ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ БЕРУ МИНИСТІРЛІГІ
Алматы энергетика институты
Жылуэнергетика қондырғылары кафедрасы

Е.Әбубакіров, Ғ.Даукеев, Ж.Сазаев

Электр станциялардың энергетикалық қондырғылары

Бірінші бөлім
Лекциялар конспектісі
(Электр жүйелер мен тораптар мамандығының студенттері үшін)

Алматы

Құрастырушылар: Е.Қ.Әбубәкіров, Ғ.Ж.Даукеев, Ж.О.Сазаев.

ЭЛЕКТР СТАНЦИЯЛАРДЫҢ ЭНЕРГЕТИКАЛЫҚ ҚОНДЫРҒЫЛАРЫ

Бірінші бөлімі

Лекциялар конспектісі

/Электр жүйелер мен тораптар 10.02/ мамандығына арналған/

—Алматы, АЭИ, 1993. 120 —бет

Бұл оқулық қазақ бөлімінде оқитын студенттерге арналған. Оқулықта техникалық жылуқозғалым, жылуалмасу және су энергетикасының теория негіздері қаралған.

42 сурет, библ. 9 атау.

Пікір жазушылар: техн.ғылым.канд. К.Е. Сакипов,
физ.мат.ғылым канд., доц. М.Ә. Әділбеков,
Жамбыл техн. институтының Алматы филиалы.

ISBN 5-8380-0842-3

Қазақстан Республикасы білім беру Министрлігінің жоспары бойынша басылады.

© Алматы энергетика институты, 1993 ж.

КІРІСПЕ

Қазіргі электр станциялардың энергетикалық қондырғылары техникалық кешендердің ең күрделісі болып саналады.Олардың құрылысын және жұмыс істеу тәртібін түсіну үшін келешектегі инженерге техникалық жылукозғалым,жылуалмасу, су энергетикасының теориялық негіздерін білу керек.Жылу және су турбиналар электр стянцияның қайрат беретін қондырғылары болып саналады. Жылу турбинада жылулық механикалық қайратқа түрленеді.

Жылукозғалымның негізгі бірінші және екінші заңдарын біле тұрып, жылуэнергетикалық қондырғылардың тиімділігін болжауға болады. Студент жылукозғалымдық p-v; T-s кестелерді пайдалануын үйренуі керек.Осы кестелер жылуқондырғыдағы жұмыс құбылыстардың шамаларының /қысым,температура,көлем,энтальпия/өзгеруін айқын көрсетеді.

Жылуалмасу тарауда жылуөткізгіштік,қозғалыс жылуалмасу және сәулелік жылуалмасудың физикалық негіздері қаралған.Бұл бөліктің ерекшелігі мында: теориялық өрнектер әдетте шешім бермейді,сондықтан көбінесе іс жүзінде тәжірибелі өрнектер пайдаланады.Олардың өрнектері анықтама әдебиеттен келтірілген.

Үшінші тарауда су энергетикасының теориялық негіздері қаралған.Олар су құбырлардың,қондырғылардың,әсіресе гидротурбинаның есептеуіне мүмкіндік береді.

Учебный фонд
библиотеки АЭИ

I БІРІНШІ ТАРАУ. ТЕХНИКАЛЫҚ ЖЫЛУҚОЗҒАЛЫМ

I.I. Техникалық жылуқозғалым пәні және оның әдістері

Техникалық жылуқозғалым жылутехниканың теориялық бөлімі болып саналады.Ол жылу қайратының механикалық қайратына айналу заңдарын және денелердің қалпы қасиеттерін зерттейтін ғылым.

Техникалық жылуқозғалым пәнінің негізгі мақсаты-қондырғылардың тиімді жұмыс істеуі мен жылулық үнемділігін көтеру.

Техникалық жылуқозғалымның негізінде үш заң /бастама/ жатыр. Бірінші бастама-жылумеханика саласындағы қайрат сақталу және айналу заңы.Екінші бастама- жылуқозғалым құбылыстардың өту бағытын сипаттайды.Үшінші бастама-заттардың қасиеттерін абсолют ноль температурасының шамасында анықтайды.

Жылуқозғалым қолданатын және зерттейтін ортаны жылуқозғалымдық жүйе/дене/,не жұмыстық дене дейді.Жылуқозғалымдық жүйеге қарсылас салыстырылатын денелердің жиынтығын қоршаған орта дейді.Жылуқозғалымдық жүйеге жылу кездері мен жұмыстық дене кіреді де,күй көрсеткіштерімен сипатталады.Абсолют температура,қысым және меншікті көлем жүйенің термиялық көрсеткіштері деп аталады.

Жылуқозғалымдық жүйе күйінің өзгеруі мен соған байланысты оның көрсеткіштерінің өзгеруін жылуқозғалымдық құбылыс дейді.

Егер жылуқозғалымдық жүйенің,оған қоршаған ортаның әсері болмаған жағдайда,көрсеткіштері өзгермей,жүйеде біртекті болса оны жылуқозғалымдық дененің теңдесулі күйі деп саналады.Осы шарттардың біреуі сақталмаса оны дененің теңдесулі емес күйі деп атайды.

Уәліссіз кезек пен келетін теңдесулі күйлердің тізбегін теңдесулі өтетін жылуқозғалымдық құбылыс дейді.Басқа жағдайларда теңдесулі өтпейтін құбылыс болып саналады.

I.2. Жүйе күйінің термиялық көрсеткіштері

Ең маңызды және қолайлы күй көрсеткіштері болып мүлдем/абсолюттік/температура,қысым және меншікті көлем саналады.

Температура дененің жылулық күйін сипаттайды.Ол молекулалардың жылулық қозғалысының өлшемі болып саналады.Температураның өлшем бірлігі ретінде Кельвин К және Цельсий градусы С қолданады. Жылуқозғалымдық абсолют температура T мен жылуқозғалымдық температура t былай анықталады: $T = t + 273,15\ K.$ (I.I)

Дененің Iкг-дық маңызының көлемі меншікті көлем деп аталады:

$$v = V/m \quad м^3/кг. \qquad (1.2.)$$

Ал егер кері, Iм^3 көлемді дененің маңызды тығыздық деп ата-

лады ($\rho \cdot v = 1$):

$$\rho = 1/v \quad кг/м^3. \qquad (I.3.)$$

Дененің бірлік ауданына тік бағытта әсер ететін күшті қысым дейді:

$$p = F/s \quad Н/м^2 = Па. \qquad (I.4.)$$

Егер күйенің мүлдем абсолют қысымы $P_{аб.}$ қоршаған ортаның қысымынан $P_{н.о}$ артық болса, оның осы қысымдардың айырмасын артық қысым дейді:

$$p_{ар} = p_{аб.} - p_{н.о.} \qquad (I.5.)$$

Ал, күйенің мүлдем қысымы қоршаған ортаның қысымынан төмен болса, оны босау қысым (вакуум) $P_{бос}$ дейді:

$$p_{бос} = p_{н.о.} - p_{аб.} \qquad (I.6.)$$

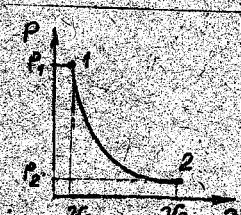
Қысым өлшем бірлігі ретінде Паскаль /Па/, бар/, техникалық атмосфера 1 атм= 1кг/см^2, мм.сынап, су бағанасы қолданады.

Қалыпты физикалық жағдайларда: T = 273,15 К; P = 101325 Па= 1 атм.

I.3. Мүлтіксіз газ күйінің теңдеуі

Өзара бір-біріне әсер ететін күштері жоқ, жалпы көлемдері жылуқозғалымдық күйе көлемінен өте кіші болғандықтан ескерілмейтін, серіппелі молекулалардан тұратын жорамалды газды мүлтіксіз газ деп атайды. Қалыпты физикалық жағдайларда мүлтіксіз газға қасиеттері жақын бір және екі атомдық газдар жатады.

Мүлтіксіз газ күйінің теңдеуін шығарғанда Бойль-Мариотт және Гей-Люссак заңдарын ескеру керек. Ағылшын физигі Бойль 1664 ж. және француз химигі Мариотт 1676 ж. мынадай тәжірибе жасаған. Газдың температурасын тұрақты етіп /T= const/ қысым мен үлес көлемінің байланысын талқан (I.1 сурет):



I.1 Сурет. Тұрақты $\rho = const$

Тәжірибеден мынадай қатынас табылған:

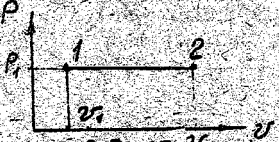
$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{p_2}{p_1} \qquad (I.7)$$

, оны былай өзгертіп:

$$p_1 \cdot v_1 = p_2 \cdot v_2 = p \cdot v = Const$$

$$p \cdot v = Const. \qquad (I.8)$$

Француз физигі Гей-Люссак 1862 ж газдың қысымын тұрақты етіп ($P = Const$) температура мен үлес көлемінің байланысын тәжірибеден тапқан (1.2 сурет):



1.2 Сурет. v_2

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (1.9)$$

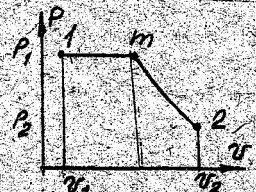
Осы қатынасты былай өзгертіп:

$$v_1/T_1 = v_2/T_2 = v/T = Const. \quad (1.10)$$

Енді 1.3. суретте көрсетілген құбылыстарды қарастырайық:

I–m–қысым тұрақты құбылыс /P=C/

m–2 –температура тұрақты құбылыс / T=C /



1.3 Сурет. 1-m-P=C
m-2-T=C

/ I–m/ құбылыстан:

$$\frac{v_1}{v_m} = \frac{T_1}{T_2}; \quad v_m = \frac{T_m}{T_1} \cdot v_1 \quad (1.11)$$

/m–2/ құбылыстан:

$$p_m v_m = p_2 v_2; \quad v_m = \frac{p_2 \cdot v_2}{p_m} \quad (1.12)$$

(1.11) мен (1.12) теңдеулерден:

$$\frac{v_1 T_m}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{T_2} = \frac{p \cdot v}{T} = Const.$$

Осы қатынасты (мынаны ескеріп $P_m = P_1$, $T_m = T_2$) былай өзгертуге болады:

$$p v = T\,(Const) = T R,$$

$$p \cdot v = R \cdot T. \quad (1.13)$$

Тұрақты көрсеткішті R –меншікті газ тұрақтысы дейді, оның өлшем бірлігі: $R\ \left[\frac{Дж}{кг \cdot К}\right]$.

Газдың m мөлшері болса:

$$p \cdot V = m \cdot R \cdot T. \quad (1.14)$$

Осы (1.14) теңдеуді мультиксіз газдың күй теңдеуі, не Клапейрон теңдеуі дейді.

Ал молярлық мөлшер арқылы:

$$p \cdot V_\mu = R_\mu \cdot T, \quad (1.15)$$

$$R_\mu = 8314{,}32\ Дж/(К\text{-}Моль \cdot К) \quad (1.16)$$

– әмбебап газ тұрақтысы.

Газ тұрақтысы былай табылады:

$$R = \frac{R_\mu}{\mu} \qquad (1.17)$$

мұнда μ –молярлық массы

V_μ –молярлық көлем, $V_\mu = 22,4\ м^3/(кмоль)$.

1.4. Мұлтіксіз газ қоспалары

Бір-біріне химиялық және физикалық өзара әсерліктері жоқ әртүрлі газдардың молекулалар жиыны мұлтіксіз газдардың қоспалары деп аталады. Газ қоспаларына мұлтіксіз газдың заңдары қолданыла беріледі. Әртүрлі жағдайларда газ қоспаларының құрамы массалық, мольдік және көлемдік үлестермен анықталады.

Қоспаның ішіндегі таңбалы құрамды газдың m_i массының қоспаның m массына қатынасы сол газдың массалық үлесі деп аталады

$$g_i = m_i/m. \qquad (1.18)$$

Барлық газдардың үлестік қосындылары

$$\sum_{i=1}^{n} g_i = \sum_{i=1}^{n} m_i/m = 1/m \sum_{i=1}^{n} = 1, \qquad (1.19)$$

мұндағы n-қоспаның құрамды газдардың жалпы саны.

Жылуқозғалыс жүйесіндегі таңбалы құрамды газдың молярлық M_i мөлшерінің қоспаның M молярлық мөлшеріне қатынасын мольдік үлес дейді:

$$z_i = M_i/M. \qquad (1.20)$$

Массалық және мольдік үлестердің өзара байланысы

$$g_i = m_i/m = \mu_i M_i/(\mu M) = \mu_i/\mu = z_i \qquad (1.21)$$

мұндағы μ/μ_i –қоспаның және оның i таңбалы құрамды газдың молярлық массалары.

Әрбір таңбалы құрамды газдың (қысымы қоспаның қысымына тең болғандағы) үлестік деп көлемнің қоспаның көлеміне қатынасын көлемдік үлес дейді / P=тұрақты /:

$$x_i = V_i/V = V_\mu M_i/(V_\mu \mu_i) = \mu_i/\mu = z_i. \qquad (1.22)$$

Мұлтіксіз газдардың мольдік және көлемдік үлестері тең болғаны нақты газдарға тарамауы мүмкін, өйткені нақты газдарда: $V_\mu \neq V_0$.

Қоспаның ішінде әр газ өзін-өзі сол қоспаның ішінде жалғыз болғандай ұстайды және қоспаның ішінде әр газдың қысымы сол

газдың үлестік құсымы болады. Бұл Дальтон заңы

$$\sum_{i=1}^{n} p_i = p \,. \qquad (I.23)$$

Ал, Амаго заңы бойынша

$$\sum_{i=1}^{n} V_i = V \,. \qquad (I.24)$$

Кез келген i таңбалы құрамды газдың және қоспаның күй теңдеулерін келесі түрде жазсақ:

$$p \cdot V_i = m_i R_i T \,; \quad p \cdot V = m R T \,. \qquad (I.25)$$

қоспаның газ тұрақтысын табамыз:

$$p \cdot V = T \cdot \sum_{i=1}^{n} m_i \cdot R_i = m \cdot R \cdot T \,,$$

$$R = \sum_{i=1}^{n} g_i \cdot R_i = R_M \cdot \sum_{i=1}^{n} g_i / \mu_i \,. \qquad (I.26)$$

I.5. Жылу сыйымдылығы

Жылу сыйымдылық деп жылуқозғалымның құбылыстарында дененің температурасын шексіз кішкене шамаға dT өзгертуге жаратылған dQ жылу мөлшерін айтады:

$$C_M = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_n \,, \quad \frac{Дж}{K} \,. \qquad (I.27)$$

Құбылыстардың тұрақты түрлеріне байланысты жылу сыйымдылық құбылыс функциясы болып саналады. Оның өзгеруі $/-\infty \div +\infty/$ аралығында жатады. Жылу сыйымдылығының келесі меншікті түрлері бар:

массыздық $C = \frac{C}{m}$, $Дж/(кг \cdot K)$

көлемдік $C' = C/V$, $Дж/(м^3 \cdot K)$

молярлық $C_M = C/M$, $Дж/(моль \cdot K)$.

Олар өзара келесі түрде байланысты:

$$C = \frac{C}{m} = \frac{C'}{\rho} = \frac{C_M}{\mu} \,, \quad \frac{Дж}{кг \cdot K} \,. \qquad (I.28)$$

Жылуқозғалымда жылу сыйымдылықтың келесі түрлері пайдаланылады:

$$C_p = \left(\frac{dq}{dT}\right)_p = \left(\frac{dh}{dT}\right)_p \,, \quad \frac{Дж}{кг \cdot K} \,. \qquad (I.29)$$

$$C_v = \left(\frac{dq}{dT}\right)_v = \left(\frac{du}{dT}\right)_v \,, \quad \frac{Дж}{кг \cdot K} \,. \qquad (I.30)$$

I.6. Жылу қозғалымның бірінші заңының теңдеуі.

Егер денеге бір мөлшерлі жылу қайраты берілсе, сол дененің ішкі қайраты /температурасы / көтеріледі. Сонымен қатар оның көлемінің үлғаюына байланысты сыртқа қарсы жұмыс істеуі мүмкін.

Сонда денеге берілген жылу оның ішкі қайратын өзгертуіне /ΔU/ және дененің көлемінің өзгертуіне байланысты жұмысқа жаратылады:

$$Q_{1\text{-}2} = \Delta U_{1\text{-}2} + L_{1\text{-}2} . \qquad (I.31)$$

Мұнда $Q_{1\text{-}2}$ -дененің бірінші күйінен екінші күйіне дейін берілген жылу [Дж],

$\Delta U_{1\text{-}2}$ -ішкі қайраттың 1-2 құбылыста өзгеруі /Дж/.

$L_{1\text{-}2}$ -1-2 құбылыста істелген жұмыс /Дж/.

(I.31) теңдеу қайраттың сақталу және айналу заңын сипаттайды. Осыны жылу қозғалымның /термодинамиканың/ бірінші заңы дейді.

Жылу қозғалымның бірінші заңының дифференциалдық түрі:

$$dQ = dU + dL = dU + p \cdot dV . \qquad (I.32)$$

Мұнда dL -дененің кеңею жұмысы. Ал, күйеде дененің маңызы өзгермесе жоғарғы теңдеуді меншікті көрсеткіштер арқылы жазуға болады:

$$q_{1\text{-}2} = \Delta u + l_{1\text{-}2} = (u_2 - u_1) + l_{1\text{-}2} . \qquad (I.33)$$

Бірінші заңның дифференциалдық түрі:

$$dq = du + dl = du + p \cdot dv . \qquad (I.34)$$

Мұнда өлшем бірліктері былай жазылады:

$$q\left[\frac{Дж}{кг}\right],\ u\left[\frac{Дж}{кг}\right],\ l\left[\frac{Дж}{кг}\right] .$$

Жылу қозғалымдық құбылыста дене кеңею жұмыстан басқа жұмыс істесе, мысалы күйенің ішінде машина болса, онда (I.33) теңдеу былай өзгереді:

$$q_{1\text{-}2} = (u_2 - u_1) + \int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv + l^{*}_{1\text{-}2} . \qquad (I.35)$$

Мұнда $l^{*}_{1\text{-}2}$ жұмыстың техникалық түрі.

Іс жүзінде мынадай шарт белгіленген. Егер жылулық құбылыстарда күйеге (денеге) сыртқан жылу берілсе, оның таңбасы оң деп саналады. Осыған сәйкес дене жұмыс істесе оны оң жұмыс деп санайды, ал о дененге сыртқан жұмыс берілсе оны теріс жұмыс деп санайды. Сонымен оң жылу берілсе - $dq > 0$, теріс жылу - $dq < 0$, оң жұмыс істелсе - $dl > 0$, теріс жұмыс - $dl < 0$.

Жоғарғы жазылған өрнектерде ішкі қайраттың мүлдем мәлшері емес, тек оның екі күйден шыққан айырмашылығы қолданылады. Енді жылу қозғалымның бірінші заңның өрнегінің екінші түрін қажырлық арқылы жазайық: $dh = du + d(p \cdot v) = du + p \cdot dv + v \cdot dp$

$$dq = du + p \cdot dv = dh - v \cdot dp$$

$$dq = dh - v \cdot dp. \qquad (I.36)$$

Жылуқозғалымда пайдаланатын жылу сыйымдылықтардың өрнектерін бірінші заңнан шығаруға болады.

