеркала сферического 382
— линзы тонкой 385
Формула Томсона 335
— Торричелли 110
Фотоаппарат 391
Фотография 455
Фотоионизация 447
Фотолюминесценция 418
Фотометрия 388
Фотон 445
Фотопроводимость 452
— полупроводника 268
Фототок 448
Фотоэлемент 451, 452
Фотоэффект 447
— внешний 447
— внутренний 447
— ядерный 529
Фронт волны 345

Характеристика вольтамперная газового разряда 255
— — диода 261
— сеточная триода статическая 263
Хемилюминесценция 418
Хронометризация системы отсчета 432

Центр давления 106
— зеркала оптический 382
— инерции 47
— линзы оптический 384
— масс 47
— тяжести 58
Цепь тока переменного с активным сопротивлением 337
— — — — емкостным сопротивлением 339
— — — — индуктивным сопротивлением 338
— электрическая 242
Цикл 159
— Карно 160
— обратный 160
— прямой 160
— углеродно-азотный 545
Циклотрон 549
Циркуляция скорости 114
Цуг волновой 467

Частица релятивистская 441
— ультрарелятивистская 441
— элементарная 116, 551
Частицы истинно-нейтральные 564
Частота волны 364
— вращения 39
— колебаний тела собственная 360
— круговая колебаний периодических 314
— обращения 35
— циклическая колебаний затухающих 326
— — — периодических 314
— — — свободных 319
— — — электромагнитных незатухающих 335
— — — — свободных 335
— — резонансная 329, 342
Часы, автоколебательная система 331
Число Авогадро 117

Число волновое 351
— квантовое главное 466, 480, 485
— — магнитное 489
— — орбитальное 487
— Лошмидта 144
— массовое ядра 509
— спиновое магнитное 490
— столкновений среднее 130
Чувствительность фотокатода 259, 260

Ширина спектральной линии естественная 468
Шкала температур международная практическая 137, 574
— — термодинамическая 574
— — — абсолютная 137, 162
— — эмпирическая 137
— электромагнитных волн 425
Шумы 353

Эквивалент вещества электрохимический 252
— работы тепловой 152
— рентгена биологический 543
— теплоты механический 152
Электродинамика 197
Электроемкость взаимная 225
— проводника 224
Электролиз 250
Электролиты 250
Электролюминесценция 417
Электромагнит 283
Электрон 192
— валентный 117, 493
— -вольт 588
— оптический 493
Электронография 460
Электроны коллективизированные 183, 207
Электропроводность, величина 244
— удельная 237
—, явление 231
Электростатика 192
Эмиссия термоэлектронная 260
— фотоэлектронная 259
— электронная вторичная 260
Эмиттер 260
Энергия 93
— активации деления ядра 535
— — собственной проводимости полупроводника 267
— внутренняя 99, 146
— диссоциация молекулы 501
— кинетическая 93
— — молекулы средняя 132
— механическая 93
— осциллятора нулевая 466
— поверхностная 176
— покоя тела 442
— поля магнитного 299
— — электрического 230
— потенциальная 94
— — взаимодействия зарядов 217
— — — молекул 122
— реакции ядерной 528
— связи нуклона 510
— — ядра 511
— — — удельная 511
— собственная заряженного проводника 229
— тела собственная 442
— тока собственная 299
— фотона 445
— частицы локализованной 473
— ядерная 539
Эпидиаскоп 393
Эрг 579
Эталон 569
— массы 65
Эффект Магнуса 114
— пьезоэлектрический обратный 355
— — прямой 355
— туннельный 525

Явление взаимной индукции 297
— магнитострикционное 354
— самоиндукции 296
— сверхпроводимости 241
— электромагнитной индукции 290
Явления капиллярные 180
Ядра зеркальные 511
Ядро атомное 508
— составное 530
Яма потенциальная одномерная прямоугольная 464

