

И. М. МАМАТОВ

ТЕПЛОТЕХНИКА

И. М. МАМАТОВ

ТЕПЛОТЕХНИКА

Душанбе: „Дониш“

1990

Маматов И.М. Теплотехника.-Душанбе:"Дониш",1990.-104 с.

Приведены основные законы термодинамики и теплопередачи, показано их применение в теории тепловых двигателей, паросило-
вых установок и т.д. Изложены физические основы учения о
теплопередаче. Рассмотрен перенос теплоты с помощью теплопро-
водности.

Учебник предназначен для студентов кооперативных вузов,
обучающихся по специальностям "Теплотехника", "Товароведение
продовольственных продуктов" и "Технология консервирования".

Издание осуществлено за счёт средств автора.

М-3403040000 - 045 без объявления
502 - 90

JSEN 5-8366-0299-9

© Маматов И.М., 1990 г.

БИРИНЧИ ҚИСМ

ТЕХНИКАВИЙ ТЕРМОДИНАМИКА

Биринчи боб

Асосий термодинамика тушунчалари

I. Термодинамика предмети ва унинг хусусиятлари.

Термодинамика-энергиянинг айланиш (ўзгариш) қонуниятлари ҳақидаги фенлар, яъни иссиқлик эффектлари билан содир бўладиган турли процессларда энергиянинг бир турдан янқитга турга айланганини ўргатадиган фен.

"Термодинамика" грекча сўз бўлиб, "термо" - иссиқлик, "динамикос" - куч, ҳаракат сўзларидан олинган. Биринчи марта бу сўз француз тилида С.Карно томонидан 1824 йилда шу умумий маънода ишлатилган эди.

Термодинамика XIX-асрда асос солинган эди. Бу даврда иссиқлик двигателларининг тараққидати туфайла иссиқликнинг янги айланш қонуниятларини ўрганиш зарурати туғилди. Лекин шундан кейин термодинамика методи иссиқлик техникаси чегарасидан ўтаб, физика, химия ва бошқа фенларнинг кўпчилиги соҳаларида кенг қўлланмда болланди.

Термодинамика иссиқлик ҳодисаларининг назарияси бўлиб, унда жасмларнинг молекулалар тузилиши эътиборга олинмайди.

Термодинамикада иссиқлик ҳодисалари айрим молекулаларнинг таъсирини сезмайдиган асбоблар (термометр, манометр ва бошқалар) қўйд қилладиган катталиклар воситасида таъсифланади. Термодинамиканинг ҳамма қонунари молекулалар ниҳоятда кўп бўлган жасмларга таъаллуққандар. Масалан: газ, буғ, сув ва ҳоказолар шулар жумласидандар.

Термодинамика турли физикавий ва химиявий процессларнинг у ёки бу системаларда қайси йўналишда содир бўлишини аниқлашга ямқон беради.

Термодинамика асосига тақрибاً йўли билан аниқланган якин-та асосий қонун (ёки айрим ҳолларда бошланиш ҳам дейдилар) қўйилган. Термодинамиканинг биринчи қонуни энергия айланш процессларининг мақдорий томонини ҳарактерлайди, якинчи қонун эса физикавий системаларда содир бўладиган процессларнинг сифатий томонини (йўналганлигини) белдиреди.

Иссиқликни механикавий янги айлантарм усулларини, яъни иссиқлик энергетикаси қурилмалари назариясини термодинамиканинг техникавий термодинамика дейиладиган бўлими ўрганади.

2. Иш қисми ва унинг параметрлари

Ҳам ўзаро, ҳам atroфдаги муҳит билан таъсирлашиб турувчи материал жисмлар бўлимини термодинамикавий система деб атаймаз, кўраб таққиллаётган система чегарасидан ташқарида бўлган бoshқа бarchа материал жисмларни atroфдаги ёки ташқи муҳит деб аташ қoбул қилинган. Цилиндрга қилинган ва ташқи муҳитдан поршень билан ажратилган иш қисми термодинамикавий системага типик мисол бўла олади.

Ташқи муҳит жумласига эса цилиндр, поршень, уларни ўраб турган ҳаво ва бoshқаларни қаритиш мумкин. Термодинамикавий системанинг ташқи муҳит билан ўзаро таъсири шу системани ташқи муҳитдан ажратиб турган контрол сиртга юз боради. Мисалан, газ тўлдирилган цилиндрга цилиндр ва поршеньнинг ички сиртлари контрол сиртлардир. Ташқи муҳит билан энергия айланиш натижасида термодинамикавий система ҳолатининг ўзгариши термодинамик процесс дейилади.

Системанинг термодинамикавий ҳолатини ҳаракатловчи катталарлар афлот параметрлари дейилади.

Асосий ҳолат параметрлари температура, босим ва осянатириш ҳўим ёки эчкиладан иборат. Агар системанинг термодинамикавий ҳолати ўзгартирилса, яъни иссиқлик келтирилса ёки олаб кетилса, газ-ни сикилса ёки унга кенгайиш учун имкон берилса, у ҳолда кўраб таққиллаётган системанинг бoshқа ёки бarchа параметрлари ўз катталарини ўзгартиради.

Температура. Жисмининг иссиқлиги даражасини ҳаракатловчи катталар температура дейилади.

Жисмга иссиқлик берилганда молекулаларнинг ҳаракатланиш тезлиги ошади. Бунда жисм қизийди, яъни унинг температураси кўтарилди. Жисмдан иссиқлик олинганда эса молекулаларнинг ҳаракати секинлашиб соғуйди, яъни унинг температураси пасояди.

Температура градусларга бўлинган самобли термометрлар, термометрлар ёки пирометр ва бoshқа асбоблар ёрдамида ўлчанеди. Қозир турли температура шкаллари – Цельсий, Кельвин, Фаренгейт ва бoshқа

шкалалардан фойдаланилади. Амалда Цельсий шкаласидан кенг фойдаланилади. Бу шкала буйича температура сувнинг музлаш нуқтасидан бошлаб ҳисобланади ва унинг температураси нолга тенг деб олинади.

Бу шкала буйича олинган температура $^{\circ}\text{C}$ билан белгиланади. Кельвин шкаласи буйича ҳисобланадиган температура доимо мусбат бўлади. У абсолют температура ёки Кельвин буйича температура дейилади ва T°K билан белгиланади. Кельвин градуслари (абсолют термодинамикский температура) ва Цельсий градуслари билан ифодаланган температура орасидаги боғланиш қуйидаги формула билан ифоделанади.

$$T = 273 + t^{\circ}\text{K} \quad (1.1)$$

Бунда $\frac{t}{^{\circ}\text{C}}$ — нг градусли (Цельсий) шкала буйича олинган температура.

Босим. Илмидаги газ молекулалари тўхтовсиз ва тартибсиз (хаотик) ҳаракатда бўлади. Натижада улар бир-бирлари билан тўқнишиб, янги деворларига урилади ва деворга газ молекулалари зарбий қучанинг таъсири сезилади.

Газнинг босими нг F бирлига таъсир қилувчи куч P билан ўлчанади:

$$P = \frac{P}{F} \quad (1.2)$$

Босимни ўлчаш учун турли бирликлар: Паскаль (Па), шунингдек бар, техникавий атмосфера ёки оддий қаллоб айтганда атмосфера (1 кгк/см^2) сув ёки симоб устини миллиметра яшатади.

Босимнинг турли ўлчов бирликлари орасидаги нисбат
I-жадвал

Бирликлар	Па	бар	кг/см ²	мм.симоб уст.	мм сув ус
Па	1	10^{-5}	$1,02 \cdot 10^{-5}$	$7,5 \cdot 10^{-3}$	0,102
1 бар	10^5	1	1,02	$7,5 \cdot 10^2$	$1,02 \cdot 10^4$
1 кгк/см ²	$9,8 \cdot 10^4$	0,98	1	735	10^4
1мм сим.уст	133	$1,33 \cdot 10^{-3}$	$1,36 \cdot 10^{-3}$	1	13,6
1 мм.сув.уст	9,8	$9,8 \cdot 10^{-5}$	10^{-4}	$7,35 \cdot 10^{-2}$	1

СИ системда босимнинг ўлчов бирлиги қалиб Па қабул қилинган. Паскаль (Па) 1 м^2 сартда бяр текасда тақсимланган 1 Н (Ньютон) куч вужудга келтирадиган босимдан иборат. $1 \text{ Н} = 1 \text{ кг} \cdot \text{м} / \text{с}^2$ бўлганлигидан $1 \text{ Па} = 1 \text{ кг} / (\text{м} \cdot \text{с}^2)$ бўлади. Паскаль билан бяр қаторда анча йирик бярликлар – килопаскаль (кПа) ва мегапаскаль (МПа) ишлатилади:

$$1 \text{ Па} = 10^{-3} \text{ кПа} = 10^{-6} \text{ МПа}.$$

Ҳозирги даврда босимни ўлчаш учун ишлатиладиган манометр деб аталладиган асослар кгк/см² да даражаланган. Манометрлар атмосфера босимидан юқори (ортақча) босим $P_{\text{ман}}$ -ни ўлчайди. Шунинг учун ҳисоблашда манометр билан ўлчанган босимга барометр бўйича аниқланган атмосфера босимини қўшаш керак.

$$\text{Демак, } P_{\text{абс}} = P_{\text{ман}} + P_{\text{атм}} \quad (1.3).$$

$P_{\text{абс}}$ – абсолют босимлар, у ядиди ичидага тўлақ босимни кўрсатади, яъни манометрика (ортақча) ва атмосфера босимларининг йаъиндасидан иборатдир. Агар сайравиллақ манометр (вакууметр) билан ўлчанган бўлса,

$$P_{\text{абс}} = P_{\text{атм}} - P_{\text{сайр}} \quad (1.4) \text{ бўлади.}$$

Техникавий ҳисобларда кўпинча $P_{\text{атм}}$ на $1 \text{ кгк} / \text{см}^2$ га тенг деб олинади. Шунинг учун ортақча босим манометр билан ўлчанган абсолют босим

$$P_{\text{абс}} = P_{\text{ман}} + 1 \text{ кгк} / \text{см}^2 \quad (1.5) \text{ бўлади.}$$

Солиштирма ҳажм ва зичлақ. Ўсимнинг масса (m) бярлига : эгалладиган ҳажм (V) солиштирма ҳажм деб аталади ва γ билан белгиланади.

$$\gamma = \frac{V}{m} \quad (1.6)$$

Солиштирма ҳажм СИ системда $\text{м}^3 / \text{кг}$ билан ўлчанади. Солиштирма ҳажмга тескари бўлган қиймет зичлақ деб аталади ва ρ билан белгиланади.

$$\rho = \frac{1}{\gamma} = \frac{m}{V} \quad (1.7)$$

Зичлақ олатда, кг/м³ ёки г/см³ ҳисобида ўлчанади. Биз бяръзан модданинг солиштирма оғярлиги тушунчачани ишлатемиз. Солиштирма оғярлиқ γ деганда модданинг унаниг ҳажм бярлигидаги оғярлиги тушуналади. Ньютоннинг икканчи қонунига мувофиқ модданинг зичлиги ва солиштирма оғярлиги ўзаро қуйидаги нисбат билан бярланган

$$\gamma = \rho \cdot g = \frac{g}{r} \quad (1.8)$$

бу ерда g — эркин тушиш тезлениши.

3. Идеал газнинг ҳолат тенгламаси

Газ турли хил ҳолатларда бўла олади, яъни газнинг маълум бир массаси турли ҳажм эгаллаши ва ҳар хил босимга эга бўлиши мумкин.

Газнинг ҳажми ва босими унинг ҳолатини тасвирловчи механик катталиклардир. Бу катталиклар билан бир қаторда газни t температура ҳам характерлайди.

Шундай қилиб, модданинг молекуляр тузилишини эътиборга олмасдан унинг ҳолатини V, p, t каби катор катталиклар билан характерлаш мумкин. Бу катталиклар термодинамик параметрлар деб аталади.

Босим, ҳажм ёки температура каби термодинамик параметрлардан биттасининг ўзгариши оқибатида қолган параметрлар ҳам ўзгариб кетади. Агар икки ҳолатини характерловчи ҳажм ва катталиклар бараварига ўзгарса, тажрибада таъинли бирон қонуниятлар топиш қийин бўлади.

Шунинг учун дастлаб p, V ва t каби учта параметрдан биттаси ўзгармай қоладиган процессларни ўрганиш осон. Параметрлардан биттасининг қиймати ўзгармас бўлган ҳолда қолган иккитаси орасидаги миқдорий боғланишлар газ қонунлари деб аталади. Идеал газнинг ҳолат тенгламасини келтириб чиқариш учун идеал газнинг физик қурбидан маълум бўлган асосий қонунларни эсга олиш лозим.

Бойль-Мариотт қонуни: ўзгармас температурада газнинг берилган массаси учун абсолют босимнинг ҳажмга кўпайтмаси ўзгармас катталикдир.

$$pV = \text{const} \quad (1.9)$$

Бутун процесс даврида системанинг температураси ўзгармасдан қоладиган мувозинатдаги процесс изотермик процесс деб аталади. Тоғи сўзининг очақ адида қайнаш процесси изотермик процессга мисол бўла олади: то адидаги сув қайнаб тугаматунча сув температура^{си} амалда ўзгармасдан қолади (агар қайнаш процессида атмосфера босими ўзгармаса).

Гей-Люссак қонуни: босим ва масса ўзгармас бўлганда газ ҳажми абсолют температураларнинг ўзгаришига тўғри пропорционал бўлади ва тўғри пропорционал равишда ўзгаради:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (I.10)$$

Ўзгармас босимда содир бўладиган мувозанатдаги процесс изобарик процесс деб аталади. Оқиб адиабатдаги сувнинг асотилашани изобарик процессга мисол қилиб келтириш мумкин; бу ҳолда сувнинг босими ўзгармайди ва атмосфера босимига тенг бўлиб қолаверади, ҳолбуки, сувнинг температураси ортади ва унинг солиштирма оғирлиги ўзгаради.

Шарль қонуни: ҳажм ва масса ўзгармас бўлганда газ босими абсолют температураларнинг ўзгаришига тўғри пропорционал равишда ўзгаради:

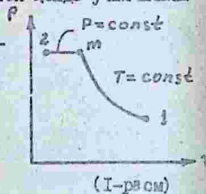
$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (I.11)$$

Ўзгармас ҳажмда содир бўладиган мувозанатлашган процесс изохорик процесс деб аталади. Сувнинг герметик ёпиқ иситилиши изохорик процессга мисол бўли олади. Иситиш процессида адиабатнинг ҳажми амалда ўзгармасдан қолади (агар иситиш натижасида адиабатнинг бир оз кенгайиши ҳисобга олинмаса) ҳолбуки, адиабатдаги сувнинг температураси ортади ва сувнинг босими кўтарилса бошлайди.

Бойль-Мариотт ва Гей-Люссак қонуналаридан фойдаланиб, идеал газнинг ҳолат тенгламасини чиқариш мумкин. Газнинг ҳолати фақат икки параметр (масалан, босим ва ҳажм, босим ва температура ёки ҳажм ва температура) билан аниқланади, учинчи параметр эса қолган иккитаси билан бир қийматга аниқланади. Агар ҳолат тенгламаси аниқ маълум бўлса, икки параметрни билган ҳолда учинчисини топиш мумкин.

Энди иккита термодинамиквий процесс — изотермик процесс $I - m$ ва изобарик процесс $2 - m$ нинг кетма-кетлигини кўриб чиқемиз (I-расм). Газнинг изотермик процесс $I - m$ да сақлиниши Бойль-Мариотт қонуни тенгламаси билан тасвирланади.

$$P_1 \cdot V_1 = P_m \cdot V_m \quad (I.12)$$



(бу ерда V_1 ва V_m - солиштирма ҳажмлар), газнинг изобарик процесс 2-мда кейингилаб сиқилиши эса Гей-Люссак қонунига бўйсунгани.

$$\frac{V_m}{V_2} = \frac{T_m}{T_2} \quad (I.13)$$

Процесс 1-м изотермик процесс бўлганигадан $T_1 = T_m$ эканлиги муқаррар ва, бинобарин, (I.13) тенгламадан қуйидаги тенгламани ҳосил қиламиз:

$$V_m = V_2 \cdot \frac{T_1}{T_2} \quad (I.14)$$

Процесс 2-м изобарик процесс бўлгани учун $P_m = P_2$. Бу шароити ҳисобга олиб (I.13), (I.14) тенгламалардан қуйидаги тенгламани келтириб чиқарамиз:

$$\frac{P_1 \cdot V_1}{T_1} = \frac{P_2 \cdot V_2}{T_2} \quad (I.15)$$

Шунга ўхшаш, газни бир тарзда параметрлари P_3 , V_3 ва T_3 бўлган исталган учинчи ҳолатга ўтказиб

$$\frac{P_1 \cdot V_1}{T_1} = \frac{P_2 \cdot V_2}{T_2} = \frac{P_3 \cdot V_3}{T_3} = \text{const}$$

эканлигини кўрсатиш мумкин;

ёки

$$\frac{P \cdot V}{T} = \text{const} \quad (I.16)$$

Яъни газнинг абсолют босими билан ҳажми кўпайтмасининг абсолют температураси нисбати ўзгармаслар. 1 кг газ учун бу ўзгармас катталик газ доимийси дейилади ва R ҳарфи билан белгиланади:

$$\frac{P \cdot V}{T} = R$$

ёки

$$pV = RT \quad (I.17)$$

(I.17) тенглама идеал газнинг ҳолат тенгламаси дейилади. У яъни газнинг термодинамикангай ҳолатини характерловчи катталикларни (V , P ва T) ўзаро боғлайди. Бу тенглама Клапейрон тенгламаси дейилади. Газнинг икки параметрини билсак, учинчисини тенглама (I.17) бўйича осонлашча топиш мумкин, чунки R ҳар қайси газ учун ўзгармас катталикдир. Одатда техникада қўлланиладиган температура катталиклариде газ доимийлари кўпчилик газлар учун ҳисоббел чиқилган ва жадвал ҳолига келтирилган.

Газ доимийси R -нинг физик маъносини кўриб чиқамиз. (I.17) тенгламанинг уч қисmini кўриб чиқамиз.

$$[pV] = \left[\frac{\text{Н}}{\text{м}^2} \cdot \frac{\text{м}^3}{\text{кг}} \right] = \left[\frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{кг}} \right] = \left[\frac{\text{Ж}}{\text{кг}} \right]$$

Шундай қилиб, бошқарманинг солиштирмэ ҳажмга кўпайтмэси pV на 1 кг газнинг кенгайиши нэтижэсидэ олинган, жорулардэ ўлчанидиган солиштирмэ механик ил сифэтидэ қараш мумкин. Агар газ бир градус иситилганда шу ишни бажарган бўлса, газ доимийсининг ўлчанилидиган куйидагичэ бўлади:

$$\left[p \right] = \left[\frac{p \cdot V}{T} \right] = \left[\frac{Ж}{кг \cdot град} \right]$$

Бинобарин, газ доимийси R 1 кг газнинг бир градус иситилганда бажарган илгэрийи солиштирмэ ишидир.

Бизгэ маълумки, зичлик ρ солиштирмэ ҳажмга тескари катталиқдир $\rho = \frac{m}{V}$, шу сەбаблн зичлик орқали ифодааланган газ доимийси куйидаги кўринишдэ ёзилэди:

$$R = \frac{p}{\rho \cdot T} \quad (I.18)$$

Агар (I.17) тенгламэсининг ўнг ва чап қисмани газнинг массасини ифодаловчи " m " га кўпайтирсэк, m кг газ учун бу тенгламэ куйидагичэ ёзилэди.

$$p \cdot V \cdot m = m \cdot R \cdot T$$

Лекин $V \cdot m = V$

Шу сەбаблн, олинган тенгламэга тўла ҳажм V -на кўйиб, m кг газ учун Клапейрон тенгламэсини ёзимиз:

$$pV = m \cdot R \cdot T \quad (I.19)$$

Газнинг миқдорини килограмм-моль билэн аниқлаш қулай бўлади. Килограмм-моль ёки киломоль (к.моль) газнинг молекуляр массэсини сон жиҳатидэн тэнг бўлган килограммлардэ ифодааланган массэсидир. Молекуляр массэ μ -нинг солиштирмэ ҳажми V -га кўпайтмэси мазкур к.моль газнинг ҳажмини белгилэйдн:

$$V_{\mu} = \mu \cdot V \quad \text{м}^3/\text{кмоль} \quad (I.20)$$

1 к.моль газнинг зичлиги, молекуляр массэси ва ҳажми орэсидэги бэвлениш куйидагичэ аниқленэди:

$$\rho = \frac{\mu}{V_{\mu}} = \frac{\mu}{\mu \cdot V} \quad (I.21) \quad \text{Демак} \quad V = \frac{\mu \cdot V}{\mu} = \frac{V_{\mu}}{\mu} \quad (I.22)$$

Агар газнинг солиштирмэ ҳажми ва молекуляр массэси маълум бўлса (I.22) тенгламэдэн фойдаланиб, 1 к.моль газнинг ҳажмини топиш мумкин.

Авогадро қонунига кўра, турли газларнинг массэвлери бир хил

босан ва температурада бир хил ҳажми эгаллайдн. Демак, $t=0^{\circ}\text{C}$ ва $p=1,013$ бар бўлганда ҳар қандай 1 к.моль идеал газнинг ҳажми $V_m = 22,4 \text{ м}^3/\text{к.моль}$ бўлади. Бу қиймет техникавий ҳисоб-лашларда кенг қўлланилади. (1.17) тенгламанинг чап ва ўнг қисмини молекуляр массага кўпайтирамиз, у ҳолда

$$p \cdot V_m = \mu \cdot R T \quad (1.23) \text{ бўлади.}$$

Агар $T=273^{\circ}\text{K}$, $p=101300 \text{ н/м}^2=1,013$ бар ва $V_m = 22,4 \text{ м}^3/\text{к.моль}$ бўлса, (1.23) тенгламадан қуйидаги қилиб чиқарилади:

$$R = \frac{101300 \cdot 22,4}{273 \cdot \mu} = \frac{8314}{\mu} \quad (1.24).$$

Агар газнинг молекуляр массаси маълум бўлса (1.24), тенгламадан газ доимийсининг қийматини топиш мумкин. (1.24) формуласидан:

$$\mu \cdot R = R_m = 8314 \text{ н} / (\text{к.моль} \cdot \text{град}) \quad (1.25)$$

Демак, газ доимийси R_m ҳар қандай 1 к.моль газ учун ўзгармас миқдор бўлиб, универсал газ доимийси дейилади.

$\mu \cdot R$ нинг қийматини (1.23) тенгламага кўйиб, 1 к.моль газ учун хараakterистик тенгламени ҳосил қиламиз:

$$p \cdot \mu \cdot V = p \cdot V_m = \mu \cdot R T = 8314 T$$

$$\text{ёки } p \cdot V_m = 8314 T \quad (1.26)$$

(1.26) тенглама Кларейрон-Менделеев тенгламаси дейилади.

4. Идеал газлар аралашмеси

Иш жисми қўянча бир нече газларнинг (компонентларнинг) аралашмасидан иборат бўлади. Мисален, ички ёнув двигателларида ёқилғи билан ҳаво кислородининг химиявий реакцияси натижасида ёниш маҳсулотлари ҳосил бўлади. Бу маҳсулотлар газлар (карбонат ангидрид, ис газы, сув буғи, водород, кислород, азот ва бошқалар) аралашмасидан иборат. Газлар аралашмасининг барча таркибий қисмлари бир хил температура ва бир хил тула ҳажмга эга, деб қабул қилинлик.

Агар газлар аралашмеси таркибига кирувчи ҳар қайси компонент, барча аралашма қаби, идеал газнинг ҳолат тенгламасига бўйсунди, деб ҳисобласак, аралашмадаги ўзаро химиявий реакцияга киришмайдиган айрим-айрим компонентларнинг босимлари Делтон қонунига бўйсунди: бу қонунга кўра газлар аралашмасининг босими айрим ком-

поинентлар парциал босимларининг йиғиндасига тенг:

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + \dots + P_n \quad (I.27)$$

Бунда $P_1, P_2, P_3, \dots, P_n$ - аралашма компонентларининг парциал босимлари.

Газлар аралашмасидаги бирор компонент аралашма температура-сига бўлиб, бир ўзи шу аралашма эгаллаган ҳажми тўлдирганга қўйиб қўйилган босими айни компонентларнинг парциал босими дейила-ди.

Газлар аралашмаси масса ва ҳажм бирликларида берилди.

Агар массага M бўлган аралашма n компонентдан таркиб топган бўлса, у ҳолда аралашмадаги айрим компонентларнинг массавий улуш-лари қуйидагига тенг бўлади:

$$g_1 = \frac{m_1}{M}, g_2 = \frac{m_2}{M}, \dots, g_n = \frac{m_n}{M} \quad (I.28)$$

Бу ерда $m_1, m_2, \dots, m_n$ - аралашмага қосил қилувчи айрим компонентлар-нинг массалари.

Маълумки, газлар аралашмасидаги айрим компонентлар массаларининг йиғиндаси барча аралашмаларнинг массасига тенг бўлади:

$$m_1 + m_2 + m_3 + \dots + m_n = M$$

$$\text{Бундан } g_1 + g_2 + \dots + g_n = \sum_{i=1}^n g_i = 1 \text{ ёки } \sum_{i=1}^n g_i = 1 \quad (I.29)$$

Агар n компонентдан таркиб топган аралашманинг ҳажми V бўл-са, у ҳолда аралашмадаги компонентларнинг ҳажмий улушлари қуйида-тенгламалар билан аниқланади.

$$z_1 = \frac{V_1}{V}, z_2 = \frac{V_2}{V}, \dots, z_n = \frac{V_n}{V} \quad (I.30)$$

Бу ерда: $V_1, V_2, \dots, V_n$ - аралашма таркибига кирувчи компонентлар-нинг парциал ҳажмлари.

Аралашма таркибига кирувчи компонентларнинг шу аралашманинг температурасидаги ва босимидаги ҳажми унинг парциал ҳажми дейила-ди. Маълумки, газлар аралашмасидаги компонентлар парциал ҳажм-ларининг йиғиндаси аралашманинг тўла ҳажмига тенг.

$$V_1 + V_2 + V_3 + \dots + V_n = V$$

Газнинг ҳажмий улушлар йиғиндаси бирга тенг.

$$z_1 + z_2 + z_3 + \dots + z_n = \sum_{i=1}^n z_i = 1 \quad (I.31)$$

Ҳар бир газ киломоль сонининг M_i бутун газ аралашмаси киломоль сонига M нисбатини моль улуш десак

$$\mu_i = \frac{m_i}{M_i} \quad \text{ёва} \quad \mu = \frac{m}{M} \quad (1.32) \quad \text{дан}$$

қуйидаги тенгламани олиш мумкин:

$$\mu_i = \frac{m_i}{m} \cdot \frac{M}{M_i} = \frac{\rho_i \cdot V_i \cdot M}{\rho \cdot V \cdot M_i} \quad (1.33)$$

Авогадро қонунидан маълумки, бир хил ҳосил ва температурада идеал газлар учун:

$$\frac{\rho_i}{\rho} = \frac{M_i}{M} \quad (1.34) \quad \text{бўлади.}$$

$$\text{Унда} \quad \mu_i / \mu = V_i / V = z_i \quad (1.35).$$

Шундай қилиб, идеал газ аралашмаси учун компонентнинг ҳимий улуши унинг моль улушига тенг.

Газлар аралашмасини ҳисоблашда аралашманинг ўртача молекуляр массаси $M_{ар}$ -ни билдирувчи катталиқдан фойдаланиш маъқул бўлади. Аслида газлар аралашмаси ҳар хил газлардан иборат бўлгани учун бу тушунча шартлидир. Бунда қўриб айтилган газ бир жанола молекулардан иборат ва унинг массаси аралашма массасига, кмоллар сони ва M га тенг деб қабул қилинади.

Бундай газ учун газлар аралашмасининг умумий массаси:

$$m = M \cdot \mu \quad \text{бундан} \quad \mu = \frac{m}{M}$$

Агар аралашма ҳимий улушларида берилган бўлса, у ҳолда

$$m = m_1 + m_2 + m_3 + \dots + m_n$$

$$m_i = \mu_i \cdot M_i; \quad m_2 = \mu_2 \cdot M_2; \quad \dots \quad m_n = \mu_n \cdot M_n$$

бўлгани учун (1.32) ва (1.35) афодалардан

$$\mu = \mu_1 \cdot z_1 + \mu_2 \cdot z_2 + \dots + \mu_n \cdot z_n$$

ёки

$$\mu = \sum_{i=1}^n \mu_i \cdot z_i \quad (1.36).$$

Агар аралашма массавий улушларида берилган бўлса,

$$\mu = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{z_i}{\mu_i}} \quad (1.37)$$

бўлади.

Агар аралашма таркибидеги ҳар қайси газнинг массавий улуши маълум бўлса, m кг газ учун характеристик тенгламадан фойдаланиб, аралашманинг газ доимийсига аниқлаш мумкин:

$$R_{ар} = \sum_{i=1}^n g_i \cdot R_i \quad (1.38).$$

Агар аралашма ҳимий улушларида берилган бўлса, у ҳолда газ доимийси (1.25) ва (1.36) формулалар орқали қуйидагича ифодаланади:

$$R_{ap} = \frac{83/4}{\sum_{i=1}^n \mu_i \cdot z_i} = \frac{83/4}{\dots} \quad (I.39)$$

5. Газларнинг иссиқлик сизими

Ҳисобларнинг температурасини бир градусга ўзгартириш учун зарур бўлган иссиқлик миқдори жисмнинг иссиқлик сизими дейилади. Амалий ҳисоблашларда уртача ва ҳақиқий иссиқлик сизимларининг қийметидан фойдаланилади. Жисмнинг температурасини бир градусга ошириш учун зарур бўлган иссиқлик миқдори Q шу жисмнинг T_1 - T_2 температуралар оралиғидаги ўртача иссиқлик сизими $C_{ур}$ дейилади:

$$C_{ур} = \frac{Q}{T_2 - T_1} \quad (I.40)$$

Температуралар фарқи $T_2 - T_1$ кемайганида ўртача иссиқлик сизими ҳақиқий иссиқликлар сизимига яқинлашади. Чексиз кам миқдорда оёрилган иссиқлик Δq нинг чексиз оз даража ошган температурага нисбати ҳақиқий иссиқлик сизими деб аталади.

$$C_{\text{ҳақ}} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta t} \quad \text{ёки} \quad C_{\text{ҳақ}} = \frac{dq}{dt} \quad (I.41)$$

Техникавий ҳисоблашларда солиштирма иссиқлик сизими деган тушунчадан фойдаланилади.