Тұрақты көлем құбылыста $(dv=0)$:

$$dq_v = du + p \cdot dv = du. \qquad (I.37)$$

Сонда тұрақты көлем құбылыста жұмыс жасалмайды. Денеге берілген жылу тек қана ішкі қайраттың өзгеруіне жұмсалады. Осы құбылыстың жылу сыйымдылығы:

$$C_v = \left(\frac{\partial q}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v = \frac{du}{dT}$$

$$du = C_v \cdot dT \qquad (I.38)$$

(I.38) теңдеуден мынадай қорытынды шығады: мүлтіксіз газдардың ішкі қайраты тек қана температураға тәуелді.

Тұрақты қысым құбылыста $(dp=0)$:

$$dq_p = dh - v \cdot dp = dh \qquad (I.39)$$

осы құбылыстың жылу сыйымдылығы:

$$dq_p = \left(\frac{\partial q}{\partial T}\right)_p = \frac{dh}{dT}$$

$$dh = c_p \cdot dT \qquad (I.40)$$

c_p, c_v -жылу сыйымдылықтардың арасында байланыс бар. Оны Майер теңдеуі дейді:

$$c_p = c_v + R. \qquad (I.41)$$

I.7. Энтропия функциясы - S

Осы функцияны неміс ғалымы Клаузиус жылу қозғалымның екінші заңының өрнегін шығарғанда пайдаланды:

$$dS = \frac{dq}{T}, \left[\frac{Дж}{кг \cdot К}\right], \qquad (I.42)$$

$$dq = T \cdot dS. \qquad (I.43)$$

Құбылыстағы жылуды S-функция арқылы табуға болады. Мына шартты ескеру керек:

$dS > 0$ -газға (денеге) жылу беріледі,

$dS < 0$ -газдан (денеден) жылу алынады,

$dS = 0$-құбылыста жылуалмасу жоқ.

Жылукөзғалымның бірінші заңын энтропия арқылы жазуға болады:

$$dq = du + p\,dv\,;$$

$$T\,dS = C_v\,dT + p\,dv\,, \qquad (I.44)$$

$$C_p\,dT = T\,dS + v\,dp\,. \qquad (I.45)$$

(I.44) және (I.45) өрнектерде S-функцияның мүлдем мәлшері белгісіз. Жылукөзғалымда S-функцияның тек қана айырмашылығы /ΔS/ есептеледі.

I.8. Мұлтіксіз газдың жылукөзғалымдық теңдесулі өтетін құбылыстары

Тұрақты құбылыстың күй теңдеуін, ішкі қайраты мен қажырлықты анықтау және жылукөзғалымның бірінші заң теңдеуін пайдалана, жылулық пен жұмыстың мағыналары есептеледі.

Тұрақты температура құбылысы ($T = Const$)

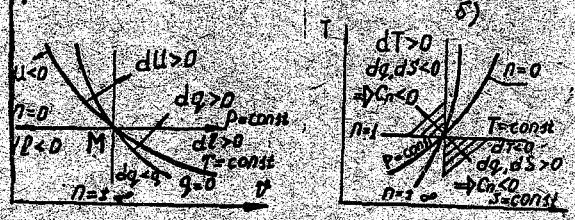
Изотерма теңдеулері: $p \cdot v = Const$ (I.1 және I.4 сурет)

яғни: $$p_2/p_1 = v_1/v_2\,, \qquad I.46$$

осы есептен:

$$du = c_v\,dT = 0,\; dh = c_p\,dT = 0;\; dq_T = dl_T = p\,dv, \qquad (I.47)$$

$$q_T = l_T = \int_{v_1}^{v_2} p\,dv = -\int_{p_1}^{p_2} v\,dp = R\,T\,\ln\frac{v_2}{v_1} = p\,T\,\frac{\ln p_1}{p_2}. \qquad (I.48)$$



I.4 Сурет.

Тұрақты көлем құбылысы ($v = Const$)

Изохора теңдеулері: ($v = Const$) I.4 сурет :

$$p_2/T_2 = p_1/T_1\,, \qquad (I.49)$$

$$dq_v = du,\; q_v = u_2 - u_1,\; l_v = 0. \qquad (I.50)$$

Тұрақты қысым құбылысы ($p = Const$).

Изобара теңдеулері: $$v_2/v_1 = T_2/T_1\,. \qquad (I.51)$$

$$dq_p = dh;\ q_p = h_2 - h_1;\ \ell_p = \int_{v_1}^{v_2} p\cdot dv = p\cdot(v_2 - v_1) = R(T_2 - T_1) \quad (1.52)$$

Жылуалмаспағандағы құбылыс ($dq = 0$).

Қоршаған ортамен жылуалмаспағандағы құбылысты адиабаттық құбылыс дейді. $dq = 0$ екенін ескерсек, жылуалмаспағандағы құбылыстың жылуқозғалым бірінші заңының теңдеуі келесі түрде жазылады:

$$du = -d\ell;\ du = c_v\cdot dT = -p\,dv;\ dh = v\,dp. \quad (1.53)$$

Егер Клапейрон теңдеуін ескере шығаратын болсақ, жылуалмаспағандағы құбылыстың күй /адиабата/ теңдеулерін табамыз:

$$p\cdot v^k = const;\ \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1};\ \frac{c_p}{c_v} = k. \quad (1.54)$$

мұндағы К-адиабата көрсеткіші /бір, екі және үш атомды газдарға $k = 1{,}67$; $1{,}40$ және $1{,}29$/. Жылуалмаспағандағы құбылыстың кеңею жұмысы оңай табылады:

$$\ell = u_1 - u_2 = c_v(T_1 - T_2). \quad (1.55)$$

Сонымен қатар

$$\ell = \int_{v_1}^{v_2} p\cdot dv = \frac{1}{k-1}\cdot p_1 v_1\cdot\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] = \frac{RT_1}{k-1}\left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) \quad (1.56)$$

Политроптық құбылыс

Политроптық құбылыс деп

$$p\cdot v^n = const \quad (1.57)$$

дәрежесі өзгермейтін теңдеуімен сипатталатын, теңдесулі өтетін жылуқозғалымдық құбылысты атайды. Политропа көрсеткіші /n/ $-\infty \div +\infty$ /аралығында болады. Жоғарыда қаралған құбылыстар политропалық құбылыстың жеке түрлеріне жатады (I.4 сурет):

Олардың политропа көрсеткіштері мынадай тұрақты шамаларға тең:

T = тұрақты, $n = 1$, $p\cdot v^1$ = тұрақты;

v = тұрақты, $n = \infty$; $p^{\frac{1}{\infty}}\cdot v$ = тұрақты;

p = тұрақты, $n = 0$; $p\cdot v^0$ = тұрақты;

$dq = 0$, $n = k$; $p\cdot v^k$ = тұрақты.

Политроптық құбылыстағы жұмыстың теңдеуін жылуалмаспағандағы құбылыстағыдай /$n = k$/ табуға болады:

$$\ell = \frac{1}{n-1}\cdot p_1 v_1\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right] = \frac{1}{n-1}\cdot R\cdot(T_1 - T_2), \quad (1.58)$$

Политроптық құбылыстың жылу сыйымдылығы:

$$c_n = c_v\cdot\frac{n-k}{n-1}. \quad (1.59)$$

Сондықтан

$$q_n = c_n(T_2 - T_1) = c_v\frac{n-k}{n-1}(T_2 - T_1). \quad (1.60)$$

I.9 Жылуқозғалымның екінші заңы

I.9.1. Жылуқозғалымның екінші заң тұжырымдары

Жылуқозғалымның бірінші заңы қайраттың бір түрінен басқа түріне қалай өтетінін көрсетпейді. Жылулықтан жұмысты қалай алуға бо-

латының жылуқозғалымның екінші заңы көрсетеді.

Табиғатта бірінғай жүріп жататын талай құбылыстар кездеседі. Жылу бір ыстық денеден суық денеге өздігінен өтетіні, сығылған газдар кеңеюге тырысатыны, сұйықтар төмен деңгейге ағатыны, үйкеліс жұмыстарының жылуға айналатыны белгілі. Осындай құбылыстар жүйе қоршаған ортамен тепе-теңдесулі күйіне жеткенше жүретіні және өздігінен кері жүрмейтіні де ақиқат.

Осындай себептерден, жылуқозғалымда қайтымды және қайтымсыз құбылыстардың түсініктері маңызды. Егерде тура одан кері құбылыс өткенде, жүйе бастапқы күйіне келсе, оны қайтымды құбылыс дейді, ал қайтып келмесе қайтымсыз құбылыс дейді. Қайтымды құбылыс болу үшін құбылыс тепе-теңдесулі өтіп, оның нәтижесінде қоршаған ортада өзгеріс болмауға тиіс. Кейбір құбылыстарды қайтымды өткізу үшін оны өте төмен жылдамдықпен өткізу керек.

Жылуқозғалымның екінші заңы да, бірінтісіндей, әмірден байқалып, тәжірибелермен дәлелденіп, тұжырымдалған.

Екінші заң ең алдымен жылулық қозғалтқыштардың пайда болуымен байланысты. ... Француз инженері Сади Карно мынандай тұжырым айтқан "Температураларының айырмалары болған жерде ғана қозғалтқыш күштер пайда болуы мүмкін... Іс жүзінде жаңар майдан оның барлық қозғалтқыш күшін алу мүмкін емес". Сөйтіп, жылуқозғалтқыштарда жылулықтан жұмысты жылу ыстық денеден суық денеге өткенде ғана алуға болатыны тұжырымдалған. Р.Клаузиус 1850 ж. ,В.Томсон 1854 ж. "Жылу суық заттан ыстық затқа өздігінен өте алмайды"-деген. В.Томсон: "Температурасы қоршаған ортаның температурасынан төмен денені суытып, механикалық жұмыс алуға болмайды"-деп түрлендірген. М.Планк: "Тек қана жылудың ыстық көзін суытып мәрзімді жұмыс істейтін машина жасауға болмайды"-деген.

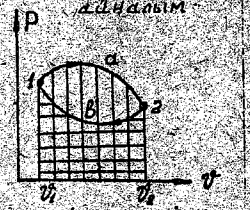
Осы келтірілген тұжырымдар, яғни жылуқозғалымның екінші заңы "мәңгі қозғалтқышты" жасауға болмайтынын көрсетеді. Жылуқозғалымның екінші заңы жалпы түрде "өздігінен өтетін құбылыстар қайтымсыз"-деп тұжырымдалады.

1.9.2. Айналымдар, Жылуқозғалтқыштың үлгісі, термиялық пайдалы әрекет көрсеткіші.

Сағат бағытымен өтетін (1-1) суреттемесіндегі (1.5. сурет) айналымның (1а2) құбылысы кеңею жұмысын $\ell_к$, ал, (2в1) құбылысы сығылу жұмысын $\ell_с$ береді.

$$l_к = \int_{v_1}^{v_2} p\,dv,$$

$$l_c = \int_{v_2}^{v_1} p\,dv. \qquad (I.61)$$



I.5 Сурет.

Осы екі жұмыстың айырмасы, айналымның ауданына тең болып, айналым жұмысын береді:

$$l_a = l_к - l_c = \oint p\,dv \qquad (I.62)$$

Жылукөзғалмдық айналымдарды зерттеу мынаны көрсетеді, егер (Ia2) құбылыста күйеге Q_1 жылу берілсе, (2a1) құбылыста күйеден Q_2 жылу алынады. Жылукөзғалымның бірінші заңының айналымға деген теңдеуі:

$$\oint dq = l_к - l_c = \oint p\,dv. \qquad (I.63)$$

Ішкі қайраттың туйықталған интегралы нөлге тең болғандықтан айналымдағы жылулық айналым жұмысына тең болады:

$$\oint dq = Q_1 - Q_2 = Q_a = \oint dl = l_a. \qquad (I.64)$$

Сонымен жылукөзғалымдық айналымда күйеге берілетін Q_1 және одан алынатын Q_2 жылу көздері болуға тиіс. Оларды жылудың ыстық көзі (ЖЫҚ) және жылудың суық көзі (ЖСҚ) деп атайды.

Жылу қозғалтқыштың үлгі нобайын 1.5 суреттегідей тұжырымдауға болады. Айналымда берілген жылудың жұмысқа айналған үлесін термиялық пайдалы әрекет көрсеткіші (ТӘЖ) дейді. Ол бірден төмен:

$$\eta_t = \frac{l_a}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} < 1 \qquad (I.65)$$

I.9.3. Жылукөзғалымның екінші заңын энтропия арқылы сипаттау.

Жылукөзғалымның бірінші заңын энтропия арқылы теңдесулі құбылысқа былай жазуға болады.

$$dq_T = T\,ds = du_T + dl_T. \qquad (I.66)$$

Ал, теңдесулі емес құбылысқа:

$$ds > dq/T, \quad dq_{Tc} = du_{Tc} + dl_{Tc}. \qquad (I.67)$$

Егер (I.66) дан (I.67) алатын болсақ:

$$dq_T - dq_{Tc} > 0, \quad T\,ds > dq_{Tc} \quad ds > \frac{dq_{Tc}}{T}. \qquad (I.68)$$

Жалпы теңдесулі (I.66) және теңдесулі емес (I.67) өтетін құбылыстарға

$$ds \geq \frac{dq}{T}. \qquad (I.69)$$

Осы қатынасты толық жылукөзғалымдық күйеге пайдаланса, оны

Клаузиус интегралы дейді.Ол былай жазылады:

$$\oint dS \geq \oint \frac{dQ}{T}. \qquad (I.70)$$

Жылудан оқшауланған адиабаттық $(dQ=0)$ жүйелерге:

$$dS \geq 0. \qquad (I.71)$$

Егер жылукөзғалымның бірінші заңы алынған жүйенің қайратының тұрақтылығымен сипатталса,оның екінші заңы (I.7I) -ға сәйкес оқшауланған жүйелеріндегі қайтымды құбылыстарда $(dS=0)$ энтропияның тұрақтылығымен,ал қайтымсыз құбылыстарында энтропияның өсуімен $(dS>0)$ сипатталады.Сондықтан (I.69) және (I.7I) жылукөзғалымның екінші заңының теңдеулері болады.Осы энтропияның мәнімен жылукөзғалымның екінші заңының сипатталуы энтропияның физикалық мағынасы болады.

Жылукөзғалымның теңдеусулі құбылыстарының бірінші және екінші заңдарын бірлестіретін теңдеулерді тепе-теңдік теңдеулер деп атайды:

$$T \cdot dS = du + p \cdot dv, \qquad (I.72)$$

$$T \cdot dS = du + v \cdot dp. \qquad (I.73)$$

I.IO. Нақты газдардың қасиеттері

I.IO.I. Нақты газдардың ерекшеліктері

Нақты газдарда мүлтіксіз газдарға қарағанда,молекулалардың көлемі және олардың өзара бір-біріне әсер ететін күштері болғандықтан,олармен санаспауға болмайды.Мүлтіксіз газға жазылған теңдеулерді нақты газдарға пайдалануға болмайды.Нақты газдарды мүлтіксіз газдармен салыстыру үшін сығылулық көрсеткішін қарастырайық:

$$Z = \frac{p \cdot v}{R \cdot T}. \qquad (I.74)$$

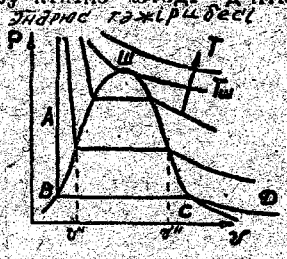
Мүлтіксіз газға $Z=I$,ал нақты газдарға ол күрделі функция:

$$Z(p,T),\ Z(p,v).$$

Жылукөзғалымды жүйелер гомогендік және гетерогендік жүйелерге бөлінеді.Гомогендік жүйелер деп өзара бөлінбейтін,біртекті газ қоспалары,сұйық және қатты қоспалар,химиялық бір түпті қатты, сұйық әлде газ күйлерінің бірінде ғана болатын таза заттарды санайды.Гетерогендік жүйелер деп әртүрлі бөлшектерден,фазалардан тұратын,бір-бірінен бөткей бөлінетін,қасиеттері де алшақ заттардың араласын айтады.

Фаза деп осы гетероген жүйесін құрастыратын бөлек бір гомоген жүйені айтады.Фазалық ауысу деп дененің бір гомоген жүйесінен екіншісіне өту құбылысын айтады.Фазалық ауысуда температура тұ-

рақты қубылыс АЗСД сызығымен өтеді . Дене сұйық күйінен А нүктесі қайнай бастап В нүктесі ылғалды бу күйінен өтіп ВС сызығы қаныққан кебу буға айналады С нүктесі ,одан әрі аса қызған бу күйіне жетеді Д нүктесі (I.6 .сурет) .



I.6 Сурет

Әр дене температурасы мен қысымына байланысты қатты,сұйық немесе бу газ күйінде болады.

Заттың қатты күйінен сұйық күйіне ауысу, суын,қату құбылысы дейді;сұйық күйінен буға айналуын булану немесе газға айналу құбылысы,ал,керісінше-шықтану дейді;Кейде ,қысым мен температураға байланысты,дене қатты күйінен тура газ күйіне ауысады,оны қаттыдан газдану (сублимация) деп,ал кері айналысты-газдан қатаю (десублимация) деп атайды.

Ылғалды бу деп сұйықтың майда бөлшектері мен будың теңдеулік күйлеріндегі қоспасын айтады.Осындай дененің екі фазасының теңдесулі күйін қаныққан күй деп атайды.Мысалы қаныққан ылғалды бу-екі фазалық жүйе.

Қаныққан құрғақ будың қаныққан ылғалды будағы $m_к$ маңыз үлесін ылғалды будың құрғақтық дәрежесі дейді.

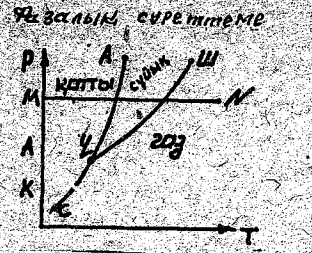
$$X = \frac{m_к}{m_к + m_с} \qquad (I.75)$$

мұндағы $m_с$ -қайнаған су бөлшектерінің маңызы,кг/I.6.суретте/ ВШ-сызығының бойында $X=0$,ол сызықты төменгі шекара сызығы ТШС деп,ал ДШ-сызығының бойында $X=I$,оны жоғарғы шекара сызығы ЖШС дейді.

Қысым мен температура тұрақтылығында Iкг қайнаған суды қаныққан құрғақ буға айналдыруға қаралған жылу мөлшерін буландыру жылулық Z деп атайды.

Қысым жоғарылай берсе (I.6 сурет),құрғақ бу мен қайнаған су көлемдерінің айырмалары $(v''-v')$ төмендеп,шекті қысымға $P_ш$ жеткенде $(Z_ш=0)$бұл фазалық меншікті көлемдер өзара теңеледі $(v''=v')$.Денелердің мұндай күйін шектілік күйлері дейді.Шекті нүктеден жоғары аймақты сұйық буға үздіксіз өтіп,екі фазаға бөлінбейді.