(в скобках приводятся массовые числа наибо

Внешние электроны заполняют	I	II	III	IV	V
Первую, или *K*-оболочку	Водород 1 **H** 1,00797				
Вторую, или *L*-оболочку	Литий 3 **Li** 6,939	Бериллий 4 **Be** 9,0122	Бор 5 **B** 10,811	Углерод 6 **C** 12,01115	Азот 7 **N** 14,0067
Третью, или *M*-оболочку	Натрий 11 **Na** 22,9898	Магний 12 **Mg** 24,312	Алюминий 13 **Al** 26,9815	Кремний 14 **Si** 28,086	Фосфор 15 **P** 30,9738
Четвертую, или *N*-оболочку	Калий 19 **K** 39,102	Кальций 20 **Ca** 40,08	Скандий 21 **Sc** 44,956	Титан 22 **Ti** 47,90	Ванадий 23 **V** 50,942
	Медь 29 **Cu** 63,54	Цинк 30 **Zn** 65,37	Галлий 31 **Ga** 69,72	Германий 32 **Ge** 72,59	Мышьяк 33 **As** 74,9216
Пятую, или *O*-оболочку	Рубидий 37 **Rb** 85,47	Стронций 38 **Sr** 87,62	Иттрий 39 **Y** 88,905	Цирконий 40 **Zr** 91,22	Ниобий 41 **Nb** 92,906
	Серебро 47 **Ag** 107,870	Кадмий 48 **Cd** 112,40	Индий 49 **In** 114,82	Олово 50 **Sn** 118,69	Сурьма 51 **Sb** 121,75
Шестую, или *P*-оболочку	Цезий 55 **Cs** 132,905	Барий 56 **Ba** 137,34	57—71 *)	Гафний 72 **Hf** 178,49	Тантал 73 **Ta** 180,948
	Золото 79 **Au** 196,967	Ртуть 80 **Hg** 200,59	Таллий 81 **Tl** 204,37	Свинец 82 **Pb** 207,19	Висмут 83 **Bi** 208,980
Седьмую, или *Q*-оболочку	Франций 87 **Fr** (223)	Радий 88 **Ra** (226)	89—103 **)	Курчатовий 104 **Ku**	

*) Семейство лантанидов	Лантан 57 **La** 138,91	Церий 58 **Ce** 140,12	Празеодим 59 **Pr** 140,907	Неодим 60 **Nd** 144,24
	Тербий 65 **Tb** 158,924	Диспрозий 66 **Dy** 162,50	Гольмий 67 **Ho** 164,930	Эрбий 68 **Er** 167,26
**) Семейство актинидов	Актиний 89 **Ac** (227)	Торий 90 **Th** 232,038	Протактиний 91 **Pa** (231)	Уран 92 **U** 238,03
	Берклий 97 **Bk** (247)	Калифорний 98 **Cf** (251)	Эйнштейний 99 **Es** (254)	Фермий 100 **Fm** (253)

ТАБЛИЦА ЭЛЕМЕНТОВ

лее долгоживущих известных изотопов)

VI	VII	VIII			0	Число электронов в оболочках
					Гелий 2 He 4,0026	He 2
Кислород 8 O 15,9994	Фтор 9 F 18,9984				Неон 10 Ne 20,183	Ne 2, 8
Сера 16 S 32,064	Хлор 17 Cl 35,453				Аргон 18 Ar 39,948	Ar 2, 8, 8
Хром 24 Cr 51,996	Марганец 25 Mn 54,9381	Железо 26 Fe 55,847	Кобальт 27 Co 58,9332	Никель 28 Ni 58,71		
Селен 34 Se 78,96	Бром 35 Br 79,909				Криптон 36 Kr 83,80	Kr 2, 8, 18, 8
Молибден 42 Mo 95,94	Технеций 43 Tc (99)	Рутений 44 Ru 101,07	Родий 45 Rh 102,905	Палладий 46 Pd 106,4		
Теллур 52 Te 127,60	Иод 53 I 126,9044				Ксенон 54 Xe 131,30	Xe 2, 8, 18, 18, 8
Вольфрам 74 W 183,85	Рений 75 Re 186,2	Осмий 76 Os 190,2	Иридий 77 Ir 192,2	Платина 78 Pt 195,09		
Полоний 84 Po (210)	Астатин 85 At (210)				Радон 86 Rn (222)	Rn 2, 8, 18, 32, 18, 8

Прометий 61 Pm (145)	Самарий 62 Sm 150,35	Европий 63 Eu 151,96	Гадолиний 64 Gd 157,25	
Тулий 69 Tu 168,934	Иттербий 70 Yb 173,04	Лютеций 71 Lu 174,97		Lu 2, 8, 18, 32, 9, 2
Нептуний 93 Np (237)	Плутоний 94 Pu (244)	Америций 95 Am (243)	Кюрий 96 Cm (247)	
Менделевий 101 Md (256)	102 (255)	Лоуренсий 103 Lw (257)		Lw 2, 8, 18, 32, 32, 9, 2