Модданинг массаси бирлигининг (1 кг) температурасини 1°C га ўзгартириш учун зарур бўлган иссиқлик миқдори массавий иссиқлик сизими деб аталади ва C билан белгиланади.

C - нинг ўлчам бирлиги, $\text{Ж} / (\text{кг} \cdot \text{град})$

Модданинг ҳажм бирлигига (1 м^3) келтирилган иссиқлик сизими ҳажмий иссиқлик сизими деб аталади ва C^I билан белгиланади.

C^I -нинг ўлчам бирлиги, $\text{Ж} / (\text{м}^3 \cdot \text{град})$

Модданинг 1 мольга ёки киломольтга нисбатен олинган иссиқлик сизими моляр иссиқлик сизими деб аталади ва C_μ - билан белгиланади.

C_μ - нинг ўлчам бирлиги, $\text{Ж} / (\text{моль} \cdot \text{град})$

Ғулар орасидаги нисбат қуйидагича

$$C = C^I \cdot V_0 = C_\mu / \mu \quad (I.42)$$

Бу ерда V_0 - газнинг солиштирма ҳажми, $\text{м}^3 / \text{кг}$

μ - газнинг молекуляр оғирлиги, моль.

Техникавий термодинамикада изоҳорик C_v ва изобарик C_p иссиқлик сизимларининг қийметларидан фойдаланилади. Процесс ўзгармас ҳажмда бўлганда иссиқлик сизими изоҳорик дейилади, агар ўзгармас

босимда борганда эса изобарик дейилади.

6. Газлар аралашмасининг иссиқлик сизими

Агар газлар аралашмаси масса улушларида берилган бўлса, у ҳолда унинг массавий иссиқлик сизими аралашмани ташкил этувчи ҳар қайса газ масса улушларининг иссиқлик сизимларига кўпайт-масининг йиғиндасига тенг.

$$C_{ар} = g_1 \cdot C_1 + g_2 \cdot C_2 + \dots + g_n \cdot C_n = \sum_{i=1}^n g_i \cdot C_i, \text{ кЖ / (кг.град)} \quad (1.43)$$

Аралашманинг ҳажмий улушларидаги иссиқлик сизими:

$$C'_{ар} = z_1 \cdot C'_1 + z_2 \cdot C'_2 + \dots + z_n \cdot C'_n = \sum_{i=1}^n z_i \cdot C_i, \text{ кЖ / (м}^3 \cdot \text{град)} \quad (1.44)$$

Аралашманинг киломоляда берилган иссиқлик сизимини ҳисоблашда қуйидаги формуладен фойдаланилади:

$$C_{м.ар} = \sum_{i=1}^n C_{м.и} \cdot z_i, \text{ кЖ / (кмоль.град)}. \quad (1.45)$$

ИККИНЧИ БУЛИМ

Термодинамиканинг биринчи қонуни

2.1. Термодинамик процесс. Мувозанатий ва мувозанатсиз процесслар

Ташқи муҳит билан энергия алмашиши натижасига термодинамик системанинг ҳолатининг ўзгариши термодинамик процесс дейилади.

Агар ташқи муҳитнинг ҳолати чексиз секин ўзгарса, газ ҳолатининг муҳит таъсирида ўзгариш процесси ҳам ниҳоятда секин ўтади. Бу процесс шунчалик секин борадики, процессда қатнашувчи жисмлар вақтининг ҳар қайси моментига шу моментдаги ташқи шароитга мос қилинган мувозанат ҳолатига бўлади.

Кетма-кет қилинган мувозанат ҳолатларининг узлуксиз қаторидан таркиб толган процесс мувозанатий процесс дейилади.

Бундай процессда вақтининг ҳар қайси моментига система мувозанатда бўлади ва унинг ҳолати p, V ва T параметрлари билан аниқланади.

мувозанатий процесслар идеал процесслардир, чунки улар чексиз кичик тезлик билан боради ва газ билан ташқи муҳитнинг босим ҳамда температуралари фарқи чексиз кичик бўлганлигига амалга оширилиши мумкин.

Тасвирда солиқ бўлаётган барча иссиқлик процесслари маълум даражада мувозанатий бўлмайдилар, чунки улар чекли тезлик билан боради ва процессда иштирок этувчи жисмларнинг босим ҳамда температуралари фарқи ҳам чекли бўлади.

Лекин баъзи ҳолларда мувозанатсизлик даражаси шу қадар кичик бўладики, процессни етарли даражада аниқлик билан мувозанатий дейиш мумкин.

Термодинамика мувозанатий (идеал) процессларни ўрганади, шу сабабли қўшанича мувозанат термодинамикаси ҳам дейилади.

Системанинг мувозанатсиз ҳолати унинг параметрлари қийматларининг системанинг ҳар қайси нуқтасида турлича бўлиши билан ҳаракатланади.

Системанинг барча нуқталарида унинг параметрлари вақт ўтиши билан ўзгармаётган бир хил қийматга эга бўлаётган ҳолати системанинг мувозанат ҳолати дейилади. Агар системанинг барча нуқталари

де босам бар хил бўлса, бу система механикавий мувозанат ҳолатида турмода деген сўзлар.

2.2. Ички энергия

Энергия сақланиш ва айланганининг яссққлик ҳодисаларига тевалдуқли бўлган қонуни термодинамиканинг биринчи қонуни деб аталади.

Жоуль ва бошқа олимланинг тажрибалари механик энергия ҳақ қачон беному-нашон йўқолмаслигини кўрсатди.

Сон-саноксиз кузатиш ва тажрибалардан топилган фактларни умумлаштириш асосида энергиянинг сақланиш қонунига таъриф берилган. Табиатда энергия йўқдан бвр бўлмайди ва йўқолмайди: энергия миқдори ўзгөрмейди. Энергия фақат бир турдан бошқа турга ўтади. Термодинамикада оғирлик марказининг тезлашти амалда ўзгөрмйдиган жасмлар ўрганилади. Жасмларнинг механик энергияси ўзгөрмийди, фақат ички энергияси ўзгара олади. Жасмларнинг ички энергияси деганимизда:

1. Заррачаларнинг тўғри, айланма ва тебринма ҳаракатларининг кинетик энергияси;
2. Заррачаларнинг ўзаро таъсиридаги потенциал энергияси;
3. Атомларнинг электрон қобили энергияси ва
4. Ички ядро энергияларининг йиринчасини тушунмиз.

Маълумки, жасмларнинг кинетик энергияси заррачаларнинг масса ва ҳаракат тезлигига боғлиқлигини, потенциал энергия эса уларнинг ўзаро боғлиқлик ўрни ва улар орасидаги ўзаро тортиш кучларини билдилади.

Молекулаларнинг микрокопик яссққлик ҳаракатининг кинетик энергияси билан уларнинг ўзаро таъсир этиш потенциал энергияси яссққнинг ички энергияси дейилади.

Ташқи муҳитдан ажратилган ёки у билан ўзаро таъсирда бўлган системанинг ҳар қандай ҳолатида унинг муайян миқдор ички энергияси U бўлади.

Агар ҳар қандай термодинамик процесс натижасида системанинг ҳолати ўзгартган бўлса, у ҳолда унинг ички энергиясининг ўзгариши бу процесс қандай бортанлигига эмас, балки аш жасмининг охирига ва бошлангич ҳолатларига боғлиқ бўлади. Шунинг учун процессда жасм энергиясининг тўлиқ ўзгариши жасмининг ташқи муҳит билан ўзаро таъсир этишишининг бошланишидаги ва охиридаги энергия қий-

метлари фарқи билан эквивалент. Умумий ҳолда термодинамик процессни кинематикада бу ҳолунга кўра системага келтирилган иссиқлик, унинг ички энергияси ва системанинг бажарган иши (механик энергия) ўртасидаги миқдори бўлиқлигини белгилас беради.

Термодинамиканинг биринчи қонуни шундай таърифланади: системага келтирилган бarchа иссиқлик система ички энергиясининг ўзгаришига ва ташқи иш бажаришига сарфланади:

$$Q = \Delta U + L \quad (2.1)$$

Агар i кг газ учун буни таълуқли десак, у ҳолда

$$q = \Delta u + l \quad (2.1')$$

Бунда дифференциал шаклда ифодаласак

$$dq = du + dl$$

(2.1) тенгламадаги ички энергияни қуйидагича ифодаласак бўлади:

$$\Delta U = U_2 - U_1 = f(P_2; V_2; T_2) - f(P_1; V_1; T_1) \quad (2.2)$$

Клапейрон тенгламасига асосан ҳар бир параметр бошқа икки параметр орқали ифодаланиши мумкин, шунинг учун қисмларнинг ички энергиясининг ўзгариши ҳам истаёлган иккита ҳолат параметрининг функцияси шифатида ифодаланиши мумкин. Идеал газларнинг ички энергияси газ температурасининг функциясида ва унинг босимига эса боғлиқмасдир.

$$\Delta U = U_2 - U_1 = c_v (T_2 - T_1) \quad (2.3)$$

бу ерда c_v — газнинг $V = \text{const}$ даги иссиқлик сиримида.

Элементар процесс учун ички энергия қуйидагича ифодаланган:

$$du = c_v \cdot dT \quad (2.4)$$

2.3. Иш ва иссиқлик миқдори

Иш бажарганда иссиқлик чиқишани кенг миқёсда Румфорд 1798 йилдаёқ кузатган эди. Ҳисобга берилган иссиқлик миқдори билан ишнинг эквивалент эканлигини исбот қилувчи дастлабки аниқ таърибларни ΔX аср ўртасида инглиз олими Ҳоуль ўтказган. Ҳоуль қуйида турла хил таъриблар ўтказди. Бу таърибларнинг бирида у вестге тушётган кўлар ҳаракатга келтирётган паррыкчалар айланганда калориметрдаги сымоб температурасининг кўтарилишини ўлчаган ва бундай ҳулосага келди:

4, 19 J иш бажарилганда жисмининг температураси ҳудди унга 1 кал иссиқлик берилгандагича кўтарилади. Калория энергиянинг иссиқлик бирлиги эканлиги таърибада тасдиқланди: 1 кал = 4, 19 J.

Калория 1 г сувни 1°C иситиш учун зарур бўлган иссиқлик миқдоридир. Тайинли бир ҳолатда система ҳаёлати маълум бир ички энергияга эга бўлади. Бироқ системада маълум миқдор иссиқлик ёки иш бор деб айтиш тўғри эмас. Иш ҳам, иссиқлик миқдори ҳам система энергиясининг бирор процесс натижасида ўзгаришини ҳаракатлайдиган катталиқдир. Системанинг ички энергияси уни 1 г иш бажариши ҳисобига ҳам, атрофдаги jismlарга бирор миқдор иссиқликни бериши ҳисобига ҳам бир хилда ўзгариши мумкин.

Термодинамиканинг биричи қонуни таъкидлашга кўра иссиқлик ва механик иш эквивалентдир, яъни маълум миқдорда механик иш олиш учун бу ишга эквивалент бўлган аниқ миқдордаги иссиқлик сарфлениши зарур.

Эквивалентлик принципи умумий ҳолда қуйидагича ёзилиши мумкин (Q ва L бир хил бирликларда ўлчанганда)

$$Q = L, \quad * \quad (2.5)$$

бу ерда: Q - сарфланган иссиқлик энергияси миқдори, *

L - бажарилган иш миқдори, *

Механик энергиянинг ўлчов бирлиги Жоуль бўлиб, у 1 Ньютон кучнинг 1 метр масофада бажарган ишга тенг. Иссиқлик энергиясининг ўлчов бирлиги килло ҳам Жоуль қабул қилинган. Иссиқлик ўлчов бирликлари системадаги қирмаган калорияларда ўлчанади.

МКТСС системасида иш бирлиги қиллоб килограммометр (кг.м) қабул қилинган.

Қуйида тақрибларга тасолавчиб, килограммометрлардаги иш ва килокалориялардаги иссиқлик орасида миқдорий боғланиш ўрнатилган 1 ккал иссиқлик сарфланганда 427 кг.м иш бажарилади. Бундай ишнинг термик эквиваленти:

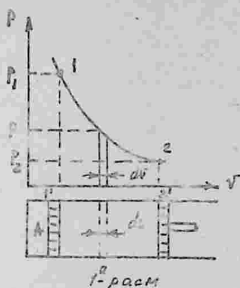
$$A = \frac{1}{427} \quad \text{ккал/кг.м} \quad (2.6)$$

Термодинамик тентлашлардаги бағгаларни соддаleştirиш мақседида бундан кейин A ва L коэффициентлар кўрсатилмайди - иссиқлик ва иш бир хил бирликларда ўлчанади.

2.4. Кенгайтириш иши

Газларнинг механик иш L ну процессларнинг ҳаракатига боғлиқлар. Цилиндрдаги қотилган (кг) миқдордаги газнинг p - қизала пор-

шень орқали dS массага кўчишдаги бажарган ишани кўриб чиқай-
лик.



I-расмда тасвирланган pV -диа-
граммадан кўриниб турибдики, пор-
шеннинг элементар кўчишда dS -
нинг анча кичик массага эквивален-
ти назарда тутиб цилиндрдаги бо-
симни ўзгартирс деб ҳисоблаймиз
ва p билан афзоллаёймиз. V ҳолда
газнинг кенгайишда бажарган
абсолют ишани, ёки бўлмаса $F=p \cdot f$
кучи таъсирида поршеннинг силжа-
ли туғайли бажарилган иш тенг
булади:

$$d\ell = F \cdot dS = p \cdot f \cdot dS \quad (2.7)$$

Цилиндр ҳажмининг ўзгариши $dV = f \cdot dS$ га тенгдир ва ун-
да бажарилган иш қуйидагига тенг булади.

$$d\ell = p \cdot dV \quad (2.8)$$

Элементар ишнинг қиймати $d\ell$ графика (I-расм) штрикланган май-
донга тўғра келади. Кенгайиш ишани газнинг 1 кг массасига тевд-
лашди десак,

$$d\ell = p \cdot dV \quad \text{ёки} \quad \ell = \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV \quad (2.9)$$

Цилиндрнинг A ҳажми — даги газ бажарилган процессни кўриб
чиқаймиз (I-расм). Умумий ҳолда, 1 кг иш қисмига q , иссиқлик бе-
риляб, поршень ўнг томонга эркин силжитганда иш қисми ташқи
кучларга қарш ℓ иш бажаради. Бу ишга иссиқлиқнинг $q_1 = \ell$ қисми-
ни сарфлайди. Кўришётган процессда иш қисмига берилётган ис-
сиқлиқнинг фақат бир қисми иш бажаришга сарф булади. Газнинг
кеңгайиши (ҳажмининг ортishi $V_2 > V_1$) билан бир вақтда унинг тем-
ператураси ошади ($T_2 > T_1$), чунки қисмга берилган иссиқлик-
нинг бир қисми $q_2 = U_2 - U_1 = \Delta U$ газнинг ички энергиясининг ортishiга
сарф бўлади.

Охирига процесснинг нуқта 1 дан нуқта 2 гача оундай ўташи-
да термодинамика биринчи қонунининг тенгламаси қуйидагича ёзи-
лади:

$$q = q_1 + q_2 = \Delta U + \ell = C_V (T_2 - T_1) + \ell \quad (2.10)$$

(2.I0) тенглама ҳар кенгайи сиқим ва кенгайиш процессларига тааллуқлидир. Тенгламанинг барча ҳадлари мусбат ва манфий қийматларини олиши мумкин. Иккунча, кенгайиш процесси кўраб чиқиляётган бўлса, у ҳолда газ ташқи кучларга қарши мусбат иш $(+L)$ бажарилади; сиқим процессида ташқаридан $(-L)$ сарфлянади. Процесс охиридаги температура T_2 бошланғич температура T_1 дан катта бўлса, ички энергия ошади $(+A)$; $T_2 < T_1$ бўлса, ички энергия камаяди. $(-A)$.

Агар иш жисмига иссиқлик берилса, у ҳолда q мусбат қийматга эга бўлади $(+q)$, иш қисмидан иссиқлик олинса, иссиқлик q манфий қийматга эга бўлади $(-q)$.

2.5. Термодинамика биринчи қонунининг аналитик ифодаси

Жисмга иссиқлик келтирилиши натижасида жисмнинг температу-раси ошади ва жисм ҳажмининг катталашши натижасида ташқи иш бажариладиган умумий ҳолда жисмга келтирилган иссиқлик жисм ички энергияси U - нинг ортishiга ҳамда L - ишни бажаришга сарфлянади. Айтиб ўтилганларни қуйидаги тенглама ёрдамида ифодалаш мумкин:

$$Q = A + L \quad \text{ёки} \quad dQ = dU + dL \quad (2.II)$$

Бу тенглама термодинамика биринчи қонунининг математик ифодасидир. Бу учта параметр ўртасидаги муносабатлар ўзаро мусбат, манфий ва нулга тенг бўлиши мумкин. Хусусий ҳолларни кўраб чиқамиз:

I. $dQ=0$ - бунда ташқи муҳит билан система орасида иссиқлик алмашмайди, ёки бўлмаса системага иссиқлик келтирилмайди ҳам ва ундан иссиқлик олинмайди ҳам. Системага иссиқлик берилмай-диган ва иссиқлик олинмайдиган ёки иссиқлик алмашинувсиз бора-ладиган процессларга адиабатик процесс деб аталади, яъни $dQ=0$ Бунда (2.II) тенглама қуйидагича ёзилади

$$dL = -dU \quad (2.I2)$$

Шундай қилиб, бу процессда системанинг кенгайиш иши система ички энергиясининг қисийиши ҳисобига бажарилади (босим ва тем-пература камаяди). Адиабатик сиқимда сарфланган ташқи иш газ ички энергиясининг ортishiга кетади (босим ва температура кў-тариледи).

2. $dU=0$ системанинг ички энергияси ўзгармайди ва (2.11) тенглама қуйидагича ёзилди:

$$dQ = d\ell \quad (2.13)$$

ёки бунда системага келтирилган иссиқликнинг ҳаммаси ташқи механик иш бажаришга сарфланади.

3. $d\ell=0$ бунда жам ҳаёми ўзгармайди, бундай процессга изохорик процесс дейилади ва (2.11) тенглама қуйидагича ёзилди.

$$dQ = dU \quad (2.14)$$

Бунда газ иш бажармайди, яъни системага берилган бarchа иссиқлик фақат унинг ички энергиясининг ортishiга сарфланади.

2.6. Энтальпия

Энтальпия техникавий термодинамиканинг энг муҳим функцияларидан бири ҳисобланади. Бу катталиқ газнинг ички энергияси U ва ўзгармас осямда ҳаёми 0 дан V -га қадар ўзгарганида газ бажариши мумкин бўлган иш pV -нинг йиғиндисига тенг. $U+pV$ катталиқ газнинг энтальпияси дейилади ва H -ҳарфи билан белгиланади:

$$H = U + pV, \quad (2.15)$$

Энтальпия ҳолат функцияси (p, V, U) катталиқларнинг комбинацияларидан иборат бўлганига кўра, бачобарин, энтальпия ҳам шунингдек, ҳолат функцияси бўлади.

Энтальпия ҳам ички энергияга ўхшаш экстенсив хосса экинлиги туғунарлигир:

$$H = \dot{h} \cdot G \quad (2.16)$$

бу ерда $\dot{h}$ - солиқларма массовий энтальпия (молда массасининг бирлигига туғри келадиган). Солиқларма массовий энтальпия учун (2.16) тенгламени қуйидагича ёзишмиз мумкин:

$$\dot{h} = U + pV, \quad \text{ж/кг} \quad (2.17)$$

Энтальпия умумий қоринишда қуйидагича бўлади:

$$H = \Psi(p, V, T) \quad (2.18)$$

Ҳолат тенгламасидан фойдаланиб (2.16) функциядан қуйидагича ёзишмиз мумкин:

$$\dot{h} = \Psi_1(p, V); \quad \dot{h} = \Psi_2(p, T); \quad \dot{h} = \Psi_3(V, T) \quad (2.19)$$

(2.17) тенгламени дифференциаллаш натижасида қуйидаги тенглама

ни ёзиш мумкин: $du = di - p \cdot dv - v \cdot dp$

Бу олинган тенгламанинг қийматини термодинамика биринчи қонуни тенгламасига қўямиз:

$$\text{Унда: } dq = du + p \cdot dv \quad (2.20)$$

(2.17) тенгламага $u = C_V T$ ва $pV = RT$ ларни қўйиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$i = (C_V + R) \cdot T \quad (2.21)$$

ёки Мейер тенгламасига ойнаб

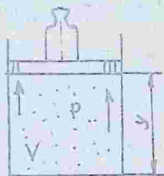
$$i = C_P \cdot T \quad (2.22)$$

бўлади. Демак, энтальпия сон қиймати жиҳатидан газни T -температурагача қиздириш учун унга ўзгармас босим остида бериш зарур бўлган иссиқлик миқдорига тенг. Агар $p = \text{const}$ бўлган процессда газнинг бошланғич T_1 ва охириги T_2 температуралари маълум бўлса, у ҳолда берилган иссиқлик миқдори

$$q_p = i_2 - i_1 = C_P (T_2 - T_1) \quad (2.23) \text{ бўлади.}$$

Термодинамикада ички энергия, энтальпия, иссиқлик саноми исодланган калорик хоссалари деб, солиштирма ҳам, босим ва температура эса модданинг термик хоссалари деб аталади.

Энтальпиянинг физик маъносини тушунишамиз учун қуйидаги миқолини оламиз (2-расм)



Цилиндрда поршень ёрчимини газ сиқалади. Бунда газнинг босими юк оғирлиги pF билан мувозанатлашади.

Системанинг кенгайиши натижасидан тўлиқ энергия E қили поршеньдан ва газдан иборат газнинг ички энергияси U ва қили поршеньнинг потенциал энергияларининг айгинисидан иборатдир, унда

2-расм

$$p \cdot F \cdot y = p \cdot V \quad \text{ёки} \quad E = U + pV = J \quad (2.24)$$

Бу ерда pV қиймат жиҳатидан бажарилган ишга тенглик ва таъкид босим остида сиқалган газнинг потенциал энергиясини ҳарактерлайдми.

ТЕРМОДИНАМИКАНИНГ ИККИНЧИ ҚОНУНИ

3.1. Қайтар ва қайтмас процесслар ҳақида тushuncha

Газ бажаредиган термодинамик процессларни анализ қилишда идеал газлар учун топилган характеристика тенгламалардан фойдаланилади. Бу ҳолда газ жойлашган бarcha ҳажмда унинг босими ва температураси бир хил бўлганлигига бораётган процессларни анализ қилиш мумкин. Бу ҳол газнинг мувозанат ҳолатида эканлигини билдиради.



3-расм

3-расмда pV -координаталарда кенгайиш процесси 1-2 кўрсатилган. Газ иситилган вақтда а, в, с ва ҳолат нукталарининг параметрлари билан афодаланган мувозанат ҳолатда бўлади.

Бир мувозанат ҳолатидан яқинчиликта бу ҳолда ўташ газнинг ҳолати чексиз секин ўзгарганда, газнинг ҳажми массада босим ва температура тенглашиб бир қийматга эришганда мумкин бўлади. Бундай мувозанат процесси жуда ҳам секинлик билан газни нукта 2 дан нукта 1 гача сақлаш пайтида содир бўлади, деб фараз қилиш мумкин. Процессларни тўғри (кенгайиш) ва тесқари (сиқим) йўналишида бир хил оралиқ мувозанат ҳолатларда бажариш мумкин бўлса, улар қайтар процесслар дейилади.

Қайтар процесснинг содир бўлиши учун тесқари процесси (сиқим) иш жасмидан ажратилган иссиқлик ўз мөнбегига, яъни тўғри процесси (кенгайиш) олинган мөнбегига қайтарилиши шарт. Бунинг учун иш жасми кўриляётган ҳар бир чексиз оз вақт оралиқда иссиқлик мөнбегига уриниш лозим; мөнбегининг температураси иш жасмининингидан чексиз кичик қиймат калдар фараз қилади.

Қайтар процесснинг мавжуд бўлиши учун иссиқлик мөнбегидан ва ҳаракatlanувчи поршень цилиндрдаги иш жасмидан аборат системa термик изоляцияланган бўлиши, яъни иссиқлик атроф муҳит сарфланмаслиги лозим. Аслида иссиқлик манбаларида содир бўлидиган реал процесслар жуда кичик вақт ичида ўтсада, бу эса мувозай ва қайтар процессларни олишга имкон бермайди. Бундан ташқари реал процессларда молекулаларро ашқаланашларнинг мавжуд

лага, шунингдек газнинг идиш деворларига ишқаланиши натижасида ҳам тўғри, ҳам тескари процессларда иссиқлик ажралди. Бу ҳам қайтер процесс ҳосил қилишга имкон берибди. Ички ёнув диватетелларига ҳос бундай процесслар қайтмас бўлади. Бундан ташқари, диватетелларда ёнишни ва ҳаво аралашмаси ёнганда иш жисмининг химиявий таркиби ҳам ўзгаради.

Техникавий термодинамикада қайтер процесслар кўриб чиқилди. Уларни ўрганиш иссиқликдан энг унумли фойдаланиш шароитларини аниқлашга имкон беради.

Ҳақиқий қайтмас процессларни қайтер процессларга таққослаш були билан таъриб коэффициентлари топилади. Бу коэффициентлар реал процессларга ҳос қўшимча нобуд бўлаётган иссиқликни ҳисобга олади.

3.2. Термодинамика иккинчи қонунининг моҳияти

Термодинамиканинг биринчи қонуни энергиянинг айланishi процессини миқдорий томонидан характерлайди. Термодинамиканинг иккинчи қонуни бу процессларнинг сифатий томонидан характерлайди. Термодинамиканинг биринчи қонуни биронта процесснинг энергетик балансини тузиш учун зарур бўлган барча маълумотларни беради. Лекин у биронта процесснинг содир бўлгани ёки бўлмагани ҳақида ҳеч қандай кўрсатма берибди. Шу билан бирга ҳамма процессларни ҳам реал эмалга ошириб бўлаверибди.

Термодинамиканинг иккинчи қонуни энергиянинг бир турдан бошқа турга айланаётган шарт-шароитларини ўрганади.

Термодинамиканинг иккинчи қонунининг жуда кўп таърифлари бор, лекин унинг моҳияти, асосан қўйидагилардан иборат:

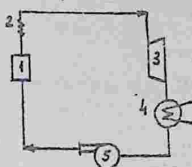
1. Иссиқликни механик ишга айлантириш учун иссиқлик манбаи ва температураси шу манба температурасидан пастроқ бўлган совитқич бўлиши, яъни температуралар фарқи бўлаши зарур.

2. Диватетелга қалтирилган иссиқликнинг ҳаммасини бутунлай ишга айлантириб бўлмайди. Бу иссиқликнинг бир қисми температураси пастроқ бўлган ташқи жисмларга ўтади.

3. Иссиқлик кенроқ қизиган жисмдан кўпроқ қизиган жисмга ташқи иш сарфламай туриб ўз-ўзича ўта олмайди.

Дастлабки яки таъриф иссиқлик ишга айлантирилаётган див-

гательларга таъсир қилар. Мисалан, буғ-қуч установақисида (3-расм) ёқилғининг ёниш нәҳсулотлари иссиқлик манбаи ҳисобланади, улар ўз иссиқлигини иш жасмига (сувга) беради. Буғ қозонида (1) олинган тўқинган буғ (2) да ўта қиздирилган сувга айлантйрилади ва буғ турбинасига (3) бериледи. Бу ерда у элиабетик кенгайиш нәтижасида механик иш бажареди ва совиқиди. Ишлаб бўлган буғ конденсаторга (4) юбориледи ва бу ерда у қолган иссиқлигини совитувчи сувга (совутгичга) беради ва буғ тўлиқ суққликка (конденсатга) айланади. Бу суққлик насос (5) орқали



3-расм

яна буғ қозонига (1) бериледи. Шундай қилиб бу процесслар худди шу тәрзда қайтарилиб ўзлуксиз равишда иссиқлик энергияси механик ишга айлантйриледи. 3-расмдан кўриниб турибдики, фақат буғнинг тўла суққликка айлантйрилган тақдирдагина буғ двигатели ўзлуксиз иш бажара олади. Термодинамика иккәнчи қонуни учанчи таърифи бевосита совитиш қурилмалерига тааллуқлилар. Совитгич ичида тез-тез муҳит температурасига нисбатан паст температурда ҳосил қилиш учун муайян миқдорда энергия сарфлаш лозим.

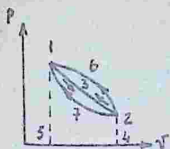
Ҳозирги замон иссиқлик двигательларини ҳисоблаш иссиқлик энергиясининг механик ишга айлантйрилган идеал айланма процессларга, яъни идеал циклларга асосланган.

Ҳисм Сир қанча ўзгаришларга учраб, яна бошланғич ҳолатига қайтиб келетиган кетма-кет қатор процесслар айланма процесс, бошқача айтганда цикл пайдаланилади.

Иўналиши соат стрелкасининг иўналишига мос тушадиған айланма цикл тўғри цикл дейиледи, бунда кенгайиш иши сиқилиш яшидан кетте бўлади ва нәтижада фойдали иш олинади.

Иўналиши соат стрелкасининг иўналишига тесқари бўлган айланма циклга тесқари цикл дейиледи, бунда сиқилиш иши кенгайиш ишидан кетте бўлади ва нәтижада механик иш сарфланади. Совитиш машиналери тесқари цикл бўйича ишлейди.

4-расмда тасвирланган айланма процессни (циклни) кўриб чиқамиз. Агар ишчи ҳисм 1-3-2 эгри чизик бўйлаб кенгайисе, у иш бажареди. (13245 юзла тенг).