Дененің қатты,сұйық және газ аймақтарын және олардың фазалық теңдесулі шекара сызықтарын көрсететін суреттемені фазалық суреттеме дейді.(I.7. сурет).



I.7 Сурет.

Шекара сызықтардың аттары: УА-ерулік сызық; УШ-қарқындық сызық; УС-қаттыдан газдану сызығы. Шекара сызықтарының әрбір нүктесі дененің екі күйінің теңдесулігін көрсетеді. Үш фазалық сызықтардың түйіскен нүктесін У дененің үштік нүктесі дейді. Үштік нүктеде дененің үш фазалары қатты, сұйық және газ теңдесулер күйде болады. Мысалы, судың үштік нүктесінде P_y =0,006108 бар, t_y = 0,01 С ,мұз,су және бу түрлері бір кезде болады.

I.IO.2. Ван-дер-Ваальс теңдеуі

Іс жүзінде нақты газдардың кез келген жағдайлардағы күйін тура бейнелейтін теңдеулердің қажеттілігі ақиқат. Нақты газдың күй теңдеуін ең алдымен голланд физигі Я.Ван-дер-Ваальс 1873ж. ұсынған.

$$\left(P + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = R \cdot T \qquad (I.76)$$

мұндағы: а мен в-әрбір заттың қасиетіне сай, тұрақты шамалар;

a/v^2 -молекулалардың өзара әсер күшінен пайда болған қосымша қысым;

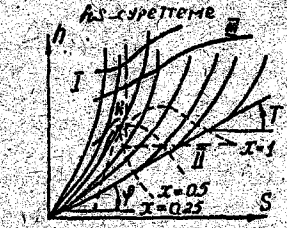
b -молекулалардың көлемін есепке алатын тұрақты шама.

Егер Ван-дер-Ваальс теңдеуінде а мен в нольге тең болса, онда (I.76) теңдеуі мүлтіксіз газдарға сай Клапейрон теңдеуіне ауысатыны көрінеді.

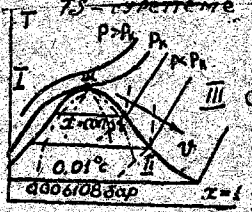
Ван-дер-Ваальс теңдеуі физикалық көп ұғымдарды мысалы ылғалды будың аса салқындалған, аса қызған күйлерін дұрыс көрсетеді. Осы секілді нақты газдың көптеген I50-ден аса басқа теңдеулері кездеседі. Іс жүзінде нақты газдың қасиеттерін тәжірибелік теңдеулерден табылады.

I.IO.3. Су буының h-S және T-S суреттемелері

Су буын есептеуде көп қолданылатын h-S және T-S суреттемелерде шекаралы сызықтың төменгі ($x=0$) және жоғарғы ($x=1$) қанаттарымен үш аймаққа бөлінеді; (I.8 , I.9): I-сұйық; II-ылғалды қаныққан бу және III-аса қызған бу; p, v, T, x тұрақты сызықтары көрсетілген.



18 сурет



19 сурет

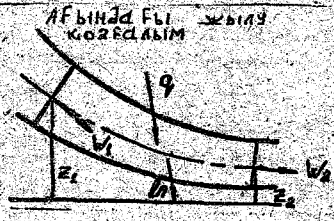
I.II. Жылуқозғалымның үшінші заңы

Жылуқозғалымның үшінші заңы заттардың қасиеттерін абсолют ноль жуығында анықтайды. Энтропияны есептеу қажеттілігі тарихи пайда болған. Егер жылу техникада дене қасиеттерінің нақты бастапқы мәндері онша қажетті болмаса, химиялық құбылыстарда олардың есеп жүргізу мүмкін емес. Неміс химигі В.Нернст абсолют температурадағы энтропияның шамасын анықтау жолын көрсеткен. Кейін тәжірибелермен дәлелденіп ол Нернстың жылулық заңы, яғни жылуқозғалымның үшінші заңы деп аталады. Нернстың жылулық заңының мағынасы: "Абсолют ноль температура жуығында барлық теңдесулі күйіндегі заттардың энтропиялары өзгермей бір-біріне тең болады"

I.I2. Ағынды жылуқозғалымы

I.I2.I. Ағынды газда жылуқозғалымның бірінші заңының түрленуі

Осыған дейін біз газдың ағысы жоқ деп есептедік. Техникалық құрылымдарда газ үлгайып, ағын түрінде кездеседі. Құбырда, арнада аққан газдың қайратының өзгеруін байқайық (I.I0 сурет).



I.I0 Сурет

Көрсетілген I-I жағдайда газдың шамалары: p_1, v_1, f_1, w_1 2-2 жағдайда: p_2, v_2, f_2, w_2, мұнда f_1, f_2 -кіріс шығу қима ауданы, w_1, w_2 -ағынның жылдамдығы. Ағынға берілген q жылудың жаратылатын бағыттары:

-ішкі қайраттың өзгеруіне- $(u_2 - u_1)$

-итерме жұмысқа- $(p_2 v_2 - p_1 v_1)$,

Құбырдың кірісінде, шығысында қысым шамасы әртүрлі болады, сондықтан газды I-I жағдайдан 2-2 жағдайға келтіру үшін итерме жұмыс жасау керек;

-Қозғалыс қайраттың өзгеруіне- $(w_2^2/2 - w_1^2/2)$,

-Мүмкіндік /потенциалдық/ қайраттың өзгеруіне - $g(z_2 - z_1)$,

(мұнда z -ағынның биіктігі, g -еркін құлаудың үдеуі). -Үйкеліс жұмысқа l_y (Газдың бөлшектері бір-бірімен және құбырдың қабырғасымен үйкеліседі) -Техникалық жұмысқа - l_T (Ағынның ішінде жылулық машина қозғалтқыш болуы мүмкін). Сонда жылуқозғалымның бірінші заңын былай жазуға болады:

$$q_{1-2} = u_2 - u_1 + (p_2 v_2 - p_1 v_1) + \left(\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2}\right) + g(z_2 - z_1) + l_y + l_T \quad (I.77)$$

(I.77) теңдеудің дифференциалдық түрі:

$$dq = du + d(pv) + d\left(\frac{w^2}{2}\right) + g\,dz + dl_y + dl_T \quad (I.78)$$

Қажырлық /Энтальпия/ арқылы бірінші заңның екінші түрі жазылады:

$$dq = dh + d\left(\frac{w^2}{2}\right) + g\,dz + dl_y + dl_T \,. \qquad (I.79)$$

Ағындарда қажырлық толық қайратты көрсетеді.

(I.79) теңдеудің жеңіл түрлерін қарайық. Мысалы, техникалық жұмыс $l_T = 0$, үйкеліс жұмыс l_y өте аз деп, және биіктіктің өзгермашылығы аз деп $(dz = 0)$ мынаны жазамыз:

$$dq = dh + d\left(\frac{w^2}{2}\right) \,. \qquad (I.80)$$

Адиабаттық ағында жылу берілмейді, алынбайды, яғни $dq = 0$,

Сонда: $dh + d(w^2/2) = 0$,

$$d(w^2/2) = -dh \,. \qquad (I.81)$$

Осы теңдеуден мынадай қорытынды шығарылады: ағынның жылдамдығы газдың қажырлығына тәуелді:

$$(w_2^2 - w_1^2)/2 = h_1 - h_2 \,. \qquad (I.82)$$

Құбырдың кірісінде $w_1 \approx 0$...

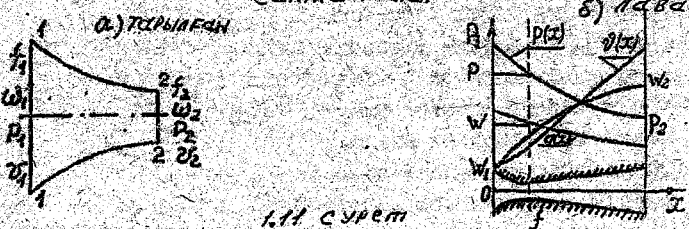
Сонда $h_1 - h_2 = w^2/2$, $w = \sqrt{2(h_1 - h_2)}$ (I.83)

1.12.2. Тарылған саптамадан газдың ағуы

Адиабаттық ағындардың (I.80) мен (I.36) теңдеулерін салыстырып мына қатынасты табамыз:

$$w \cdot dw = -v \cdot dp \,. \qquad (I.84)$$

Тарылған саптама (сопло) деп газдың мүмкіндік қайратын қозғалыс қайратына айналдыруға арналған қондырғыны айтады (1.11. сурет).



1.11 сурет

Тарылған саптамада ағынның жылдамдығы дыбыс жылдамдығына дейін ұлғая алады. Саптаманың ағын бағытындағы кіру қимасындағы ағын көрсеткіштері көбінесе белгілі деп саналады, ал шығу қимасындағы қима ауданы f_2 қысым p_2 белгілі деп, жылдамдық w_2 мен ағын шығынын G анықтау керек болады. Шығу қимасындағы жылдамдықты (I.82) және (1.84) теңдеулерден анықтауға болады

$$w_2 = \sqrt{2\int_{p_2}^{p_1} v\,dp + w_1^2} \,, \qquad (I.85)$$

$$w_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2) + w_1^2} \,. \qquad (I.86)$$

Тарылған саптамадан мұлтіксіз газдың ағынын адиабаттық және $W_1 << W_2$ деп, шыққандағы жылдамдығы (I.82) ден табамыз:

$$W_2 = \sqrt{2\kappa/(\kappa-1)\cdot p_1 v_1 \left[1-(p_2/p_1)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right]} \qquad (I.87)$$

Ағынның массалық шығынын, адиабаттық күй теңдеуін тағы да қолданып, (I.87)-ні өскеріп, табамыз:

$$G = \rho W f = f_2 W_2/v_2 = f_2 \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1}\cdot\frac{p_1}{v_1}\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{\kappa}}\left[1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right]} \qquad (I.88)$$

мұндағы $\beta = p_2/p_1$ өзгермелі шама, оның өзгеруі ағыстың жылдамдығымен байланысты. Ағыстың жылдамдығы дыбыс жылдамдығына жетісімен $(W_2 = W_3)$, қысым $p_2 > p_w$ мәнге жетіп, әрі қарай төмендемейді, айналысындағы ортаның p_w қысымын қашама төмендеткенмен. Оған себеп: $p_w < p_2$, $p_2 = p_w$ болған сиретілулік толқыны жылдамдығы сол дыбыс жылдамдығына тең болғандықтан ағысқа қарсы тарап әсер ете алмайды. Осы себептен массалық шығынына G_w-дан аса алмайды. Егер (I.88)-ді экстремумға зерттейтін болсақ, өзгермелі шаманың шекті мәнін табамыз:

$$\beta_w = \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \qquad (I.89)$$

Бір, екі, үш атомды газдарға және су буына: к= I,67; I,4; I,3; I.I35; β_w = 0,49; 0,528; 0,546; 0,577.

Ағын шығынының және жылдамдықтың мәндерін жоғарғы теңдеулерден табамыз:

$$G_w = f_2 \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa+1}\cdot\frac{p_1}{v_1}\cdot\left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{2}{\kappa-1}}} \quad кг/с, \qquad (I,90)$$

$$W_w = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa+1}\cdot p_1 v_1} = \sqrt{\kappa \cdot p_w \cdot v_w} = \sqrt{\kappa \cdot R T} = W_3. \qquad (I.91)$$

Тарылған саптамадан аққанда газдың ең жоғарғы жылдамдығы жергілікті дыбыс жылдамдығына жетеді.

Саптаманың кіру және шығу қималарының аралығында қысым мен газдың меншікті көлемі v ауыспалы болғандықтан, сол аралықта дыбыс жылдамдығында бірдей болады. Сондықтан саптаманың әр жеріне сай жергілікті дыбыс жылдамдығы болады.

I.I2.3. Лаваль саптамасы

Қалыптасқан ағынның массалық шығыны құбырдың әр қимасында бірдей: $G = \rho W f = const$ (I,92)

(I.92)-нің логарифмдік түрі:

$$d\rho/\rho + dW/W + df/f = 0. \qquad (I.93)$$

Егер физикадан белгілі Лаплас теңдеуін:

$$W_3^2 = (\partial p/\partial \rho)_S, \qquad (I.94)$$

(I.84)-ті және $M = W/W_3$ санын өскерсек (I.93) келесі түрде жазылады:

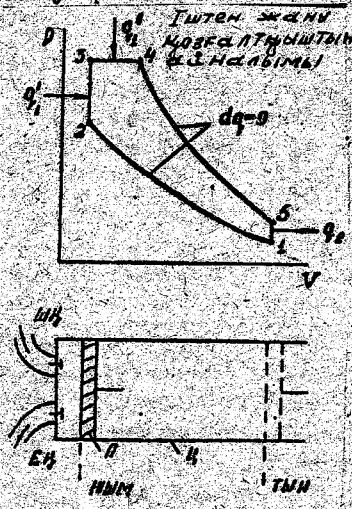
$$df/f = dW/W\,(M^2-1) \qquad M = W/W_3. \qquad (I.95)$$

Осы теңдеуден алатын тұжырымымыз-ағыстың жылдамдығын өсіру үшін, дыбыс жылдамдығынан кем $M<1$ болса, саптаманың қимасын кемітіу, ал дыбыс жылдамдығынан артық $M>1$ болса, саптаманың қимасын өсіру керек екен (I.II б сурет). Осы себептен (I.95)-ті геометриялық әрекеттің айналыс заңы деп, ал оны іске асыратын қондырғыны Лаваль саптамасы деп атайды. Лаваль саптамасы тарылған және кеңейтілген саптамалардан құрылған.

I.I3. Газдық жылукүшті қондырғылардың айналымдары

Іштен жану қозғалтқыштарда жылу өтетін қосымша бөлшектер болмайды. Сондықтан олардың көлемі және салмағы аз, құрылымы қарапайым келеді. Іштен жану қозғалтқыштардың екінші әрекшелігі жұмыстық дененің температурасының жоғарылығы, ол айналымның ПӘК-ін көтереді. Аталған қасиеттер олардың әр түрлі өндіріс салаларында қолдануына себеп болады.

Поршындық іштен жану қозғалтқыштардың айналымдары үш түрге бөлінеді. Жылу жұмыстың денеге көлем тұрақтылығында берілсе Отто, ал қысым тұрақтылығында берілсе Дизель айналымымен істейтін қозғалтқыш болады. Тринклер айналымымен істейтін қозғалтқышта жылу жұмыстық денеге алдымен көлем тұрақтылығында, одан кейін қысым тұрақтылығында беріледі. Осы аралас жылуберу айналымымен істейтін қозғалтқыштың жұмыстық құбылысы жалпы болғандықтан, оның негізгі нобайы мен жұмыс істеу ерекшесін талқылайық (I.I2 сурет).



I.I2 Сурет.

Қозғалтқыштың поршынының (П) ілгері-кері жүрісінің нәтижесінде кривошип-шатун тетігі арқылы иінді білік айналып, механикалық жұмыс істейді. Аралас жану айналымында жанармай араласының бір үлесі алдын-ала дайын болғандықтан, ол тез V тұрақтылығында (2-3 сызығы) жанады, ал қалған үлесі жану құбылысымен қатар берілетін болғандықтан, оның жану жылдамдығы төмен, оның жылулығы Р-тұрақтылығында берілген (3-4 сызығы). жұмыстық жанармай араласы жанып (4-нүктеде) біткенде, жылу беру құбылысы тоқталады да, ары қарай цилиндрдің ішіндегі қысым қоршаған ортаның Р қысымынан артық

болғандықтан кеңею құбылысы (негізгі жұмыс істеу құбылысы) өтеді (4-5 сызығы). Цилиндрдің көлемі ұлғаюмен поршеньнің (ТӨН)-ге қарай жүрісімен, қысым төмендейді. Поршень (ТӨН)-ге жете, шығару қақпақшасы (ШҚ) ашылады да, поршеньнің кері жүрісімен жұмыстық дене (газ) қоршаған ортаға шығарылады.

Сығымдау 1-2 және кеңею 4-5 құбылыстары қоршаған ортамен жылу алмаспайтын адиабаталық құбылыстар. Жұмыстық денеге берілген жалпы жылу мөлшері:

$$q_1 = q_1' + q_1'' = c_v (T_3 - T_2) + c_p (T_4 - T_3) \qquad (I.96)$$

Мұнымен қатар көлем тұрақтылығында сыртқа берілген жылу мөлшерін ескеретін термиялық пайдалы әрекет коэффициентін табамыз:

$$\eta_t = 1 - q_2/q_1 = 1 - c_v (T_1 - T_4) / [c_v (T_3 - T_2) + c_p (T_4 - T_3)] \qquad (I.97)$$

Іс жүзінде, іштен жану қозғалтқыштардың түрлерімен байланысты құрылымдық көрсеткіштер қолданады. Мысалы, поршеньнің ТӨН-ге сәйкес болғандығы цилиндрдің толық көлемінің v_2, ТЖН-ге сәйкес сығымдалған көлемінің v_1 қатынасын қозғалтқыштың сығымдау дәрежесі деп атайды:

$$\varepsilon = v_2 / v_1.$$

Егер қозғалтқыштың сығымдалу ε, қысым көтерілу $\lambda = p_3/p_2$, изобаралық көлем кеңею $\delta = v_3/v_2$ жылу алмаспағандағы көлем кеңею көрсеткіштерін және жылу алмаспағандағы құбылыстардағы теңдеулерін:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}, \quad \frac{T_3}{T_2} = \left(\frac{v_3}{v_2}\right)^{k-1} = \left(\frac{v_3}{v_1}\right)^{k-1} = \delta^{k-1} \qquad (I.98)$$

ескерсек, аралас жылуберу қозғалтқышының термиялық (I.97) ПӘК-ін келесі түрде жаза аламыз:

$$\eta_{TA} = 1 - \frac{\lambda \delta^k - 1}{[(\lambda - 1) + k\lambda(\delta - 1)] \varepsilon^{k-1}}. \qquad (I.99)$$

Ал, Отто $\delta = 1$ және Дизель $\lambda = 1$ қозғалтқыштарының термиялық ПӘК-тері келесі түрде (I.99)-дан табылады:

$$\eta_{TO} = 1 - 1/\varepsilon^{k-1}, \qquad (I.100)$$

$$\eta_{TД} = 1 - (\delta^k - 1) / [k(\delta - 1)\varepsilon^{k-1}]. \qquad (I.101)$$

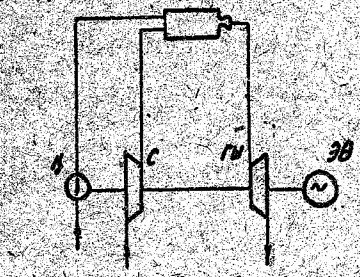
Егер осы үш қозғалтқыштардың ПӘК-терін сығымдау ε дәрежелері бірдей болғанда салыстырсақ, ең тиімдісі Отто айналымы болады.

Бірақ Отто айналымында ауа мен отын газ (бу) қоспасы белгілі температураға жетісімен өздігінен жанып, қысымды аса көтерттірмейді. Ал, Дизель мен Тринклер айналымдарында ауа мен отын жеке қысылып, керекті дәрежелерге жеткізіліп отырады.

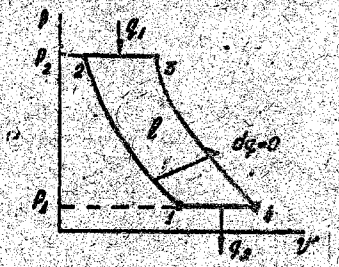
I.14. Газтурбиналық қондырғылардың айналымдары

Поршеньдік іштен жану қозғалтқыштардың бір негізгі кемшіліктері-

ол ілгері-кері поршиннің жүрісімен және оның айналдыруға арналған кривошип-шатун тетіктерінің барлығы және оған байланысты біліктің айналуы бірқалқы болмайтындығы.Сондықтан іштен жану қозғалтқыштарының айналу жылдамдығы төмен болып,қуаттары онша өспейді.Бұл кемшіліктер бір бағытта айналу арқасында газтурбиналық қондырғыларда жойылған.Олардың білік айналуы сандары поршиндік қозғалтқыштарға қарағанда көп артық.Бірақта газтурбиналардың қалақшалары 750° С, ең мықтылары әзірше 1200°С төзе алмайды.Сондықтан газтурбиналардың ПӘК-тері төмен.Дегенмен газтурбиналар ауа,теңіз және теміржол қозғалтқыштары ретінде көп пайдаланады.Қысым тұрақтылығында жылу берілетін газтурбинаның жұмыс істеу өрекесін талқылайық (I.I3 сурет)



I.I3 Газ турбинасы.



I.I4 Газ турбинаның айналымы.

Сығымдағыш (с) ауаны қоршаған ортадан сорып,керекті P_2 қысымға дейін сығымдап,жану камерасына (ЖК) береді.Сонымен қатар (ЖК)-ға қысымдатқыш (К) насос жанармай береді.ЖК-да жанармай мен ауа араласып,қысым тұрақтылығында жанады.ЖК-дан шыққан газдың қайрат мүмкіншілігі жоғары болады.Ол арнайы Лаваль саптамада қозғалыс қайратына ауысып,жұмыстық дененің ағын жылдамдығы көтеріледі.Турбинаның қалақшаларына газ ағынының әсерлігінен турбинаның орта білікте отырған роторы айналып,электрөндіргіш арқылы электр ағыны өндіріледі.Жұмыс істеген газ қоршаған ортаға шығарылады.

Осы келтірілген газтурбинаның үлгілі айналымының суреттемесінде (I.I4 сурет | сығымдау құбылысында (I-2 сызық) қоршаған ортамен жылу алмасу жоқ.Жұмыстық дененге q_1 жылуы,қысым тұрақтылығында беріледі (2-3 сызық).Одан кейін жұмыстық дене шығармада жылу алмаспай кеңейеді (3-4 сызық).4-I (p =тұрақты) құбылысында жұмыстық дененмен газ қоршаған ортаға q_2 жылуы шығады.

Жылу алмаспағандағы термиялық ПӘК:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)}. \qquad (I.I02)$$

Жылу алмаспағандағы құбылыстардың күй теңдеуін:

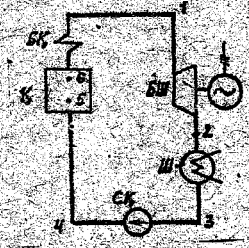
$$T_2/T_1 = (P_2/P_1)^{\frac{k-1}{k}},\quad T_3/T_4 = (P_3/P_4)^{\frac{k-1}{k}} \qquad (1.103)$$

$P_2 = P_3$ мен $P_1 = P_4$ болғандықтан: $\frac{T_2}{T_3} = \frac{T_1}{T_4}$,яғни $\frac{T_1}{T_2} = \frac{T_4}{T_3}$ және β-сығымдағыштың қысым көтерілу дәрежесін ескерсек, келесі түрде табамыз:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}\ ;\quad \beta = \frac{P_2}{P_1}\ , \qquad (1.104)$$

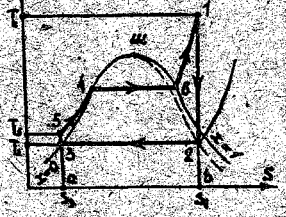
I.15. Бутурбиналық қондырғылардың айналымы

Бутурбиналық қондырғылар-жылу электр станцияларда электрендіргіштерінің негізгі жүргізгіштері.Бұлық жылукүшті қондырғыларда жұмыстық дене ретінде ең жайыла таралған су және оның буы қолданылады.(I.15 сурет)



I.15 сурет.

Бутурбиналық қондырғының негізгі жүргізгіштері



I.16 Сурет

Сығымдағыштан (СК) әкелінген су бу қазанда (К), аса қыздырылған буға (БК) айналады,бу турбинадағы (БТ) қалақшаларына түсіп жұмыс жасайды.Турбина электр өндіргішті айналдырады.Турбинадан шыққан бу шықтағышта (Ш) қайтадан суға айналады.

I.15.1. Ренкин айналымы

Бутурбиналық қондырғылардың ең қолайлысы Ренкин айналымында 2-3 құбылысында (I.16 сурет) буды толық сұйықтатып және 1-ші нүктедегі буды аса қыздырып ,Т температурасын көтереді.Судың сығымдалу көрсеткіштері төмен болғандықтан,оны сығымдауға жұмыс аз жаратылады және сығымдағыштың орнына икемді сұлық қысымдатқыш қолданады.Ренкин айналымы келесі құбылыстардан құралған:1-2 бутурбинада өтетін жылу алмаспағандағы кеңею құбылысы: 2-3 -тұрақты P қысымы мен тұрақты T температурасындағы буды суға айналдыратын құбылыс:3-5 қысымдатқыштағы судың сығылу құбылысы оған жаралатын жұмыс аз болғандықтан,көбінде 5 нүктесі 3 нүктесіне қосылып кетеді .(5-4-6-1)тұрақты p қысымындағы:суды қыздыру -5-4, суды буға айналдыру - 4-6 ,және буды аса қыздыру құбылыстары - 6-1 .

Ренкин айналымының тағы бір ерекшелігі -ол 2 -ші нүктедегі буды құрғақтылық дәрежесінің жоғарылауы.Осы себептен бутурбинаның

жұмысы дұрысталады және аса қызған будың қажырлығы молырақ пайдаланылл.

Ренкин айналымының тиімділігі де аталған ерекшеліктерінде.Оның ПӘК келесі түрде анықталады:

$$\eta_t^p = 1 - \frac{h_2 - h_3}{h_1 - h_3} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_3} = \frac{l_a}{q_1}, \qquad (I.105)$$

мұндағы: l_a -айналымның пайдалы жұмысы:

q_1 -айналымдағы денеге берілген жылулық;

h_1, h_2 -турбинаның кірісіндегі және шығысындағы қажырлықтар;

h_3, h_4 -қыздырылатын судың бастапқы қажырлығы.

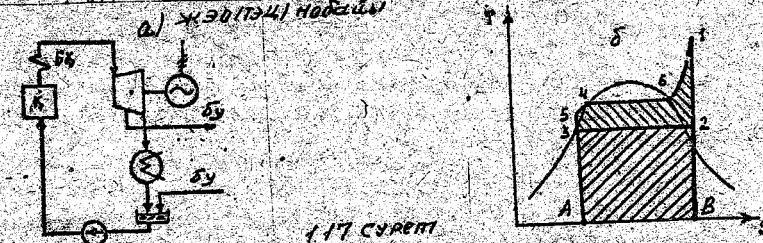
I.15.2. Жылуөндірістік айналым

Тек қана электр қайратын өндіруге арналған жылу электр станцияларды конденсациялық электр станция- КЭС деп атайды.Ал,электр және жылу қайратын аралас өндіретін жылу электр станциялары жылу электр орталықтары айналым- ЖЭО-ТЭЦ деп атайды.Олардың айналым мен турбина деген атарына жылу өндірістік деген қосымша сөз жалғанады.Жай конденсациялық турбинадан жұмыс істеп шыққан будың қысымы мен температурасы 3÷4 кПа мен 25÷30 °С-қа жуық, ал өндірістік турбинадан шыққан будың көрсеткіштері жоғары:

p_2 = I50÷ 260 кПа; t_2=I80° С.

Жылу өндірістік айналымда турбинаның аралық сатыларынан бу,өндірісті ыстық сумен қамтамасыз ету үшін алынады (I.I7 сурет,а).Өндірісте пайдалануынан су суып қайтып айналымға қосылады.

Кестемеге қарағанда (I.I7.Сурет,б) [I-2-3-4-5-6-I]- ауданы айналымда істелген және электрқайратына арналған жұмысқа тең,ал [A-3-2-B-A] ауданы өндіріске берілген жылу мөлшеріне тең.



I.I7 сурет

Жылуөндірістік айналымның тиімділігін көрсетуге жылу пайдалану коэффициенті К қолданады.Ол айналымда істелген пайдалы жұмыс $l_э$ пен өндіріске берілген жылулықтың q_2 қосындыларының,жанармайдың /көмірдің/ жанғандығы шыққан жылу мөлшері қатынасына тең:

$$K = \frac{l_э + q_2}{q_1}. \qquad (I.106)$$

Ол жылу электр орталығында қолданатын көрсеткіштер арқылы:

$$K = (N_э + Q_\theta)/B \cdot Q_T^p, \qquad (I.107)$$

мұндағы: $N_э$ -қондырғының электр қуаты;

Q_θ -сыртқы өндіріске берілген жылу қайраты;

B -сағаттық жанармай шығыны;

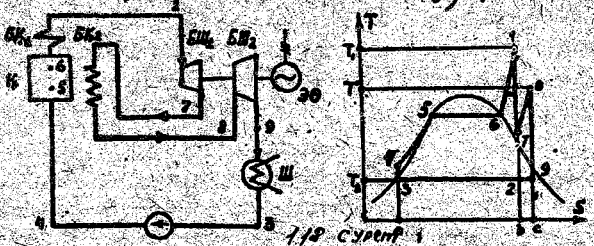
Q_T^p -жанармайдың жану жылулығы.

I.15.3. Аралық ысытумен Ренкин айналымы

Ренкин айналымын аралық ысыту әдісін қолданып дамытуға болады. Нәтижесінде бушығырмалық қондырғының термиялық пайдалы әрекет коэффициенті мен шығырмадан шыққан будың құрғақтық дәрежесі көтеріледі.

Аралық ысытумен істейтін бушығырмалық қондырғының құрылу нобайы мен T-S-суреттемесі (I.18 суретте) көрсетілген.

а) нобайы — аралық ысыту б) TS-кестеме



1.18 сурет

Жоғарыдағы жәй Ренкин айналымына қарағанда мұнда екі су қыздырғыш БК₁ пен БК₂ және екі бушығырмалар болады. Бу бірінші шығырмадан (жоғары қысымды) шығын (I-7 құбылыс), аралық қыздырғыштан БК₂ қайтадан ысытылып (7-8 құбылыс) екінші шығырмаға (төменгі қысымды) барады. Одан шыққанда (8-9) құбылыс будың құрғақтық дәрежесі (X_2), бірінші шығырмадан шыққандағыға қарағанда (X_1) жоғарылау болады.

Аралық ысытумен Ренкин айналымының термиялық ПӘК-ін мына түрде келтіруге болады:

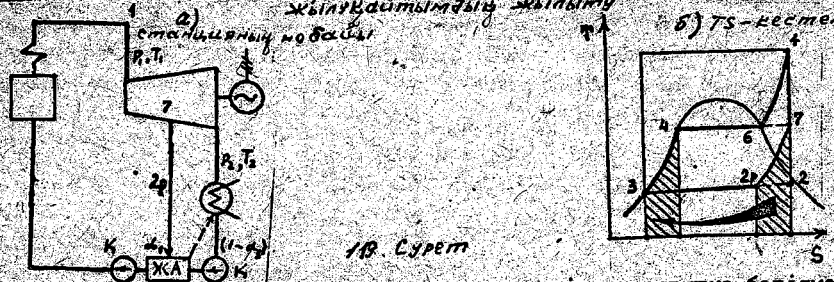
$$\eta_T^a = \frac{(h_1-h_7)+(h_8-h_7)+(h_5-h_3)}{(h_1-h_5)+(h_8-h_3)}. \qquad (I.108)$$

Қазіргі уақытта бірнеше аралық ысыту әдістері қолданылады.

I.15.4. Жылуқайтымды /регенератиәтік/ жылыту

Бутурбиналық станцияларда (I.19.Сурет,а) арнаулы су жылытқыштар қойылады /суретте бір су жылытқыш көрсетілген/. Турбинаның белгіленген сатысының бу алынып жылуқайтымдық жылытқышта /ЖА/ қазанға берілетін суды қыздырады. Істелген бу қайтадан бу айналымына қосылады. Осындай әдіс бутурбиналық айналымның тиімділі-

гін өсіреді (1.19 сурет,б). Кестеде көрсетілгендей (2р-7-2) сызық-



1Б. Сурет

тардың астындағы ауданына сәйкес жылу мөлшері шықтанғышқа берілмей қайтадан айналымға кіргізіледі /3-4 сызықтың астындағы сәйкес жылу мөлшері/.

Негізгі мағынаны былай түсіндіруге болады.Іс жүзінде қазіргі станцияларда жылудың көп үлесі / $\leq$ 50 %/ шықтанғышқа беріледі. Ал турбинаның сатыларынан әдейі алынған бу шықтанғыштан өтпей тік қазанға берілетін суды қыздырады.Сатыдан алынған будың бөлшегі шынында турбинаның ағыс арнасынан толық өтпей электр шығаруы азаяды.Бұл шығын шықтанғышқа берілген шығынға қарағанда аз болады.Сондықтан жылуқайтымды жылытқыштар /саны 4 ÷ 8 болуы мүмкін/станцияларда жиі пайдаланады.Осы әдіс арқылы бутурбиналық станцияның тиімділігі 5 ÷ 8 %-ке көтеріледі.

I.16. Айналымдардың тиімділігін талқылау әдістері

Кез-келген нақты жылукүшті қондырғыларда қайтымсыз құбылыстардың нәтижиесінде әртүрлі шығындар болуы мүмкін.Мысалы,жұмыстық дененің қондырғының әр бөлшегінен өту жолында,үйкеліс шығындары,қоршаған ортаға өздігімен өтетін қайтымсыз жылу шығындары,құбырлардағы әртүрлі кедергілердегі қайрат шығындары және т.б. Жылукүшті қондырғылардың айналымында шығындардың түрлерін анықтап және оны есепке ала білу сол қондырғыларды тиімді жұмыс істетуге өте қажет.

Қазіргі уақытта айналымның тиімділігін талқылау әдістерінің үш түрі белгілі:пайдалы әрекет коэффициенттері әдісі,энтропиялық қайрат шығынын есептеу әдісі және түрлендірулік (эксергиялық) әдіс. Жылудың ыстық көзін пайдаланып механикалық электрлік қайрат беретін жылу күшті қондырғылардың тиімді жұмыс істеуін негізінде үш көрсеткіштері анықтайды:

1) Үлгілі айналымның термиялық П.Ә.К-і;
2) Айналымда жұмыстық денені сығымдауға жаралған жұмыс шамасы;
3) Айналымның нобайы мен керсеткіштеріне байланысты жылудың суық көзіне қоршаған ортаға берілетін жылу шығыны.

Айналымның тиімділігін пайдалы әрекет коэффициенттер әдісімен талқылайық.Айналымда құрастыратын нақты құбылыстардың түріне байланысты оларды қайтымды құбылыстармен салыстырып қайрат шығындары есепке алынады.Мысалы,қайтымды көнеш құбылысында істелген жұмыс үлгілі шығынсыз $\ell_к^r$ ең жоғары болып саналса,қайтымсыз нақты құбылыста үйкеліс шығындарымен және қоршаған ортаға жылу өтетін болғандықтан істелген нақты жұмыстың мөлшері $\ell_к''$ төмен болады.Осы шығынданған жұмыс қайраты ішкі салыстырмалық ПӘК-пен есепке алынады:

$$\eta_{ic}^T = \frac{\ell_к''}{\ell_к^r} \quad . \qquad (I.108)$$

Қазіргі уақытта жоғары қуатты бумашармалардың ішкі салыстырмалық ПӘК -і $\eta_{ic}=0.85 \div 0,9$ шамасында жатыр.

Қайтымды сығымдау құбылысында үлгілі жұмысты $\ell_к^r$ белгілесек,нақты қайтымсыз құбылыста қаралған жұмыстың мөлшері $\ell_к''$ үлгіді жұмыстан артық,яғни $\ell_к'' > \ell_к^r$.Сонда сығымдағыштың ішкі салыстырмалық ПӘК -і былай болады: $\eta_{ic}^c = \frac{\ell_к^r}{\ell_к''}$. η_{ic}^T (I.109)

Қазіргі уақытта $\eta_{ic}^c=0,85 \div 0,9$, яғни η_{ic}^T шамасында.

Ал енді,айналымдағы ішкі салыстырмалық ПӘК -ін анықтайтын болсақ,ол нақты қайтымсыз айналым жұмысының $\ell_а''$ үлгілі қайтымды айналым жұмысының $\ell_а^r$ қатынасымен анықталады:

$$\eta_{ic}^a = \ell_а'' / \ell_а^r = (\ell_к'' \cdot \eta_{ic}^T - \ell_к'' / \eta_{ic}^c) / \ell_а^r \quad . \qquad (I.110)$$

мұндағы $\ell_а^r = \ell_к^r - \ell_к''$-үлгілі айналымдағы жұмыс мөлшері.Сонда айналымның толық ішкі ПӘК-і былай анықталады:

$$\eta_i^a = \eta_{ic} \cdot \eta_T \quad . \qquad I.111$$

айналымдағы денеге берілген жылудың нақты жұмысқа айналған үлестігін көрсетеді.Енді осы нақты жұмыстың $\ell_а''$ бір шамасы,механикалық үйкеліс жұмыстарына $\ell_м''$(подшипниктерде,май беру қысымдағыштарында және т.б) шығындалады.Олардың шамасы механикалық ПӘК -пен сипатталады: $\eta_м = \frac{\ell_а''}{\ell_і''}$, $\ell_і'' = \ell_а'' - \ell_м''$ (I.112)

Сонда айналымның толық тиімділік ПӘК-і мына түрде анықталады.

$$\eta_e^a = \eta_м \cdot \eta_i^a \qquad (I.113)$$

(I.111) теңдеуді ескеріп $\eta_e^a = \eta_м \cdot \eta_{ic} \cdot \eta_T$ (I.114)

Сонда өндіргішке берілген жылу мөлшері :

$$l_a^{м} = \eta_e^{a} \cdot q_1 \qquad (I.115)$$

Сонымен қатар электр өндіргіштерде механикалық және электрлік шығындар болады,егер оны былай белгілесек $\eta_э$,ол мына теңдеумен анықталады:

$$\eta_э = l_э / l_a^{м} \qquad (I.116)$$

мұндағы $l_э$-электр қайратына ауысатын жұмыс мөлшері.
Егер,толық электрлік ПӘК түсінігін өндірсек,ол мынаған тең:

$$\eta_e^{э} = \eta_э \cdot \eta_м \cdot \eta_{ic} \cdot \eta_т \qquad (I.117)$$

Сонда электр қайратына ауысатын жылудың үлесі былай талқыланады:

$$l_a^{э} = \eta_e^{э} \cdot q_1 = \eta_э \eta_м \cdot \eta_{ic} \cdot \eta_т \cdot q_1 \qquad I.118$$

Жылудың электр қайратына ауысу жолдарында тағы басқа шығындар болса/мысалы,құбыр жүйелерінде,қазан құбырларында және т.б/,олар осы келтірілген әдіспен ұқыпталады.Әрбір шығындардың үлестігін анықтап,оларды төмендете жылу күшті қондырғылардың тиімділігін көрсетуге болады.