4-расм

яъни $\ell_c > \ell_k$

3. Сикилиш эгри чизиги (2-7-1) кенгайиш чизигидан (1-3-2) дастла жойлашган ҳолда, яъни $\ell_k > \ell_c$ ва бунда фойдали иш бажариледи. Келтирилган q_1 иссиқлик таъсирида жисмининг ҳолати 1-3-2 чизик бўйича ўзгаради, деб фарз қилайлик. Бунда сон жаҳатидан 13254 юзга тенг мусбат иш ℓ_1 бажариледи. Жисм ташқи кучлар таъсирида 2 нуктадан 2-7-1 чизик бўйича ўзининг дастлабки ҳолатига (1 нуктага) қайтали ва бу нуктада цикл ёпилади. Жисмининг сикилишига ташқи кучларнинг сон жаҳатидан 172451 юзга тенг манфий иш ℓ_2 сарфланган. Демак, фойдала иш кенгайиш ва сикилиш ишларининг айирмасига тенг:

$$\ell_u = \ell_1 - \ell_2 \quad (3.1)$$

Маълумки, сикилиш чизиги 2-7-1 кенгайиш чизиги 1-3-2 га нисбатан кенчалик дастла жойлашган бўлса, фойдали иш ℓ шунчалик катта бўлади. Агар биз иш жисмига циклда бериладиган иссиқликни q_1 орқали, иш жисмидан циклда олиб кетиладиган иссиқликни q_2 орқали белгиласак, у ҳолда цикл иши

$$\ell_u = q_1 - q_2 \quad (3.2)$$

тенг бўлади. Циклнинг самардорлиги фойдала иш бажарилишига сарф бўлган иссиқлик миқдорининг берилган иссиқлик миқдорига нисбати билан ифодаланади. Идеал иссиқлик машинаси учун циклнинг самардорлиги термик фойдали иш коэффициенти (Ф.И.К) қиймати билан белгиланади:

$$\eta_t = \frac{\ell_u}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} \quad (3.3)$$

нолге тенг бўл олмасдаги сабабди q_2 -нинг қиймати ҳам ҳамма вақт бирдан кам бўлмай ёки бирга етмайди. Термик Ф.И.К.нинг қиймати қанчалик катта бўлса, иш жисмига берилган иссиқ-

Иш процессининг охирида иш жисмининг температураси T_2 -га тенг, процессдаги ички энергиянинг ўзгариши эса қуйидагича бўлади:

$$\Delta U_{2-3} = C_V (T_2 - T_1) \quad (3.4)$$

Кейинги циклнинг содир бўлиши учун иш жисми I-нуқтадаги парамитрлар билан характерланувчи ўзининг бошланғич ҳолатига қайтиши керак, бу - поршеньнинг чекка чаи ҳолатига тўғри келадди. Аммо бунда иш жисмини сийқаш учун иш сарфлаш керак. 34-процесс бўжариллаётганда иш жисми совуқроқ T_2 температурали дссиқлик манбасига уриниши керак. У ҳолда мазкур процесс давомида иш жисми дссиқлигини совуқ манбага бериб, T_2 -га тенг ўзгармас температурасига бўлади (изотермик сийқаш процесси). 4I-сыйқаш процесси бўжариллаётганда ташқи муҳит билан дссиқлик алмашанимслик учун 4 нуқтада иш жисмини совуқ манбадан ажратемиз. Шунда мазкур процессда температура ошиб, I нуқтада T_1 қийматга эришади. 34 изотермик процессда сарф бўлган механик энергия совуқ манбага берилган дссиқликка айланади. 42 адиабатик процессда эса механик энергия ҳисобига ички энергия ошади. Изотермик процесс I2 да q_1 мақдорда дссиқлик мақдори берилган ва 34 изотермик процессда q_2 мақдорда олинган. (3.3) формулага биноан:

$$q_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1}$$

бунда $q_1 = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$ ва $q_2 = RT_2 \ln \frac{V_2}{V_1}$ (3.5)

шунда циклнинг Ф.И.К. (3.3) тенгламасига биноан қуйидагича бўлади:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{RT_2 \ln \frac{V_2}{V_1}}{RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} \quad (3.6)$$

23-адиабатик кенгайиш процесси учун:

$$\frac{V_3}{V_2} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \quad (3.7)$$

4I-адиабатик сийқаш процесси учун:

$$\frac{V_4}{V_1} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \quad (3.8)$$

бу ерда κ -адиабатик кўрсаткичдир.

Охириги ички тенгламалардан қуйидагиларни ёзамиз:

$$\frac{V_3}{V_2} = \frac{V_4}{V_1} \quad \text{ёки} \quad \frac{V_3}{V_4} = \frac{V_2}{V_1} \quad (3.9)$$

шунда Карно циклининг Ф.И.К. бундай бўлади:

$$\eta_k = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (3.10)$$

Карно циклининг Ф.И.К. ни $T-S$ координаталаридан фойдаланиб осон аниқлаш мумкин (5-рasm, б)

Берилган иссиқлик миқдори Q_2 эва $4I$ кча билан аниқланади, яъни

$$Q_1 = T_1 \cdot \Delta S \quad (3.11)$$

хисматан олинган иссиқлик миқдори эва 3 эва $4B$ кча билан аниқланади, яъни

$$Q_2 = T_2 \cdot \Delta S \quad (3.12)$$

Шунда Карно циклининг Ф.И.К. бундай бўлади:

$$\eta_k = \frac{T_1 \cdot \Delta S - T_2 \cdot \Delta S}{T_1 \cdot \Delta S} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (3.13)$$

(3.13) формуладан кўриниб турибдики;

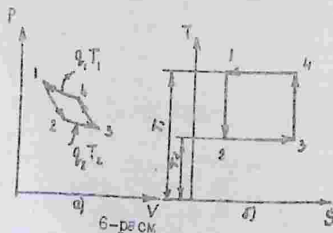
1. Карно циклининг термик Ф.И.К. иш хисматининг хоссаларига бориқ эмас, балки фақат абсолют температуралар T_1 ва T_2 нинг қийметлари билан аниқланади. (Карно теоремаси).

2. Карно циклининг термик Ф.И.К. қиймати T_1 ортиси, ва T_2 камейиши билан кетгалади;

3. Карно циклининг термик Ф.И.К. доим бариан кичик бўлади, чунки у $T_2=0$ эки $T_1=00$ (чексизлик) бўлгандагина бариан тенг бўлади мумкин эди, идеал циклде бундай температуре хосил қилиб бўлмайди.

Карно цикл эталон бўлиб хизмат қилади, реал машиналар яратилде шу эталонга яқинлаштиришга ҳаркат қилиш лозим.

3.4. Тескари Карно цикли



Тескари йўналишда эмалга оширилади Карно циклини кўриб чиқамиз (6-рasm). Долати $P-V$ - диаграммда, нукта 1 билан тасвирланадиган саниқланган газ 1-2 адиябатта бўйича кенгайиб иш бажарди.

Адиябатта кенгайилде газ температураси T_1 дан T_2 гача

пассаяди. Ҳаз адиабатик кенгайиш процессида нукта 2 га эришган-
дан сўнг адиабатик процесс тугайди. Сўнгги газнинг изотермик
кенгайиши 2-3 ($T_2 = \text{const}$) қизиги бўйлаб амалга оширилади,
бу процессда газ (ишчи жисм) совуқ манбадан иссиқлик олади.

Шундан кейин сирорта ташқи манбадан бериладиган иссиқлик ҳисобла-
га газни (ишчи жисми) нукта 4 га мос келадиган ҳолатгача адиа-
батик сийиш процесси амалга оширилади. Адиабатик сийиш процесси-
да газнинг температураси T_2 дан T_1 гача ортади. Газнинг бундан
кейинги сийиш процессини изотерм $T_1 = \text{const}$ бўйлаб амалга оши-
ремиз: сийиш процессида ажралб чиққан иссиқлик q_1 иссиқ ман-
бага бериледи. Натижада газ бошланғич нукта 1-га қайтади. Шун-
дай қилаб, тўғри циклде амалга оширилган микдорлардан фойдала-
ниб тескари Карно циклининг советиш коэффициентини аниқлеймиз
ва уни ε - ҳарфи билан белгиласек:

$$\varepsilon = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \quad (3.14)$$

Демак, советиш қурилмалари циклининг эффективлигини ҳарак-
терлаш учун советиш коэффициенти ε - қўлленилади: уни қуйидаги
равишда ҳам аниқлаш мумкин:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_c} \quad \text{ёки} \quad \varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} \quad (3.15)$$

Демак, совуқ манбадан олинган иссиқлик q_2 микдорининг
циклде киритиледиган иш l_c га нисбати советиш коэффициенти дейла-
ди. ε - қиймати кенчалик юқори бўлса, советилётган жисмдан
(совуқ манба) бир хил иссиқлик микдори q_2 нинг ўзлини олиш иши
 l_c ни шунчалик кам сарфлаш керек.

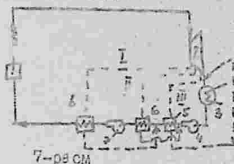
(3.15) формуладан фойдаланиб $q_1 = q_2 + l_c$ (3.16)
деб ёзишимиз мумкин. Бу ерде l_c -ни сарф қилнган электр энергия-
нинг микдоридар.

Тескари Карно циклини кўриб чиқиш натижасида маълум бўлдики,
иссиқлик совуқ жисмдан иссиқ жисмга ўтишлиги учун ташқи куч
(энергия) сарф қилмасдан туриб амалга ошириб бўлмас экан, бу
термодинамикка иккинчи қонунининг таърифани яна бар бор исбот
қили.

3.5. Регенератив цикл

Иссиқлик буғ-куч қурилмаси циклининг термик Ф.И.К. ни оши-
риш учун иссиқликни регенерациялаш қўлленилади.

Реал буғ-дуч циклларида регенерациялаш регенератив (сиртай ёки эрелаштирувчи) яссиқлик элементиргичлар ёрлимида амалда ошарилади, буғ уларнинг ҳар қайсигога турбинанинг оралиқ боскичларидан олинади (регенератив буғ олиш). Бунда бу регенератив буғ ҳисобига конденсация қилинган сув буғ қозонига тушашидан сўнги иситилади.



7-рвсмдан маълумки, сувни иситиш қуйидагича бўлади: ҳосил бўлган конденсат (сув) конденсатор 3 дан насос 4 орқали пест босимида сиртай иситгич 5-га берилади. Унда сув турбина 2-дан олинган буғ (II чизик) ҳисобига қиздирилади. Иситилган сув кейинчалик ўрта босимда ишловчи

сиртай иситгич 6-га берилади ва бу ерда турбинадан олинган буғ (II чизик) ҳисобига қўшимча равишда қиздирилади. Кейинчалик буғ қозонига таъминловчи сув насос 7 ёрдамида юқори босимда сиртай иситгич 8-га берилади ва унда турбина 2-дан олинган юқори босимда буғ ёрлимида қиздирилади. Ниҳоят, иситилган сув буғ қозонига (I) га эборилади.

Регенератив циклнинг назарий яссиқлик самарадорлиги иситиш боскичларига боғлиқдир. Иситиш боскичларининг сони ортган билан унинг Ф.И.К. ҳам ортган боради. Регенератив циклнинг термик Ф.И.К. қуйидагича вниқланади:

$$\eta_{\text{т}}^{\text{Р}} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (3.17)$$

ёки бўлмаса Карно циклининг термик Ф.И.К. га тенг дерақдир.

3.3. Энтропия ҳақала тушунча

Иссиқлик процессларини ҳисоблашда, қўйинча, иш жисми ҳолатини тасвирлаётган ва энтропия деб аталадиган (S - ҳарфа билан белгиланадиган) параметрдан ҳам фойдаланилади. Энтропиянинг орттирмаса қуйидаги дифференциал тенгламадан аниқланади:

$$ds = \frac{dq}{T} \quad (3.18)$$

бундан

$$dq = T \cdot ds \quad (3.19)$$

бўлана.

Карно циклидан (5-рвсм) маълумки, бирор механик иш бажаришдак учун албатта $q_1 > q_2$, дерак жисмининг бир ҳолатдан иккинчи ҳолат-

га ўташи учун жасмга берилган ёки ундан олинган асосқлава макдори бошлангич ва охири ҳолатлар билан бир қийматли эканлигини, балки бу ўташнинг қандай амалга оширилганига боғлиқ бўлади.

Бошқача айтганда асосқлава макдори q , жасмининг, масалан, "д" - ачки энергияси сингари ҳолат функцияси бўлиши. Шундай эканлиги, термодинамиканинг биринчи қонуни тенгламаси $dq = du + dl$ дан ҳам келиб чиқади, чунки жасмининг бежарган dl ва унинг қандай йўл билан сажарилганига боғлиқ бўлади, ҳолокин ачина энергиянинг ўзгариши du ҳолатнинг қандай йўл билан ўзгаришига боғлиқ бўлмайди.

(3.19) тенгламадан фойдаланиб қуйидагига ҳосил қиламиз:

$$T ds = du + dl \quad (3.20)$$

бу тенглама термодинамик айният деб аталади. Уни қўпинча кайтар процесслар учун термодинамиканинг иккинчи қонуни деб ҳам қиртилди.

Аслини олганда, кайтар процесслар учун термодинамиканинг иккинчи қонуни шундан иборатки, система (3.18) ёки (3.20) тенгламалар билан аниқланадиган ҳолат функцияси - энтропия билан характерланиши мумкин. Бу функциянинг чуқур физикавий маъноси қуйида аниқланади. Агар системада амалга ошган айланма процессо қайтмас бўлса, у ҳолда

$$\oint \frac{dq}{T} < 0 \quad (3.21)$$

Бу тенгсизлик Клаузиус тенгсизлиги дейилади. Жисм ёки жисмлар системасининг ҳолат функцияси бўлган энтропия жисм ҳолатининг (масалан, тезининг) бизга маълум бўлган бoshқа катталиклар температура T , босим P ва солиштарма ҳам V катталиклар касби ҳолат параметрларидан бира бўлиб хизмат қилиши мумкин. Бу катталиклардан ихтиёрий биттаси қолган аниқтосиланинг функцияси бўлгани сингари, энтропия ҳам P , V ва T параметрдан ихтиёрий аниқтоси орқали афоделаниши мумкин. Энтропия, масалан, температура, босим ва солиштарма ҳажмига ўхшаш бевосита ўлчаниши мумкин бўлмагани учун бундай афоделаш яна ҳам катта аҳамият касби этади.

(3.20) тенгламани $dl = p \cdot dv$ эканлини назарга олиб, қайта ёзамиз ва қуйидагига ҳосил қиламиз:

$$ds = \frac{du + p \cdot dv}{T} \quad (3.22 a)$$

ёки

$$du = T ds - p dv \quad (3.22)$$

Бу тенгламага кирувчи T , S , P ва V тўртта катталикнинг ихтиёрий иккитасини эркин ўзгарувчи сифатида қабул қилаш мумкин ва бошқаларини улар орқали ифодалаш мумкин.

Энтропия қиймати ҳар қандай иккита параметрдан қуйидагича функционал боғланишга эга:

$$S = S_1(P, v) \quad S = S_2(P, T) \quad S = S_3(v, T)$$

Берилган ҳолат учун энтропиянинг қийматини (3.18) тенгламени интеграллаш йўли билан олинади:

$$S = \int \frac{dq}{T} + S_0$$

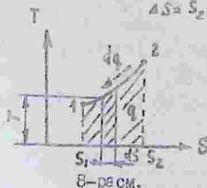
Оунда S_0 — интеграл доимийсидр.

Ҳаёт температураларда ўтказилган тажрибалар асосида шундай хулосага келиш мумкин. Мисолан, температура пасайгани сари жисмларнинг иссиқлик сифатлари температура билан бирга нолга интилади, абсолют нолда у нолга тенг бўлиши керак. Демок, абсолют нол температурасида энтропия нолга тенг бўлади деген хулоса келиб чиқади, бу хулоса Нернет теоремасига зид келмайди.

$T=0$ бўлганда энтропия ҳам нолга тенг эканлигидан абсолют нолга эришиш мумкин эмас деген принциппал хулоса келиб чиқади, чунки агар температураси нолга тенг бўлган жисм мижҳуд бўлса, иккинчи тур двигателъ куриш мумкин эканлигига кўрсатиш қийин бўлмаган, бу эса термодинамиканинг асосий қонунига кўра мумкин эмас. Шунинг учун, баъзида термодинамиканинг учинчи қонунига абсолют нол температурасида эришиб бўлиш элик принцили деб ифодаланган.

Техникий термодинамикада энтропиянинг абсолют қийматидан фойдаланилмасдан, балки унинг ҳар қандай 1-2 ўзгариш процессидаги қийматидан фойдаланилади:

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} \quad (3.23)$$



1-2 процессида берилган (ёки олинган) иссиқлик миқдор (8-расм).

$$q = \int_1^2 T ds$$

(3.23) формуладан маълумки, энтропия СИ системасида $\text{Дж} / \text{кг} \cdot \text{град. бирлигида}$ ўлчанади.

Идеал газларда энтропиянинг ўзгариш қийматларини (3.22 а) тенгламадан фойдаланиб толамиз.

Чунки $du = c_v \cdot dT$ ва $\frac{p}{T} = \frac{R}{v}$ га

унда $ds = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v}$ (3.25)

(3.25) тенгламани интеграллаб қуйидаги тенгламани оламиз.

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (3.26)$$

(3.18) тенгламадан маълумки, агар жисм иситилса ($dq > 0$) унинг энтропияси ортади ($ds > 0$), агар у соватилса ($dq < 0$) унинг энтропияси ($ds < 0$) камаяди. I-2 процессда (8-расм) берилган (ёки олинган) адиабатик микдори эгра чизик остидаги кўзанинг қиймати билан аниқланади.

Изохорик процессида ($v = \text{const}$) (3.26) тенглама қуйидагича ёзилади:

$$\Delta S_v = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (3.27)$$

I-2 процесс газнинг иситилиши процессига, 2-I эса унинг соватилиш процессига тўғри келади. Демак I-2 процессда энтропия ортади, 2-I да эса (пунктир чизик) энтропия камаяди.

ГАЗЛАРИНИНГ (БУҒЛАРИНИНГ) АСОСИЙ ТЕРМОДИНАМИК ПРОЦЕССЛАРИ

4.1. Идеал газ ҳолати ўзгаришининг термодинамик процесслари

Бизга маълумки, газнинг ҳолати ўзгаришида унинг параметр-
лари ҳам ўзгаради. Газ ҳолатининг ўзгариши газга ассиқлик кел-
тириш ёки ундан ассиқликни олиб кетиш ҳамда газга механик таъ-
сир этиш йўли билан боғлиқ.

Агар ташқи муҳитдан поршень билан ажратилган цилиндрда
газ иситилса ёки совитилса, унда умумий ҳолати температура ўз-
гариши билан газнинг босими ва ҳажми ўзгаради, чунки бу учала
параметр ўзаро $pV = RT$ ҳолатда боғланган (газнинг ҳолат тенг-
ламосига кўра). Лекин шундай термодинамик процесслар ҳам бўлади-
я, уларда иш қисмини характерловчи учта катталиқдан бири ёки
оёғи катталиқлар комплекси ўзгаришсиз қолса. Бундай про-
цесслар жумласига изохорик ($V = \text{const}$), изобарик ($p = \text{const}$),
изотермик ($T = \text{const}$), адиабатик ($S = \text{const}$) ва полнотроп
($pV^\gamma = \text{const}$) процесслар қиради. Бу процессларни кўриб чиқаянда,
адиабатте қатталиқларга риоя қилиш керак:

1. Бу процессларда модда ҳолатининг параметрларини ўзаро
боғловчи муносабатларни аниқлаш;
2. Кенгайиш иши қиймати хисоблаш;
3. Системга бериладиган (ёки олинадиган) ассиқлик миқдо-
рини аниқлаш;
4. Системанинг ички энергиясининг ўзгариш процессларини
аниқлаш;
5. Систепада энтропиянинг ўзгариш процессларини аниқлашдан
ибарат.

ИЗОХОРИК ПРОЦЕСС

Газнинг ҳолати изохора бўйича ўзгаришида унинг ҳажми ўзгар-
ишсиз қолса, яъни $dV = 0$ ёки $V = \text{const}$.

Идеал газларнинг ҳолат тенгламасидан маълумки,

$$\frac{p}{T} = \frac{k}{v} = \text{const} \quad \text{ёки бўлмаса} \quad \frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (4.1)$$

бу процессда абсолют босимларнинг ўзгариши абсолют температура-

нинг ўзгаришига тўғра пропорционаллар.



9-рәсм.

9-рәсмдә бу процесснинг pV ва TS диаграммаларда графика тәсвирланган. Изохорик процессда кинетик энергия нольгә тенг булган, чүнки $V = \text{const}$ дү.

$$dV = 0 \text{ ва } p \cdot dV = p \cdot 0 = 0 \text{ булган.}$$

Ишәи хиссәгә берилгән ишәилик микдори I_2 процессда қуйна-
лганә аниқланган: I_2

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_v \cdot dT = c_v (T_2 - T_1) \quad (4.2)$$

бу ердә $c_v = \text{const}$ ўзгәрмәс хәлмәдә ишәилик сирәми
Агар $c_v \neq \text{const}$ булса, яһи ўзгәрүчән ишәилик сирәми
қиймәтәдә

$$q = c_{v, \text{ср}} (T_2 - T_1) = c_{v, \text{ср}} \left[\int_{T_1}^{T_2} dT \right] = c_{v, \text{ср}} (T_2 - T_1) \quad (4.3)$$

бу ердә $c_{v, \text{ср}}$ - изохорик ишәилик сирәмининг T_1 дән T_2
гәчә температуралар аралығыдәгә ўртачә қиймәтә.

Ишәилүккә, $p = 0$ термодинамиканың бирәнчә қонунагә бәновән
ишәи энтропия қуйнадыгачә аниқланган: $dU = q$ ва

$$dU = c_v (T_2 - T_1) \quad c_v = \text{const} \text{ булганда}$$

$$dU = c_{v, \text{ср}} (T_2 - T_1) \quad c_v \neq \text{const}; \quad c_v = \text{ср} \text{ булганда} \quad (4.4)$$

Ишәи энергия хиссәсининг ҳәләт функциясы булганә учун (4.4) тә-
ғдиләмә хәр қандәй идеал газның термодинамик процесси учун тәв-
луиладир. Изохорик процессдә энтропияның ўзгариши қуйнадыгачә
тенг:

$$S_2 - S_1 = c_v \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + R \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} \quad \text{буниңдә } T_2 = T_1$$

булганлиги әзәбәли $R \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} = 0$

$$\text{у қолдә} \quad S_2 - S_1 = c_v \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (4.5)$$

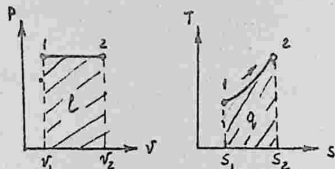
Энтропияның температурәгә бәғлими изохорик процессдә (агар
 $c_v = \text{const}$) логарифмик хәрәкәтәгә әгә булган (9-рәсм).

ИЗОБАРИК ПРОЦЕСС

Газның ҳәләтә изобарик ўзгәрәлидә уның бәсәми ўзгәрмәй
қалай. Процесснинг тәғдиләмәси қуйнадыгачә қураылаиди булган: $p = \text{const}$
Буниңдә идеал газларның ҳәләт тәғдиләмәсининг функциясы

$$\frac{v}{T} = \frac{R}{P} = \text{const}$$

ёки $\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}$ (4.6) ифодани оламиз, яъни ўзгармас босимда газ ҳажми унинг абсолют температурасига тўғри пропорционаллар (Гей-Люссак қонунига кўра).



10-рәсм

мани қуйидагича ёзғамиз:

$$l = R (T_2 - T_1) \quad (4.8)$$

Газга берилган (ёки унпән олинган) иссиқлик миқдорини қуйидаги тенгламадан аниқлаймиз:

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_p \cdot dT = c_p \int_{T_1}^{T_2} dT = c_p (T_2 - T_1) \quad (4.9)$$

бу ерда c_p — массавий изобарик иссиқлик сифимининг T , дан T гача температуралар оралиғидаги ўртача қиймати. Агар бўлганда

$$q = c_p (T_2 - T_1) \quad (4.10)$$

$c_p = \text{const}$ бўлганда энтропиянинг ўзгариши қуйидагича аниқланади:

$$S_2 - S_1 = c_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (4.11)$$

яъни энтропиянинг температурга боғлиқлиги изобарик процессда ҳам логарифмик характерга эга бўлади, чунки $c_p > c_v$ бўлгани учун изохора TS — диаграммда изобарага нисбатан анча тикроқ бўлади.

Келтирилган иссиқлик миқдорини энтальпиянинг қўшаниши орили ҳам ифода қилиш мумкин:

Бунда $dq = di - v \cdot dp$ дән фойдаланамиз, лекин изобарик, $dp = 0$ ва тегишлича $v \cdot dp = 0$ Шундай қилиб, $dq = di$ ёки $q = i_2 - i_1$ (4.12) яъни газга берилган иссиқлик миқдори энтальпиянинг қўшанишига тенг.

10-рәсмда бу процесснинг графиги тасвирланган.

Бизга маълумки, бажарилган иш:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv = p (v_2 - v_1) \quad (4.7)$$

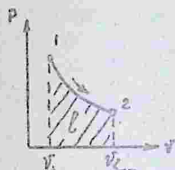
ёки бўлмас $p v_1 = R T_1$ ва $p v_2 = R T_2$ дән фойдаланиб (4.7) тенгла-

ИЗОТЕРМИК ПРОЦЕСС

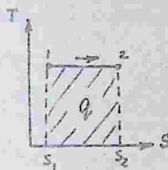
Газнинг ҳолати изотермик ўзгарганда унинг температураси ўзгармай қолади, яъни $T = \text{const}$ ёки бўлмаса $pV = RT = \text{const}$

$$\text{бундан} \quad \frac{P_1}{P_2} = \frac{V_2}{V_1} \quad (4.13)$$

Бу ерда босим ва ҳажм бир-бирига тескари пропорционаллик, чунки изотермик сиқилишда газ босими ошса, изотермик кенгайишда у камайди (Бойль-Мариотт қонунига кўра).



II-рвсм



Изотермик процесснинг pV -диаграммасидаги графиги (4.13) тенглама-га кўра гипербола шакли-га бўлади (II-рвсм).
Процесснинг иши $l = \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV =$
 $= \int_{V_1}^{V_2} RT/V \cdot dV = RT \ln \frac{V_2}{V_1} = RT \ln \frac{P_1}{P_2}$

Бу процессда температуранинг ўзгармаслиги сабабلا идеал газларнинг ички энергияси $\Delta U = 0$ бўлади ва газга келтирилган иссиқлик майдора тўлалигича кенгайиш ишга айланади (термодинамика биринчи қонуни тенгламасига асосан)

$$q = l \quad (4.15)$$

демак, изотермик процессда келтирилган иссиқликнинг ҳаммаси ташқи механик иш бажаришга сарфланади.

Изотермик процессда энтропиянинг ўзгариши (4.14) ва (4.15) тенгламаларга асосан қуйидагича аниқланади:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \frac{q}{T} = R \ln \frac{P_1}{P_2} = R \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (4.16)$$

АДИАБАТИК ПРОЦЕСС

Газ ҳолатининг адиабатик ўзгаришда унга иссиқлик келтирил-майди ҳам, иссиқлик олиб кетиլмайди ҳам, деб фарз қилинади.

Газнинг кенгайиш ва сиқилиш процесслари эса фақат унинг ички энергиясининг ўзгариши натижасида содир бўлади.

Реал шароитларда адиабатик процессни содир қилиб бўлмайди, чунки реал процесслар асосан мувозанатий бўлмайди ва ундан теш-қари, идеал иссиқлик изоляторлар ҳам йўқ. Адиабатик процесснинг таърифига кўра, $dq = 0$ бўлади. Лекин тез кетадиган барт процессларни (агар уларнинг тезлиги товуш тезлигидан катин бўлса)

шартли равновесия адиабатик процесслар деб ҳисоблаш мумкин, чунки процесс содир бўладиган жуда кичик вақт оралиғида ян ҳисса билан муҳит ўртасида иссиқлик алмашинуви ниҳоятда кам бўлади.

Термодинамик биринчи қонуни тенгламаси адиабатик процесс учун қуйидаги кўринишда бўлади:

$$dq = du + p dv = c_v \cdot dT + p \cdot dv = 0$$

ёки $du = c_v \cdot dT + p \cdot dv = 0$ (4.17)

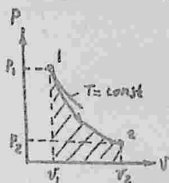
Бундан яқинчи тенгламани биринчисига бўлган ҳолда қуйидагига оламиз

$$\frac{c_p \cdot dT}{c_v \cdot dT} = - \frac{p \cdot dv}{p \cdot dv} \quad \text{ёки} \quad \kappa \cdot \frac{dv}{v} = - \frac{dp}{p}$$

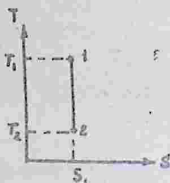
Охири тенгламани интеграллаб, агар $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$ тенг бўлса, қуйидагига толамиз.

$$p v^\kappa = \text{const} \quad \text{ёки} \quad p v^\kappa = \text{const}$$

Бу олинган (4.18) тенгламага Пуассон тенгламаси дейилади ва у адиабатик процессда P ва v параметрлари орасидаги ўзаро боғланишни кўрсатади. Бу ерда κ - адиабатик кўрсаткичдир.



12-расм



(4.18) тенглама адиабатик процесс тенгламаси дейилади ва бу тенгламага кўра чизиладиган эгри чизиқ (12-расм) адиабата дейилади.

Адиабатик процессда ҳамма учта термик параметрлар (P , v ва T) ўз-

гарувчан қийметга эгадирлар, шунинг учун газларнинг бошланғич ва охири ҳолатдаги бу параметрларнинг ўзаро боғланиш қийметларини учта тенглама билан фойдаланиш мумкин.