Сөйтіп ,айналымның тиімділігін пайдалы әрекет коэффициенттер әдісімен талдағанда былай тұжырымдауға болады.Нақты айналымның қайтымды үлгілі айналымнан айырмашылығы ішкі салыстырмалық ПӘК-пен есепке алынып,қондырғылардың барлық бөлшектеріндегі қосымша қайрат шығындарын қоса есептегендегі қондырғының толық тиімділік ПӘК -і $\eta_e^{к}$ былай анықталады:

$$\eta_e^{к} = \eta_т \cdot \eta_{ic}^{a} \cdot \sum_{i=1}^{n} \eta_e(i) \qquad (I.119)$$

2.ЕКІНШІ ТАРАУ. ЖЫЛУАЛМАСУ НЕГІЗДЕРІ

2.1. Жылуалмасудың түрлері.Негізгі түсініктер мен анықтамалар

Жылуалмасу пәнінде қатты,сұйық және газ тәрізді денелердегі жылудың таралу құбылыстары қарастырылады.Бұл құбылыстар өздерінің физика-механикалық табиғаты жағынан әртүрлі және өте күрделілігімен ерекшеленеді.Жалпы,жылу үш тәсілмен беріле /алмаса/ алады:жылуөткізгіштікпен,конвекциямен және сәуле шығару арқылы.Жылу берілудің бұл үш түрінің айырмашылықтары көп және әрқайсысы өз заңдарымен сипатталады.

Жылуөткізгіштік температуралары әр түрлі бірімен бірі тікелей жанасып тұрған денелердің немесе дене бөліктерінің арасында болады. Жылуөткізгіштік жылу берілу құбылыстары молекулалық деңгейде қарастырады.Металлдарда жылу жылуөткізгіштік арқылы берілгенде бос электрондар үлкен роль атқарады.Жылудың жылуөткізгіштік арқылы берілуі дененің физикалық қасиеттеріне,геометриялық өлшемдеріне және температуралық айырмасына байланысты.

Конвекция тек газдар мен сұйықтарда болады да,газдың немесе сұйықтың температурасы әртүрлі көлемдерінің орын ауыстыруы нәтижесінде іске асады.Конвективті жылуалмасудың қарқындылығы газдың немесе сұйықтың жылдамдығы көп болған сайын жоғары болады,және онымен әрқашан да жылуөткізгіштік қатар жүреді,себебі конвекция кезінде газдың /сұйықтың/температурасы,әртүрлі бөлшектерінің тікелей жанасуы да орын алады.Жылудың осындай бір мезгілде конвекциямен және жылуөткізгіштікпен берілуі конвективті жылуалмасу деп аталады.

Конвективті жылуалмасу еріксіз немесе еркін болуы мүмкін.

Еріксіз конвективті жылуалмасу деп жұмысшы дененің газдың,немесе сұйықтың қозғалысы жасанды түрде,сыртқан әсер етуші күштің әсерінен пайда болғандығы (желдеткіштің,араластырғыштың,айдағыштың т.б.көмегімен) конвективті жылуалмасуды айтады.

Табиғи,немесе еркін конвективті жылуалмасу деп жұмысшы дененің қозғалысы газдың немесе сұйықтың жеке көлемдерінің қызған немесе суыған кезде тығыздықтары өзгеруінің салдарынан пайда болған конвективті жылуалмасуды айтады.

Сұйық немесе газ ағыны мен қатты дененің беті арасындағы конвективті жылуалмасуды конвективті жылу берілу немесе жай ғана жылу беру деп атайды.

Сәулелік жылуалмасу деп жылудың электромагниттік толқындар арқылы тасымалдануын айтады.Сәулелік жылуалмасу мынандай үш кезеңде

іске асырылады:дененің ішкі энергиясы электромагниттік толқындар энергиясына өзгереді,электромагниттік толқындардың таралуы және, ең соңында,электромагниттік толқындар энергиясының басқа денемен сіңірілуі.

Жылуалмасудың барлық үш түрі орын алған жағдайда оны күрделі жылуалмасу деп атайды.Мұндай жылуалмасудың заңдылықтарын оқып-үйрену қиын,сондықтан оның әр түрін жеке есептеп алып,тек сонан кейін күрделі жылуалмасуды есептеп шығарады.

2.2. Температуралық өріс және температура градиенті

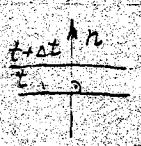
Денені қыздырғанда оның әрбір нүктесінде температура әртүрлі болады және сол әрбір нүктедегі температура уақыт бойынша да өзгеріп тұрады:

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

мұнда x, y, z-үш өлшемді координата жүйесі, τ -уақыт.

Егер денедегі температурасы бірдей нүктелерді өз ара қалғастырып бет жасалса,оны изотермалық бет дейді.Енді температуралары t және $t+\Delta t$ болатын көршілес екі изотерманы қарастырайық.(3.1 сурет).

Температура градиенті



Температура градиенті деп изотермалық беттен температураның өсу жағына қарай тік бағытталған векторды айтады:

$$\lim_{\Delta n \to 0} \frac{\Delta t}{\Delta n} = grad\, t,$$

2.1 сурет.

$$grad\, t = \frac{\partial t}{\partial n}. \qquad (2.1)$$

2.3. Жылуөткізгіштік.Фурье заңы.

Кез келген денеде жылу таралуы үшін оның әр түрлі нүктелерінде температура айырмашылығы болуы қажет.Изотермалық беттің шексіз кішкентай ауданы dF арқылы $d\tau$ уақыты ішінде өткен dQ жылу мөлшері мен температура градиенті $\frac{\partial t}{\partial n}$ арасындағы байланыс Фурье заңы бойынша былайша өрнектеледі:

$$dQ = -\lambda \cdot grad\, t\, dF\, d\tau, \quad \frac{Дж}{} \qquad (2.2)$$

мұндағы λ -жылуөткізгіштік көрсеткіші $Вт/(м \cdot К)$

минус таңбасы жылу ағынының таралу бағытында температураның азаюын көрсетеді.

Изотермалық беттің бірлік ауданы арқылы уақыт бірлігі ішінде өтетін жылу мөлшерін жылу ағынының тығыздығы деп атап, q арқылы белгілейді:

$$q = \frac{dQ}{dF\, d\tau} = -\lambda \cdot grad\, T, \quad \frac{Вт}{м^2}. \qquad (2.3)$$

Соңғы теңдеуді ескере отырып жылу мөлшерін былайша табуға болады:

$$Q = \int_0^{\tau}\int_F q\,dF\,d\tau = \int_0^{\tau}\int_F -\lambda\frac{\partial t}{\partial n}\,dF\,d\tau \;,\; Дж. \qquad (2.4)$$

2.3.1. Жылуөткізгіштіктің дифференциалдық теңдеуі

Жылуөткізгіштікпен берілетін жылу құбылысын сипаттайтын шамалары дифференциалдық теңдеуі арқылы анықталады:

$$\frac{\partial t}{\partial\tau} = \frac{\lambda}{\rho\cdot c}\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 t}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\right) = a\cdot\nabla^2 t \;, \qquad (2.5)$$

Мұнда $a = \lambda/\rho\cdot c$ –температура өткізгіштік көрсеткіші,

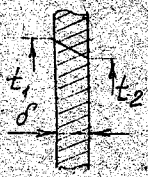
ρ –дененің тығыздығы,

c –дененің жылу сыйымдылығы.

Осы теңдеуді шығару үшін шекті шарттарды білу керек.Мысал ретінде осы теңдеудің бір шешу жолын төменде көрсетіледі.

2.3.2. Жазық қабырғаның жылу өткізгіштігі

Қалыңдығымен салыстырғанда басқа екі өлшемі өте үлкен болатын жазық бір қабат шексіз қабырғаны қарастырайық.Мысалы z, y бағыттарының өлшемдері ($X=\delta$) бағытының өлшемінен өте үлкен.Бұл жағдайда жазық қабырға жылу өтуі температура T тек X бағытында ғана өзгереді.Екіншіден, $\frac{\partial t}{\partial\tau}=0$ деп есептейміз, үшіншіден, $t_1 = Const$ және төртіншіден $\lambda = const$ жылу ағыны q мен температураны $t=f(x)$ табу қажет. Осындай шарттарды орындай отырып, жылу өткізгіштіктің жалпы дифференциалдық теңдеуінен мынадай теңдеу аламыз: $a\cdot\partial^2 t/\partial x^2 = 0$, $a\neq 0$ олай болса $\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}=0$, $\partial t/\partial x = const = A$



2.2. Сурет.

Соңғы өрнектен тағы интеграл алсақ: $t = Ax + B$,бұл түзудің теңдеуі.A мен B-ны табайық: $X=0$ кезінде $t = t_1 = B$;ал $X=0$ болса:

$$t - t_2 = A\cdot\delta + t_1$$

Сонда: $A = \frac{t_2 - t_1}{\delta} = \frac{dx}{dt}$

Фурье заңынан: $q = -\lambda\cdot grad\,t = -\lambda\frac{dx}{dt}$

$$q = -\lambda\frac{t_2 - t_1}{\delta} = \lambda\frac{t_1 - t_2}{\delta} \qquad (2.6)$$

Осы өрнекті былай жазуға болады:

$$q = \frac{t_1 - t_2}{R}\;,\; R = \frac{\delta}{\lambda}\;, \quad R\text{ –жылулық кедергі} \qquad (2.7)$$

2.4. Конвективтік жылуалмасу

Конвекция арқылы жылу берілу сұйықтар мен газдарда болады,ол

сұйық /газ/бен қатты дене арасындағы конвективті жылу алмасу конвективті жылу берілу деп аталады. Бұл жағдайда сұйықтан қабырғаға немесе керісінше берілген жылу ағыны қалыптасқан тәртіпке Ньютон- Рихман теңдеуімен (заңымен) анықталады:

$$Q = \alpha F (t_c - t_к), \qquad (2.8)$$

мұндағы α -жылу беру коэффициенті, $Вт/(м^2К)$;

F -дене бетінің ауданы, $м^2$;

$t_c, t_к$ -сұйықтың ортаның және қабырғаның температурасы, К.

Жылу беру коэффициентінің(α) жылу өткізгіштік коэффициентінен (λ) бір ерекшелігі ол λ сияқты тұрақты физикалық шама емес және көптеген факторларға тәуелді: сұйық пен қабырғаның температурасына, олардың арасындағы температуралық тегеурінге, жылу ағынының бағытына, дене пішіні мен өлшемдеріне, сұйықтың физикалық қасиеттеріне, сұйықтың жылдамдығына және т.б.

Сұйықтың қозғалу тәртібі α -ға әлеулі әсер етеді. Сұйықтың қозғалысын негізінде екі түрге бөледі: ламинарлы (ретті) және турбулентті (ретсіз) қозғалыстарға.

Ламинарлы қозғалыс дегеніміз-сұйықтың әр қабаты бір-бірімен араласпай, ағын жылдамдығы аз болғандығы байқалатын қозғалыс.

Турбулентті қозғалыс дегеніміз-сұйықтың қабаттары бір-бірімен араласып, ретсіз қозғалуы, ол ағынның жоғары жылдамдықтарында байқалады.

Ламинарлы қозғалыстан турбулентті қозғалысқа ауысу ағынның бір нүктесінде емес, белгілі бір ұзындығында іске асады, ал осы ұзындық тағы қозғалыс өтпелі қозғалыс /тәртіп/ деп аталады.

Қозғалыс тәртібі белгілі оқымысты Рейнолс өсімімен аталатын өлшемсіз сана:

$$Re = \frac{\bar{W} \cdot L}{\nu}, \qquad (2.9)$$

мұндағы $\bar{W}$ -сұйық қозғалысының орташа жылдамдығы,

L -сипаттамалық өлшем /ол ағынға көлденең түрған цилиндрдің диаметрі, немесе ағын бойынша түрған құбырдың ұзындығы, немесе жалпақ дененің ені/, $м$

ν -сұйықтың кинематикалық тұтқырлығы, $м^2/с$

Құбырларда Рейнолс саны $Re \leq 2300$ болса-қозғалыс ретті /ламинарлы/, $Re > 2300$ -қозғалыс ретсіз /турбулентті/ болады. Тәжірибеден шыққан қорытынды: ретсіз қозғалыста конвективтік жылуалмасу өте қарқынды болады. Конвективтік жылуалмасудың көрсеткіші /α/ көп айнымалы функция деп есептеуге болады:

$$\alpha = f(\bar{w}, \lambda, \nu, \rho, c, Re, t \dots) \qquad (2.10)$$

2.4.1. Ұқсастық теориясы туралы түсінік

Егер (2.10) тәуелділігін әр бір жеке жағдай үшін табатын болсақ, онда көптеген эмпирикалық /тәжірибелік/ теңдеулер шығар еді, және оларды басқа, сәл ғана айырмашылығы болатын құбылыстар үшін пайдалануға болмас еді. Бұл әрі тәжірибелік зерттеудің негізгі кемшілігі болып табылады.

(2.10) функциялық шамалардың арасындағы дифференциалдық теңдеу түрінде көрсетуге болады. Ол теңдеуді шешу (интеграл алу) көп жағдайда қанағаттырмайды. Бұл екінші, тәсілдің кемшілігі.

Сондықтан бұл екі тәсілді өз бетімен іс жүзіндегі есептерді шешуде тиімді пайдалану мүмкін емес. Ал егер осы екі тәсілдің оң жақтарын біріктіріп, бір бүтін тәсіл құрсақ, онда табиғаттағы әр түрлі құбылыстардың зерттеуге қолдануға болатын әмбебап құрал тәсіл жасай аламыз. Осындай біріктіруді ұқсастық теориясының көмегімен іске асырамыз: ол дифференциалдық теңдеулер мен бір мәнділік шарттарынан интегралдауды орындамай-ақ біраз шешімдер шығарады, сөйтіп тәжірибелер жасау, оның нәтижелерін өңдеуге теориялық негіз жасайды.

Ұқсастық теориясы ұқсас құбылыстар жайындағы ілім болып табылады.

Физикалық құбылыстар ұқсас деп саналады, егер:

1) олар геометриялық ұқсас жүйелерде өтетін болса және барлық сәйкес нүктелердегі бірдей аталатын шамалардың қатынастары тұрақты сан болса. Бұл қатынастар ұқсастық тұрақтысы /константасы/ деп аталады, мысалы $M_L = L_1/L_2$;

2) құбылыстағы ұқсастық белгілемелері бірдей болса. Ұқсастық белгілемелері дегеніміз құбылысты сипаттайтын шамалардан құралған өлшемсіз көшендер. Ұқсастық белгілемелері өрікті түрде құрастырылмайды, олар құбылысты сипаттайтын теңдеулерден шығарылады;

3) ұқсас құбылыстарды сипаттайтын белгілемелік теңдеулер бірдей болса, немесе анықтаушы белгілемелер тең болса.

Конвективті жылуалмасуда мынандай белгілемелер жиі қолданылады:

$Nu = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda_c}$ – Нуссельт белгілемесі, сұйық пен қатты дене арасындағы жылуалмасуды сипаттайды, көп жағдайда анықталушы белгілеме болып келеді;

$Re = \frac{\bar{w} \cdot L}{\nu}$ – Рейнольдс белгілемесі, инерция күштерінің тұтқырлық күштеріне қатынасын сипаттайды және сұйықтың қозғалысының түрін анықтайды;

$Pr = \frac{\nu}{a}$ -Прандтль белгілемесі, сұйықтың физикалық қасиеттерін анықтайды;

-Пекле белгілемесі, конвекциямен және жылу өткізгіштікпен берілген жылу мөлшерінің қатынасын көрсетеді;

$Fo = \frac{a \cdot \tau}{l^2}$ -Фурье белгілемесі, температура өрісінің өзгеру жылдамдығы мен дененің физикалық қасиеттері мен өлшемдерінің арасындағы байланысты көрсетеді, басқаша айтқанда өлшемсіз уақыт деп аталады;

$Gr = \frac{g \cdot \rho \cdot \Delta t \cdot l^3}{\nu^2}$ -Грасгоф белгілемесі, сұйықтың тығыздығы әр түрлі болған кезде пайда болатын көтеруші күштер мен молекулалық үйкеліс күштерінің қатынасын көрсетеді;

$Fr = \frac{g \cdot l}{\bar{w}^2}$ -Фруд белгілемесі, еркін күштерінің ауырлық күштеріне қатынасын анықтайды;

$Eu = \frac{\Delta p}{\rho \bar{w}^2}$ -Эйлер белгілемесі, қысым күштері мен еркін күштерінің қатынасын көрсетеді.

Қалпы жағдайда конвективті жылу алмасудың белгілемелік теңдеуін мына түрде жазуға болады:

$$Nu = f(Re, Pr, Gr) \qquad (2.1)$$

Бұл теңдеудің түрі әдетте тәжірибе арқылы анықталады.

2.4.2. Конвективті жылу алмасу құбылыстарын үлгілеу.

Физикалық барлық құбылыстарды, оның ішінде жылу құбылыстарын да тәжірибелік зерттеуді нақты түрінде немесе оның үлгісінде өткізуге болады. Ал үлгіде тәжірибе жасау экономикалық және техникалық жағынан тиімді болып табылады.

Бір физикалық құбылысты, тәжірибелік зерттеуді кішірейтілген үлгіде жасау үлгілеу деп аталады. Егер үлгіде жасалған тәжірибенің нәтижелерін өлшемсіз кешендер арқылы өңдесек, онда тәжірибе нәтижелерін нақты қондырғыға да пайдалануға болады, және осы тәжірибеге ұқсас құбылыстардың бәріне де дұрыс болады.

Үлгі негізінде ұқсас болу үшін төмендегі шарттарды орындау қажет:

1) үлгідегі және негіздегі құбылыстардың физикалық табиғаты бірдей болып, бірдей дифференциалдық теңдеулермен сипатталуы тиіс;

2) бір мәнділік шарттары барлық жағынан бірдей болуы тиіс, тек осы шарттардағы тұрақтылардың сан мәндері әр түрлі болуы мүмкін.

Ал бір мәнділік шарттары өз кезегінде мыналарды талап етеді:

-үлгі мен негіздің геометриялық ұқсас болуы;

-үлгі мен негіздің кіреберіс қималарында сұйықтың қозғалысының ұқсас болуын;

-үлгі мен негіздің сәйкес нүктелеріндегі физикалық шамаларының ұқсас болуын;

-сұйық шекараларында температура өрістерінің ұқсас болуын және үлгі мен негіздің сәйкес мәндерінде аттас анықтаушы белгілемелердің сан мәндерінің бірдей болуын.

Бірақ үлгі мен негіздің ұқсас болуының барлық шарттарын орындау қиын, сол себепті ағынды тұрақты және тәуелсіз деп есептеп жергілікті әдісін пайдаланатын жуықтап үлгілеу тәсілі қорытылып шығарылған.

2.5. Жазық қабырға арқылы жылу берілу.

Жылу берілу деп жылудың бір сұйықтан екінші сұйыққа араларын бөліп тұрған қабырға арқылы тасымалдануын айтады (2.2 сурет).

Берілгені: $t_{c1}=Const$, $t_{c2}=Const$, λ, δ, $\partial\tau/\partial\tau=0$.

табу керек: q, t_1, t_2

2.3 Сурет.

$$\left.\begin{aligned} q &= \alpha_1(t_{c1}-t_1) \rightarrow t_{c1}-t_1=\frac{q}{\alpha_1} \\ q &= \frac{\lambda}{\delta}(t_1-t_2) \rightarrow t_1-t_2=q\cdot\frac{\delta}{\lambda} \\ q &= \alpha_2(t_2-t_{c2}) \rightarrow t-t=q/\alpha_2 \end{aligned}\right\} \quad (2.12)$$

$$t_{c1}-t_{c2}=q\cdot\left(\frac{1}{\alpha_1}+\frac{\delta}{\lambda}+\frac{1}{\alpha_2}\right)$$

$$q=\frac{t_{c1}-t_{c2}}{\frac{1}{\alpha_1}+\frac{\delta}{\lambda}+\frac{1}{\alpha_2}} \quad (2.13)$$

Мұндағы: $1/\alpha_1$, δ/λ, $1/\alpha_2$ -жылулық кедергілер 2.14

$$q=K\cdot(t_{c1}-t_{c2}) \quad (2.15)$$

$$K=\frac{1}{1/\alpha_1+\delta/\lambda+1/\alpha_2} \quad (2.16)$$

Мұндағы К-жылу берілу көрсеткіші.

2.6. Сәулелік жылуалмасу

Әр дене өзінің температурасын Кельвин өлшемімен өлшегенде нөлден жоғары болса өзінің іштегі жылу қайратын /энергиясын/ сәулеленумен шығарады. Сәулелену электромагниттік толқындардың бір түріне жатады. Сәулеленудің қасиеттері толқынның ұзындығына тәуелді. Жалпы жағдайда электромагниттік толқындардың өзінің ұзындығына сәйкес былай түрленеді:

Ғарыштық және γ -сәулелер - $\lambda = 0,1Å - 10Å$

/Мұнда Å-ангстрөм, $1Å = 10^{-7}$ мм/

Рентген сәулелері $\lambda = 10Å - 200Å$

Жоғарғы күлгін сәулелері $\lambda = 200Å \div 0,4$ мкм

Жарық сәулелері $\lambda = 0,4 \div 0,8$ мкм

Осы сәулелер адамның көзіне сезім береді.

Жылулық /төменқызғылт/ сәулелер, $\lambda = 0,8 \div 400$ мкм

Радио сәулелері $\lambda \geq 400$ мкм.

Жылуалмасу қарқынды болу үшін сәулелердің ұзындығы мына шекті арасында болу керек: $\lambda = 0,8 \div 400$ мкм

Денеден барлық бағытқа таралған сәулелерді толық сәулелік ағыны дейді $Q[Вт]$. Ал, дененің бірлік бетінен таралған сәулелерді дененің сәуле шығарғыштық қабілеті дейді; оның өрнегі:

$$E = dQ/dF, \quad Вт/м^2. \qquad (2.17)$$

E-дененің $1м^2$ бетінен 1 секундте таралатын 1 Дж сәулелік қайрат мөлшері. Сәулелік қайрат сәулелер толқынның ұзындығына тәуелді. Белгіленген $\Delta\lambda$ толқын мөлшеріне сәйкес қайратты спектрлік сәуле шығарғыштық қабілеті E_λ дейді. Сонда дененің толық сәуле шығарғыштық қабілетін былай есептейді:

$$E = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} E_\lambda \cdot d\lambda. \qquad (2.18)$$

Денеге түскен сәуле ағыны үшке бөлінеді: бір үлесі сіңіріледі, екіншісі шағылданады, үшіншісі денеден өтіп кетеді:

$$Q = Q_A + Q_R + Q_D, \qquad (2.19)$$

$$1 = A + R + D$$

$$A = Q_A/Q, \quad R = Q_R/Q, \quad D = Q_D/Q. \qquad (2.20)$$

Мұнда A-сіңіру қабілеті, R -шағылу қабілеті, Д -мөлдір қабілеті.

(2.19) қатынастан кейбір шектелген жағдайда мынандай қорытынды шығаруға болады.

Дене барлық түскен сәулелерді сіңірсе, онда $A = 1$, $R = 0$; $D = 0$- мұндай дене мүлдем /абсолют/ қара дене дейді. Дене түскен сәулелерді толық шағылдаса ол денені мүлдем ақ дене дейді. Енді дене түскен сәулелерді өзінен өткізіп жіберсе ол денені мүлдем мөлдір дене дейді. Мүлдем ақ, қара, мөлдір денелер табиғатта болмайды; бірақ осы денелерге жақын денелерді кездестіруге болады.

Мысалы: мүлдем қара денеге жақын мыналар: күйе, қалың қара мата, мүлдем ақ денеге-айна, ақ мата, мүлдем мөлдір денеге-әйнек/кейбір сәулелердің түріне/.

2.6.1. Негізгі сіңіру заңы /Бугер заңы/

Барлық қатты, сұйық, газды денелер бір қатте сәуле беріп, сәуле сіңіріп тұрады. Денеге бір жағынан түскен сәулеленудің қарқындығы:

$$J_{\lambda 1} = dE_{\lambda 1}/d\lambda \quad , \quad Bm/\mu^3 \qquad (2.21)$$

Дененің екінші қатынан сәулеленудің қарқындығы белгіленген денеге сіңірген сәулелердің үлесін былай тазуға болады:

$$A_\lambda = \frac{J_{\lambda 1} - J_{\lambda 2}}{J_{\lambda 1}} \qquad (2.22)$$

Мұнда A_λ-сәуленің сіңіру қабілеті.

Денеге түскен сәуленің қабілетінің кемуі тәжірибеден былай табылады:

$$dJ_\lambda = -k \cdot J_\lambda \, dx \qquad (2.23)$$

мұнда J_λ-сәуленің бастапқы қарқындығы

k -дененің сіңіру көрсеткіші, $1/м$

dx-сәуленің өтетін шексіз қысқа жолы

(2.23) теңдеудің шешуі мынандай: $dJ_\lambda / J_\lambda = -k \cdot dx$

$$\int_{J_{\lambda 1}}^{J_{\lambda 2}} dJ_\lambda / J_\lambda = -\int_0^S k \cdot dx = \ln \frac{J_{\lambda 2}}{J_{\lambda 1}} = -k \cdot S \quad \frac{J_{\lambda 2}}{J_{\lambda 1}} = e^{-k \cdot S}$$

$$\therefore J_{\lambda 2} = J_{\lambda 1} \cdot e^{-k \cdot S}, \qquad (2.24)$$

мұнда: S-дененің сәуле өтетін қабатының қалыңдығы, $м$

(2.22) қатынасқа (2.24) қатынасты кіргізгенде дененің сіңіру қабілеті табылады:

$$A_\lambda = 1 - \frac{J_{\lambda 2}}{J_{\lambda 1}} = 1 - e^{-k \cdot S} = 1 - \frac{1}{e^{k \cdot S}} \qquad (2.25)$$

(2.25) теңдеуден сіңіру қабілеттің екі шекті түрін шығаруға болады. Мысалы, $S = 0$, сонда $A = 0$-сіңіру қабілеті тек қана дененің қалыңдығына тәуелді; $S \to \infty$, сонда $A = 1$-шексіз қабатты дене сәулені толық сіңіреді. Мұндай дене мүлдем қара денеге ұқсас.

2.6.2. Жылу сәулеленудің негізгі заңдары

Планк заңы. Бұл заң мүлдем қара және нақты денелердің шығарғыштық қарқындығының $/J_{\lambda 1}, J_{\lambda}/$ дененің температурасы мен ұзындығына тәуелділігін көрсетеді (2.3 сурет).

2.4 сурет

Планк заңының өрнегі былай жазылады:

$$J_{\lambda 1} = \frac{c_1 \cdot \lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda \cdot T}} - 1} \qquad (2.26)$$

Мұнда C_1, C_2 -тұрақты шамалар, T - сәле шығаратын дененің температурасы,

Суреттен мынаны болжауға болады. Негүрлым сәуленің ұзындығы үлкейген сайын оның қайрату үлкейе бастайды. Өзінің/әр температураға өзінше/биік мәндеріне жетіп әрі қарай бәсеңдейді. Әр белгі-

леңген ұзындықта сәуленің қайраты температура өскең сайын өседі.

Стефан- Больцман заңы. Әр толқынның ұзындығына белгілі сәулелік қарқындық сәйкес келеді. Қарқындықтың мәндері температура өскен сайын көбейеді. Дененің бетінен бірлік уақытта шығарылатын жылу ағысы мына өрнекпен өсептеледі:

$$dE_s = J_{s\lambda} \cdot d\lambda \quad Bm/m^2 \quad (2.27)$$

Мұнда: dE_s -мүлдем қара дененің $d\lambda$ толқынның арасындағы сәуле шығарғыштық қабілеті.

2.3 суретте dE_s көрсетілген. Оған сәйкес ауданның мәндері $T = Const$, $d\lambda$ аралығымен шектелген. Ал, барлық тұрақты температураға сәйкес қисықтың астындағы толқынның $\lambda = 0$ және $\lambda \to \infty$ арасындағы аудан көлемі дененің толық сәуле шығарғыштық қабілетін көрсетеді, ал мәндерін былай өсептейді:

$$E_s = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} J_{s\lambda} \cdot d\lambda \quad Bm/m^2 \quad (2.28)$$

Енді $J_{s\lambda}$ мәндерін Планк заңынан (2.26) алып мынаны шығарамыз:

$$E_s = \sigma_s \cdot T^4 \quad Bm/m^2, \quad (2.29)$$

Басқа түрі:

$$E_s = C_s \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4 \quad Bm/m^2 \quad (2.30)$$

Мұнда: $\sigma_s = 5{,}67 \cdot 10^{-8}$ -Стефан-Больцман тұрақтысы, $\frac{Bm}{m^2 \cdot K^4}$

$C_s = 5{,}67$ -сәулелену тұрақтысы

Мүлдем қара дененің сәулелену /жылулық ағын/ оның төрт рет дәрежеленген температурасына тәуелді. Нақты денелер мүлдем қара денеге жатпайды, сондықтан олардың сәуле қайраты кем болады. Нақты денелердің сәулелену температураға және толқынның ұзындығына тәуелді деуге болады. Мүлдем қара дененің заңдарын нақты денелерге пайдалану үшін "сұр" дене деген термин кіргізіледі. Сұр дененің сәулелену қарқындығы мүлдем қара дененің сәулелену қарқындығының тұрақты үлесі болып саналады. Сондықтан мына қатынасты жазайық:

$$\varepsilon = J_\lambda / J_{s\lambda} = Const \quad (2.31)$$

Мұнда ε -дененің қаралық дәрежесі.

Мүлдем қара дененің қаралық дәрежесі $\varepsilon_s = 1$, ал сұр дененің $\varepsilon < 1$.

Нақты денелерді сұр дене деп сәулелік қайратын шығарайық:

$$E = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} J_\lambda \cdot d\lambda = \varepsilon \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} J_{s\lambda} \cdot d\lambda = \varepsilon \cdot C_s \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4$$

$$E = C \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4 \quad (2.31)$$

Мұнда $C = \varepsilon \cdot C_s$, $\frac{Bm}{m^2 \cdot K^4}$ -сұр дененің сәулелену тұрақтысы.

Кейбір нақты материалдардың қаралық дәрежесі-кестеде көрсетілген.

Кирхоф заңы. Әр дененің сәулелену /E/ және /A/ қабілеттері тем-

Материалдар	Температурасы, °С	ε
Алюминий /жылтыр/	5 -500	0,04-0,06
Қола	50	0,1
Темір /мырышпен қапталған, жылтыр/	200 ÷ 600	0,02÷0,03
Мұз	20 ÷ 350	0,22
Мыс /жылтыр/	50 ÷ 100	0,02
Күміс /жылтыр/	200 ÷ 600	0,02÷0,03
Болат	50	0,56
Болат /тотықтандырылған/	200 ÷ 600	0,8
Болат /ете тотықтандырылған/	500	0,98
Асбест /картон/	20	0,96
Ағаш /жоңылған/	20	0,8÷0,9
Кірпіш /қызыл/	20	0,88÷0,93
Кірпіш/отқа пайдаланатын/	500 1000	0,75÷0,9
Лак /қара/	40 100	0,96÷0,98
Бояулар /майлы/	100	0,92÷0,96
Күйе /шамнан шыққан/	20 400	0,95
Әйнек	20 100	0,91÷0,92
Ақ эмаль	20	0,9

пература мен толқынның ұзындығына тәуелді. Түрлі денелердің /E/ мен /A/ мөлшері әр түрлі болады. Осы қабілеттердің бір-бірімен байланысын Кирхоф заңы дәлелдейді. Осы заңның математикалық өрнегі былай жазылады:

$$\frac{E}{A} = E_s \qquad (2.32)$$

Барлық сұр денелердің температуралары бірдей болғанда сәулелену қабілетінің сіңіру қабілетіне қатынасы бірдей болады және мүлдем қара дененің сәлелену қабілетіне тең болады.

(2.32) қатынасты басқаша жазайық:

$$E = A \cdot E_s \qquad (2.33)$$

Мынаны ескеріп: $E_s = C_s \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4$

тағыда (2.33) өрнекті өзгертейік:

$$E = A \cdot C_s \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4. \qquad (2.34)$$

Кирхоф заңынан мынандай қорытындылар шығарылады. Дененің сәулелену қабілеті аз болса, сонда оның сіңіру қабілеті де аз болады. Мүлдем қара дененің сіңіру қабілеті ең жоғарғы болғандықтан оның сәулелену қабілеті де сондай жоғары болады. Кирхоф заңынан мынандай қатынас шығарылады:

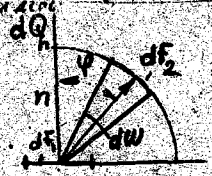
$$\varepsilon = \frac{J_\lambda}{J_{s\lambda}} = \frac{E}{E_s} = \frac{C}{C_s} = A \qquad (2.35)$$

Сұр дененің қаралық дәрежесі /E/ бірінғай температурада сол дененің сіңіру қабілетіне /A/ тең болады.

Ламберт заңы. Денеден шыққан сәулелік қайраты барлық жаққа таралғанда оның әр бағыттағы сәулелену қарқындығы басқаша болады. Сәулелену қарқындықтың бағытқа тәуелдігін Ламберт заңы белгілейді. (2.4 сурет). Осы заңның математикалық өрнегі:

Сәулелену дің бағытқа тәуелдігі

$$d^2Q_\varphi = dQ_n \cdot d\omega \cdot \cos\varphi \ , \ Вт \qquad (2.36)$$



2.5. Сурет

φ – тік бағыттың және сәулелену бағыттың арасындағы бұрыш,

$d\omega$ – көлемдік бұрыштың мөлшері

Шексіз df_1, беттен шыққан сәулелік қайрат d^2Q_φ шексіз кішкене df_2 бетке бағытталғанда оның мөлшері тік бағытпен n таралған сәулелік қайратқа dQ_n тікелей тәуелді. Ламберт заңынан мынандай қорытынды шығарылады. Сәулелік қайраттың ең мол мөлшері тік бағытпен

таралады /$\varphi=0$/. Сәулелену бағыттың бұрышы үлкейген сайын сәулелік қайраттың мөлшері кеми бастайды, ал $\varphi=90^\circ$ болғанда қайраттың мөлшері нөлге тең болады.

2.6.3 Қатты денелердің арасындағы сәулелік жылуалмасу.

Денелердің бір-бірімен жылуалмасуға қатысқанда қаралған денеге басқа денелерден $E_т$ -сәулелік қайрат түседі. Дене осы түскен қайраттың бір үлесін /$A \cdot E_т$/ сіңіреді, ол дененің ішкі қайратына айналады. Сәулелік қайраттың басқа үлесі /$R \cdot E_т$/ денеден қайта шағылады. Дененің өзінің және шағылған сәулелерін қосқанда сәулелік қайраттың нақты мөлшерін шығарамыз:

$$E_н = E_\theta + E_ш = E_\theta + R \cdot E_т = E_\theta + (1-A) \cdot E_т \quad . \qquad (2.37)$$

Мүлдем қара дененің $E_н = E_\theta$ /осы дененің $E_ш = 0$ -сәуле шағылмайды/. Екі параллель сұр тақтайшалардың арасындағы сәулелік жылуалмасуын қарастырайық. Тақтайшалардың мөлшері өздерінің аралығынан неғұрлым үлкен, сондықтан бір тақтайшадан шыққан сәулелер екінші тақтайшаға толық түседі. Тағыда тақтайшалардың ортасы сәулеленуге мөлдір дейік. Тақтайшалардың тұрақты шамалары былай белгіленсін: Температуралары T_1 және T_2, сіңіру қабілеттері A_1 және A_2, өздерінің сәулелену қабілеттерін E_1 және E_2, қорытынды нақты сәулелік ағындары $E_{1н}$ және $E_{2н}$ сәулелену тұрақтылары C_1 және C_2. Мынандай шарт жасайық: $T_1 > T_2$.

Бірінші тақтайша екіншіге өзінің сәулелік қайратын түсіреді. Екінші тақтайша түскен сәулелердің бір үлесін сіңіреді, басқа үлесін қайтадан бірінші тақтайшаға шағылтады. Екінші тақтайшадан шағылған сәулелердің бір үлесін бірінші тақтайша сіңіреді, ал басқасын тағыда екіншіге шағылтады. Осы сәулелену құбылысты шексіз созуға беруге болады.