а) P ва v параметрларининг ўзаро боғланидигани (4.18) тенгламадан фойдаланиб толамиз:

$$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^\kappa \quad (4.19)$$

б) T ва v параметрлари орасидаги ўзаро боғланиш $p v^\kappa = \text{const}$ тенгламаларни бир-бири билан таққослаш натижасидан оламиз:

$$\frac{R T_1}{v_1} \cdot v_1^\kappa = \frac{R T_2}{v_2} \cdot v_2^\kappa \quad \text{ёки} \quad T_1 \cdot v_1^{\kappa-1} = T_2 \cdot v_2^{\kappa-1}$$

ва бундан
$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\kappa-1} \quad (4.20)$$

в) Р ва Т параметрлари орасидagi ўзаро боғлиқлик (4.19) ва (4.20) тенгламалардан фойдаланиб топилади:

$$\frac{V_1}{V_2} = \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1}{\kappa}} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{1/\kappa-1} \text{ ёки бўлиб: } \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (4.21)$$

Газ ҳолатининг адиабатик ўзгаришига тегиш бажарилганлиги илм термодинамиканинг биринчи қонунига мувофиқ газ ички энергиясининг ўзгариши ҳисобига бараб:

$$Q = -\Delta U = C_V (T_1 - T_2) \quad (4.22)$$

ёки бўлмаса (4.22) тенгламени $\kappa = \frac{C_p}{C_V} = \frac{C_V + R}{C_V} = 1 + \frac{R}{C_V}$

фойдаланиб, $C_V = \frac{R}{\kappa-1}$ ёрдамида ёзишмиз мумкин.

$$Q = \frac{R}{\kappa-1} (T_1 - T_2) \quad (4.23)$$

$pV = RT$ ни ҳисобга олинган ҳолда эса

$$Q = \frac{1}{\kappa-1} (P_1 V_1 - P_2 V_2) \quad (4.24)$$

Маълумки, адиабатик процессга газнинг тегиш муҳит билан ҳеч қандай иссиқлик алмашинуви бўлмаганлиги сабабли ($Q = 0$) иссиқлик сизгмининг қиймати ($C = dq/dT$) бу процессда нолга тенг бўлади. Бундан ташқари ($Q = 0$) бўлганда системанинг энтропияси ўзгармай қолади ва процесснинг тенгламаси қуйидагича бўлади:

$$S = \text{const}$$

Шунинг учун адиабатик процесс TS - диаграммда вертикал тўғри чизик орқали ифодаланади.

ПОЛИТРОПИК ПРОЦЕСС

Скорини кўриб чиқилган термодинамик процессларга газнинг ҳолат параметрларидан бари лоймо ўзгармас ($p = \text{const}$, $V = \text{const}$, $t = \text{const}$, $S = \text{const}$) бўлиб қолар эди. Аммо ҳақиқий процессларга эса газнинг ҳолати ўзгарганича унинг барча параметрлари ўзгаради. Политропик процесснинг тенгламаси қуйидаги кўринишда бўлади:

$$p V^n = \text{const} \quad (4.25)$$

Демак, берилган политропик процесс учун n -нинг қиймати ихтиёрий, ўзгармас бўлганда (4.25) тенгламени канонлантирувчи қайтар термодинамик процесслар политропик процесс дейилади.

Катталик "n" политропа кўрсаткичи дейилади. Турли политропа процесслар учун политропа кўрсаткичи $p=0$ гача бўлган ҳар қандай қийматларни қабул қилиш мумкин.

Политропик процесснинг тенгламаси термодинамика биринчи қонунининг аналитик ифодасидан келтириб чиқариш мумкин:

$$\begin{aligned} dq &= c \cdot dT = c_v \cdot dT + p \cdot dV \\ \text{ёки} \quad dq &= c \cdot dT = c_p \cdot dT - V \cdot dp \\ \text{Бу тенгламалардан} \quad (c - c_v) \cdot dT &= p \cdot dV \\ (c - c_p) \cdot dT &= -V \cdot dp \text{ ларни} \end{aligned}$$

оламиз; улардан иккинчи тенгламани биринчисига бўлганимиз ҳолда:

$$\frac{c - c_p}{c - c_v} = - \frac{V \cdot dp}{p \cdot dV} \quad \text{ни оламиз.}$$

$$\text{Бундан} \quad \frac{c - c_p}{c - c_v} \quad \text{ни "n" билан белгиласак:} \quad n = - \frac{V \cdot dp}{p \cdot dV} \quad \text{ёки} \quad \frac{dp}{p} + n \frac{dV}{V} = 0$$

Бу ҳосил бўлган дифференциал тенгламани интеграллаб

$$pV^n = \text{const}$$

ёки $pV^n = \text{const}$ ни оламиз.

Бу тенгламада агар $n=0$ бўлса политропик процесс изобарик процесс бўлиб қолади; $n=\infty$ да изохорик, $n=1$ да - изотермик ва $n=k$ да эса адиабатик процессга айланади.

Политропик процесс тенгламасининг барча ифоделари адиабатик процессга олинган ифоделарга ўхшашлиқ, шунинг учун бу тенгламалардаги адиабатик кўрсаткичи "k" ни "n" билан алмаштирган ҳолда топамиз.

Шундай қилиб, политропик процессга тез параметрлари ўртасидаги боғланиш қуёلдиги тенгламалар орқали топилади:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^n; \quad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{n-1}; \quad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{n-1}{n}} \quad (4.26)$$

Политропик процессда бежарилган иш аниқланадиган ифода (4.23)

ва (4.24) тенгламалардан кўрсаткич k-ни n-га алмаштириб келтириб чиқариш мумкин:

$$\ell = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2) \quad (4.27)$$

$$\ell = \frac{1}{n-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2) \quad (4.28)$$

Политропик процессда иссиқлик миқдорини термодинамика биринчи қонуни тенгламаси бўйича аниқланади:

$$q = (U_2 - U_1) + \ell$$

Бунда $U_2 - U_1 = C_V(T_2 - T_1)$ ва $Q = \frac{R}{\gamma - 1}(T_2 - T_1)$
 демак $Q = C_V \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma - 1}(T_2 - T_1) = C_N(T_2 - T_1)$ (4.29)
 чунки $C_P \neq C_V = R$ ва $C_P / C_V = \gamma$ ден фойдаланили.
 Демак $C_N = C_V \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma - 1}$ (4.30)

политролик процессла идеал газнинг иссиқлик сирими ифодалейди.
 Бунда C_N, K ва $n = \text{const}$ бўлса, $C_N = \text{const}$ бўлади
 ва баъзан политролик процессни иссиқлик сирими ўзгармасиен бора-
 шиган процесс ҳам деб аталади.

Энтропиянинг ўзгариши эса:

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{dQ}{T} = C_N \ln \frac{T_2}{T_1} = C_V \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma - 1} \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (4.31)$$

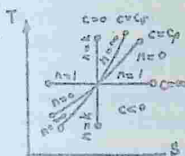
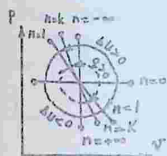
(4.30) тенгламалардан маълумки, агар

$n = \infty$ бўлса $C_N = C_V$ (изохорик процесс)

$n = 0$ да $C_N = C_P$ (изобарик процесс)

$n = 1$ да $C_N = \infty$ (изотермик процесс)

ёки $n = k$ да эса $C_N = 0$ (адиабатик процесслар).



ИЗ-рәсм

ИЗ-рәсмде политролик про-
 цесснинг pV ва TS -диа-
 граммалары политролик кўр-
 саткичларнинг ҳар хил қиймәт-
 ларидаги графика тасвирлан-
 ган.

Изохора ($n=\infty$) диаграмма-
 ни (ИЗ-рәсм, а) икки областга
 бўлади. Изохоранинг ўнг қис-
 мидаги процесслар мусбат иш

қиймати харақтерлейди ва унда ишчи қисмининг кенгайиши билан
 эмалга оширилади, чап қисмида эса - маъфий иш қиймати харақтер-
 лейди. Адиабатадан юқори ва ўнг томонда жойлашган процесслар
 ишчи қисмга иссиқлик бериш билан беради; адиабатадан паст ва чап
 томонда жойлашган процесслар ишчи қисмдан иссиқлик маъқорини
 олиш билан эмалга оширилади.

Изотермадан ($n=1$) юқорида жойлашган ҳамма процесслардан
 газнинг ички энергиясининг ортими харақтерлейди; изотермадан
 пастда жойлашган процессларда эса унинг ички энергияси камийиши-
 ни харақтерлейди.

Адиабата ва изотерма урғусида жойлашқан процеслар асос-
лан қарашларга эга. Ҳамаданга астадилар, шунинг учун dq ва dw
(хавфсиз) dU ва dQ оқимига қарам-қарш ишораларда бўлади.
Бундан процесларга уларнинг асосан қараматлари $1/2/9/1/2$
қилини, шунинг учун барор жентилиш илмни бекхаришда қаратгани
берилган асосан қараматлари $1/2/9/1/2$ қараматига қараматдан илмни қараматига
бар қарамат илмни қараматига ҳам қараматига.

4.2. Реал газларнинг термодинамик процеслари.

Реал газларнинг ҳолат тенгласи.

Реал газларнинг молекулалари идеал газ молекулаларидан аниқ
қилини ва ўзаро таъсир кучлари борлиги билан фарқ қилади. Шу са-
бабдан реал газ учун ҳолат тенгласи аниқ мураккаб бўлади. Реал
газнинг ҳолат тенгласига қарамат қилишда ҳам Клапейрон тенгласи
асос қилиб олинади.

Ўқори босимда ва паст температурада, газ молекулалари концент-
рациясининг ортисига ва улар орасидаги масофанинг қараматига реал
газ хоссаларини идеал газ хоссаларилан фарқини қараматига. Ҳамма
реал газлар ўқори температураларда ва аниқ паст босимда идеал
газлар хоссаларига яқинлашадиган ва баъзан улардан фарқи қараматига.

1873 йилда голланд физиги Ван-дер-Ваальс реал газлар учун
ҳолат тенгласини қараматига чикарди. Бу тенглама қуйидаги қарам-
натига бўлади:

$$p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2} \quad (4.32)$$

бу ерда a ва b — Клапейрон тенгласи учун тузатиш коэффициент-
лари.

Тенгласининг тузатиш қараматига $\frac{a}{v^2}$ реал газ молекулаларининг
ўзаро тортиш кучини ифода қараматига. У босим барликларида ўлчанади.

Клапейрон тенгласининг тузатиш коэффициентини " b " — газ
чекмаси сикалганда ағаллаша мумкин бўлган ҳажмин қараматига ва
у шундай қилиб реал газ молекулаларининг ҳақиқий ҳажми бўлади.
Коэффициент b ҳажм барликларида ўлчанади.

Ван-дер-Ваальс тенгласи қараматига босим ва температуранинг
кент оралигида газ ҳолатига ифода қараматига.

Баъзан $\frac{a}{v^2}$ — ифода илмни босим ҳам қараматига. Ван-дер-Ваальс
тенгласи аниқ қараматига Клапейрон тенгласи қараматига қараматига аниқ.

чунки тузатан изобретениялар, аъ ва б-илат кутубхоналар, ушунга кел-
лер учун турлича буларга. Таърихон чунки хушхоталик, қашқарлар
реал газларни таъширишда. Классийон тоналмаган газлар учун
отаран қарамада ёнашлик, билан татаоқ этик адиш.

ҳозирги пайтда қўнчилиқ реал газларнинг ҳосилларини ҳиз
ания яғналлашгани ҳолат тегишларига қараганда, лекин бу тегиш-
мелар билан ҳисоблаш шунчалиқ мураккаб, текши ҳисобларига
улар кемтен-көм ҳолларда қўлланилади.

СУВ БУҒИ ВА УНИНГ ҲОСИЛАРИ

Реал газларга мисол тариқасида сув буғи ва унинг ҳосиллари-
ни кўриб чиқамиз. Мазлумки, сув буғи халқ қўнчилигининг келарли
ҳамма тармоқларида кенг қўлланилади. Қўнмадан, у иссиқлик эл-
машиниш аппаретларида иссиқлик ташувчи ва суз-қуч ускуналарига
ишчи жасм вазифаларида ишлатилади. Бунга асосий сароб шунки, сув
буғи биз учун анча арзонга тушади, у ишчи ва атраф нухат учун
зарарсиздир ва яхши термодинамик хусусиятларга эгадир.

Сувнинг буғига айланмиш икки йўл билан олиб борилади: буғланмиш
ва қайнам йўли билан.

Модданинг ҳар қандай температурада суяқ ҳолатдан буз ҳолатига
қечат суяқлик сиртидан ўтиши буғланмиш дейилади.

Буғланмиш интенсификация суяқлиқнинг табиатига ва унинг темпе-
ратурасига боғлиқдир.

Агар суяқлиқ иссиқлик маҷнори беришлик билан унинг темпе-
ратураси ва буғланмиш интенсификация орта боради. Мазлум бир вақт-
дан кейин температуранинг ортали нәтижасида буғланмиш суяқлиқнинг
ҳамма массаси буйлаб амалга оширилади.

Шундай қилиб, суяқлиқнинг қечат эркин сиртидан эмас, балки
бутун ҳажми буйича интенсификация риваши буғига айланмиш ва суз ду-
фиячаларининг тез ҳосил бўлиши ва қўна бориши қайнам дейилади.
Буғланмиш теъсари бўлган процессо конденсация дейилади.

Агар буғланмиш ёнақ адишда қетайтган бўлса, буғланмиш билан
бир вақтда конденсация процесси боради. Агар буғланмиш тезлиги
конденсация тезлигига тенг бўлса системада динамиқ мувозанат
ҳолат юзга келади. Бунда буз ҳолати максимал зичликка эга бўла-

ди ва уни тўйинган буғ дейилади.

Буғлар икки хил бўлади: тўйинган ва ўта қиздирилган буғдан иборат. Тўйинган буғлар ўз навбатида қуруқ тўйинган ва тўйинган нам буғларга ажралади.

Агар қайнаётган суюқликка келтирилётган иссиқлик миқдорини оширсак, буғ ҳосил бўлиши янада тезлашади. Лекин суянинг охирига томчила буғланиб кетмагунча сув билан суянинг температураси ўзгармаслигича қолаверарди. Қайнам солир бўладиган температура билан суюқлик бир-бирига бондиқдир, улар тўйиниш температураси ва босими деқилди ҳамда тегашличе t_m ва P_m билан белгиланади. Температураси ва босими тўйинган босими билан температурасига тенг, лекин таркибиде суь зарралари бўлмаган буғ қуруқ тўйинган буғ дейилади.

Суюқликка тегаб турган ва унинг устидаги бушлиқни тўйинтирадиган буғ тўйинган нам буғ дейилади. Демак, тўйинган нам буғ қайнаётган суюқлик билан қуруқ буғ аралашмасидан иборатдир. Қуруқ буғнинг нам буғдаги масса миқдорига буғнинг қуруқлик даражаси дейилади ва x хатфи билан белгиланади.

Суюқликнинг нам буғидаги масса миқдорига буғнинг намлик даражаси дейилади ва y билан белгиланади ёки бўлмаса $y=1-x$ га тенг бериқдир.

Буғнинг қуруқлик ва намлик даражалари процентларда ёки бирлик миқдорларда ўлчанади. Масалан, $x=0,95$ ва $y=1-x=0,05$, бу деган суь аралашмала 95 процент буғ ва 5 процент суюқлик бор дегмақдир.

λ -катталик тўйинган нам буғнинг асосий параметрларидан бири ҳисобланади, агар тўйинган буғнинг қуруқлик даражаси номъялум бўлса, буғнинг ҳолатини аниқлаб бўлмайд. Агар тўйинган қуруқ буғга ўзгармас босимда иссиқлик берилса, унинг температураси кўтаралади, ҳақми ортади ва тўйинган қуруқ буғ ўта қизган ҳолатга ўтади.

Демак, температураси ўзгармас босимда тўйинган буғ температураидан юқори бўлган буғларга ўта қизган буғ дейилади. Ўта қизган буғ температураси билан тўйинган буғ температурасининг айирмасига буғнинг ўта қизиш даражаси дейилади.

яъни

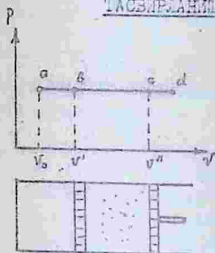
$$\Delta t = t - t_f$$

бунда t - ўта қизиган буғнинг температураси, град;

t_r - тўйинганч буғнинг температураси, град.

Буғнинг ўта қизиб температураси қанча юқори бўлса, у ўзининг хосселлари жиҳатида идеал газга шунча яқин бўлади.

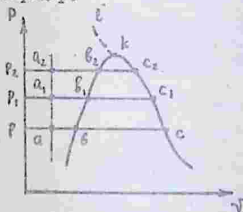
БУҒ ҲОСИЛ БЎЛИШ ПРОЦЕССИНИНГ PV - ДИАГРАММАДА ТАСВИРЛАНИШИ



14-рәсм

Цилиндрида поршень остида (14-рәсм) 1 кг сув бор ва унда буғга айлан-
тириш керак, деб фәрз қилайлик.
Цилиндр поршеньга ташқи томондан
юқ - P куч қўйилган ва бу куч
цилиндр ичиде босимнинг ўзгәрмәс
бўлишини тәъминлайди, деб фәрз
қилайлик. Буғ ҳосил бўлиш процесси
 PV - диаграммада горизонтал чизик
 $a-b-c-d$ билән тасвирланади.

Бу ерде $a-b$ қисмига суюқликнинг 0
дән то қайнаш температурасигача қостилишини аниқлашди. $b-c$
қисми эса қайнаган сувнинг қуруқ тўйинган буғга айланишини
ва $c-d$ қисми эса ўта қизиган буғга айланишини тасвирлайди.
Бу графикдаги V_0 , V' ва V'' лар суюқликнинг 0°C дага, қайнаёт-
ган суюқликнинг ва қуруқ тўйинган буғларнинг солиштирмә ҳәкм-
лариридир.



15-рәсм

PV - диаграммада шунга ўхшәш (14-
рәсмдәгичә) босимнинг бошқә бир
нечә қиймәтләри учун топилган нук-
таләрни бirlәштиргән ҳолдә 15-рәсм-
дә кўрсатилгәндек эгря чизикләрни
олемиз. Бундән кўриниб турабдики,
суюқликнинг жүдә ҳам кәм сиқилиши
туғайли $a-a_1-a_2$ чизигә, яъни $v=f(P)$ -
ни характерловчи чизик даярли вер-
тикал бўйлаб йўналади.

Бизгә маълумки, суюқликнинг босими ортиши билән унинг қайнаш
температураси ҳам ортади, шунинг учун $a-a_1-a_2$ чизиги, яъни

$v=f(p)$ характеристик чизик ўнг томонга эгилган ҳолда яқори тик қўйилган бўлади. Икконт $C-C_1-C_2$ чизиги, яъни $v=f(p)$ характеристик чизик эса гиперболлик характерга эга бўлади.

$\lambda=0$ тенглакни характеристик $v-p_1-v_2$, яъни сувқилик соҳани нам буғ соҳасидан ажратиб турадиган, чизикни пастки чегара эгри чизик дейилади. Аунини шунингдек, сувнинг тўла буғланиш нукта-лари $C-C_1-C_2$ ва K нукталари бирлаштирувчи чизикга эса юқори чегара эгри чизик дейилади, бу чизик нам буғ соҳани ўта қийинган буғ соҳасидан ажратиб турадиган ва $\lambda=1$ тенг бўлган эгри чизиклар.

Босимнинг ортақи билан $v''-v'$ ўртасидаги айрма камаяиб боради ва яқори ва пастки чегара эгри чизиклари бир-бирига яқинлашиб, бирор K -нуктада ўзаро туташади.

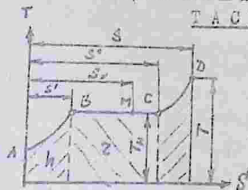
Диаграммаларда K нукта критик нукта дейилади. Бу нукта молда-нинг критик ҳолатига мувофиқ ҳолати ва шу саросола унинг K -нукта-даги ҳолат параметрлари критик параметрлар (критик босим, критик температура ва ҳ.к.) дейилади. Критик нуктада сувқилик билан унинг тўйинган буғи орасидаги фарқ йўқолади. Сувқилик билан буғ-нинг солиштирма ҳажмлари ва заҳидларининг қийметлари бир хил бўлиб қолади.

K чизикни ўта қийинган буғ соҳасини шартли равишда икки қисмга бўлади. Чизикнинг чап томонида температураси критик температура-дан паст бўлган ўта қийинган буғ бўлади. Уни осонлик билан сувқиликка айлантириш мумкин. Бу чизикдан (K') ўнг томондаги буғ осонлик билан идеал газга айланиб қолган буғ бўлади. Сув буғи учун критик ҳолат параметрларининг қийметлари қуйидагича бўлади:

$$t_{кр} = 314,15^\circ\text{C}; p_{кр} = 225,65 \text{ ат.}; v_{кр} = 0,00226 \text{ м}^3/\text{кг}$$

БУҒ ҲОСИЛ БЎЛИШ ПРОЦЕССИНИНГ TS - ДИАГРАММАДА

ТАСВIRЛАНИШИ



16-рasm.

16-расмда сув буғининг TS - диаграммаси тасвирланган. Уни қуриш учун турли температура-ларда қайнашнинг бошланиши ва охиридаги энтропия қийметлари қўйиб чиқилади. Изобарик про-цессда сув энтропиясининг ўз-

гариш ай чизик билан кўрсатилган. Бу ай эгри чизикнинг пастки қисмидаги i ва қайнайтувчи сувидаги энtimerия i қиймати аниқ-
лейли. Суз қайнаган, буз ҳосил бўлиш процесси ўзгармас босим
ва температураларда (T_H) сойланади.

қайнаш температурасига қайтар қайтарилган бир кг суви 1 кг
тўйинган қуруқ сууга айлантирилган учун сарфланган иссиқлик микро-
ри яқини буз ҳосил бўлиш иссиқлиги дейилади ва 2 - билан бел-
гиланади. 2 - нинг қиймати графика BC қизичининг пастки
қайлашган юз орқали топилади, яъни $(S'' S') \cdot T_H = \tau$. Бундан қуруқ
суз энtimerиясини S'' қуйдаги тенглама орқали топилади.

$$S'' S' = \frac{\tau}{T_H} \quad \text{ёки} \quad S'' = S' + \frac{\tau}{T_H} \quad (4.33)$$

Диаграммалдаги C нуктаси буз ҳосил бўлиш процессининг охирини
айталайди. Агарде бузланш охирида қуруқлик даражаси λ -га
тенг бўлган ҳам буз олинса (M нуктаси), унда берилган иссиқлик
микродини қиймати BC-га нисбатан кичик юз билан аниқланади:

$$(S_X - S') \cdot T_H = \tau \cdot \lambda$$

Бундан ҳам бузнинг энtimerияси S_X қуйдагича аниқланади:

$$S_X - S' = \frac{\tau \cdot \lambda}{T_H} \quad \text{ёки} \quad S_X = S' + \frac{\tau \cdot \lambda}{T_H} \quad (4.34)$$

Берилган босимда ҳам бузнинг қуруқлик даражасини қуйдагича
топиришимиз мумкин:

$$\lambda = \frac{BM}{BC} = \frac{S_X - S'}{S'' - S'} \quad (4.35)$$

Бу ерда S' - суз энtimerиясидир, (К/кг.град)

ўта қизиган сузнинг энtimerия ўзгариши ушбу тенглама орқали
айталайди:

$$S - S'' = \int_{T_H}^T \frac{dq}{T} = \int_{T_H}^T \frac{di}{T} \quad (4.36)$$

Бу ерда T - ўта қизиган суз температураси, град;

di - ўта қизик процессига энtimerиянинг элементар ўзгариш
қиймати, К/кг. ўта қизиган суз процессидаги энtimerиянинг ўзга-
риш қиймати Q_H - эгри чизик билан тасвирланган. Бу эгри чизик-
нинг пастки қисмидаги юз ўта қизиган сузнинг иссиқлик микроди-
ни айталайди ёки $(i - i'')$.

ўта қизиган сузнинг энtimerиясини қуйдагича топилади:

буғинин ички энергияси ва солиштирма ҳаџми:

u' ва v' — суюқликнинг ўша температура ҳаџда ўша босимдаги ички энергияси ва ҳаџми. (4.40) тенгламада ($u'' - u'$) ни ҳарфи билан ва P ($v'' - v'$) ни эса ψ ҳарфи билан белгиласек:

$$z = p + \psi \quad (4.41)$$

бўлади.

Бу ерда p — буғ ҳосил бўлишнинг ички яссиқлиги дейилади. ψ эса буғ ҳосил бўлишнинг ташқи яссиқлиги дейилади, чунки бунда яссиқлик ташқи ишга сарфланади.

Қуруқ тўйинган буғ энтальпияси қуйидагича аниқланади:

$$i'' = i' + z \quad (4.42)$$

Қуруқ тўйинган буғнинг ички энергияси эса:

$$u'' = i'' + p \cdot v'' \quad (4.43)$$

Одатда, қуруқ тўйинган буғ биргине параметр орқали аниқланади: босим ёки температураси орқалилир.

i', i'', z, v' ва v'' — ларнинг қийметлари суз буғга ҳаџвалидан олинади. Қуруқ тўйинган буғ энтальпияси i'' яритик нуқтада суюқлик энтальпиясига i' га тенг бўлади.

Тўйинган нем буғларнинг қийметлари босим ва температурадан ташқари қуруқлик даражаси x билан ҳам аниқланади.

Тўйинган нем буғнинг солиштирма ҳаџми v_x қуруқ буғ ва суғнинг солиштирма ҳаџмлар йариндасидан аборатлар:

$$v_x = v''_x + (1-x) \cdot v' \quad (4.44)$$

Биздан буғ қонзониларида қуруқлик даражасининг қийметлари $x=0,5-0,96$ га етати, шунанг учун босим иқори бўлмаган буғлар учун $(1-x)v'$ ни ҳисобламакка ҳам бўлади:

$$v_x \approx v''_x \quad (4.45)$$

Тўйинган нем буғнинг энтальпияси иқоридигига ўхшаш формуладан аниқланади:

$$i_x = i' + xz \quad (4.46)$$

Бунда i' — суюқлик энтальпияси, z /кг z -х кг суғликнинг буғга айланганг учун сарфланган яссиқлик миллилорлар.

Тўйинган нем буғнинг ички энергияси қуйидагича аниқланади:

$$u_x = i_x - p v_x \quad (4.47)$$

Тўйинган қуруқ буғлар ўзгармас босимда қайтилишган иссиқлик унинг температурасининг t_r дан (тўйиниш температурасидан) берилган ўта қизиб температураси t_{jk} гача кўтарилишига сарфланади. Бу катталиқ буғнинг ўта қизиб иссиқлиги дейилади ва q_{jk} билан белгиленadi:

$$q_{jk} = c_{pr} (t_{jk} - t_r) \quad (\text{ж}) \quad (4.48)$$

бу ерда c_{pr} - ўта қизиган буғнинг $t_{jk} - t_r$ оралиғидаги ўртача изобарик иссиқлик сизими, Дж/кг.град.

Ўта қизиган буғнинг энтальпияси қуйидаги тенгладан аниқланади:

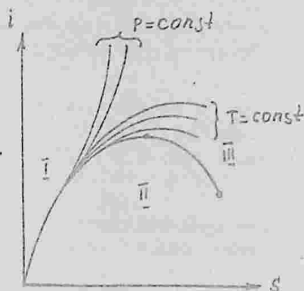
$$i = i' + z + c_{pr} \int_{t_r}^{t_{jk}} dt \quad (4.49)$$

Ўта қизиган буғнинг ички энергияси эса:

$$u = i - p v \quad (4.50)$$

бу ерда v ўта қизиган буғнинг солаштарма ҳажми, $\text{м}^3/\text{кг.}$

СУВ БУҒИНИНГ iS -ДИАГРАММАСИ



18-рқсм

Биринчи мартаёв iS -диаграммани 20 ат.гача босимдаги сув буғи учун 1904 йилта Молье томонидан тақлиф этилган эди. Бу диаграмманинг пайдо бўлиши буғ процесслари ва цикллари термодинамик методикасини янча содда-лаштиради. Ҳозирги вақтда проф. М.П.Вукелович томонидан тузилган iS -диаграммалар қабул қиланган (18-рқсм).

Бу диаграммалар 0,01 дан 300 ат гача босим ва 30 дан 700°C гача температура учун тузилган. Бу диаграммани тузишда ордината ўқлари бўйлаб буғ энтальпия қийматларини ва абсцисс ўқлари бўйлаб эса - энтропия қийматлари қўйилган. Исордината босим қилиб температуранинг 273°K (0°C) қиймати олинган ва бу температуралдаги энтропия ва энтальпия шартли равишда нолга тенг бўлади деб ҳисоб-

ланади. Диаграммеда иккинчи чегара эгри чизик чизилган, улар критик нукта К да бир-бирга туташади. Пастки чегара эгри чизик АК ($X=0$) да сувнинг қайнаш температурасидаги турли ҳолатлари учун энтальпия ва энтропиянинг қийматлари қўйилган.

Юқорида эгри чизик КВ ($X=1$) да қайнаш температурасида тўйинган қуруқ буғнинг турли ҳолатлари учун i'' ва S' - нинг қийматлари қўйилган.

Чегара эгри чизиклар iS - диаграммани уч соҳага бўлади (I, II, III). Бу ерда I-сувларнинг (қайнатилмаган) соҳаси, II-тўйинган нем буғ соҳаси ва III-ўта қизилган буғ соҳаларилир.

iS - диаграммеда қўйидаги чизиклар ифодаланади. Пастки чегара эгри чизига ($X=0$), юқорида чегара эгри чизиги ($X=1$) изобара чизиги ($p=\text{const}$) изотерма чизиги ($T=\text{const}$) ва буғ қуруқлик даражаси чизиклари ($X=0-1$). Бу диаграммедан фойдаланиб ҳар қандай нукта учун буғнинг қўйидаги p, T, i, S ва X параметрларининг қийматларини топишимиз мумкин. iS - диаграммеда изохорелар - ўзгармас сояштарме ҳам $T=\text{const}$ чизиклар (пунктир чизиклар) ҳам чизилади. Улар изобараларга нисбатан тикроқ кетили. Тўйинган нем буғнинг ҳолати изобаранинг буғ сақлаши ўзгармас $X=\text{const}$ чизига билан кесилиш нуктасидан аниқланади.

Ўта қизилган буғнинг ҳолати эса, одатда иккинчи параметр: босим ва температура билан аниқланади. Бу ҳолат диаграммеда тегишли изобара ва изотерманинг кесилиш нуктасидир.

5.1 ГАЗ ВА БУҒЛАРИНИНГ ОҚИШ ПРОЦЕССЛАРИ ВА ПРОЦЕССИЛАНИШИ

Буғ ва газ турбиналари, трубокомпрессорлар, реактив двигателлар ва бошқа қўшчилик ҳозирги замон машиналаридаги иш процесслари иш жисми - газ ёки буғ оқими ёки оқимчаси (жараёни)нинг кинетик энергияси билан фойдаланишга асосланган.

Газ оқимининг кинетик энергияси унинг оқим тезлигининг квадратига пропорционал бўлади. Билсакки, оқимнинг оқим тезлиги янчалик юқори бўлса, унинг иш бажариш хусусияти ҳам шунчалик катта бўлади. Шу сабабли турбина ва трубокомпрессорлар типидagi қўшчилик машиналарини лойиҳалашда иш кезининг тезлиги яқин бора-

ча иқори бўлишига ҳаракат қилинади. Газ оқими ёки оқимчасининг тезлигини катталикларини учун унинг ўзгарувчан кесими қанчалар оқиб ўташда кенгайиш хусусиятидан фойдаланилади.