Бірінші тақтайшадан шыққан сәулеленуді мына теңдеуден шығарамыз:

$$E_{1н} = E_1 + (1-A_1) \cdot E_{2н} \quad . \qquad (2.38)$$

Мұнда $(1-A_1)E_{2н}$ -екінші тақтайшадан шағылған сәулелену. Екінші тақтайшадан шыққан сәулелену (2.38)-ге ұқсас болады:

$$E_{2н} = E_2 + (1-A_2) \cdot E_{1н} \quad . \qquad (2.39)$$

Осы екі теңдеуден $E_{1н}$, $E_{2н}$ мөлшерін табамыз:

$$E_{1н} = \frac{E_1 + E_2 - A_1 \cdot E_2}{A_1 + A_2 - A_1 \cdot A_2} \; ; \; E_{2н} = \frac{E_1 + E_2 - A_2 \cdot E_1}{A_1 + A_2 - A_1 \cdot A_2} \quad . \qquad (2.40)$$

Екінші тақтайшаға бірінші тақтайшадан мына сәулелік жылу ағысты алады:

$$q = E_{1н} - E_{2н} \quad . \qquad (2.41)$$

Осы теңдеуге E_{1H}, E_{2H} мәлшерін кіргізіп мына қатынасты шығарамыз:

$$q = \frac{E_1 A_2 - E_2 A_1}{A_1 + A_2 - A_1 \cdot A_2} = \frac{A_1 A_2 C_s \left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - A_1 A_2 C_s \left(\frac{T_2}{100}\right)^4}{A_1 + A_2 - A_1 \cdot A_2}, \frac{Вт}{м^2}. \quad (2.42)$$

немесе былай:

$$q = \frac{\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4}{\frac{A_1}{A_1 A_2 \cdot C_s} + \frac{A_2}{A_1 A_2 C_s} - \frac{A_1 A_2}{A_1 A_2 \cdot C_s}} = \frac{\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_s}}, \frac{Вт}{м^2}. \quad (2.43)$$

Екі тақтайша арасындағы сәулелік жылуалмасу:

$$Q = q \cdot F = C_ш \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right] \cdot F \quad (2.44)$$

Мұнда

$$C_ш = \frac{1}{1/C_1 + 1/C_2 - 1/C_s} \quad (2.45)$$

$C_ш$ -шартты сәулелену тұрақтылығы .Осы тұрақтының орнына дәнелердің шартты қаралық дәрежесін қолдануға болады:

$$C_ш = \varepsilon_ш \cdot C_s \quad (2.46)$$

Мұнда:

$$\varepsilon_ш = \frac{1}{1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1} \quad (2.47)$$

$\varepsilon_1, \varepsilon_2$-бірінші,екінші тақтайшалардың қаралық дәрежесі.Бұл сәулелену құбылыстың ең оңайын қаралық,ал басқа дәнелердің сәулелік жылуалмасуы өте күрделі өрнектермен шығарылады.

Дәнелердің көбісінің арасындағы сәулелік жылуалмасуына екі параллел тақтайшаның өрнегін қолдануға болады.

(2.44) өрнекті тағыда жазайық:

$$Q = C'_ш \cdot F' \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right] \quad (2.48)$$

Мұнда $C'_ш$-шартты сәулелену тұрақтысы,

F'-дәнелердің геометриялық сипаттамасы /дәнелердің бір-біріне түсетін сәулелену аймағына тәуелді/.

2.6.4. Сәуле шашыратқыш бөт /экран/

Техникада көп жағдайда сәулелік жылу беруді кемітү керек.Мысалы өндіріс бөлмелерде температурасы өте биік жабдықтардан жылу сәулелері тарайды.Осы жылудан сақтану үшін сәуле шашыратқыш бөттер қойылады.Олар жіңішке жылтыр темір парақтарынан жасалады.

Шашыратқыш бөттің қағидасын түсіну үшін екі параллел жалпақ қа-

бырғалардың арасына шашыратқыш бет орнатайық. Қабырғалардың температурасы T_1 мен T_2 шашыратқыш беттің температурасы $T_ш$ болсын. Тағыда $T_1 > T_2$. Шарт есебінде қабырғалардың, шашыратқыш беттің сәулелену қабілеттері бірдей болсын, сонда шартты сәулелену тұрақтыларыда бірдей болады.

Бірінші қабырғадан екінші қабырғаға берілген жылу ағын мынадай /шашыратқыш бет жоқ/:

$$q_0 = C_ш \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right]. \qquad (2.49)$$

Шашыратқыш бет ұсталғанда бірінші қабырғадан шашыратқыш бетке берілген жылу ағын:

$$q_1 = C_ш \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_ш}{100}\right)^4\right]. \qquad (2.50)$$

Шашыратқыш беттен екінші қабырғаға берілген жылу ағын:

$$q_2 = C_ш \cdot \left[\left(\frac{T_ш}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right]. \qquad (2.51)$$

Тұрақты жылу күй жағдайда:

$$q_1 = q_2 \qquad (2.52)$$

(2.50), (2.51) теңдеулерді (2.52)-ге кіргізіп шашыратқыш беттің температурасын есептейміз:

$$\left(\frac{T_ш}{100}\right)^4 = \frac{1}{2} \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 + \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right]. \qquad (2.53)$$

Шашыратқыш беттің температурасын (2.50) не (2.51) теңдеулерге кіргізіп мынаны шығарамыз:

$$q_1 = q_2 = \frac{1}{2} \cdot C_ш \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right] \qquad (2.54)$$

q_1, q_2, q_0-мағыналарын салыстырып мынандай қорытындыға келеміз:

$$q_1 = 1/2 \cdot q_0.$$

Бір шашыратқыш бет қойылғанда сәулелік жылуету екі рет азайады. Екі шашыратқыш бет қойылғанда сәулелік жылуету 3 рет азайады.

2.6.5. Газдардың сәулеленуі.

Газдардың сәулеленуі қатты деңелердің сәулеленуінен ерекше болады. Бір және екі атомдық газдардың сәулелік және сіңіру қабілеттері өте төмен, сондықтан осы газдарды жылу сәулелерге мөлдір деп саналады. Үш атомдық газдардың /CO_2, H_2O және басқалар/ сәулелік және сіңіру қабілеттері өте жоғары. Осы газдар көбінесе от жаққанда шығады, сондықтан олардың жылуберу мәні жылуалмасу жабдықтардың жұмысына зор әсер етеді. Бірақ үш атомдық газдардың ерекшелігі бар. Олар тек қана белгілі толқын арасында сәулелік және сіңіру қабілеттерін көрсетеді.

(2.5) суретте қара дененің және үш атомдық газдардың сәулеленуі салыстырылған.

2.6. Сурет. 1 – Қара дене
2 – газ

Газдың сіңіру қабілеті белгілі өрнектен табылады:

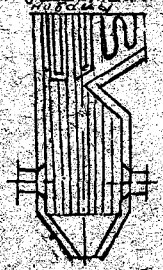
$$A_\lambda = 1 - \frac{1}{e^{K \cdot S}} \qquad (2.55)$$

мұнда S – газдың қабатының мөлшері,
K – заттың сіңіру қабілеті

Газдың сәулелену қабілеті шынында Стефан-Больцман заңына дәл бағынбайды. Сондықтан тәжірибелі қатынастар пайдаланады. Олардың өрнектері арнаулы әдебиетте көрсетілген.

2.6.6 Қазандардың ошақтарындағы сәулелік жылуалмасуының ерекшелігі.

Жылуқайраттық қазандардың ошақтарында жанған химиялық отындардың өнімдері газ түрінде шығады / CO_2, H_2O/. Олардың температурасы 800÷1500°С арасында шектеледі (2.6 сурет). Сондықтан жылу беттерге /экрандарға/ жылу қайраттың үлкен үлесі (≤95%) сәулелену арқылы беріледі.



2.7. Сурет

Ошақта екі негізгі құбылыстар қатар өтеді: оның жануы және оның өнімдерінің жылуы (сәулеленуі арқылы) қоршаған жылу беттерге берілуі. Ошақтағы пайдалы жылуды былай есептейді:

$$Q_ш = Q_н^р \cdot \frac{1 - q_3 - q_4 - q_6}{1 - q_4} + Q_a. \qquad (2.56)$$

Мұнда $Q_н^р$ – төменгі жану жылулығы, кДж/кг;
q_3 – химиялық кемжанудың жылу шығыны;
q_4 – қатты бөлшектердің кемжанудың жылу шығыны;
q_6 – ошақтың астына түскен күлдің жылу шығыны;
Q_a – ауамен кірген жылу, кДж/кг.

Жылу бетке берілген жылуды, Стефан-Больцман заңына ұқсас өрнекпен есептеледі:

$$Q_c = c_s \cdot a_т \cdot \psi_э \cdot F_к \left(T^4 - T_к^4\right). \qquad (2.57)$$

Жылу теңдесуден мына қатынас шығарылады:

$$Q_c = \varphi \cdot B_р \cdot (T_a - T'') \cdot (VC)_{орт}.$$

Мұнда C_s -мұлдем қара денелердің сәулелену тұрақтысы, $\frac{Вт}{м^2 \cdot К^4}$;

$a_т$ -ошақтың қаралық дәрежесі;

$\psi_э$ -ошақ беттерінің жылулық тиімділігінің көрсеткіші;

$T_к$ -ошақ беттерінің / қабырғалардың/ температурасы, К

T -жанған өнімдердің температурасы,К ;

φ -жылу сақталудың көрсеткіші;

B_p -отынның шығысы, кг/с;

T_a -адиабаттық /жылуалмасусыз/ температура,К;

$(VC)_{орт}$-жанған өнімдердің орташа жиынтық жылусыйымдылығы.

Теорияға сүйеніп $\psi_э$ көрсеткіштің өрнегі былай есептеледі:

$$\psi_э = a_к\left[1 - \frac{1}{a_т}\cdot\left(\frac{T_к}{T}\right)^4\right]. \qquad (2.59)$$

Мұнда $a_к$-ошақтың жылуалмасу бетінің қаралық дәрежесі, (2.59) өрнектегі $T_к$, T температуралар жану және жылуалмасу құбылыстарға тәуелді,сондықтан олардың ақиқат мағыналарын есептеуі өте қиын. Ал,іс жүзінде $\psi_э$ мөлшері тәжірибеден шығарылады.Мысалы ошақта көмір жаққанда $\psi_э = 0,4 \div 0,7$,ал газ жаққанда $\psi_э = 0,7 \div 0,9$.Адиабаттық температураның мағынасы:

$$T_a = Q_ш/(VC)_{орт} + 273 \text{ , К.} \qquad (2.60)$$

Ошақтағы жылуалмасу құбылысын есептегенде ең күрделі мәселе: ошақтан шыққан газдардың T'' температурасын табу.Оның мағынасын есептеуге арналған өрнектер дәл нәтижесін бермейді.Сондықтан мағынасы тәжірибеден анықталады.Қазан ошағындағы сәулелік жылуалмасу және оның құбылысымен тым тығыз байланыстығын анықтайтын математикалық өрнектерден дәл нәтиже шығару өте қиын.Сондықтан қазан ошағының ішінде болған жану мен сәулелік жылуалмасу құбылыстарының физикалық үлгісін жасау әдістемелер іс жүзінде пайдаланады.

Төменде авторлардың бірі зерттеген әдістерінің бір түрі мысал ретінде қаралады [9].

Қазан ошағының сәулелік жылуалмасу құбылысының физикалық үлгісін жасау әдістемесінің теориялық негіздерін қарайық.Ошақтың көлемінде жаққан отынның жалынынан шыққан жылу қайраттың сақталу заңын былай жазайық:

$$q_{х.р.} = q_a + q_c + q_\theta \qquad (2.61)$$

Мұнда $q_{х.р.}$-химиялық реакцияның және қыздырылған ауаның жылуы;

q_a -ағын газдың қыздыруына берілген жылу;

q_c -сәулеленумен берілген жылу;

q_θ -жылуөткізгіштікпен берілген жылу.

(2.61) теңдіктің мөлшері жану құбылыстан табылады:

$$q_{x.p.} = G_0 \cdot Q_ш \qquad (2.62)$$

Мұнда G_0 -отынның уақыт бірлігінде шығатын мөлшері былай есептеледі:

$$dG_0 = \varphi \cdot C_1' \cdot dG_r ;$$

$$dG_r = \rho \cdot W_n \cdot dF ;$$

$$\varphi = 1 - \frac{C'}{C_1'} = 1 - q_4 .$$

Мұнда G_r -газдың шығысы;

C', C_1' -газдың, отынның шоғырлану көрсеткіші;

W_n -газ ағынының жылдамдығы.

$$G_0 = - \frac{\rho \cdot C_1' \oint_F \varphi \cdot W_n \cdot dF}{V} . \qquad (2.63)$$

Мұнда F, V -ошақтың қабырғаларының ауданы және көлемі.

Математикалық қатынасты ескеріп:

$$\lim_{V \to 0} \frac{\oint_F \varphi \cdot W_n \cdot dF}{V} = div(\vec{W} \cdot \varphi) .$$

$$div(\vec{W} \cdot \varphi) = \vec{W} \cdot grad\varphi + \varphi \cdot div\vec{W} . \qquad (2.64)$$

Ал газдың көлемі өзгермейді деп $div(\vec{W}) = 0$, ақырында мына қатынасты жазамыз:

$$G_0 = -C_1' \cdot \rho \cdot (\vec{W} \cdot grad\varphi) . \qquad (2.65)$$

(2.62) теңдіктің екінші мүшесі:

$$Q_ш = Q_н^{\Gamma} \frac{1 - q_3 - q_4 - q_6}{1 - q_4} + Q_a \qquad (2.66)$$

(2.62) теңдік мына түрінде жазылады:

$$q_{x.p.} = -Q_ш \cdot C_1' \cdot \rho \cdot (\vec{W} \cdot grad\varphi) \qquad (2.67)$$

(2.61) өрнектің бірінші мүшесі (2.67) теңдікке ұқсас. Аққан газға берілген шексіз аз жылудың мөлшері:

$$dq_a = c \cdot T \cdot dG_0 = c \cdot \rho \cdot W_n \cdot T \cdot dF .$$

Осы теңдіктің интегралын шығарайық:

$$q_a = \lim_{V \to 0} \frac{\oint_F c \cdot \rho \cdot W_n \cdot T \cdot dF}{V} = c \cdot \rho \cdot div(\vec{W} \cdot T) ,$$

$$q_a = -c \cdot \rho \cdot (\vec{W} \cdot grad T) . \qquad (2.68)$$

Жылуөткізгіштікпен берілген жылу:

$$q_\theta = div(-\lambda \cdot grad T) \qquad (2.69)$$

(2.69) теңдіктегі жылу өте аз, сондықтан оны ескермеуге болады. (2.61) өрнектегі сәулелікпен берілген жылуды білу үшін қорытынды сәулеленуді $/\eta_p/$ шығару керек:

$$\eta_p = -q_c ,$$

өрнегі арнаулы әдебиетте зерттелген [9].

Сондықтан оның ақырғы түрін көрсетейік:

$$\eta_p = K \cdot \left\{ \frac{1}{4\pi} \left[\sigma_s \cdot T_k^4 + \left(\frac{1}{a_k} - 1 \right) E_k^p \right] \cdot e^{-K \cdot l} \cdot d\omega + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\pi} \int_{4\pi} \int_0^l K^* \cdot \sigma_s \cdot T^{*4} \cdot e^{-K^*(l-l^*)} \cdot dl \cdot d\omega \right\} - 4 \cdot K \cdot \sigma_s \cdot T^4 \qquad (2.70)$$

(2.67), (2.68), (2.70) теңдіктерді (2.61) теңдеуге кіргізіп ошақтың көлеміндегі жылуалмасу теңдесуін жазамыз:

$$Q_ш \cdot c_1' \cdot \rho \cdot (\vec{w} \cdot grad\,\varphi) = c \cdot \rho \cdot (\vec{w} \cdot grad\,T) + \eta_p . \qquad (2.71)$$

осы теңдесуге ошақтың көлемінің және қабырғасының шекара шартын қосу керек:

$$\int_V \eta_p \cdot dV = \oint_{F_k} E_k^p \cdot dF \qquad (2.72)$$

Мұнда E_k^p –ошақтың жылу беттерінің (F_k) қорытынды сәулелік қайраты. (2.70), (2.71) және (2.72) теңдеулердің дәл математикалық шығару жолы табылмай тұр. Математикалық қиыншылықтардан айырылу үшін теңдеулердің шешуінің ерекше әдісі бар. Ұқсастық теориясын пайдаланып теңдеулерден ерекше шарттық сандар құрастырылады. Оларды ұқсастық критериялық сандар дейді. Мысалы сәулелік жылуалмасудың ұқсастық саны мынадай түрінде жазылады:

$$K_c = \frac{\sigma_s \cdot \psi_э \cdot a_T \cdot T_a^4 \cdot F_k}{B_p \cdot Q_ш} . \qquad (2.73)$$

Осы сәулелік алмасудың ұқсастық саны K_c нені көрсетеді?

Мысалы екі түрлі ошақтарда жану мен сәулелік жылуалмасу құбылыстары өтіп жатады. Енді осы екі ошақтың K_c саны бірдей болсын. Сонда бір белгілі ошақтағы тәжірибеден анықталған сәулелік жылуалмасудың мөлшерін екінші ошаққа пайдалануға болады. Қазіргі энергетикада пайдаланатын бу қазандарының аумағы өте үлкен келеді. Сондықтан қазанның ошағында өтетін құбылыстарды зерттеу және шамаларын өлшеу өте қиын, не техникалық мүмкіндік болмайды. Ең тиімді әдістемелердің бірі-қазан ошағының ұқсастық үлгібін жасау. Осы кішкене ошақта нақты отты жағып, жану және сәулелі жылуалмасу құбылыстарын зерттеп, керекті қасиеттерін анықтауға болады.

Бұрын болмаған қазан ошағының от жағатын үлгісі М 1:5 жасалады [9]. Осы үлгіде Өкібастүз және басқа көмірлер жағылады. От жағылатын үлгілер жаңа қазандардың құралдарын зерттеуге, жолдардың тиімді түрлерін жасауға мүмкіндік туғызады.

3. ҮШІНШІ ТАРАУ. СУ ЭНЕРГЕТИКАСЫНЫҢ НЕГІЗДЕРІ

Энергетикада пайдаланатын су электр станциялары судың қайратымен істейді. Су сығылмайтын сұйыққа жатады. Сұйық денелердің қозғалыс және теңдестік заңдарын гидравлика пәні қарастырады. Бұл пәнінің екі бөлімі бар:

-Гидростатика /су тұрақтысы/

-Гидродинамика /су қозғалысы/

Мынаны ескеру керек: су есімімен гидравликада барлық сұйық денелер қарастырылады. Гидравлика су техникалық құрылымдардың/бөгет, арналар, су ағызғылар/ және гидромашиналардың су турбина, сығымдағыштар, су жетектер есептеу және жобалау әдістерін береді.

3.1. Сұйықтың қасиеттері

а) Қысым. Сұйық дененің аққыштығына сәйкес оған шығырланған күштер әсер бере алмайды, тек қана көлемдік және беттік күштер әсер бере алады. Көлемдік, маңыздық күштер денелердің көлеміне (маңызына) тәуелді болады. Ауырлық және өкпіндік күштер осы күштердің бір түріне жатады. Дененің бір бөлшегінің көлемі екінші көлемге әсер беруінен, әйтпесе басқа денелердің сұйық денемен үйкеліскенде пайда болатын беттік күштер деп саналады.

3.1 сурет

Жалпы жағдайда 3.1. сурет $\vec{\Delta R}$ беттік күш ΔS ауданға белгілі бұрыштан әсер береді. Осы күшті екі күшке жіктеуге болады:

$\vec{\Delta P}$ -тіке күш-қысым күші,

$\vec{\Delta \tau}$ -қанама күш-үйкеліс күші.

Қысымның өрнегі: $p = \vec{\Delta P}/\Delta S$

жалпы жағдайда: $p = \lim \vec{\Delta P}/\Delta S \quad (\Delta S \to 0)$

Қысымды нөл мағынасынан өлшегенде оны мүлдем /абсолют/ қысымы дейді, ал қысымды белгіленген мағынасынан өлшесе оны артық қысым дейді:

$$P_{абс} = P_a + P_{арт} \qquad (3.1)$$

P_a -ауа қысымы белгіленген қысым.

Халықаралық өлшем жүйесінде /SI/ қысымның бірлігін Паскаль деп атайды: $1Па = 1 Н/м^2$

Көбейтілген мөлшері: $1кПа = 10^3 Па$, $1МПа = 10^6 Па$.