Газнинг оқиб чиқишида йўналган оқимчи ҳосил қилаш учун ўзгарувчан кесими қанчалари бор махсус насадкалар ишлатилади. Газнинг ичка энергияси ҳаракатнинг кинетик энергиясига айлантириладиган насадкалар соплалар дейилади. Газ соплда бўлиб ҳаракатланганда унинг босими пасайиш, тезлиги эса ортади. Биздан оқиб чиқиб процессларга тезлик пасайиши ҳисобига босим кўтарилади. Бундай ҳолатлар учун диффузорлар дейилган насадкалардан фойдаланилади.

Одатда, торайиб бораётган ва кенгайиб борадиган соплалар ишлатилади.

5.2. ГАЗ (БУҒ)НИНГ СОПЛОДАН ОҚИШ ПРОЦЕССИ

Газ оқимида текширишда, одатда, барқарор оқим асосидан адиабатик ҳам (адиабатик) амалга оширилади, деб фарз қилинади. Соплонинг ясалган кесимида газнинг барча параметрлари вақт ўтиши билан ўзгариббўлган оқим процессига барқарор оқим процесси дейилади. Соплдан оқиб чиқаётган газ оқими учун термодинамиканинг барқарор қонуни қуйидаги тенглама билан аниқланади:

$$dq = d(u + pv) + d\left(\frac{c^2}{2}\right) \quad (5.1)$$

бунда q - ҳаракатдаги 1 кг газга кўраб чиқариббўлган ушбу соплда берилган асосийлик миқдори; (Ж);

du - газ ички энергиясининг ўзгариши; (Ж);

$d(pv)$ - 1 кг газни қанчал бўлибчи сижитининг сифатининг дх (сижитини яна);

$d\left(\frac{c^2}{2}\right)$ - газ кўраб чиқариббўлган ушбу соплда сижитининг кинетик энергиянинг ортиси;

$u + pv = i$ бўлгани учун (5.1) тенгламени қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dq = di + d\left(\frac{c^2}{2}\right) \quad (5.2)$$

Адиабатик процессда $dq = 0$ шунинг учун

$$d\left(\frac{c^2}{2}\right) = -di \quad (5.3)$$

(5.3) тенгламдан шундай хулоса қилиб чиқилди: газ ташқи муҳит билан асосийлик элементининг қанчал бўлиб ҳаракатланганда унинг

энтальпиясы кемеийиш пөтвәсине кинетик энергиясы ортада.

Соплодан I кг газ оқиб чиқишда бажарылган тўйлақ иш $\ell_{тўл}$ конгрәйиш иши $\ell_{конг}$ билән тәшқи кучларнинг бажарган иши ℓ -дән көбрәк бўлады:

$$\ell_{тўл} = \ell_{конг} - \ell \quad (5.4)$$

Бу ердә тәшқи кучлар бажарган иш ℓ ни оқиб чиқиш учун җойтеди иш ℓ билән оқиб чиқишга қаршилик кучларга иши ℓ -нинг өйирмәсе деб қараш мумкин, яъни

$$\ell = \ell_1 - \ell_2 = p_1 v_1 - p_2 v_2 \quad (5.5)$$

Унда (5.4) тенгламаһа қуйидагачә өзгәрмәз:

$$\ell_{тўл} = \ell_{конг} + p_1 v_1 - p_2 v_2 \quad (5.6)$$

Адиабатик конгрәйиш иши $\ell_{конг}$ ни (4.24) тенгламаһдән аниқләш мумкин:

$$\ell_{конг} = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2)$$

(5.6) формулаһа $\ell_{конг}$ нинг қиймәтини қуйиб ва (4.19) формулаһдән җойделәниб хәмдә тәғийиләвә ўзгәртиришләр қаратаб, қуйидагичә аламәз:

$$\ell_{тўл} = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \quad (5.7)$$

Тўйлақ иш $\ell_{тўл}$ бажариләдигән иш дейиләди.

У газнинг көнәл бўйлаб ҳәрәкәтләнишдә кинетик энергияһа-ның ортинигә сәрфләнәдә.

Қәбул қилинган шәртлә кўрә кўриб чиқаләйтгән процесс қайтар процесслар, бинәбарин, бу ердә ишкәләнишгә асрофлар бўлмәйдә ва оқиб чиқишда бажариләдигән ишнинг хәммәсә газнинг кинетик энергияһагә айләнәдә, деб ҳисәбләш мумкин:

$$\ell_{тўл} = \frac{C_1^2 - C_2^2}{2} \quad (5.8)$$

бу ердә C_1 ва C_2 - газнинг сопло олдидағи ва сопло өзидағи тезликләри м/сек.

(5.8) дәғи C_1 - қиймәти әнчә кичик булгәнләмгә сәвәблә унә ҳисәбгә оламәсә хәм бўлады. У ҳәлдә (5.8) тенглак ушбу кўранишгә кәләдә:

$$\ell_{тўл} = \frac{C_2^2}{2}$$

бундан, сопло өзидә газнинг оқиб чиқиш тезлиғи әсә қуйидагичә бўлады:

$$C_2 = \sqrt{2 \ell_{тўл}} \quad (5.9)$$

(5.9) ва (5.7) тенгламалардан фойдаланиб, газнинг соплло оғзидан оқиб чиқиб тезлаш билан газнинг босимини ва ахирги параметрлари орасидаги боғлиқлигини аниқлаш ифодасини ҳосил қиламиз:

$$C_2 = \sqrt{2 \cdot \frac{k}{k-1} P_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \quad (5.10)$$

Газнинг соплло оғзидан оқиб чиқиб тезлашнинг энг тизлилари фарқи ортди ҳам ифода қилинган. Бунинг учун (5.5) тенгламадан фойдаланиб ва уни интеграллаш, қуйидагиларни оламиз:

$$\frac{C_2^2 - C_1^2}{2} = i_1 - i_2$$

агар $C_1 = 0$ дес. фарз қилсак, газнинг соплло оғзидан оқиб чиқиб тезлашнинг аниқлаш. Агар $(i_1 - i_2)$ ни K/K_0 ларда ифода қилсак, у ҳолда

$$C_2 = \sqrt{2(i_1 - i_2)} \approx 4.4 \sqrt{i_1 - i_2} \quad \text{м/сек.} \quad (5.11)$$

Агар энг тизлилари фарқи $i_1 - i_2$ асосийлик (тулган) фарқи дейилса ва Δi_0 ҳарфи билан ифода қилсак, (5.11) тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$C_2 = \sqrt{2 \Delta i_0} \quad (5.12)$$

Газнинг сопллодан оқиб чиқиб тезлашнинг билан ҳолда сопллодан чиқиб кетган газнинг секундий массавий сарфи m ни ушбу тенглама орқали аниқлаш мумкин:

$$m = \frac{F \cdot G_2}{v_2} \quad (5.13)$$

бу ерда F — сопллонинг кесим ёзаси, м^2 .

Адиабатик процесс учун солиштириш ҳажм катталиги (4.19) тенглигидан аниқланади:

$$v_2 = v_1 \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1}{k}} \quad (5.14)$$

(5.13) формулага (5.10) ифодадан тезлаш C_2 нинг қийматини, (5.14) тенгликдан солиштириш ҳажм v_2 нинг қийматини келтириб қўйсак ва тегишли ўзгаришлар киритсак, сопллонинг F кесими чиқиб кетмадан ўтётган газнинг секундий массавий сарфи m кг/сек ҳисоблаб топилган формулани ҳосил қиламиз:

$$m = F \sqrt{2 \cdot \frac{k}{k-1} \cdot \frac{P_1}{v_1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}} \quad (5.15)$$

(5.15) тенгламадан кўринас турибдики, газнинг сарфланиши $m/P_2/P_1$ нисбатга боғлиқ. Агар $P_1 = P_2$ унда $P_2/P_1 = 1$ дес қабул қилсак, у ҳолда (5.15) тенгламага кўра газ сарфи нолга тенг бўлади.

Ҳақиқатен ҳам $P_2 = P_1$ да босимлар фарқи бўлмайдиган оқиб чиқаш процессининг содир бўлиши мумкин эмас.

Берилган ва ўзгармас босим P_1 да босим P_2 пасоёйлаши билан газ сарфлигини кўпаядиган босимлар нисбати $P_2/P_1 = 0,5$ га яқин бўлганда яъни $P_2 \approx 0,5 P_1$ да максимал қиймат $M_{\text{тех}}$ га етади.

Демак, босимнинг қиймати тахминан $0,5 P_1$ га тенг бўлганда уни критик босим дейилади. Бунда $P_2/P_1 = P_{\text{кр}}/P_1$ нисбат ҳам ўзгармаслигича қолади. Бу нисбат оқиб чиқишдаги босимларнинг критик нисбати дейилади ва $\beta_{\text{кр}}$ билан белгиланади.

Шундай қилиб

$$\frac{P_{\text{кр}}}{P_1} = \beta_{\text{кр}}$$

Шунинг учун газ оқиб чиқётган муҳатда босимнинг пасоёйлашига қарамай, критик босимда сопо оёзида газнинг тезлиги ва солаштирма ҳажми критик қийматига етаб, ўзгармас бўлиб қолади. Шунинг натижасида газнинг секундлик сарфи ҳам ўзгармас бўлиб қолади. Босимлар критик нисбатларининг аниқ қиймати ушбу формуладан топилади:

$$\frac{P_{\text{кр}}}{P_1} = \beta_{\text{кр}} = \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (5.16)$$

Босимларнинг критик нисбати ўзгармас катталиги бўлиб, фақат адиябатга кўрсаткичи κ -га, яъни газнинг табиатига боғлиқ.

Қўпчилик газ ва буғлар учун $P_{\text{кр}}/P_1 = \beta_{\text{кр}}$ нинг сон қийматлари $0,528 - 0,577$ ораллиғида бўлади. Шундай қилиб, бошланғич босим P_1 -нинг қиймати қанчалик катта бўлмасин ёки газ оқиб кетётган қозондаги охириги босим P_2 қанчалик кам бўлмасин, газнинг сопо оёзидаги критик босими унинг бошланғич босимининг ярмидан кам бўлиши мумкин эмас.

Босимларнинг критик нисбатида газнинг оқиб чиқаш тезлиги критик тезлик дейилади ва $C_{\text{кр}}$ билан белгиланади. У газ оқиб чиқётган муҳатда товушнинг тарқалиш тезлиги $C_{\text{тор}}$ га тенг.

Агар босимлар нисбати P_2/P_1 ни критик қиймат $P_{\text{кр}}/P_1$ га алмаштиради (5.16) тенгламадан, у ҳолда критик тезлик катталигига (5.10) тенгликдан янада ҳам мумкин:

$$C_{\text{кр}} = \sqrt{2 \cdot \frac{\kappa}{\kappa + 1} \cdot P_1 V} \quad (5.17)$$

Бу тенгламадан кўришиб турибдаки, $C_{\text{кр}}$ катталиги газнинг табиатига, яъни адиябатга кўрсаткичи κ -га ва газнинг бошланғич пар-

метрлари P_I ва γ га боғлиқ.

Босимларнинг кртия нисбатида максимал сарф m_{max} ни ҳисоблаб топилган (5.16) формулада P_0/P_I нисбати (5.16) тенгдмидан унинг кртия қатъидаги P_0/P_I билан аниқлаштириш керак. Шундан кейин боъи ўзгаришлар кртияб, газнинг максимал сарфини аниқлаб топилмасдан оламиз:

$$m_{max} = F \sqrt{2 \frac{\rho}{\rho_0} \left(\frac{P_0}{P_I} \right)^{\frac{2}{\gamma}} \cdot \frac{P_0}{\rho_0}} \quad (5.18)$$

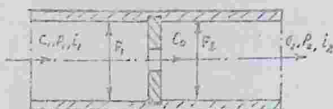
Буки P Н/м²га, ρ кг/м³га ва F м² ҳисобида берилади.

5.3. Газнинг (бутилнинг) дросселланиши

Агар газнинг трубопровод бўлиб ҳаракатланиши йўлида кесими трубопровод кесимидан анча кичик участкалар бўлса (тулик очилмаган кўчреклар, кидикчалар, клапанлар, дроссель шайбалари ва шу вабалар), у ҳолда шу участкадан чиқишда газнинг босими пасайди.

Трубопроводнинг тор қисмидан ўтганда газ босимининг пасайиш қатъиди газнинг дросселланиши ёки аниқлашда дейилади.

Газнинг бутуннинг кесими F бўлган трубопровод бўлиб ҳаракатланиши ҳўиб кўчмиз. Трубопровод ичига тор тешикли диффрагма ўрнатилган.



19-расм.

Трубопроводнинг ўнг қисмида тор тешикдан кейин газнинг тезлиги бутунлай пасайиб, ўзининг дастлабки қўрметига тушиб қолади. $P_1 = P_2$ десек $C_1 \approx C_2$ булади. Диффрагмадан кейинги босими P_2 эси фақат қисман тенгланади ва диффрагмадан олдинги босимга кўраган

Газ трубопровод бўлиб диффрагмадаги тешик орқали I-I кесимдан II-II кесимга оқиб чиқди, деб қараб қилайлик (19-расм). Оқиб чиқиш процесси адиабатикдир. Диффрагманинг тор тешикада газнинг тезлиги C_1 дан C_0 гача ортади, босими эси соплодан одатдаги оқиб чиқиш процессидаги каби пасайди.

да нам бўлади. Бунга сабаб шуки, газ тор тешиқчен ўтганида уярма ҳосил бўлаши ва ишқаланиш туфайли энергия йироф бўлади.

(5.3) тенгликни интеграллаб, қуйидагани оламиз:

$$\frac{C_1^2 - C_2^2}{2} = i_1 - i_2 \quad (5.19)$$

I-I ва II-II кесимлар учун (19-расм) $C_1 \approx C_2$ деб қабул қилсак, $i_1 = i_2$ бўлади, яъни газга проселлангн ятикасида унинг энгальшмаса ўзгариб йди.

Идеал газ учун энгальшмаса ҳаёт температурата бораққ бўлаб, босимга бораққ бўлмаганлига сабабли идеал газ проселлангнгане температура ҳам ўзгарибмасдан қолади.

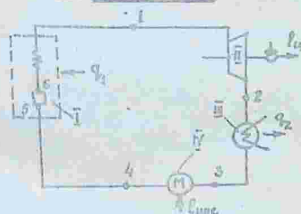
Реал газлар проселлангнганда, айяққс ижора босимлареа температуранинг пасайиши қуэатилеа. Бу ҳаққс Жоуль-Томсон проселлангн аффекта дейилеа.

Проселлангн сауқ ҳосил бўлаши паст температуралар техни-касида қўпчилиқ паст температурали процесслар учун асос бўлаб хизмет қилеади, газларни сауқ ҳолае ўтказишда асос ҳал қалувчи роль ўйнайди.

Бундан ташқари, проселлангн процессида суғаниг кенгелик про-цесси ҳам содир бўлади. Шу сабабли ил илманинг босимани пасай-тарин зарур бўладиған меҳсуе редукцион-саватни усқуналарада проселлангн процессидан кенг қуламда фойдаланалеа.

БУҒ - КУЧ УСКУНАЛАРИНИНГ ЦИКЛИ

6.1. Ренкин цикли

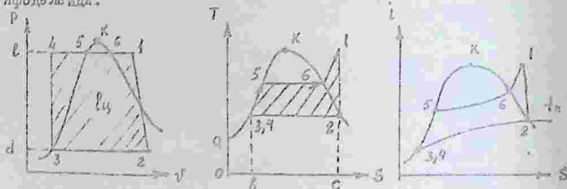


20-расм

Буғ-куч усқуналарининг идеал цикли Ренкин циклидир. Ёқилгн-нинг ёнишда ҳосил бўладиған ил-саққилини меҳаник ишга айлантаре-диған қурилмалар йияянқиса буғ-куч усқунаса дейилеади. Ҳозирги вақтда электр энергиясиининг асо-сай қисми (80 процентга яқини) буғ-куч қурилмаларида ишлаб чеғе-рилеади. Уларде ил жисма сифатада

сауқ ва буғ ҳолатдаи сау қилеади. Буғ-куч усқуналариде ил жисма ҳолатининг ўзгариш процессларини қўриб чеғеамаз (20-расм).

Буз қозони I-га Q_1 мақдорда иссиқлик келтирилади. Қозондаги суз исийди ва у тўйинган нем булга айланади. Қосал булга буз эса буз биздаргич 6 га ўтали ва унда белгиланган темпаратураларга қазиларилади. Ўта қизилган буз эса трубулар орқали буз турбина II га юборилала, бу ерде адиябатик кенгайиши натижасида бузининг иссиқлик энергияси механак ишта айлантарилади, яни механак иш бажарала. Генератор орқали механак иш электр энергиясига айлантарилади. Ишлаб булган буз эса турбинадан конденсатор III га ўталиб, у ерде содуқ суз ҳисобига буз тўлақ конденсатланади. Сунгис конденсат IV насоси орқали буз қозонини доламо суз билан таъминлаб туради. Шундай қилиб, бу айтиб ўталган процесслар бар чече марта қайтарилиши натижасида узлуқсиз ишлайлган буз-қуч ускунеларани циклини ташкил этади. 20-расда кўрсатилган I, 2, 3, 4, 5 ва 6 нуқталар 2I-расмда кўрсатилган графикалардаги шу нуқталарга тўғри келуви бузининг ҳолатини ифодалайди.



2I-расм.

Суз амалда сиқилмайди, шунинг учун насосда унинг босами кўтарилганда сузнинг ҳажми ўзгармайди ва 3-4 изохора бўйича боради (PV - диаграммаларда), TS ва iS - диаграммаларда эса 3, 4 - нуқтага тўғри келаяди. Демак, сузнинг солиштирма ҳажми v_3 (3-4 чизиғи, PV диаграммаларда) бузининг солиштирма ҳажмига нисбатен жуда кичиклиги туфайли (1-2 чизиқ) уни ҳисоблашда нолга тенг деб қабул қилинади:

$$v_{nac} = v_3 (p_4 - p_3) \approx 0 \quad (6.1)$$

Ренкин цикли тўртта - иккита изобарик ва иккита адиябатик процесслардан ташкил топганлар. 4-5-6-1 ўта қизилган бузининг буз қозонда қосал булган процессини кўрсатади, бунда

1-2 чизилган эса буғнинг буғ турбинисиде адиебатик кенгейиш процесси, 2-3 чизилган эса буғнинг конденсацияланиш процессларига түггү келеди. Демек, 2-3 чизилган буғден ыссиқлик q_2 олинеди. Буны буғ конденсациялаңи.

I кг буғнинг цикл давомида бежарган фойдала иши $\ell_{\text{фой}}$ буғнинг турбинига киришпаги i_1 ва чиқишдаги i_2 энтальпияларнинг фарқиға тенг:

$$\ell_{\text{фой}} = i_1 - i_2 \quad (6.2)$$

2I-расидада штрихленген юзләр I кг буғнинг цикл давомида бежарган фойдала ишине ифодалейди.

Ренкан циклининг термодинамик фойдала иш коэффициенти (ф.и.к.) куйыдегиче топилады:

$$\eta_c = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{\ell_{\text{фой}}}{q_1} \quad (6.3)$$

Умумий таърифле күре ҳәр қандей циклининг термодинамик ф.и.к. η_c фойдаленилган ыссиқлик $q_1 - q_2$ нинг келтирилган ыссиқлик q_1 ге нисбетига тенг.

Ренкан циклининг ф.и.к. ушбу ифодадан аниқланеди:

$$\eta_c = \frac{\ell_{\text{фой}}}{q_1} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_c} \quad (6.4)$$

бунде i_c - сувнинг насосдан чиқаб буғ қозонға киришдаги энтальпиясидаң.

ΣT - диаграммаде q_1 нинг қиймати $\approx 356I$ сь юза билән ифодаланған.

Демек, $\approx 356I$ сь юза $= 0$ $\approx 56I$ сь юза $= 0$ ≈ 3 сь юза $= i_1 - i_c$. iS -диаграмма орқали η_c нинг қиймати I,2 ва I,3 нуктаға орасидағы вертикал нисофеләр айирмәси орқали топилады.

Фойдала иш бирлиги олин учун турбина орқали муайян мақдорда буғ ўтказиш керәк; буғнинг шу мақдори буғнинг солиштарна сарфи дейилады ва α ҳарфи билән белгиланеди.

$$\alpha = \frac{1000}{i_1 - i_2} \quad (6.5)$$

агар энтальпиялар кДж/кг билән ўлчанган бўлса, α нинг қиймати кг/МВт билән ўлчанеди.

НАМ ХАВО

7.1. Асосий тушунчалар

Қуруқ ҳаво билан сув буғи аралашмаса нам ҳаво дейилади. У энг аввало қуруташ процессида яллатилади.

Сув буғи нам ҳаво таркибиде тўйинган ва ўта қизиган буғ ҳолатларида бўлиши мумкин.

Қуруқ ҳаво билан тўйинган сув буғининг аралашмасига тўйинган нам ҳаво дейилади.

Қуруқ ҳаво билан ўта қизиган буғлар аралашмасига эса тўйинмаган ҳам ҳаво дейилади.

Қуруқ ҳавонинг парциал босимини P_x билан, сув буғининг парциал босимини P_c ва аралашманинг, яъни нам буғининг босимини P билан белгилас, Дальтон қонунига мувофиқ қуйидагиларни оламиз:

$$P = P_x + P_c \quad (7.1)$$

Дальтон қонунига мувофиқ, газлар аралашмасидаги ҳар бир газ ўзига шу аралашма температурасида аралашманинг бутун ҳажминга эгаллагандек тутатди, башқача қилиб айтганда, газлар аралашмасидаги газларнинг парциал босимлари йиғиндиса шу аралашманинг умумий босимига тенг.

Одатда нам буғ босими атмосфера босими (B) га тенг бўлгани учун қуйидагича ёзиш мумкин:

$$B = P_x + P_c \quad (7.2)$$

Буғ-ҳаво аралашмасида сув буғи қанчалик кўп бўлсе, аралашмада сув буғининг парциал босими шунчалик кўра бўлади. Нам ҳаводаги сув буғининг парциал босими катталики P_c дан нам ҳавонинг мазкур температурасидаги тўйиниш босимидан кўра бўла олмайди, яъни

$$P_c \leq P_s \quad (7.3)$$

Нам ҳаводаги сув буғининг максимал парциал босимининг катталиги P_s аралашма босимига "Р" боғлиқ бўлиб, фақат аралашма температурасига боғлиқдир.

$P_c < P_s$ бўлган нам ҳавони тўйинмаган, $P_c = P_s$ бўлган нам ҳавони эса тўйинган нам ҳаво деб атаймиз. Тўйинмаган нам ҳаводаги сув буғи (яъни $P_c < P_s$ бўлган буғ) ўта қизиган ҳолатда

туради. Агар тўйинмаган нем ҳаво температурасини пасайтарсак (унинг босимини ўзгартирмай), тўйиниш ҳолатига эришиш мумкин. Агар унинг температураси янада пасайтирилса, у ҳолда ҳаводен нем түшади. Яъни тўйин ёна шудринг ҳосил бўлади. Шунинг учун P_0 босим P_0 босимга тенг бўладиган температура шудринг нукта-си дейилади.

Нем ҳавона тасвирлашда қулай бўладиган - абсолют ва нисбий намлик тушунчаларидаи фойдаланамиз. Абсолют намлик деганда нем ҳаводаги сув буғининг, ошадя, сымоб устунининг миллиметр билан ўлчанадиган бўлендиги ҳисобда ифодаланадиган ($1 \text{ мм.уст.} = 133,332 \text{ Нв}$ элендиги эслатиб ўтмиз) парцал босими P_0 кетталиги тушунади. Баъзан бир куб метр нем ҳаводаги грамм билан ифодаланадиган сув буғи массаси абсолют намлик дейилади.

Нисбий намлик деб, нем ҳаводаги сув буғи парцал босимининг сув буғининг мазкур температурдаги тўйиниш босимига (яъни сув буғанинг шу температурда бўлиши мумкин бўлган максимал парцал босимига) нисбати нисбий намлик дейилади ва φ ҳарфи билан белгиланади.

$$\varphi = \frac{P_0}{P} \quad (7.4)$$

Кетталак φ ошадя, процент ҳисобда ифодаланади.

$0 \leq P_0 \leq P_0$ бўлгани учун $0 \leq \varphi \leq 100$ процент бўлади. Қуруқ ҳаво учун $\varphi = 0$ тўйинган ҳаво учун $\varphi = 100$ процент бўлади. Нисбий намлик кетталигининг ўзи нем ҳаводаги буғ микдорини тўла харақтерлай олмайди, бунинг учун яна P_0 кетталигини аниқлайдиган нем ҳаво температурасини ҳам билиш керак. Агар ҳавонинг буғ сқлаши ўзгармай, ҳаво температураси орта бошласа, у ҳолда, ҳавонинг нисбий намлиги камейди, чунки температуренинг ортиши билан сув буғининг тўйиниш босими P_0 ҳам ортади. Нем ҳаводаги намнинг массавий микдори $M_{\text{сув}}$ нинг қуруқ ҳавонинг массавий микдори M_X га нисбатини ҳаводаги массавий нем сқлаши d дейилади:

$$d = \frac{M_{\text{сув}}}{M_X} = \frac{P_{\text{сув}}}{P_X} \quad (7.5)$$

Бу ерда $P_{\text{сув}}$ ва P_X сув ва ҳавонинг энцилиги (кг/м^3).

Идеал газларнинг ҳолат тенглесиға қўра:

$$P = \frac{I}{\nu} = \frac{P}{RT}$$

$$\text{бунидан } \frac{P_{\text{сув}}}{P_{\text{сув}} \cdot T} = \frac{P_{\text{хаво}}}{R_{\text{х.}} \cdot T}$$

$$\text{унига } d = \frac{P_{\text{сув}}}{R_{\text{сув}} \cdot T} \cdot \frac{R_{\text{х.}} \cdot T}{P_{\text{хаво}}} = \frac{R_{\text{хаво}}}{R_{\text{сув}}} \cdot \frac{P_{\text{сув}}}{P_{\text{х.}}} = \frac{287}{462} \cdot \frac{P_{\text{сув}}}{P_{\text{х.}}} = 0,622 \cdot \frac{P_{\text{сув}}}{P_{\text{хаво}}} \quad (7.6)$$

ва натоли

$$d = 0,622 \cdot \frac{P_{\text{сув}}}{P - P_{\text{сув}}} \quad (7.7)$$

Нам ҳавонанг яна бир катталикларидан бири унинг энтальпия-сидар.

$$I = i_{\text{х.}} + i_{\text{сув}} \cdot d \quad (7.8)$$

(1+d) кг нам ҳавонинг энтальпияси (уна биз Н орқали белгилей-миз) 1 кг қуруқ ҳаво энтальпияси $i_{\text{хаво}}$ билан бу ҳавода бўлган d кг сув буғининг энтальпияси $i_{\text{сув}}$ нинг тенг.

Қуруқ ҳаво энтальпияси қуйидагича топилади:

$$i_{\text{хаво}} = C_p^{\text{х}} \cdot t \quad (7.9)$$

буида $C_p^{\text{х}} = 1 \text{ кЖ} / (\text{кг} \cdot \text{град})$ ҳавонанг $P = \text{const}$ даги иссиқлик сирими.

Був буғининг энтальпияси эса (умумий ҳолда ҳавода ўта қизиган був ҳолида учрайди) қуйидагича аниқланади:

$$\text{бу ерда } C_p^{\text{сув}} = 4,19 \text{ кЖ} / (\text{кг} \cdot \text{град}) \text{ сувнинг иссиқлик сирими}$$

t туйн - сувнинг туйиниш температураси, град.

z - був ҳосил бўлиш иссиқлик миқдори, кЖ/кг

$C_p^{\text{с}}$ - бувнинг иссиқлик сирими, кЖ/(кг.град)

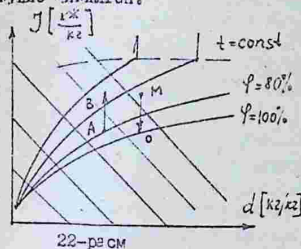
t - нам ҳаво температураси, град.

7.2. Нам ҳавонинг $t-d$ - диаграммаси

Нам ҳавонинг параметрларини аниқлашда ва практикада буюн бир масалаларни ечишда $t-d$ диаграммалардан фойдаланади.

Биринчи марта бу диаграмма проф. Рамзин Л.К. томонидан 1918

Йилде таълиф этилган. Бу диаграммада абсолюсс ўқиға нам сәқләш d -на киймәтинә, ординат ўқи буйичә әсә әнтальпия киймәти кўйаб чиқилган.



Бу диаграммада (22-рәсм) кунәдәти чизиклар бор: ўзгәрмәс әнтальпия чизиклари (ординат ўқиға 45° бурчак остида йүнәлгән тўғри чизиклар), ўзгәрмәс нам сәқләш ($d = \text{const}$) чизиклари, нам ҳәвонинг ўзгәрмәс температурәдәти ($t = \text{const}$) чизиги вә ҳәвонинг нисбий намлиги чизикларидән иборәтдир.

Нам ҳәвонинг иситилиш процесси ўзгәрмәс нам сәқләш $d = \text{const}$ да борәти вә Jd - диаграммада АВ вертикал тўғри чизик билан ифодәләянади. Нам ҳәвонинг совитилиш процесси ҳам ўзгәрмәс $d = \text{const}$ да борәди (МО тўғри чизик билан ифодәләнгән), бу процесс фәқәт $\varphi = 100$ процент чизигигачә булгән ҳәлатгәгәнә тавәллуқилидир. Биз нам ҳәвони янәдә ($\varphi = 100$ процентдән пәстдә) совитиб борсәк, җипә намляк шудринг ҳәлидә материаллар устида ҳәсил булалә. Шәртли рәвештә конденсация процессини $\varphi = 100$ процент чизиги буйлаб борәләди нәб хасәбләймәз. Мәсәлән, конденсация нәтижәсидә ҳәсил булгән суз микдорә О дан то К нуктагачә булгән мәсәфәдә, 1 кг кұруқ ҳәвогә нисбәтән $d_1 - d_2$ намляк сәқләшләр айирмәсигә тенг. Jd - диаграмма орқалә шудринг нуктәсининг температурәсинә аниқләшмәз мүмкин. Тўйинмәгән нам ҳәвонинг температурәсә нәмәйишә билән, ўзгәрмәс нам сәқләшдә, янә $d = \text{const}$ (М нукта) φ -нәнг қиймәти ортиб борәди вә $\varphi = 100$ процент әсә тўйингән нам ҳәвонинг ҳәлатинә (О нукта) ифодәләйдә. $\varphi = 100$ процентгә тўғри кәләдигән температурә қиймәтигә шудринг нуктәсә температурәсә дәйиләдә. $\varphi = \text{const}$ чизиги то тўйиниш температурәсигәчә кутариләб борәди (берилгән барометрик босимдә), җипән кәйин әсә дәярләк чизик буйлаб йүнәләдә.

ИССИҚЛИК ҚИСМ

ИССИҚЛИК ҲАТИЙИДА АСОСИЙ ТУБУНЛАЛАР

8.1. Иссиқлик ҳатийи турлари

Иссиқлик бир қисмдан иккинчисига уч хил йўл билан ўтади: иссиқлик ўтказувчанлик (кондуция), конвекция ва нурланиш (радиация) йўл билан ўзгариши мумкин.

Бир қисмдан иккинчи муҳитга иссиқлик берилиши иссиқлик алмашинув процесси дейилади. Иссиқлик янча қизиган қисмдан совиқроқ қисмга механик энергия сарфламай ўз ҳолида ўтади. Ҳаман, қисмлар орасидаги иссиқлик алмашинуви ва иссиқликнинг бир қисм яғда тарқалиш процессларининг қонуниятларини ўрганадиган бу иссиқлик ҳатийи дейилади.

Иссиқлик ўтказувчанлик — қисмнинг турли температурали ағир қисмлари бир-бирига боғлосига тегишганда иссиқлик энергияси тарқалиш процессидир. Бу процесснинг моҳияти шундаки, қисмнинг температураси юқори бўлган қисмдан температуралар фарқи туғдири молекулалар катта кинетик энергияга эга бўлади ва қушмо молекулалар билан тўқнашганда уларга ўз энергиясининг бир қисмини бериши.

Конвекция — мушайн ҳажмдаги суяқлик ёки газнинг фазода бир хил температурали соҳадан бошқа температурали соҳага ўтишида иссиқликнинг ўзгариш процессидир. Бунда суяқликнинг (газнинг) қизиган ва қизимеган қатламлари бир-бири билан аралашуви туғдири иссиқликнинг тарқалишидир. Суяқликнинг қизиган қатламлари кичик солиштириш баъриқига эга бўлган ушун юқорига кўтарилади ва иссиқликни унча қизимеган қатламларига олиб ўтади. Ҳаман, иссиқлик тарқалишининг қиздирилган суяқлик ёки газнинг ҳаракати билан боғлиқ бўлган бундай хили конвекция дейилади. Конвекция икки хил бўлади: табиий конвекция ва мажбурий конвекциялардир.

Агар суяқликнинг ҳаракатлинишига ягона себоб солиштириш баъриқилар фарқи бўлса, бундай эркин ҳаракат табиий конвекция дейилади.

Агар ҳаракатни ташки себоблар (масалла, механик аралаштиришлар, насослар, компрессорлар ва ҳоказо) калташиб чиқарса,

бунда ҳаракатни мажбурий, суюқликдаги иссиқлик конвекциясини эса мажбурий конвекция деб аталади.

Нурланиш (нурий иссиқлик алмашув) — энергиянинг электромагнит тўлиқинлар воситасида узатилиш процесси. Бунда нур энергияси сиртларни ажратиб турувчи бушлиқ орқали ўтиб, со-вукроқ сиртда нур энергиясининг тўла ёки қисман ўтилиши нати-жасида иссиқлик энергияга айланади. Нурланиш иссиқлик алмашу-вуви иккори температураларда анча жадалроқ юз беради. Жисмлар орасидаги иссиқлик алмашанувиде, одатде, бу учале усулнинг ҳамтасе бир вақтде содир бўлади. Бу мураккаб иссиқлик алмашу-вуви дейилади, яъни иссиқликнинг иссиқлик ташувчиден ажратувчи девор орқали қиздирилладиган муҳитга ўтишиде деярли ҳемме учале усул қатнашеди лемекдир. Шундай қалиб, иссиқликнинг бир суюқ-ликден иккинчисиге девор орқали берилиши иссиқлик узатиш дейилади.

8.2. Материалларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги

Иссиқлик ўтказувчанлик — бу температуралар фарқи борлиги туфёли туташ муҳитде иссиқликнинг молекуляр узатилишидир.

Иссиқлик ўтказувчанлик процесси жисмнинг турли нуқталари-де температурэ бир хил бўлмагенлиги себебде амалге оширилади. Иссиқлик алмашануванинг бу усули, асосен, қаттақ жисмларде битте жисмнинг ичиде ҳам, шунингдек, бир-бириге тегиб турган иккитте жисм орасиде ҳам содир бўлади. Суюқлик ва газ катлами (асосен танч ҳолатде бўлсе)де ҳам иссиқликнинг бу алмашанув : усули амалге ошиши мумкин. Суюқлик ва газлар иссиқликни ёмон ўтказувчилар (яъни иссиқлик ўтказувчанлиги) ҳисобланади.

Вақтнинг айин пайтиде кўриб чиқилаетген фезонинг барча нуқталаридаги температура кийметларининг йилиндисе темперу-тура майдон дейилади. Температура майдон математик жиҳа-тиден координателар ва вақт функцияси билэн ифоделанади.

$$t = f(x, y, z, \tau) \quad (8.1)$$

бу ерде t — кўриляётген нуқта температуресе, град;

x, y, z — кўриляётген нуқта координаталара;

τ — вақт, сест.

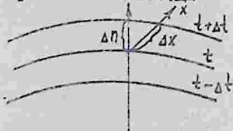
Жисмининг исталген нуқтасиде температура вақтга бозлиқ бўлмейдиген майдонге стационар температура майдони дейилади.

Агар майдондаги температуранинг ўзгариши вақтга боғлиқ бўлса, уни нестационар температура майдони дейилади.

Температура майдони учта, яъни ва битта координатанинг функцияси бўлиши мумкин. Агар температура уч йўналишда ўзгарса, у ҳолда майдон уч ўлчамли дейилади. Икки ўлчамли ва бир ўлчамли майдонларнинг тенгламаси қуйидагича бўлади:

$$\begin{aligned} t &= f(x, y) \quad \text{бунда} \quad \frac{\partial t}{\partial z} = 0 \\ \text{ва} \quad t &= f(x) \quad \text{бунда} \quad \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial z} = 0 \quad \text{бўлади.} \end{aligned}$$

Ҳамма геометрик нуқталарида температураси бир хил бўладиган сиртларга изотермик сирт дейилади. Изотермик сиртлар ҳеч қачон бир-бири билан кесашмайди.



23-расм

Агар аққала бир-бирига яқин изотермик сиртнинг температу-
туралари Δt билан фарқлан-
са ва бу аққала сирт орасида-
ги энг яқин нормал йўналиши
бўйича масофасини Δn билан
белгиласак бўлади (23-расм).

Демак, температура ўзгари-
ши Δt нинг изотермикдаги нормал бўйича масофа Δn га нисбати
температура градиенти дейилади.

$$\lim \left(\frac{\Delta t}{\Delta n} \right)_{\Delta n \rightarrow 0} = \frac{\partial t}{\partial n} = \text{grad } t \quad (8.2)$$

Температура градиенти — изотермик сиртга тушirilган нормал бўй-
ча йўналган вектордир. Унинг температуранинг кўтарилиш томонига
йўналиши мусбат йўналиш ҳисобланади.

Иссиқлик ўтказувчанлигининг асосий қонуни бўлиб Фурье қонуни
ҳисобланади, бу қонуннинг таърифига кўра, асосий ўтказувчанлик
туфайли ўтаётган иссиқлик маъдори Q температура градиенти
 $\partial t / \partial n$ га, вақтга ва кесам юзаси F -га тўғри пропорционаллар
ёки бўлмас:

$$dQ = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} \cdot dF \cdot dt \quad (8.3)$$

Ҳамманинг ушб қисмидати манус ишораси асосийлигининг

окими температуранинг камайиш томонига йўналганлигини кўрсатади.

(8.3) тенгламадаги пропорционаллик коэффициентини λ -модданинг физик параметри бўлиб, иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти дейилади. Бу коэффициент модданинг ҳай даражада иссиқлик ўтказишга қўрсатади. Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентининг ўлчам бирлигига (8.3) тенгламадан келтириб чиқарамиз:

$$[\lambda] = \left[\frac{dQ \cdot \partial \tau}{\partial t \cdot dF \cdot d\tau} \right] = \left[\frac{\text{Ж} \cdot \text{м}}{\text{град} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{сек}} \right] = \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{град}} \right]$$

Демак, иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентининг қиймати сон ҳисобида 1 м^2 кўча бирлигидан вақт бирлиги ичида температура фарқи 1°C бўлганда деворнинг бирлик қатламидан ўтайдиган иссиқлик миқдорига тенг. λ - қанчалик катта бўлса, модда иссиқликни шунчалик яхши ўтказувчан бўлади. Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти моддаларнинг табиғати ва агрегат ҳолатига боғлиқ бўлади. Металлар иссиқликни яхши ўтказиши. Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти моддаларнинг температура ва босимига боғлиқдир. Одатда, газларда температуранинг ортishi билан

λ - сони боради ва босимдан деярли боғлиқлиги бўлмайди; суяқликлар учун эса температуранинг кўтариши билан, унинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти камаяди. Каттик металлларда эса, температуранинг кўтарилishi билан λ - қиймати ортаб боради.

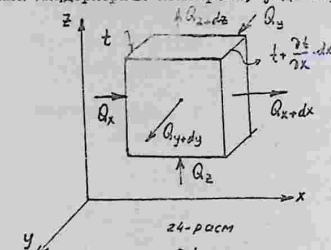
Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти $0,2 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{град})$ дан кичик бўлган материаллар иссиқлик изоляция материаллари дейилади. Бундай материалларга асбест, шаша толалари ва бошқалар қаради.

8.3. Иссиқлик ўтказувчанликнинг дифференциал тенгламаси

Иссиқлик ўтказувчанлик тўғрисида олиб бориладиган иссиқлик узатилашга ва унинг тарқалишининг математик яфодасини дифференциал тенгламалар ёрдамида ёзишимиз мумкин. Буни келтириб чиқариш учун энергиянинг соқланиш қонунидан фойдаланамиз.

Агар биз суяқликдан ёки бирор моддадан қирралари dx , dy ва dz га тенг бўлган элементар параллелепипед ажратсак (24-расм) ва унинг томонларига $d\tau$ вақт бирлиги ичида Q_x , Q_y ва Q_z иссиқ-

лик миқдорларини келтирсак, унда параллелепипеднинг қарама-



қарши томонларидан эса Q_{x+dx} , Q_{y+dy} , Q_{z+dz} га тенг миқдордаги иссиқлик чиқади. Бу иссиқлик миқдорлари ўртасидаги ҳарқидан dQ иссиқлик миқдорини аниқлаш ймиз.

$dQ = (Q_x - Q_{x+dx}) + (Q_y - Q_{y+dy}) + (Q_z - Q_{z+dz})$
Фурье қонунига мувофиқ:

$$Q_x = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \cdot dy \cdot dz \cdot dt$$

ёки $Q_{x+dx} = -\lambda \frac{\partial (t + \frac{\partial t}{\partial x} \cdot dx)}{\partial x} \cdot dy \cdot dz \cdot dt = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \cdot dy \cdot dz \cdot dt - \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt$
Бундан $Q_x - Q_{x+dx} = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt$

Шунга ўхшаш:

$$Q_y - Q_{y+dy} = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt$$

$$Q_z - Q_{z+dz} = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt$$

Бу тенгламаларнинг чап ва ўнг қисмларини қўшиб, шу тенгламани оламиз:

$$dQ = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt \quad (8.4)$$

бунда $dx \cdot dy \cdot dz = dV$ ёки ҳажмга тенг дөмақдир.

Энергиянинг сақланиш қонунига биноан иссиқлик миқдори dQ қуйидагига тенг:

$$dQ = c \cdot \rho \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau} \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt \quad (8.5)$$

бу ерда c - материалларнинг солиштарма иссиқлик сирими, $\text{кДж/кг} \cdot \text{град}$;

ρ - материалларнинг zichligi, кг/м^3

(8.4) ва (8.5) тенгламаларини бир-бирига таққослаб, қуйидаги иссиқлик ўтказувчанлигининг дифференциал тенгламасини келтириб чиқарамиз:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c \cdot \rho} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) \quad (8.6)$$

Бу тенгламадаги $\frac{\lambda}{c \cdot \rho}$ яқодани температура ўтказувчанлик коэффициентига дөб аталади ва "а" ҳарфи билан белгиланади.

$$[a] = \left[\frac{\lambda}{c \cdot \rho} \right] = \left[\frac{\text{Ж} \cdot \text{м}}{\text{м}^2 \cdot \text{град} \cdot \text{сек}} \cdot \frac{\text{кг} \cdot \text{град} \cdot \text{м}^3}{\text{Ж} \cdot \text{кг} \cdot \text{м}} \right] = \left[\frac{\text{м}^2}{\text{сек}} \right]$$

Температура ўтказувчанлик коэффициенти моделарда температураларнинг тенглашиши тезлигини ҳарактерлайди.

Фурьенинг дифференциал тенгламасина қуйидагача ёзишимиз мумкин:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \alpha \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) \quad (8.7)$$

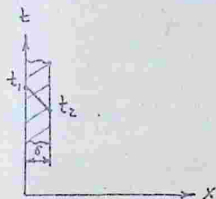
ёки бўлмаса ундан

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \alpha \cdot \nabla^2 t \quad \text{демакдир.}$$

Бу ерда $\nabla^2 t$ - Лаплас операторидар, у температураларнинг координаталар бўйлаб ўзгаришини ҳарактерлайди. Бу тенгламалардан асосийлик микдорининг асосийлик ўтказувчанлиги орқали жасида (моделеда) тарқалишини стационар ва ностационар ҳолатлардаги оқимларга тааллуқли масалаларни ечишда фойдаланалади.

8.4. Ясси бир қатламли деворнинг асосийлик

ўтказувчанлиги



25-расм.

Асосийлик ўтказувчанлигини аниқлаш учун қалинлиги "δ" тенг бир қатламли девор оламыз (25-расм). Материалнинг асосийлик ўтказувчанлик коэффициенти λ температурага боғлиқ эмас, деб қабул қиламиз. Деворнинг ташқи сиртларида температуралар ўзгармас t_1, t_2 ҳолда сақлаб туралади. Температура фақат

девор қалинлиги бўйлаб x- координата бўйича ўзгаради, яъни температура майдони бир ўлчамли, температура градиенти эса dt/dx га тенг.

Агар асосийлик майдони стационар ҳолатда бўлса унинг ҳар қандай нуктасидаги температуралар вақт бирлигида ўзгармайди, ёки бўлмаса $dt/d\tau = 0$. Температура майдони бир ўлчамли бўлгани учун

$$\frac{\partial^2 t}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0$$

бўлади.

Демак, стационар асосийлик режимида (8.7) тенглама қуйидагича ёзилади.

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = 0 \quad (8.8)$$

Бу тенгламени интеграллаш натижасида қуйидагига оламиз:

$$\frac{dt}{dx} = C_1, \quad t = C_1 x + C_2 \quad (8.9)$$

Интеграллаш доимийси C_1 ва C_2 ларни чегаравий шартлардан аниқланади: $x=0$ бўлганда $t=t_1$ бўлади, унда (8.9) тенгламедан $C_2 = t_1$. Агар $x=\delta$ қийматини қўйсак $t=t_2$ га тенг ва (8.9) тенгламедан:

$$t_2 = C_1 \cdot \delta + C_2$$

$$\text{ёки } t_2 = C_1 \cdot \delta + t_1, \quad \text{бундан } C_1 = \frac{t_2 - t_1}{\delta} \quad \text{демакдир.}$$

Топилган C_1 ва C_2 нинг қийматларини (8.9) тенгламага қўйсак

$$t = \frac{t_2 - t_1}{\delta} x + t_1,$$

$$\text{унда } \frac{dt}{dx} = \frac{t_2 - t_1}{\delta} \quad \text{демакдир.}$$

Бу олинган температура градиенти қийматини (8.3) тенгламага қўйсак иссиқлик миқдори тенг бўлади:

$$dQ = -\lambda \frac{t_2 - t_1}{\delta} \cdot dF \cdot d\tau \quad (8.10)$$

$$\text{ёки бўлмаса:} \quad Q = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2) \cdot F \cdot \tau \quad (8.11)$$

Ихтиёрий сиртдан вақт бирлиги ичиде ўтадиган иссиқлик миқдори Q - иссиқлик оқими дейилади.

Биз бирлиги F -дан вақт бирлиги ичиде ўтадиган иссиқлик миқдори иссиқлик оқимининг зичлиги ёки солиштирма иссиқлик оқими дейилади:

$$q = \frac{Q}{F \cdot \tau} \quad (8.12)$$

У ҳолда (8.11) тенгламени қуйидагича ёзиш мумкин:

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2) = \frac{\lambda}{\delta} \cdot \Delta t \quad (8.13)$$

Яъни деворда иссиқлик оқимининг зичлиги иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентини λ -га, температуралар фарқи $(t_1 - t_2)$ га тўғри пропорционал ва девор қалинлиги δ -га тескари пропорционал бўлади. Шунинг назарда тутиш кераки, иссиқлик оқими температуранинг абсолют қиймати билан эмас, балки уларнинг фарқи - иссиқлик босими $t_1 - t_2 = \Delta t$ билан аниқланади. (8.13) тенглама яъни деворнинг иссиқлик ўтказувчанлигини ҳисоблаш формуласидир. (8.13) тенгламадаги λ/δ нисбат деворнинг иссиқлик ўтказувчан-

лига дейилган, унга тескари бўлган нисбатни осе δ/λ деворнинг термик қаршилиги дейилади. Демак, деворнинг қўшқилиги δ орта-ши ёки иссиқлик ўтказувчанлиги қамбўйиши билан иссиқлик оқими-нинг зичлиги q , қамбўйиши.

8.5 Ясс қўш қатламли деворнинг иссиқлик

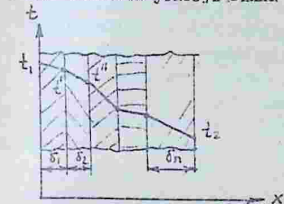
ўтказувчанлиги

Амалда қўшқилиги иссиқлик ўтказувчанлиги турлича бўлган мате-риаллардан ясалган бир неча қатламли ясс девор орқали иссиқлик узатиш процессининг аҳамияти муҳаммадир. Бундай мураккаб қатлам-лардан тўзилган деворларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги тенгламаси ҳам (8.II) орқали топилади.

Агар биз n - қатламдан иборат ясс мураккаб деворларни кўриб чиқсак, ва уларнинг ҳар бир қатламнинг қаллиғлиги $\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n$ ҳамда иссиқлик ўтказувчанлиги коэффициентларини $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$.

билан белгилаб иссиқлик мақдо-рининг қийматини топишимиз мумкин. (26-расм).

Ташқи сиртларнинг температура-лари t_1 ва t_2 маълум ва $t_1 > t_2$. Ораллиқдаги температуралар қий-мати t', t'' ва ҳоказо номмаълум. Қўш қатламли девор орқали ис-сиқлик ўтказувчанлиги йўла би-дан иссиқлик узатиш процесси



26-расм.

стационар режимида кўриб чиқилади; шу сабабли деворнинг ҳар қайси қатлам орқали ўтаётган солиштирма иссиқлик оқими q - қатталиги жиҳатидан ўзгөрмас ва барча қатламлар учун бир хал бўлади, лекин у ўз йўлида ҳар қайси девор қатламнинг маҳаллий термик қаршилиги δ/λ ни енгиб ўтади. Шу сабабли ҳар қайси девор қатлами учун (8.II) формула асосида қуйилетица ёзаш мумкин:

I - қатлам учун $Q = \frac{\lambda_1}{\delta_1} \cdot F \cdot \tau (t_1 - t')$

2 - қатлам учун $Q = \frac{\lambda_2}{\delta_2} \cdot F \cdot \tau (t' - t'')$

II - қатлам учун $Q = \frac{\lambda_n}{\delta_n} \cdot F \cdot \tau (t'' - t_2)$

ёки

ёки

ёки

$$\frac{Q}{F \cdot \tau} \cdot \frac{\delta_1}{\lambda_1} = t_1 - t'$$

$$\frac{Q}{F \cdot \tau} \cdot \frac{\delta_2}{\lambda_2} = t' - t''$$

$$\frac{Q}{F \cdot \tau} \cdot \frac{\delta_n}{\lambda_n} = t'' - t_2$$

Бу тенгламаларнинг чап ва ўнг томонларини қўшиб қуйидаги-
ни оламиз:

$$\frac{Q}{F \cdot \tau} \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{\delta_n}{\lambda_n} \right) = t_1 - t_2$$

$$Q = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}} F (t_1 - t_2) \tau \quad (8.14)$$

бу ерда n - қатламлар сони.

(8.14) тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин:

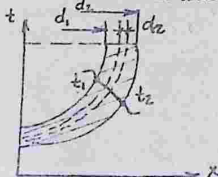
$$q = \frac{t_1 - t_2}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}} \quad (8.15)$$

(8.15) тенгламадан маълумки, агар девор қўп қатламли бўлса, унинг терма қаршилиги ҳар қайси қатлам иссиқлик ўзгарувчан-лигининг термак қаршиликлари йиғиндиси орқали аниқланади.

8.6 Цилиндрик деворнинг иссиқлик ўткөзувчанлиги

Цилиндрик деворда ҳам иссиқлик ўткөзувчанлик йўли билан иссиқликнинг узатилиши ясси девордаги иссиқлик узатилиши ҳо-нунлари бўйича амалга олади. Бу ерда фақат фарқ шундаки, ясси деворда сиртларнинг узаси бир хил бўлади, цилиндрик деворда эса ичка сиртнинг узаси ташқи сиртнинг узасидан доимо кичик бўлади. Цилиндрнинг девори қанчалик қалан бўлса, яъни ташқи ва ички диаметрлари орасидаги фарқ қанчалик катта бўлса, ташқи ва ички сирт узавларининг фарқи ҳам шунчалик катта бўлади.

Узунлиги l -га тенг бир жинсли цилиндрик деворни кўряб чиқамиз ва унинг ички диаметрларини d_1 , ҳамда ташқи диаметрини эса d_2 билан белгиләймиз. Иссиқлик ўткөзувчанлик коэффиценти λ - ўзгармасдир. Ташқи ва ички сиртларининг температураларини t_2 ва t_1 билан белгиләймиз (27-рәсм). Бунда $t_1 > t_2$. Темпера-



27-рәсм

тура фақат радиал йўналиш бўйича ўзгаради. Цилиндрик девор қалинлиги ичидан d_2 қалинликдаги элементар ци-линдрик қатлам ажратамиз. Фурье қонунига биноан Q вақт ичида бу элементар қатлам орқали ўтөётган иссиқлик миқ-дорини ҳисобләймиз:

$$Q = -\lambda \frac{dt}{dz} \cdot F \cdot \tau = -\lambda \cdot 2\pi \cdot r \cdot \ell \frac{dt}{dz} \cdot \tau \quad (8.16)$$

бунда $F = 2\pi \cdot r \cdot \ell$ га тенг.

(8.16) тенгламадан dt -ни қийматлани топамиз:

$$dt = \frac{Q}{2\pi \lambda \ell \tau} \frac{dz}{z} \quad (8.17)$$

(8.17) тенгламани температуралар оралиғи t_1 ва t_2 ҳамда радиуслар r_1 дан r_2 гача (агар $\lambda = \text{const}$) янтеграллаб қуйидаги қийматни топамиз:

$$\int_{t_1}^{t_2} dt = \int_{r_1}^{r_2} \frac{Q}{2\pi \cdot \lambda \cdot \ell \cdot \tau} \frac{dz}{z} \quad (8.18)$$

ёки

$$t_1 - t_2 = \frac{Q}{2\pi \cdot \lambda \cdot \ell \cdot \tau} \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (8.19)$$

бундан

$$Q = \frac{2\pi \cdot \ell \cdot \tau (t_1 - t_2)}{\frac{1}{\lambda} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}} = \frac{2\pi \cdot \ell \cdot \tau (t_1 - t_2)}{\frac{1}{\lambda} \cdot 2.3 \lg \frac{d_2}{d_1}}$$

бу ерда $r_2/r_1 = d_2/d_1$ га тенг.

(8.19) тенгламани узунлагининг l М га нисбатан аниқлаш формуласини қуйидагича ёзамиз:

$$Q = \frac{\pi (t_1 - t_2)}{\frac{1}{\lambda} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1}} \quad (8.20)$$

Цилиндрнинг узунлик барлиғига нисбатан олинган иссиқлик оқими q' иссиқлик оқимининг чизмий зачилиғи дейилади.

(8.20) тенгламанинг ўнг қисмидаги кэсрнинг махржы чизмий термик қаршылык дейиладн ва R_λ билэн белгиланади:

$$R_\lambda = \frac{1}{2\lambda} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} \quad (8.21)$$

Шунга ўхшаш кўп қатламлы цилиндрлик деворлар учун иссиқлик миқдорини аниқлаш формуласини ёзамиз, унда (8.19) тенгламадан фойдаланамиз. Агар қатламлар сон n -га бўлса, у ҳолда

$$Q = \frac{\pi \cdot \ell \cdot \tau (t_1 - t_2)}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \cdot 2.3 \lg \frac{d_{i+1}}{d_i}} \quad (8.22)$$

Бу ерда d_{i+1} - цилиндрнинг ташқи сиртага тўғри келувчи диаметр қийматидир, d_i - эса ички сиртнинг диаметридар.

КОНВЕКТИВ ИССИҚЛИК АЛМАНИНУВИ

9.1 Ассосий ташувчилар

Иссиқликнинг бевосита тегиб узатилган миқдори деворнинг иссиқлик ташувчи ёки қиздирилаётган муҳит билан тегиш чегарасида өз берувчи физик ходисаларга боғлиқ бўлади. Иссиқликнинг сувиқликдан деворга ва асосан, девордан сувиқликка тегиш усулди ўтганда суиқликнинг бевосита деворга тегиб турган қатламда иссиқликни қабул қилувчи энг яқин қатлами ҳасобланган парча (чегаравий қатлам) ҳисоб бўлади.

Суиқликлар ва газларнинг, демек, чегаравий парчанинг иссиқлик ўтказувчанлиги жуда кичик бўлади. Иссиқлик узатилаётган кучайтириш учун чегаравий қатлам қалинлигини камейтириш керак. Бунинг учун эса ҳаракатланувчи иссиқлик ташувчилар ва турли алмаштиргичлар қўллаш мумкин.

Газ ёки суиқлик мавроэарреларининг бир жойдан иккинчи жойга силдишида иссиқликнинг узатилаш процесси конвекция дейилади. Шунинг учун эаррелари осон силжийдиган муҳитдагина конвекция содир бўлаши мумкин.

Иссиқликнинг конвектив ва молекуляр узатилишининг биргаликда таъсир этиши туфйли бўладиган иссиқлик алмашилиш конвектив иссиқлик алмашилиш дейилади. Ботқиқда ўтганда, конвектив иссиқлик алмашинуви бир вақтнинг ўзиде икки усул: конвекция ва иссиқлик ўтказувчанлик йўли билан амалга оширилади.

Ҳаракатланувчи муҳит ва унинг бошқа муҳит (қаттиқ жисм, суиқлик ёки газ) билан чегара сирти орасидаги конвектив иссиқлик алмашинуви иссиқлик боғиш дейилади.

Суиқлик ёки газдан деворга ёки девордан суиқликка (газга) ўтувчи иссиқлик миқдори Q Ньютон қонунига мувофиқ деворнинг сирти F га, процесснинг ўтган вақти τ -га ҳамда суиқлик ва девор температураларининг фарқида тўғри пропорционалдор. Иссиқлик миқдори суиқлик оқимининг харақтерига ва физик хоссаларига боғлиқ бўлади.

Демак, иссиқлик барашни амалда ҳасоблашда Ньютон қонунидан фойдаланилади:

$$Q = \alpha \cdot F(t_1 - t_g) \tau \quad (9.1)$$

бу ерда τ - девор сирти, m^2

t_1 - иссиқлик ташувчининг температураси, град.

t_g - девор ташқи сиртининг температураси, град.

α - пропорционаллик коэффициенти, у иссиқлик миқдорининг оқим характери, сууқлик ёки газнинг физик хоссалари ҳамда сарт шаклга боғлиқлигига ифода лаяйди. Иссиқлик бериш коэффициенти деб аталувчи бу коэффициент тажриба йули билан аниқланади.

(9.1) тенгламага асосан:

$$\alpha = \frac{Q}{F(t_1 - t_g) \tau} \left[\frac{B.m}{m^2 \cdot grad} \right]$$

Демак, иссиқлик бериш коэффициенти иссиқлик ташувчидан $1 m^2$ сарт орқали деворге (ёки аясинча) 1 соат мобайнида (иситувчи жасм билан девор орасидаги температуралар берки $1^\circ C$ бўлганда) узатиладиган иссиқлик миқдорини ифода лаяйди.

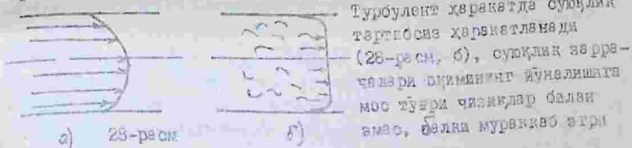
Сууқлик билан жасм сарти орасидаги иссиқлик элмешинув-нини конкрет шарт-шароитларини ҳисобга олувчи пропорционаллик коэффициенти α иссиқлик бериш коэффициентини дейилади.

Иссиқлик бериш коэффициентини жуда кўп факторларга боғлаб, масалан, сууқликнинг оқим режимиға, физик хоссаларига, иссиқ-лик берувчи сартининг шакли ва ўлчамларига шулар жумласидандир.

9.2 Иссиқлик ташувчиларнинг ҳаракати турлари

Сууқлик ҳаракатининг икки хиле мавжуд - ламинар ва турбу-лент ҳаракетларидир.

Ламинар ҳаракат (даралдел оқими ҳаракатле) сууқлик тинч ҳаракатленеца, пульсацияленецайди ва сууқликнинг зарралери аралашмасден ҳаракатленеца (28-расм, а).



Турбулент ҳаракатда сууқлик тартпосиз ҳаракатленеца (28-расм, б), сууқлик зарра-чазари оқимининг йуналишата мос тўғри чизиклар билан эмас, балки мураккаб атра

чизиқлар бўйлаб ҳаракетланади.

Ламинар ҳаракатда суяқликнинг тезлик эпюраси парабола шаклида бўлади ва энг катта тезлик трубаининг ўрта ўқи бўйлаб йўналган бўлади. Тезлик максимумининг ω_{max} ўртача тезлик $\omega_{\bar{r}}$ га нисбати аниқга тенгдир, яъни $\omega_{max} / \omega_{\bar{r}} = 2$.

Турбулент режимда эса бу қийматлар нисбати, яъни

$$\omega_{max} / \omega_{\bar{r}} = 1,2 \div 1,3 \text{ тўғри келади.}$$

Ламинар ҳаракат маълум бир шароитда турбулент ҳаракатга айланиши мумкин, бэъзан эса тескариси рўй беради.

Инглиз ғаззати О. Рейнольдс суяқликларнинг ламинар ҳаракатдан турбулент ҳаракатига (бэъзан тескари) ўтилиши $\omega \cdot \rho \cdot d / \mu$ комплекс сонига боғлиқлигини исботлади ва бу ифодани Рейнольдс сонй деб аталади ва Re билан белгиланади.

$$\text{Демак, } Re = \frac{\omega \cdot d \cdot \rho}{\mu} = \frac{\omega \cdot d}{\nu} \quad (9.2)$$

Бу Рейнольдс критерияси ўлчамсиз комплексадир, бунда

ω — суяқликнинг тезлиги, м/сек;

d — чизирий ўлчам ёки трубаининг диаметри, м;

ρ — суяқлик зичлиги, кг.сек²/м⁴

μ — суяқликнинг динамик қовушоқлиги, кг.сек/м²

ν — суяқликнинг кинематик қовушоқлиги, м²/сек.

Агар $Re < 2320$ дан кичик бўлса ламинар режим дейилади, $2320 < Re < 10000$ ламинар режимдан турбулент режимга ўтиш соҳаси ва $Re > 10000$ да эса суяқликнинг турбулент охишига тўғри келади.

Бизга маълумки, қатъий ламинар ҳаракатда қиздириладиган суяқликнинг айрим оқимлари ёки қатламлари аралашмайди. Шунинг учун ҳаракатга перпендикуляр бўлган йўналишда иссақлик худди қаттиқ жисмдагидек, иссақлик ўтказувчанлиги усулида узатилади. Суяқликнинг иссақлик ўтказувчанлиги кичик бўлгани учун ламинар ҳаракатда иссақлик жуда секин тарқалади.

Турбулент ҳаракатда суяқлик заррочалари қиздирилётган идиш деворига перпендикуляр йўналишда кўчади. Бу заррочалар билан бирга иссақлик ҳам узатилади, чунки суяқликнинг айрим қайноқ қатламлари совуқ қатламлар билан алмашинади. Шунинг учун турбулент ҳаракатда суяқлик билан девор орасидати иссақлик алмашинуви ламинар ҳаракатдагига қараганда антенсавлароқ

ўтади.

9.3 Ҷўшмашлик назарияси ҳақида тўшунча

Ҳозирги вақтда конвектив иссиқлик алмашинувиани текшириш учун Ҷўшмашликлар назариясидан фойдаланалади, у процессни аналитик ва экспериментал текшириш усулларини ўзида умумлаштиради. Ҷўшмашлик назарияси конкрет ўсқунда олинган текрибга натажаларини бошқа шунга Ҷўшмаш ҳодисаларга қачон татбиқ этиш мумкинлигини яъни процессларнинг Ҷўшмашлигига аниқлашга ямкон беради. Бундан ташқари, Ҷўшмашлик назариясидан иссиқлик алмашинува процессларини назарий жиҳатдан аналлиз қилишда ҳам фойдаланиш мумкин.

Агар биз иккита бир-бирига Ҷўшмаш геометрик канал олсак ва уларда ҳар хил тезликда икки хил суюқлик оқашини кўриб чиқариллик (29-расм)



Бу каналлардаги суюқликларнинг гидродинамик Ҷўшмашлиги, уларнинг ҳар бир Ҷўшмаш нуқталарида суюқликларнинг тезлиги ω ва уларнинг физик хоссалари - зичлиги ρ - қовушоқлиги μ - лар бир-бирига про-

29-расм.

порционалликда бўлса,

$$\frac{\omega}{\omega_1} = k_{\omega}; \quad \frac{\mu}{\mu_1} = k_{\mu}; \quad \frac{\rho}{\rho_1} = k_{\rho} \quad (9.3)$$

Бунда K_{ω} , K_{μ} , K_{ρ} - Ҷўшмашлик доимийси дейилади.

Шундай қилиб, суюқликлар оқимида тезликлар майдони ва физик хоссаларининг Ҷўшмашлиги уларнинг гидродинамик Ҷўшмашлигини ифодалайди. Ҷўшмашликлар назарияси асосида кўпгина критерий тенгламалар, жумладан Нуссельт - Nu , Рейнольдс - Re , Пекле - Pe , Прендтл - Pr , Грасгоф - Gr , Эйлер - Eu ва бошқалар келтириб чиқарилган. Бунда барча эркин ва боғлиқ ўзгариувчаларни уларнинг боғзи ўзига хос қийметларига (масштабларига) бўлиш йўли билан ўлчамсиз катталикларга ўтилади. Натижада процесснинг математик баёни ўлчамсиз ҳолга келади. Бунда масштаблар, шунингдек, масалага қарувчи физик катталиклар Ҷўшмашлик сонлари ёки критерийлари дейиладиган ўлчамсиз комплекслар ҳолида барлаштирилади. Қуйида энг кўп ишлатиладиган Ҷўшмашлик сонларини

(критерийларини) қуриб чиқамиз: Рейнольдс критерийси иссиқлик ташувчилар ҳаракатининг гидродинамик режими ҳарактерлайдн.

$$Re = \frac{\omega \cdot d}{\nu} \quad (9.4)$$

бунда, ω - сууқликнинг оқиш тезлиги, М/сек

d - қисмининг чизиқли ўлчами ёки диаметри, М

ν - сууқликнинг кинематик қовушқоқлиги, М²/сек

Нуссельт критерийси, кеттик қисм билан сууқлик чегарасидаги иссиқлик алмашинуви ҳарактерлайдн:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} \quad (9.5)$$

бу ерда α - иссиқлик берилш коэффициенти, Вт/М²·град;

λ - иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти, Вт/м·град

Прандтл критерийси, сууқликнинг физик хоссаларини ҳарактерлайдн:

$$Pr = \frac{\nu}{a} \quad (9.6)$$

бу ерда a - сууқликнинг температура ўтказувчанлик коэффициенти, М²/сек.

Грасгоф критерийси, зичликларнинг фарқи туғайли сууқликда пайдо бўладиган кўтарилш кучларининг қовушқоқлик кучларига нисбатини ҳарактерлайдн:

$$Gr = \frac{\rho \cdot \beta \cdot (t_1 - t_2) \cdot d^3}{\nu^2} \quad (9.7)$$

бу ерда β - сууқлик ҳажмий кенгайишининг термодинамик коэффициенти, 1/град.

Некле критерийси, иссиқликнинг конвекция ва иссиқлик ўтказувчанлик йўли билан тарқалиш тезликлари нисбатини ҳарактерлайдн:

$$Pe = \frac{\omega \cdot d}{a} = \frac{\omega \cdot d}{\nu} \cdot \frac{\nu}{a} = Re \cdot Pr \quad (9.8)$$

Эйлер критерийси, босим кучлари билан инерция кучларининг нисбатини ҳарактерлайдн:

$$Eu = \frac{\Delta p}{\omega^2 \cdot \rho} \quad (9.9)$$

бу ерда Δp - босим, Н/М²

Конвектив иссиқлик алмашинуви ҳақидаги масалага ўхшашлик методини татбиқ этиш натижасида эниқланиган Нуссельт сонн эниқловчи ўлчамсиз сонларга қуйидагича бовлиқ бўлади:

$$Nu = f(Re \cdot Gr \cdot Pr) \quad (9.10)$$

(9.10) босқичли критериял тенглама дейилади.

9.4 Эркин ҳаракатланишда иссиқлик берилиши

Бизга маълумки, сууқликнинг эркин ҳаракатланишига температуралар фарқи сабаб бўлади. Бирор иссиқ жисмга тагиб турган ҳаво (ёки сууқлик) унинг сартида қизийди ва кенгайди. Кенгайган ҳавонинг zichлиги совуқ ҳавонинг zichлигидан кичик бўлади ва шунинг учун иссиқ ҳаво (сув) қатлами совуқ қатламдан юқорига қалқиб чиқади.

Демак, эркин ҳаракатланиш фўқат иссиқлик алмашинуви бўлгандагина вужудга келиши ва давом эташи мумкин, деган сўзлар. Бунда иссиқлик алмашинуви қанчалар кучли бўлса, муҳит ҳам шунчалар тез ҳаракат қилади.



30-рasm.

30-рasmда ҳавонинг қизиган вертикал труба атрофида ҳаракатланиши схемаси кўрсатилган. Трубанинг пастки қисмида иссиқлик ташувчининг труба сиртига бевосита тагиб турган юққа қатлами қачироқ тезлик билан юқорига кўтаралиб ламинар оқим ҳосил қалади. Шундан кейин ҳаракатланиш девомида иссиқлик ташувчининг заррачаларини илантириб кетиши ҳисобига ҳаракатланувчи қатлам

қалинлиги васта-секин ортиб боради. Бунда тезлик ортиб боради, ламинар оқим режими бузилади, локан ҳали турбулент оқим режимида ўтмаган бўлади. Бундай оқим режими орелик (гежаксимон) режим дейилади. Орелик оқим берқарор бўлмайди, у турбулент оқим билан алмашланади, трубаини юқори қисмининг ҳаммасига оқим режими турбулент бўлади.

Иссиқлик ташувчининг ҳаракатланиш характери ўзгаришига қараб, иссиқлик бериш коэффициентини α -нинг қиймати ҳам ўзгаради.

x_1 участкада (ламинар оқим) иссиқлик бериш коэффициентини α_1 , трубаини баландлиги бўйлаб α_2 қийматгача камаяди. x_2 участкада (орелик режими) α_2 қисман ортаб, сууқликнинг x_3

участкадаги турбулент оқимга мос келадиган x_3 қийматга етади. Шундан кейин (турбулент оқим участкасида) коэффициент α_3 тахминан ўзгаришсиз қилади.

Иссиқлик элмешинувиининг эркин ҳаракатланишидаги критерий тенгламасининг умумий кўриниши

$$Nu = A(Gz \cdot Pr)^n \quad (9.11) \text{ ҳолида бўлади.}$$

Бунда A коэффициентнинг ва n кўрсаткичнинг қийматлари ($Gz \cdot Pr$) нинг қийматларига қараб танланади.

Агар $Gz \cdot Pr < 10^{-3}$ (пардала режимда) $Nu = \text{const} \approx 0,5$

ёки булмаса $A=0,45$; $n=0$ бўлади.

Агар $Gz \cdot Pr = 10^{-3} - 500$ (оралик режимда) (9.11) тенглама қуйидагича ёзилади.

$$Nu = 1,18 (Gz \cdot Pr)^{0,125}$$

Агар $Gz \cdot Pr = 500 - 2 \cdot 10^7$ (ламинар режимда) бўлса

$$Nu = 0,54 (Gz \cdot Pr)^{0,25}$$

ва няхоят $Gz \cdot Pr > 2 \cdot 10^7$ (турбулент режимда) бўлса

$$Nu = 0,135 (Gz \cdot Pr)^{0,33}$$

га тенгдир.

Бу тенгламалар (9.10) тенгламанинг хусусий ҳолидир. Булардан Nu сонининг қиймати аниқлаб иссиқлик берит коэффициентини аниқлаш мумкин

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda}{l} \quad (9.12)$$

(9.12) тенгламадаги l қиймати қуйидагича аниқланади. Мисалви, шарлар ва горизонтал трубалар учун l сифатида унинг диаметри d , вертикал плита ва трубалар учун эса уларнинг баландлиги h қабул қилинади. Тенгламадаги физик катталикларнинг қийматлари жасм сиртининг температураси t_g билан суяқликнинг температураси t_c орасидаги ўртача арифметик қиймати асосида аниқланади:

$$t_{cp} = \frac{t_g + t_c}{2} \quad (9.13)$$

бунда t_g - девор сиртининг температураси, град;
 t_c - суяқлик температураси, град.

9.5 Мажбурий ҳаракатланмишда иссиқлик берилиши

Агар бир текис иситилмаган суяқлик (ёки газ) насос ёки аралаштиргич билан аралаштирсон, бу ҳолда мажбурий конвекция ҳосил бўлади. Мажбурий ҳаракатланмишда иссиқлик берилиши интенсивлиги, насосан муҳитининг (суяқлик ёки газнинг) ҳаракатланмиш характери билан вниқланади. Амалда, қўланча, турбулент ҳаракат учрайдн, бунда иссиқлик бериш коэффициентн α ламинар ҳаракатдагига қарағанда анча катте бўлади. Рейнольдс сонн катталашганда, яъни турбулентлақ интенсивлиги ортганида суяқлик билан девор орасида иссиқлик алмашинуви кучебди.

Иссиқлик алмашинуви муҳит кнво ўтаётган сиртнинг шаклига ҳам кўп миқдотдан боғлиқ бўлади.

Суяқлик ёки газларнинг трубаларида ва каналларда мажбурий ҳаракатланмишда иссиқлик алмашинуви интенсивлиги биринчи навбатда ҳаракат режими характериға боғлиқ бўлади. Нуссельт сонн мажбурий ҳаракатланмишда қўйидагига боғлиқ бўлади:

$$Nu = c(Re \cdot Pr)^n \quad (9.14)$$

(9.14) тенгиладан кўраниб турибдики, суяқлик ёки газларнинг мажбурий ҳаракатланмишда (9.10) боғлиқлиқдаги Трасгоф сонни ҳисобга олинмайдн.

Критериявий тенглама (9.10) нинг умумий формасидан фойдаланиб, М.А.Михеев турбулент оқаш режимда турбалардаги иссиқлик берилишини ҳисоблаш учун қўйидаги формулани таклиф этади:

$$Nu = 0,021 Re_c^{0,8} \cdot Pr_c^{0,43} \left(\frac{Pr_c}{Pr_s} \right) \cdot \varepsilon_s \quad (9.15)$$

бунда ε_s — труба узунлига L нинг унинг диаметра d га нисбатини ҳисобга олувчи тузатмалар ва унинг қиймати Рейнольдс сонига боғлиқ.

(9.15) тенглама кесими доира бўлмаган трубалардаги иссиқлик берилишини ҳисоблашда ҳам қўлланиши мумкин. Бу ҳолда ҳаракатли ўлчам сифатида эквивалент диаметридан фойдаланилади:

$$d_{\text{экв}} = \frac{4F}{\Pi} \quad (9.16)$$

бу ерда F — труба қўндаланг кесимининг ёзаси, м^2 ;

Π — унинг периметри, м .

(9.15) температуралар $10^4 < Re_c < 2 \cdot 10^5$ ва $0,7 < Pr_c < 200$ учун тўғри келади. Бу тенгсизлик билан иссиқлик берилишининг Рейнольдс сони $2300 < Re < 10000$ аралиги учун тўғри натижа бермайди. Бундай шароитларда иссиқлик берилишининг қийматини аниқлашда (эксперимент) материаллардан фойдаланишга тўғри келади.

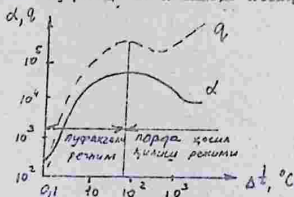
9.6 Қайнаш ва конденсация процесларида иссиқлик берилиши

Суюқликларнинг қайнаши натижасида иссиқлик берилиши бошқа қонуниятларга бўйсинади, чунки қайнашда жисмнинг иситгичнинг кээсида буғ пўёқчаларининг ҳосил бўлишидадир. Суюқликларнинг қайнаши акки хал режимда олио боради: пўёқчала қайнаш режими ва паррала қайнаш режими.

Суюқлик қайнаши иситгич кээсининг ва қайнаётган суюқликнинг температуралари фарқага боғлиқ бўлади, яъни, $\Delta t = t_g - t_c$. Δt нинг ва солиштирма иссиқлик оқимининг энча ласт қийматларида пўёқчала қайнаш режими рўй боради.

Δt - нинг ва солиштирма иссиқлик оқими $q = \alpha \cdot \Delta t$ нинг кўпайиши билан буғ пўёқчаларининг сони ортиб боради ва жисм сырдадан иссиқлик беришнинг интенсивлиги ортса.

Шундай бир вақт келади, унда иситгичнинг кээсида ҳосил бўлаётган буғ пўёқчалари бир-бири билан барлэшиб кетади ва унинг кээсида буғ пардасини ташкил килади. Буни парда ҳосил қилувчи қайнаш режими дейилади. Иситгич кээсида буғ пардасининг ҳосил бўлиши бу ваа билан суюқлик ўртасидаги узвий барлэнини йуқотади ва натижада иссиқлик берилиши ёмонлашади.



3I-рәсім

(3I-расмда α - эҳра чизик билан кўрсатилган). Агар янада температуралар Δt нинг қийматини оширсак, парда ҳосил қилувчи қайнаш режимда иссиқлик берилиши қиймати яна орта боради. Δt , α ва q нинг пўёқчала режимдан парда ҳосил қилиш режимига айланishi

моментага тўғра келадиган қайметларига уларнинг критик қаймет-
лари деб аталади. Бу қаймет ҳар қандай сууқлик учун ҳар хил
бўлади. Масалан, сув учун атмосфера босимида уларнинг қаймати
қуйидагича:

$$\Delta t_{кр} = 23 \div 27^\circ \text{C}; \alpha_{кр} = 46500 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{град}}; \rho_{кр} = 1160 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$$

Бунинг конденсацияланишдаги иссиқлик берилиши процессининг
интенсивлиги унинг конденсация ҳосил бўлиш турларига боғлиқдир.
Конденсация ҳодисаси яқин хил бўлади: пардани ва томчи шакли-
даги конденсациялардир. Агар конденсат жисм юзасидан парда
ҳосил қилиб оқиб туша бошласа, унга пардани конденсация деб
атайлади.

Агар конденсат жисм юзасида томчилар ҳосил қилса ва ундан
оқиб тушса, унга томчали конденсация дейилади.

Қаттиқ жисм юзасида ҳосил бўлган сууқлик пардаси иссиқлик
алмашинув процессига термик қаршилик қилади. Чунки бу сууқлик
пардаси ўзидан иссиқлиқни ёмон ўтказиши ва иссиқлик алмашинув
processининг интенсивлигини энча камайтариб юборади.

Ўқшашлик назариясига асосан бу конденсация процесси учун
қуйидаги критерий боғланиши олинган:

$$Nu = f(Pe, K, Gr)$$

бунда $Gr = \frac{g \cdot \rho \cdot \delta^3}{\nu^2}$ - Гралай критерияси

$$K = \frac{\lambda}{c \cdot \delta} - \text{фазовий алмашин критериясидир.}$$

Δt - бунинг тўғрисида температураси
билан давр юзасида температураси ўртасидаги айрма.

λ - конденсация иссиқлиги, кЖ/кг

c - иссиқлик сизим, $\text{кЖ/м}^3 \text{град.}$

НУРИЙ ИССИҚЛИК АЛМАШИНУВИ

10.1 Асосий тушунчалар

Иссиқлиқнинг бир жисмдан иккинчисига иссиқлик нурлари ёр-
дамида ўтиши нурланиш усулида иссиқлик алмашинуви ёки радиация
дейилади. Бирча жисмлар абсолют нолдан юқори температурада
ўзидан фазога тўғрисида ревишда турли узунликдаги электромаг-

нитик тўлқинлар тарқатаётган турари. Нур чиқарётган жисмдан тарқалган электр ва магнит майдонларининг тебранишлари электромагнит тўлқинлари дейилади.

Жисмнинг атом ва молекулалари электромагнит тўлқинларининг таъсирига бўлади. Нур энергияси муреккаб атом ядроси тартибларининг каттабоясига таъсирланади ва бошқа турдаги энергияларга, асосан иссиқлик энергиясига таъсирланади. Шунинг учун жисмдан чиқарилган иссиқлик энергиясининг бир қисми алоқатда нур энергиясига айланади.

Нур чиқарётган жисмнинг баъдет температураси ва оптик хоссалари билан аниқланидиган нурланish иссиқлик нурланish дейилади. Жисмга аниқланидиган иссиқлик нурлари атом ва молекулаларининг тартибсиз иссиқлик ҳаракат энергиясига айланади ва жисмнинг температурасини оширади. Нур чиқарётган жисмларнинг температураси кутарилган билан нурланish интенсивлиги ортади.

Агар жисмнинг таҳминан 1000°C гача контеининг ва иссиқлик ўтказувчанлиги юкли билан иссиқлик алмашинув асосий роль ўйнаса, бу температурадан кичирокларда иссиқлик алмашинувнинг асосий тури нурланish иссиқлик алмашинув бўлади.

Нур энергияси бошқа жисмларга тушганда қисман уларга ўталади, қисман улардан қайтади ва қисман жисм орқали ўтади. Нур энергиясининг жисмга нотиладиган қисми яна иссиқлик энергиясига айланади. Турли жисмларнинг нурланish хусусияти турлича бўлади. Нурланish хусусияти E айна температурда жисмнинг оқрилиқ вазосилан вақт барлиги ачада $\lambda = 0$ дан $\lambda = \infty$ гача барча тўлқин узунлидаги чиқарилган нурли энергия микдори Q билан аниқланади.

$$E = \frac{Q}{F \cdot t} \quad (10.1)$$

бу ерда F - нурланishтган сирт каяси, m^2

t - нурланish вақти, сон.

Жисм сиртига тушган барча нурли энергия микдори Q - нинг бир қисми Q_1 жисмга ўталади, бир қисми Q_2 ни қайтариледи, қолган бир қисми Q_3 эса жисм орқали ўтиб кетади, яъни

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 \quad (10.2)$$

(10.2) тенгламанинг ҳар ақвала қисмини Q - га бўлсан, унда

қуйидагига оламиз:

$$\frac{Q_d}{Q} + \frac{Q_R}{Q} + \frac{Q_Z}{Q} = 1 \quad (10.3)$$

(10.3) тенгламанинг чап қисмидаги нисбатларни тағйишча A, R ва Z билан белгиласак, қуйидагича бўлади:

$$A + R + Z = 1 \quad (10.4)$$

Бунда A — юташ коэффициенти ёки жисмнинг юташ хусусиятидир;
 R — қайтарш коэффициенти ёки жисмнинг қайтарш хусусияти;
 Z — ўтказиш коэффициенти ёки жисмнинг ўтказиш хусусиятидир.

(10.4) тенглак нурланиш энергияси иссиқлик балансининг тенгламаси дейилади. Агар $A = 1$ бўлса (унда $R = Z = 0$), у ҳолда ўзига тушадиган нурланишни қайтармай ва ўтказиб юбормай ҳаммасини ютади. Бундай жисм абсолют қор ясим дейилади. Тебиётда абсолют қор ясимлар йўқ. Агар $R = 1$ бўлса (яъни $A = Z = 0$) жисм ўзига тушган барча нурла энергияни қайтареди. Бунда жисмга юборилган ҳамма нур қайтарелади ва бу жисмнинг сирти абсолют оқ дейилади.

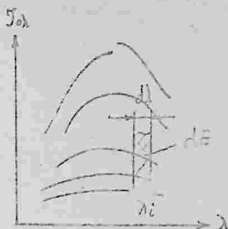
Агар $Z = 1$ бўлса (яъни $A = R = 0$), у ҳолда жисм ўзига тушётган нурларнинг ҳаммасини ўтказиб юбореди ва абсолют тиниқ, яъни диатермик (иссиқлик қабул қилмайдиган) жисм дейилади. Тебиётда абсолют қор ясимлар бўлмагани сингари, абсолют оқ ва абсолют тиниқ жисмлар ҳам бўлмайдди. Спектрал юташ хусусияти тушётган нурланишнинг тўлқин узунлигига (частотасига) боғлиқ бўлмаган жисм (муҳит)лар кул ранг жисмлар дейилади. Барча реал жисмлар учун A, R ва Z коэффициентлар доимо бардан кичик бўлади.

10.2 Иссиқлик нурланишнинг асосий қонунлари

Планк қонуни

Планк қонуни нурланиш интенсивлигининг тўлқин узунлиги λ -нинг ҳар хил участкада тарқалишини кўрсатади. Агар биз $d\lambda$ -участкесини ажратиб олсак (32-рasm), бу тўлқин узунликлар оралиғидаги нурланиш энергияси dE га тенг бўлади.

Бунда $J_{\lambda_i} = dE/d\lambda$ тенг киймат берилган λ_i тўлқин узунлигидаги нурланиш интенсивлигини ҳарактерлайди ва нурланиш



32-реш.

Бунда $C_1 = 3,74 \cdot 10^{-16}$ Вт/м² ва $C_2 = 1,44 \cdot 10^{-2}$ мК-лар нурланиш доимийсида; e – натурал логарифм асоси Планк қонуни график равиши 32-решда тасвирланган.

Стефен-Больцман қонуни

Стефен-Больцман қонунига мувофиқ, абсолют қорё жисмининг нурланиш хусусияти унинг абсолют температурасининг тўртинчи даражасига тўғри пропорционал бўлади:

$$E_0 = E_0 \cdot T^4 \quad (10.6)$$

бу ерда $E_0 = 5,7 \cdot 10^{-8}$ Вт/м² · К⁴ – Стефен доимийси. Бу қонунни 1979 йилда И. Стефен тажрибада аниқлади ва кейинчалик 1981 йилда эса М. Больцман назарий жиҳатдан асослаб берди. Одатда тилани ҳисоблашларда (10.6) тенглама қуйидаги кўралишда ёзилади:

$$E_0 = C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 \quad (10.7)$$

бу ерда $C_0 = 5,7$ Вт/(м² · К⁴) – абсолют жисмининг нурланиш коэффициенти.

Стефен-Больцман қонунини кул ранг жисмларга ҳам татбиқ этиш мумкин. Худди қорё жисмлардагидек, кул ранг жисмларга ҳам нурланиш хусусияти абсолют температурасининг тўртинчи даражасига тўғри пропорционал бўлади:

$$E = C \left(\frac{T}{100} \right)^4 \quad (10.8)$$

оқимининг спектрал зичлиги дейилади. Абсолют қорё жисмининг нурланиш оқимининг спектрал зичлиги J_{λ} (кейинчалик индекс "0" лар абсолют қорё жисмларни ифода қилади) билан нурланиш тўлиқин узунлиги λ ва абсолют температуралар орасидаги ўзаро боғланиш 1900 йилда М.Планк томонидан яратилган бўлиб қуйидагича ифодаланган:

$$J_{\lambda} = \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1)} \quad (10.5)$$

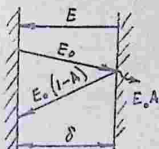
Бунда C кул ранг жисмининг нурланиш коэффициенти $Вт/(м^2 \cdot K^4)$
Кул ранг жисм нурланиш коэффициентианинг абсолют қорё жисм нур-
ланиш коэффициентиға насбати кул ранг жисмининг қоралиқ даража-
си дейилади ва E ҳарфи билан белгиланади.

$$\text{Яъни} \quad E = \frac{C}{C_0} \quad (10.9)$$

Қоралиқ даражаси E ҳар хил жисмлар учун нолдан то биргача ўз-
гаради, бунда у жисм материалға, яънисининг тузилишиға ва
температурасига боғлиқ бўлади.

Кирхгоф қонуни

Бу қонун абсолют қорё жисм ва кул ранг жисмлар учун нур-
ланиш энергиясининг ютилиш энергиясига сонли томондан боғлиқ-
лигига кўрсатади.



33-рasm

Бу ўзаро боғланишда исботлаш учун
иккита жисм, яъни абсолют қорё ва
кул ранг жисмларни оламиз (33-рasm).
Бу жисмларнинг юзалари ўзаро парал-
лел ва бир-бириден δ масофада жой-
лашган. Чап томонда жойлашган жисм
абсолют қорё жисмдир ва унинг аб-
солют температураси T_0 , нурланиш
хусусияти E_0 ва жисмининг ютиш хусу-

сияти $A=1$ га тенгдир, ўнг томонда жойлашган жисм кул ранг
жисмдир ва унинг юқоридаги периметрлари T , E ва A га тенг
десаки, ва унда $T > T_0$ бўлган ҳолатни кўриб чиқамиз.

Нурланиш E абсолют қорё жисм орқали тўлалигича юталади.
Нурланиш E_0 абсолют қорё жисм орқали тўлалигича юталади. Нур-
ланиш E_0 кул ранг жисмга тушганда унинг $E_0 A$ қисми юталади
ва $E_0 (1-A)$ қисми эса қайтарелади ва яъни абсолют қорё жисм
орқали юталади. Шунинг қилиб, жисмлар ўртасидаги нурланиш
иссиқлик алмашинуви натижасида абсолют қорё жисм қуйидаги
энергиялар йиғиндисини ташкил этади.

$$Q = E + E_0 (1-A) - E_0 = E - E_0 A \quad (10.10)$$

Агарде жисмлар ўртасидаги нурланиш энергияси бу жисм юзасидаги

температуралар қиймати бир хил бўлганида (яъни $T=T_0$ бўлганда) рўй берад, унда бир жисмдан иккинчи жисмга берилган нурланиш энергиясининг қиймати нолга тенг бўлади ва унга (10.10) тенгликни қўйишга эриш мумкин: $E=E_0$. $A=0$

$$E=E_0 \cdot A \quad \text{бундан} \quad \frac{E}{A} = E_0 \quad (10.11)$$

га тенг бўли.

(10.11) тенглама Кирхгоф қонунининг математик ифодасидир ва бу қонунни қўйишга ифодадаш мумкин: Жисмнинг нурланиш (нур чиқариш) хусусиятининг яъни хусусиятига нисбати жисмнинг тебистига барли эмас, балки барча жисмлар учун бир хил бўлган температура функциясида, у абсолют ҳога жисмнинг шу температурадаги нурланиш хусусиятига тенг:

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} \dots \dots \dots = \frac{E_n}{A_n} = E_0(T) \quad (10.12)$$

Бу ерда $E_0(T)$ - абсолют ҳога жисмнинг нурланиш хусусияти, Кирхгоф қонунидан (10.11) ва (10.7), (10.8), (10.9) тенгламалардан қўрииб турибдики, кул ранг жисмнинг қоралик даражаси сон жиҳатдан унинг яъни хусусиятига тенг, яъни:

$$A = \epsilon \quad (10.13)$$

Демак, кул ранг жисмнинг қоралик даражаси доимо бирден кичик бўлади.

10.3. Жисмлар ўтасидаги нурланиш иссиқлик алмашинуви

Нурланиш кули билан бериледиган иссиқлик миқдори жисмларнинг температурасига, формасига, ўлчамига ва юзасига, шунингдек ҳазодати ўрнига ва улар орасидаги масофаларга боғлиқ бўлади.

Нурланиш иссиқлик алмашинуви ниҳоятда мураккаблиги билан ажралиб туради ва куде кўп факторларга боғлиқ бўлади. Жисмлар орасида кулли иссиқлик алмашинуви масаласи бақат баъзи оддий ҳоллар учунгина назарий жиҳатдан ҳал қилинган. Атер нурли иссиқлик алмашинувида юзаси F_n ва температуралари T_1 ҳамда T_2 бўлган иккита параллел девор яширок этса, у ҳолда шва

1 дан 2 га ($T_1 > T_2$) узатилган нурли иссиқликни тўла нидори ушбу тенглемедан ҳисоблаб топилади:

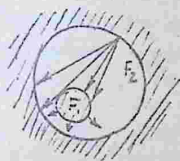
$$Q = \varepsilon \cdot F \cdot C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \cdot \tau \quad (\text{Вт}) \quad (10.14)$$

Бунда ε - қоралик даражаси.

F - нурланиётган сирт кзеси, м^2

τ - вақт, севт.

Агар нурли иссиқлик алмешинуви бира иккинчиси ичида жойлашган ёпиқ фазода олиб борилса (34-расм), унда ҳам (10.14)



34-расм.

тенглемедан фойдаланилади, лекин қоралик даражаси ε_n - на эниқлашда ҳар иккала жисм кзллари F_1 ва F_2 на ҳисобга олган тақдирда ҳисоблаб топилади, ёки бўлмаса:

$$\varepsilon_n = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)} \quad (10.15)$$

бу ерда ε_1 ва ε_2 баринчи ва ик-

кинчи жисм кзлларидаги қоралик даражалари.

Нурланиш иссиқлик алмешинувини интенсификатириш учун нурланиётган жисмининг температурасини ошириш керак ва шунингдек системанинг қоралик даражасини кўпайтириш лозим.

Агар нурланиш иссиқлик алмешинувини кемайтирмоқчи бўлсак, унда нурланиётган жисмининг температурасини ва қоралик даражасини кемайтириш керак. Бунда температурани ўзгартириш анча мураккаб бўлса, бунинг учун нурланиш иссиқлик алмешинувида нурга қарши экранлар қўлланилади. Шу йўл билан нурланиш иссиқлик алмешинувининг қийматини анчагина кемайтириш мумкин.

10.4 Газларнинг нурланиши

Турли газларнинг нурланиш (нур чиқариш) ва нур юташ хусусиятлари турлича бўлади. Масалан, бар ва икки атомли газлар (водород, кислород, азот ва бошқалар) иссиқлик нурланишини амалда ўтказиш. Уч ва кўп атомли газлар (карбонат ангидрид, сув буғи, аммиак ва бошқалар)нинг нурланиш ва нур юташ хусусиятлари анча кучли бўлиб, бундан амалда фойдаланилади

Агар қаттиқ jismlar нур энергиясани фақат сиртига ютса ва сиртиден нурлантирса, газлар бутун ҳажмига ва тўлиқин узунлигининг муайян интервалидаги λ нурларини ютади ва чиқаради. Шундай қилиб, уларнинг нурланиш ва ютиш спектрлари селектив (тендовчи) характерда бўлади. Спектрнинг қўшчилик қисмида газлар нисбатик нурланиши ўтказилади. Газларнинг температураси кўтарилаши билан унинг нур чиқараш ва ютиш хусусиятлари кучаяди. Шундай қилиб, газларнинг нур ютиш хусусиятини қуйидаги тенглама билан ифода қилиш мумкин:

$$A = f(\rho, T) \quad (10.16)$$

Бунда f — молекулаларнинг йўл узунлиги, м.

ρ — газларнинг зичлиги (ёки парциял босим), н/м^2

(10.16) тенгламалардан кўриниб турибдики, газларнинг нур ютиш хусусияти нур тарқалиш йўлида қанчалик кўп молекулалар учраса A — шунча кўп қийметга эга бўлади.

(10.16) тенгламадаги босиланиш асосан берилган газлар учун тузилган номограмма орқали топилади. Газларнинг нурланиш хусусияти Стефан-Больцман қонуни тенгламасидан анчагина фарқ қилувчи тенгламалар орқали аниқланади. Базан эса газларнинг нурланиш хусусиятини практик ҳисоблашлари енгиллаштирилган мақсадда қаттиқ jismlar учун қўлланувчи Стефан-Больцман қонуни тенгламасидан фойдаланилади. Ҳаёт бу ерда нурланиш коэффициентини ϵ қуйидагича топилади:

$$\epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_0$$

Демак, газ билан қаттиқ jismlar сирти ўртасидаги нурланиш нисбатик алмашилувини қуйидаги тақрибий ҳисоблаш тенгламаси билан аниқлаш мумкин:

$$F = \epsilon_r \cdot \epsilon_{\text{н.эф}} \cdot C_0 \left[\left(\frac{T_r}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_s}{100} \right)^4 \right] \frac{8\pi}{\text{м}^2} \quad (10.17)$$

бунда ϵ_r — газларнинг қоралли даражаси, унинг қиймати одатда номограмма орқали топилади. $\epsilon_{\text{н.эф}}$ — эффе́нт қоралли даражаси, унинг қиймати қуйидагича ўртача қийметлар орқали топиш мумкин:

$$\epsilon_{\text{н.эф}} = \frac{\epsilon_c + 1}{2} \quad (10.18)$$

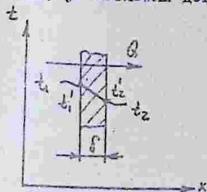
бу ерда ϵ_c — қаттиқ jismlarнинг қоралли даражаси, унинг қиймати

маделлардан фойдаланиб аниқланди.

ИССИҚЛИК УЗАТИШЛАР

II.1 Иссиқлик узатиш воссий тенгламалари

Ажраткич девори орқали иссиқлик ўтиши иссиқлик узатиш деб аталади. Турғун иссиқлик режимидаги сарфа иссиқлиги ялпартларида иссиқлик узатиш бир неча босқичга бўлинди: бир қатламли деворда. — уч босқич, икки қатламли деворда — тўрт босқич, уч қатламли деворда — беш босқич ва ҳокказо қатламлар.



35 - расм

Мисол тариқасида қалинлиги δ - га тенг бўлган бир қатламли ясси девор орқали иссиқлик ўтишини тасвирлаб кўрамиз (35-расм). Девор материалнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти λ - га тенг. Деворнинг ўнг ва чап томондан янба ўтувчи муҳитларнинг температуралари маълум ва улар t_1 ва t_2 га тенг. Бунда биз

$t_1 > t_2$ деб қабул қилемиз. У ҳолда девор сартларининг температуралари тегишлича $t_1' > t_2'$ бўлади. Иситувчи муҳитдан иситилувчиган муҳитга девор орқали ўтаётган иссиқлик миқдорини аниқлаш талаб этилади. Бунда иссиқликнинг девор орқали ўтиши уч процессга бўлиниди: а) иссиқ муҳит билан девор ўртасидаги конвектив иссиқлик алмашинуви, бу процессни иссиқлик бериш дейилади; б) девор орқали иссиқлик ўтиши ва в) девор юзидан совуқ муҳитга иссиқлик бериши ёки конвектив иссиқлик алмашинуви. Системада маълум иссиқлик ҳолати қарор топганида иссиқ муҳитдан деворга ўтган иссиқлик миқдорига ҳамда девордан совуқ муҳитга берилган иссиқлик миқдорига тенг бўлади.

I. Иссиқлик бериш натижасида девор қабул қилиб олган иссиқлик миқдори:

$$Q = \alpha \cdot F (t_1 - t_1') \quad (\text{II.1})$$

бунда α , — иссиқлик бериш коэффициенти ($\text{Вт}/\text{м}^2 \cdot \text{град}$) бу коэффициент девор билан иссиқ муҳит ўртасида иссиқлик алмашинувни кўрсатади.

Иссиқлик бериш коэффициентининг қиймати бир советде девор-

нинг 1 м^2 дан $\dot{Q}$ - иссиқлик миқдорига тенг, бу вақтда деворнинг температураси билан муҳитнинг температураси ўртасидаги фарқ бир градусдир.

F - иссиқлик берувчи иза, м^2

t_1' - деворнинг иссиқ муҳит томондаги язининг температураси, град.

2. Иссиқлик ўтказувчанлик хусусияти туфайли девордан ўтайдиган иссиқлик миқдори:

$$Q = \frac{\lambda}{\delta} \cdot F (t_1' - t_2') \quad (\text{II.2})$$

бунда δ - деворнинг қалинлиги, м

λ - деворнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти ($\text{Вт/м} \cdot \text{град}$)

Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентининг қиймати ҳар бир метр масофада температураси бир градусга пасайганда 1 м^2 юздан бир соат мобайнида ўтган иссиқлик миқдорига тенг.

t_2' - деворнинг совуқ муҳит томондаги язининг температураси, град.

3. Деворнинг совуқ муҳит томондагига бергөн иссиқлик миқдори:

$$Q = \alpha_2 \cdot F (t_2' - t_2) \quad (\text{II.3})$$

бунда α_2 - деворнинг язидан совуқ муҳитга иссиқлик бериш коэффициенти ($\text{Вт/м}^2 \cdot \text{град}$)

t_2 - совуқ муҳитнинг температураси, град.

(II.1), (II.2), (II.3) тенгламалардан температуралар ўртасидаги фарқни топишимиз:

$$t_1 - t_1' = \frac{Q}{F} \cdot \frac{1}{\alpha_1}; \quad t_1' - t_2' = \frac{Q}{F} \cdot \frac{\delta}{\lambda}; \quad t_2' - t_2 = \frac{Q}{F} \cdot \frac{1}{\alpha_2}$$

Бу тенгламаларни қўшиб, температуралар ўртасидаги тўлиқ фарқни ҳосил қилемиз:

$$t_1 - t_2 = \frac{Q}{F} \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right)$$

бундан иссиқлик миқдорини аниқласек:

$$Q = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} \cdot F (t_1 - t_2)$$

га тенг бўлади:

$$\text{бунда: } \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = K \quad \text{билан белгилеймиз.}$$

K - иссиқлик узатиш коэффициенти дейилади, $\text{Вт/м}^2 \cdot \text{град}$.

Иссиқлик узатиш коэффициентлари бир соатга деворнинг 1 м^2 язасидан ўтказилган иссиқлик миқдори миқдорига, бунда девор ажратиб турган икки мухитнинг температуралари ўртача фарқи, бир градусдир. Бу ҳолда иссиқлик миқдори қуйидагича ифодалаш мумкин:

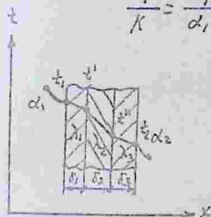
$$Q = k \cdot F (t_1 - t_2) \quad (\text{II.5})$$

бир соат мобайнида деворнинг 1 м^2 язига берилган ёки унтен олинган иссиқлик миқдори солиштирма иссиқлик оқими дейилади ва q билан белгиланади:

$$q = k (t_1 - t_2) \quad (\text{II.6})$$

Иссиқлик узатиш коэффициентига тескари бўлган миқдорни умумий термик қаршилик ёки иссиқлик узатиш термик қаршилиги дейилади. У хусусий термик қаршиликлар йиғиндисидан таркиб топган:

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \quad (\text{II.7})$$



36-расм

Агар девор бир неча қаватдан бўлиб, қаватларнинг қалинлиги $\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n$.

(36-расм) ва иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентлари шунга яраша $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ бўлса, иссиқлик узатиш коэффициенти қуйидагича бўлади:

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{\delta_n}{\lambda_n} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}$$

бундан:

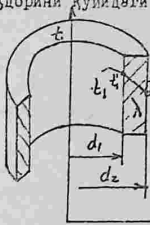
$$\frac{1}{K} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{\delta_n}{\lambda_n} + \frac{1}{\alpha_2} = \frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2} \quad (\text{II.8})$$

бундан $\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}$ - деворнинг термик қаршиликлари йиғиндисидир.

II.2. Текис ва қовурғали трубаларнинг (цилиндрларнинг) иссиқлик узатиш

Труба ёки цилиндрик деворнинг ички ва ташқи диаметрлари d_1 ва d_2 билан белгиласек, бунда бу диаметр қийматлари унинг узунлигига l - нисбатан энгачина кичик қийматга эга деб қараймиз. Иссиқ мухит ва совуқ мухитларнинг температураларини t_1 ва

t_2 билан белгиләб $t_1 > t_2$ шартли равишда қабул қиламиз. Девор бир жинсли бўлиб унинг иссиқлик ўткәзувчанлиги коэффициенти λ га тенгдир. α_1 ва α_2 -ларни иссиқ ва совуқ муҳит томондан иссиқлик бериш коэффициентлари деб ҳисоблаймиз. Агар бизга труба (цилиндр) нинг ички ва тәшқи юзларидаги температуралари, яъни t_1' ва t_2' номуълум деб ҳисобласак, иссиқ муҳитдан совуқ муҳитга бир қават труба (цилиндрик девор) орқали ўтадиган иссиқлик миқдорини қуйидаги учта тенглама ёрдамида топишимиз мумкин.



$$\left. \begin{aligned} q_e &= \alpha_1 \cdot \pi \cdot d_1 (t_1 - t_1') \\ q_e &= \frac{2\pi\lambda}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (t_1' - t_2') \\ q_e &= \alpha_2 \cdot \pi \cdot d_2 (t_2' - t_2) \end{aligned} \right\} \begin{aligned} t_1 - t_1' &= \frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1} \cdot \frac{q_e}{\pi} \\ t_1' - t_2' &= \frac{\ln \frac{d_2}{d_1}}{2\lambda} \cdot \frac{q_e}{\pi} \\ t_2' - t_2 &= \frac{1}{\alpha_2 \cdot d_2} \cdot \frac{q_e}{\pi} \end{aligned} \quad (II.9)$$

37-расм

(II.9) тенгламәнинг йиғиндасини

топсак:

$$t_1 - t_2 = \frac{q_e}{\pi} \left(\frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 \cdot d_2} \right) \quad (II.10)$$

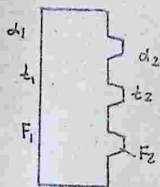
бундан

$$q_e = k_e \cdot \pi (t_1 - t_2) \quad (II.11)$$

бу ерда K_e - труба нинг I м узунлидаги қисмининг иссиқлик узатиш коэффициенти ва (II.10), (II.11) тенгламәлардан унанг қиймати қуйидагига тенг:

$$K_e = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 \cdot d_2}} \quad (II.12)$$

Деворнинг бир томонидаги иссиқлик бериш коэффициенти иккинчи томондаги иссиқлик бериш коэффициентадан жуда кичик бўлганда иссиқлик узатиш коэффициенти ўзининг миқдори билан кичаяк иссиқлик бериш коэффициентага яқинлашади. Ана шунда умумий иссиқлик оқимини орттириш учун иссиқлик бериш юзаси кәтталаштиралади, бунинг учун деворнинг иссиқлик бериш коэффициенти кичик бўлган томонга қовурғали қилинади. Қовурғали девор орқали ўтадиган иссиқлик миқдорини (38-расм) қуйидаги тенгламәга мувофиқ топамиз:



38- расм.

$$Q = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2 F_2}} \quad (II.13)$$

бунда α_1 ва α_2 деворнинг текис ва қовурғали томонининг иссиқлик бериш коэффициентлари, Вт/м²·град;

δ — ясси деворнинг қалинлиги, м.;

λ — деворнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти, Вт/м·град;

F_1 — деворнинг текис томонининг юзаси, м²;

F_2 — деворнинг қовурғали томонининг юзаси, м².

t_1 ва t_2 яссиқ ва совуқ муҳитнинг температуралари, град.

Агар I м² текис девор учун иссиқлик миқдори ҳисобласек:

$$q_1 = \frac{Q}{F_1} = K_1 \cdot (t_1 - t_2) \quad (II.14)$$

бўлади, бунда:

$$K_1 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \cdot \frac{F_1}{F_2}} \quad (II.15)$$

Агар девор қовурғали томонининг I м² учун ҳисобласек:

$$q_2 = \frac{Q}{F_2} = K_2 (t_1 - t_2) \quad (II.16)$$

бўлади, бунда:

$$K_2 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} \cdot \frac{F_2}{F_1} + \frac{\delta}{\lambda} \cdot \frac{F_2}{F_1} + \frac{1}{\alpha_2}} \quad \text{бўлади.} \quad (II.17)$$

Қовурғали юза F_2 нинг текис юза F_1 га нисбати қовурғалар коэффициенти деб аталади.

II. 3 Иссиқлик изоляцияси

Иссиқликнинг етरोфдаги муҳитга йўқолишини камайтириш ва иссиқлик аппаратлари ташқи сиртларининг температурасини пасайтириш мақсадида аппаратларнинг сиртларига иссиқлик изоляция қатлами қўйилади. У одатда икки қисмдан: ўз изоляцияси ва ташқи қопламдан иборат бўлади.

Изоляциянинг асосий мақсади иссиқлик ясрофини камайтириш бўлгани учун изоляция иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти паст бўлган материалдан тайёрланади.

Ташқи қобилият изоляцияни мустаҳкамлайди, уни ҳам ва механик таъсирлардан ҳимоя қилади.

Изоляция материали сифатида асбест, перлит, шилла толалари, лой ва бошқа иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти анча паст бўлган материаллар ишлатилади. Демак, изоляция материаллари қуйидаги талабларга жавоб бериши лозим: иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти илоҳи борице кичик бўлиши, етарлича мустаҳкам бўлиши ва изоляцияланувчи сиртга яхши ёпишиб туриши, температура таъсирига чидаши лозим.

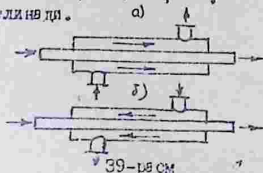
Бундан ташқари, изоляция материалларининг иссиқлик сифими кичик бўлиши лозим, шунга кўра ҳозирги вақтда изоляция сифатида иссиқликни ўтказиш қобилияти кичик бўлган ангил ровак материаллар (пеностласт, мафара ва х.к.лар) ишлатилимоқда. Изоляция қатламининг қалинлиги яктисодий нуқтани назардан танланеши, амалда 30 дан 100 мм гача қалинликдаги изоляциялардан фойдаланилади.

II.4 Иссиқлик алмашинув аппаратлари

Иссиқлик ташувчини қиздириш ёки совутиш учун мўлжалланган қурилма иссиқлик алмашинув аппарати дейилади. Иссиқлик ташувчи сифатида суюқлик ёки газ ишлатилади. Иссиқлик ташувчилар иситувчи ва иситиладиган таъувчиларга бўлинади.

Иссиқлик алмашинув аппаратлари ишлаш принципитга кўра рекуператив, регенератив ва аралаштиргичли аппаратларга бўлинади. Рекуператив иссиқлик алмашинув аппаратларида иссиқлик иситувчи иссиқлик ташувчидан иситиладиган иссиқлик ташувчига ажраткич девор (одатда металл) орқали ўзатилади. Бундай аппаратларга буғ генераторлари, буғ қиздиргичлари, сув ва ҳаво иситкичлари киради.

Рекуператив иссиқлик алмашинув аппаратлари тўғри оқими, тескари оқими, айкаш оқими ва аралаш оқими аппаратларга бўлинади.



Тўғри оқими иссиқлик алмашинув аппаратларида совуқ ва қайноқ иссиқлик ташувчилар бир йўналишда бир-бирига параллел равишда оқайди. (39-расм, а)

Тескери оқимин аппаратда иссиқлик ташувчилар бир-бирига параллел, лекин қараме-қарши йўналишда оқиди (39-расм, б)

Рекуператив аппаратлар конструкцияси жиҳатдан содда, ихчам, иссиқлик ташувчиларнинг температурасини ҳарма вақт ўзгармаслигини таъминлайди. Бу аппаратларда иссиқлик алмашинув процесси узлуksиз равишда борди, шунинг учун ҳозирги пайтда рекуператив аппаратлари энг кўп тарқалган иссиқлик аппаратлари сонига кирди. Рекуператив аппаратлар эссосан металлдан ишланган. Температураси 400-450°C бўладиган иссиқлик ташувчи учун труба-лар углеродли пўлатдан, температураси 500-700 °C бўладиган иссиқлик ташувчилар учун эса легированган пўлатдан тайёрланади. Иссиқлик ташувчининг температураси бундан юқори бўлганда аппаратлар учун қimmat метoллар ва металл қoтaшмaлaри ишлатoлади.

Регенератив иссиқлик алмашинув аппаратларида бaтте иcтaтaлaш (ёки cоғитaлaш) cартининг ўзи вақт-вақти билан гоҳ кай-поқ, гоҳ cовуқ иссиқлик ташувчи билан аvлиби турoди. Дacтлaб рeгeнepaтop кaнaллaридaн қизиган иссиқлик ташувчи - ёнш маҳ-сулотлaри яъни иссиқ газлар йборoлeди. Рeгeнepaтopнинг иcтaтaш cартi қизиган газлардe иссиқлик олиб иcтaди, сўнгрe бу иссиқ-ликни cовуқ иссиқлик ташувчигe бeрaди.

Арелаштирувчи иссиқлик алмаштиргичлардe эcа иссиқлик алмашинуви қизиган ва cовуқ иссиқлик ташувчиларнинг бир-биригe бeвocитe тaтaшaи ва арелашиш йўли билан амалгe oшaрилeди.

Арелаштирувчи иссиқлик алмашинув аппаратларигe гpaдиeнт-лар, cкpуббepлар ва бoшкe қурилмaлaр кирeди.

Иссиқлик алмашинув аппаратларини ҳисoблaш мeтoдикaсaни кўриб чaққимиз. Бу ҳисoблaшлaрдe қуйидаги мaсaлaлaрни аниқлaшгe тўғри кeлeди:

1. Аппаратнинг иcтaтaшчи вaзacани аниқлaш;
2. Иссиқлик маъдoри Q -ни аниқлaш кўпaнчa тaлeб eтилeди.

Бу мaсaлaлaрни бeжaришдe, албaттe биз иссиқлик узaтaш процессининг аcсoий тeнтлaмeлaридaн фoйдaлaнaмиз:

$$Q = k \cdot F \cdot \Delta t \quad (II.16)$$

бундe Δt температуралар фeрқидaр ёки иссиқлик процессининг ҳаракaтлaнтирувчи кучи дeйилeди.

Мазлумки, ассиқлик элмашинув аппаратларида иссиқ мухит билан совуқ мухитнинг температураси ўзгаради. Шу сабабли иссиқ мухитдан совуқ мухитга ўтайдиган иссиқлик миқдорини аниқ билиш учун тенглемалар (II.5), (II.17) ва (II.18) га температураларнинг ўртача фарқи $\Delta t_{\text{ур}}$ -ни киритиш керак.

Одатда, иссиқ ва совуқ мухит орасидаги температуралар фарқини ўртача арифметик ва ўртача логарифмик температуралар фарқи билан аниқланади.



40-расм

Агар совуқ ассиқлик ташувчининг бошланғич ва охири температураларини t_{2f} ва t_{2o} билан белгиласек ва қайноқ иссиқлик ташувчининг бошланғич ва охири температураларини t_{1f} ва t_{1o} билан белгиласек қуйидаги температуралар фарқини аниқлаймиз (40-расмга қаранг)

$$\Delta t_f = t_{1o} - t_{2f}; \quad \Delta t_o = t_{1f} - t_{2o}$$

Агар $\frac{\Delta t_f}{\Delta t_o} < 2$ нисбатда бўлса, у ҳолда температуралар фарқи ўртача арифметик фарқ билан аниқланади, яъни

$$\Delta t_{\text{ур}} = \frac{\Delta t_f + \Delta t_o}{2} \quad (\text{II.19})$$

Агар $\frac{\Delta t_f}{\Delta t_o} > 2$ нисбатда бўлса, у ҳолда ўртача логарифмик температуралар фарқи билан аниқланади:

$$\Delta t_{\text{ур}} = \frac{\Delta t_f - \Delta t_o}{\ln \frac{\Delta t_f}{\Delta t_o}} = \frac{\Delta t_f - \Delta t_o}{2.3 \lg \frac{\Delta t_f}{\Delta t_o}} \quad (\text{II.20})$$

бунда Δt_f - энг катта бошланғич температуралар фарқи;
 Δt_o - энг кичик охири температуралар фарқи.

Тошилган $\Delta t_{\text{ур}}$ ўртача температуралар фарқининг қайиматини (II.18) тенглемасга қўйиб ассиқлик аппаратининг зарурий қилиш сиртини аниқлаймиз:

$$F = \frac{Q}{K \cdot \Delta t_{\text{ур}}} \quad (\text{м}^2) \quad (\text{II.21})$$

бунда K - ассиқлик узатиш коэффициенти, Вт/м² · град.

М У Н Д А Р И Ж А

Биринчи қисм. Техникавий термодинамика. бет

1. Термодинамика предмети ва унинг хусусиятлари	1
2. Иш жисми ва унинг параметрлари	2
3. Идеал газнинг ҳолат тенгламаси	5
4. Идеал газлар аралашмаси	9
5. Газларнинг иссиқлик сифими	12
6. Газлар аралашмасининг иссиқлик сифими	13

Иккинчи қисм. Термодинамиканинг биринчи қонуни.

2.1. Термодинамик процесс. Мувозанатий ва мувозанатсиз процесс-лар	14
2.2. Ички энергия	15
2.3. Иш ва иссиқлик миқдори	16
2.4. Кенгайиш иши	17
2.5. Термодинамика биринчи қонунининг аналитик ифодаси	19
2.6. Энтальпия	20

Термодинамиканинг иккинчи қонуни.

3.1. Қайтар ва қайтмас процесслар ҳақида тушунча.	22
3.2. Термодинамика иккинчи қонунининг моҳияти	23
3.3. Тўғри Карно цикли	26
3.4. Тесқари Карно цикли	28
3.5. Регенератив цикл	29
3.6. Энтропия ҳақида тушунча	30

Газларнинг (буғларнинг) асосий термодинамик процесслари

4.1. Идеал газ ҳолати ўзгаришининг термодинамик процесслари	34
Изохорик процесс	34
Изобарик процесс	35
Изотермик процесс	37
Адиабатик процесс	37
Политропик процесс	39

4.2. Реал газларнинг термодинамик процесслари.

Реал газларнинг ҳолат тенгламаси	42
--	----

Сув буғи ва унинг хоссалари	43
Буғ ҳосил бўлиш процессининг PV -диаграммасида тасвирланиши	45
Буғ ҳосил бўлиш процессининг TS -диаграммада тасвирланиши	46
Сувнинг ва сув буғининг ҳолат параметрларини аниқлаш	48
Сув буғининг iS -диаграммаси	50
5.1. Газ ва буғларнинг оқиб процесслари ва дросселланиши	51
5.2. Газ /буғ/нинг сопиодан оқиб процесси	52
5.3. Газнинг /буғнинг/ дросселланиши	55
Буғ - куч воситаларининг цикли	57
6.1. Реннин цикли	57
Нам ҳосил	
7.1. Асосий тушунчалар	60
7.2. Нам ҳавонинг Id -диаграммаси	62
Иккинчи қисм. Иссиқлик ўзатишда асосий тушунчалар	64
8.1. Иссиқлик ўзатиш турлари	64
8.2. Материалларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги	65
8.3. Иссиқлик ўтказувчанлигининг дифференциал тенгламаси	67
8.4. Ясси бир қатламли деворнинг иссиқлик ўтказувчанлиги	69
8.5. Ясси кўп қатламли деворнинг иссиқлик ўтказувчанлиги	71
8.6. Цилиндрик деворнинг иссиқлик ўтказувчанлиги	72
Конвектив иссиқлик алмашинуви	
9.1. Асосий тушунчалар	74
9.2. Иссиқлик ташувчиларнинг ҳаракати турлари	75
9.3. Ўтлашлик назарияси ҳақида тушунча	77
9.4. Эркин ҳаракатланишда иссиқлик берилиши	79
9.5. Мажбурий ҳаракатланишда иссиқлик берилиши	81
9.6. Қайнаш ва конденсация процессларида иссиқлик берилиши	82
10.1. Нурий иссиқлик алмашинуви. Асосий тушунчалар	83
10.2. Иссиқлик нурланишининг асосий қонуни. Планк қонуни	85
Стефан-Больцман қонуни	86
Кирхгоф қонуни	87
10.3. Ёисылар ўртасидаги нурланма иссиқлик алмашинуви	88
10.4. Газларнинг нурланиши	89
11.1. Иссиқлик ўзатишлар. Иссиқлик ўзатиш асосий тенгламалари	91
11.2. Текис ва қовурғали трубаларнинг /цилиндр/ иссиқлик ўзатиши	93
11.3. Иссиқлик изоляцияси	95
11.4. Иссиқлик алмашинув аппаратлари	96

ИЛАМОН МАМАТОВИЧ МАМАТОВ

ТЕПЛОТЕХНИКА

ИЗДАНИЕ ОСУЩЕСТВЛЕНО ЗА СЧЕТ СРЕДСТВ АВТОРА

Технический редактор С.В. Петрова
Художественный редактор Г.А. Мищенко

ИБ № 1928

Сдано в набор 14.05.1990 г. Подписано в печать 26.07.1990 г. КЛ 03990
Формат 60 х 84 1/16 Бум. тип. № 2. Печать офсетная. Усл. печ. л. 6,0
Усл. кр.-отт. 6,1 Уч.-изд. л. 5,9 Тираж 1000. Заказ 582. Цена 1 руб.

Издательство „Дониш“, 734029, Душанбе, ул. Айни, 121, корп. 2
Типография АН ТаджССР, 734029, Душанбе, ул. Айни, 121, корп. 2