Бұрынғы пайдаланған өлшем бірліктерімен салыстырғанда:

1 атм = $1 кг/см^2 = 10^4 кг/м^2 = 9{,}8 \cdot 10^4 Н/м^2 = \sim 10^5 Па$,

1 мм су бағанасы = $1 кг/м^2 = 9{,}8 Н/м^2 = \sim 10 Па$,

1 мм сынап бағанасы = $13{,}6 кг/м^2 = \sim 133 Па$

б) Тығыздық $\rho = m/V \left[\frac{кг}{м^3}\right]$.

m –маңыз, кг, V – көлем, $м^3$

Судың тығыздығы: $\rho_c = 1000 кг/м^3$

в) Меншікті ауырлық: $\gamma = P/V \left[\frac{Н}{м^3}\right]$.

P–ауырлық күші /Н/

V – көлем, $М^3$

Судың меншікті ауырлығы: $\gamma_c = 9{,}8 \cdot 10^3 Н/м^3$.

г) Сығылысу

Сығылысу–сұйықтың қысым әсерінен өзінің көлемін өзгерту қасиеті:

$$\beta_P = -1/V_0 \cdot \Delta V/\Delta P, \quad м^2/Н$$

β_P –көлемдік сығылысу көрсеткіші. Мұның орнына кейде К–көлемдік серпілдік көрсеткіші пайдаланады:

$$K = 1/\beta_P$$

Мысал: Судың $K_c = 1{,}9 \cdot 10^9 Па = \sim 2 \cdot 10^3 \approx 2000 МПа$.

Қысымның мәлшерін 1МПа көтергенде судың көлемі $\frac{1}{2000}$ үлесіне сәйкес сығылады. Бұл өте аз мәлшер, сондықтан су сығылмайтын сұйыққа жатады.

д) Тұтқырлық–Аққан сұйықтың қабаттарының /бөлшектерінің/ бір бірімен үйкелісуі.

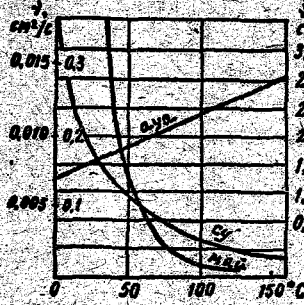
Тұтқырлық, немесе ішкі үйкеліс, Ньютонның жорамалдауына сәйкес, сұйықтың қасиеттеріне байланысты. Тұтқырлық ақпаштыққа қарама қарсы қасиет. Сұйықтың тұтқырлығы үдейсе, неғұрлым оның ақпаштығы кемиді. Тұтқырлықтың өлшем бірліктері:

μ –сұйықтың тұтқырлығының қозғалымдық /динамикалық/ көрсеткіші, $Н \cdot с/м^2$.

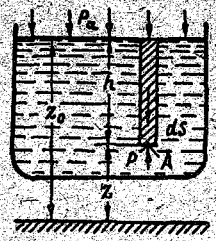
ν –сұйықтың тұтқырлығының жылдамдылық /кинематикалық/ көрсеткіші, $м^2/с$.

Сұйықтардың тұтқырлығының өзгеруі температурамен байланысты.

Сұйықтың температурасы жоғарлаған сайын оның тұтқырлығы азаяды /3.2.сурет/.



3.2. Тұтқырлық көрсеткішінің температураға тәуелділігі.



3.3 Сурет. Тыныш сұйықтың теңдесу жағдайы.

3.2. Сұйықтың тепе-теңдік теңдеуі /гидростатиканың негізгі теңдеуі/.Тыныштық қалпындағы сұйықтың теңдесу жағдайын тек қана сұйыққа салмақ күші әсер бергенде қарайық /3.3.сурет/.

Мысалы сұйықтың еркін бетіне Ра қысым әсер береді.Кез келген А нүктедегі Р қысымның шамасын табу керек.Ол үшін А нүктені орталық өтіп шекті шағымды ауданшадан/суретте көрсетілгендей/көлем жасаймыз.Осы көлемнің теңдесу шартын қарайық.А нүктеден сұйықтың Р қысымының күші F_p тік жоғары жаққа/көлемнің ішіне/бағытталған: $F_p = p \cdot \Delta S$.Ал,төмен жаққа қараған көлемнің салмақ күші мынадай:

$$F_a = \gamma \cdot V_{\Delta S} = \gamma \cdot \Delta S \cdot h .$$

Мұнда $V_{\Delta S}$ -ауданның көлемінің шамасы;

γ -сұйықтың меншікті салмағы;

h -еркін беттен қаралған Р қысымның нүктесіне шейін алынған биіктігі.

Еркін беттегі Р қысымның күші $(p_a \cdot \Delta S)$ ыдыстың ішіндегі сұйықтың көлемі теңдесу жағдайда тұр /қозғалыс жоқ/,сондықтан мынадай теңдеуді жазуға болады:

$$p \cdot \Delta S = p_a \cdot \Delta S - \gamma \cdot h \cdot \Delta S = 0 ;$$

$$p - p_a - \gamma h = 0 ;$$

$$p = p_a + \gamma h \qquad (3.2)$$

шығарылған (3.2.) теңдеуді сұйықтың тепе-тең теңдеуі,немесе гидростатиканың негізгі теңдеуі дейді.Осы теңдеумен тыныштық қалпындағы сұйықтың кез келген нүктедегі қысым мөлшерін анықтауға болады. Ыдыстың түбіне қарай қысым мөлшерінің өзгеруі тік сызықтың заңымен сәйкес келеді.Бір қалыпты қысымы бар бетті деңгей беті дейді. Кез келген бет деңгей беттің бірі болады .

(3.2) теңдеуді басқаша жазуға болады. Ол үшін кез келген биіктіктен деңгей жазықтық құрастыру керек (3.3.сурет). Сонда А нүктенің орнату орнын z, ал сұйықтың еркін бетінің орнату орнын z_0 ауыстырғанда теңдеу былай өзгертіледі:

$$z + \frac{p}{\gamma} = z_0 + \frac{p_0}{\gamma} \qquad (3.3)$$

Осы қатынас сұйық көлемнің кез келген нүктесінде бірдей жазылады, сондықтан:

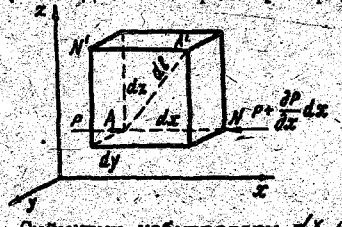
$$H = z + \frac{p}{\gamma} = const, \qquad (3.4)$$

мұнда, Н -тегеуірін

Тыныштық қалпындағы сұйықтың тегеуіріні тұрақты болады.

3.3. Сұйықтың тепе-тең теңдеулерінің дифференциалдық түрлері.

Жалпы жағдайда /3.4. сурет/ сұйыққа салмақ күштерден басқа маңызды көлемдік күштер әсер береді (мысалы, өкпінді күштер).



3.4 Сурет. Сұйықтың тепе-тең теңдеулерінің дифференциялдық түрін шығару.

Сұйықтың қабырғалары dx, dy, dz және ортасы А нүктесінде орналасқан шексіз кішкене көлемді бөліп көрейік, кішкене көлемнің теңдесу шартын қарастырайық. Көлемге әсер беретін маңызды күштің құрамалары болсын. Зұл күштерді маңыздың бірлігіне жатқызған. Сондықтан күштердің қорытындысын білу үшін, оларды маңыздың шамасына көбейту керек. Көрсетілген А нүктеде p қысымның әсері барлық үш бағытқа бірдей тарайды. А нүктеден N нүктеге dx бағытымен ауысқанда қысымның артық шамасы: $\partial p/\partial x \cdot dx$.

Ал қысымның сол N нүктеде толық шамасы: $p + \frac{\partial p}{\partial x} dx$.

Мұнда: $\partial p/\partial x$ - N нүктенің маңындағы қысымның градиенті. Сонда қысымның өзгеруі:

$$p - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx\right) = -\frac{\partial p}{\partial x} dx. \qquad (3.5)$$

Қысымның өзгеруінен пайда болған күшті санау үшін (3.5)-ті белгіленген ауданға көбейту керек:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} dx \cdot dy \cdot dz. \qquad (3.6)$$

Мұнда dy, dz -бағытқа тік қараған жазықтардың ауданының мөлшері. Сонымен (3.6) dx бағытындағы әсер беретін қысымның күші:

Осылайша dy, dz бағыттардағы күштердің мөлшері:

$$-\frac{\partial p}{\partial y}\cdot dx\cdot dy\cdot dz -$$ dy бағытында

$$-\frac{\partial p}{\partial z}\cdot dx\cdot dy\cdot dz -$$ dz бағытында

Қаралған көлемге тек қана маңыздық және қысым күштері әсер береді. Сондықтан үш орналасу орындардың бағыттарындағы тепе-тең теңдеулердің дифференциалдық түрлерін былай жазуға болады:

$$\left.\begin{aligned} X\cdot\rho\cdot dx\cdot dy\cdot dz-\frac{\partial p}{\partial x}\cdot dx\cdot dy\cdot dz=0\\ Y\cdot\rho\cdot dx\cdot dy\cdot dz-\frac{\partial p}{\partial y}\cdot dx\cdot dy\cdot dz=0\\ Z\cdot\rho\cdot dx\cdot dy\cdot dz-\frac{\partial p}{\partial z}\cdot dx\cdot dy\cdot dz=0 \end{aligned}\right\} \qquad (3.7)$$

(3.7) теңдеулерді былай өзгертіп жазуға болады:

$$\left.\begin{aligned} X-\frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial p}{\partial x}=0\\ Y-\frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial p}{\partial y}=0\\ Z-\frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial p}{\partial z}=0 \end{aligned}\right\} \qquad (3.8)$$

(3.8) жүйені сұйықтың тепе-тең теңдеулерінің жалпы дифференциалдық жүйесі деп атайды.

Кейде бұл жүйені Эйлер теңдеулері дейді. Қаралған үш теңдеулер жүйесін баламалы бір теңдеуге келтіруге болады. Ол үшін бірінші теңдеуді dx, екіншісін dy, үшіншісін dz шамаларға көбейтіп, және үш теңдеулерді қосып мынадай теңдеу шығарамыз:

$$X\cdot dx+Y\cdot dy+Z\cdot dz-\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\cdot dx+\frac{\partial p}{\partial y}\cdot dy+\frac{\partial p}{\partial z}\cdot dz\right)=0 \qquad (3.9)$$

(3.9) теңдеудегі төртінші мүше қысымның толық дифференциалы болады:

$$\frac{1}{\rho}\cdot dp=\frac{\partial p}{\partial x}\cdot dx+\frac{\partial p}{\partial y}\cdot dy+\frac{\partial p}{\partial z}\cdot dz. \qquad (3.10)$$

Сонда (3.10) теңдеудің түрі былай өзгереді:

$$X\cdot dx+Y\cdot dy+Z\cdot dz-\frac{dp}{\rho}=0.$$

тағыда: $$dp=\rho(X\cdot dx+Y\cdot dy+Z\cdot dz). \qquad (3.12)$$

Сұйықтың теңдесуінде бұл теңдеу dx, dy, dz шамалары өзгергенде қысымның үдеуін көрсетеді. Сұйыққа маңыз күштерінен тек қана ауырлық күштері әсер берсе және z бағытты тік жоғарыға жібергенде: $X=Y=0, Z=-g$, сонда (3.12) теңдеуі былай жазылады:

$$dp=-\rho\cdot g\cdot dz=-\gamma\cdot dz,$$

интегралы:

$$p=-\gamma z+C$$

Интегралдың С тұрақтысын мына шартты ескеріп ($P = P_a$ –еркін бетте) табамыз:

$$C = P_0 + \gamma \cdot Z_0 \; ; \qquad (3.13)$$

$$Z + \frac{P}{\gamma} = Z_0 + \frac{P_0}{\gamma} = Const \; . \qquad (3.14)$$

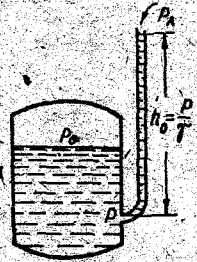
$Z - Z_0 = h$ –А нүктенің биіктігі

Теңдеудің басқа түрі: $P = P_0 + \gamma \cdot h \qquad (3.15)$

Бұл жоғарғы бөлімде қаралған теңдеуі.

3.4. Сұйықтың негізгі тепе–тең теңдеуін техникада пайдалануы

Сұйықтың негізгі теңдеуі (3.15) техникада жиі пайдаланады,мысалы, қысым өлшеу құралдарда.Пьезометр –тегеуірін өлшегіші –осы аспап қысымның /тегеуіріннің /айырмасын өлшейді (3.5.сурет).



3.5 Сурет. Пьезометрдің істеу тәсілі

$$P_0 - P_a = \gamma \, h_0 \; , \qquad (3.16)$$

Мұнда :Ро–сұйықтың бетіндегі қысым, Ра–қоршаған ортаның /ауаның/ қысымы

$$h_0 = \frac{P_0 - P_a}{\gamma} \; , \qquad (3.17)$$

Пьезометр әйнек түтіктен жасалады.

(3.16) теңдеуді былай жазып:

Сонда Ро = Рабс –абсолют /толық/қысым: $P_{абс} = P_a + \gamma \, h_0$

$$h_0 = \frac{P_{абс} - P_a}{\gamma} = \frac{P_{арт}}{\gamma} \qquad (3.18)$$

Р арт = Р абс – Р а –артық қысым.

Сонымен пьезометр тек қана артық қысымның мәлшерін өлшейді.Осы аспаппен өлшегенде қысымның мәлшерін биіктіктің санымен өлшейді.

Мысалы: 1 техникалық атмосфера Рарт = $1 кГ/см^2 = 9,8 \cdot 10^4 Па$.

Пьезометрге су құйылғанда : $\gamma_c = 9,8 \cdot 10^3 \; Н/м^3$

$h_c = P_{арт} / \gamma_c = \frac{9,8 \cdot 10^4}{9,8 \cdot 10^3}$ = 10 м су бағанасы

Пьезометрге сынап құйылғанда: $\gamma_{сн} = 133 \cdot 10^3 \; Н/м^3$

$h_{сн} = 9,8 \cdot 10^4 / 133 \cdot 10^3$ = =0,735 м сынап бағанасы.

Кейде абсолют /толық/қысым ауаның қысымынан кем /төмен/ болады. Мұнда бұл қысымды кем қысым дейді /вакуум/:

$$h_{вак} = \frac{P_a - P_{абс}}{\gamma} \; . \qquad (3.19)$$

б/ И-тәрізді қысым өлшегіш /И-манометр /:

3.6.Сурет И-тәрізді манометр

$P = P_a + \gamma \Delta H$

$$\Delta H = \frac{P - P_a}{\gamma} = \frac{P_{арт}}{\gamma} \qquad (3.20)$$

Р-өлшейтін қысым, Ра-ауаның қысымы, γ - өлшегішке құйылған судың меншікті салмағы. И-тәрізді өлшегіш тек қана екі қысымның айырмашылығын /артықтығын/ өлшейді.

3.5. Сұйықтың қозғалысы.

Сұйықтың қозғалысын қарағанда сұйықтың ағысының екі түрімен санасу керек. Егер сұйықтың бір қабаты екінші қабатымен үйкеліспесе онда ол сұйықты мүлтіксіз дейді. Оның тұтқырлығы болмайды. Шынында нақты сұйықтардың тұтқырлығы бар. "Мүлтіксіз" сұйық дегеніміз нақты сұйықтарға тек белгілі дәрежеде жақындау ғана болып табылады.

Сұйық бөлшектерінің қозғалысының өзіне лайық жылдамдығы және бағыты болады (3.7.Сурет).

3.7 Сурет. Ағын сызықтары.

Жылдамдық бағытының $/\vec{v}/$ өрісімен сызықтар жүргізейік, сонда олардың әрбір нүктесінен жүргізілген жанамалар сұйық бөлшегі жылдамдығының сол нүктедегі бағытына дәл келетін болады. Сондай сызықтарды ағын сызықтары деп атайды. /3.8./ суретте кейбір қатты денелерден сұйықтың орай ақкан жағдайдағы ағын сызықтары көрсетілген.

3.8 Сурет. Ағын сызықтарының түрлері:

а-дөңгелек цилиндр, б-тақтайша в -сүйір дене.

Сұйықтың ағын сызықтарымен шектелген бөлігін ағын түтігі дейді. Ағын түтігінің белгілі қимасындағы барлық бөлшектер қозғалыс кезінде ағын түтігінің ішімен қозғалып отырады, одан шығып кетпейді. Ағын түтігінің ішіндегі сұйық бөлігін сорғы дейді (3.9 сурет).

3.9.Сурет.
Ағын түтігі

Сұйық сығылмайтын болса ΔS_1 қимасынан ағып өтетін сұйық көлемі қандай болса қимасынан ағып өтетін сұйық көлемі де дәл сондай болады,сондықтан:

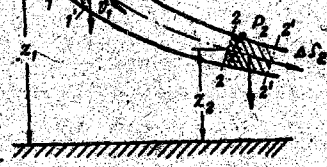
$$\Delta S_1 \cdot V_1 = \Delta S_2 \cdot V_2 = \Delta S \cdot V = Const$$

$$Q = \Delta S \cdot V = Const$$ -сұйық мөлшері

Бұл қатысты сорғының үзіксіздік теңдеуі дейді.Осы теңдеуге сәйкес арнаның жуан жерінде сұйық жайлап ағады,ал арнаның жіңішке жерінде сұйық тезірек ағады.Сұйықтардың мөлшері ағын бойында өзгермейді.

3.6. Сорғы қайратының теңдеуі /Бернулли теңдеуі/.

Сорғының түтікке ΔS_1 қимасынан кіріп ΔS_2 қимасынан ағып шыққан жағдайларын зерттейік. ΔS_1 ауданы бар I-I қимада сұйықтың жылдамдығы V_1 ,қысымы P_1 ,орынның биіктігі Z_1,ал екінші қимада /2-2 /: V_2, P_2, Z_2 (3.10 сурет).Сұйықтың Δm маңызы ағып өткенде бірқыпыра жұмыс істелінеді (сұйық ішінде қысымның,ауырлықтың күштері әсер береді)



3.10.Сурет.
Сорғының теңдеуін шығару.

/1-1/қимадан ағып өтетін сұйықтың Δm маңызының толық қайраты E_1 болсын,ал /2-2/қимадан $-E_2$.

Қайраттың сақтау заңы бойынша қайраттың /$E_2 - E_1$ / өзгерісі ΔS_1 және ΔS_2 қимасының арасындағы сыртқы күштердің жұмысына тең болады:

$$E_2 - E_1 = A \qquad (3.21)$$

Толық энергия қозғалыс /кинетикалық/және мүмкіндік /потенциалдық/қайраттарынан құралатынын ескеріп мынаны жазуға болады:

$$\left.\begin{aligned} E_1 &= \frac{\Delta m \cdot V_1^2}{2} + \Delta m \cdot Z_1 \cdot g \\ E_2 &= \frac{\Delta m \cdot V_2^2}{2} + \Delta m \cdot Z_2 \cdot g \end{aligned}\right\} \qquad (3.22)$$

/А/ жұмыстың шамасын табу үшін қысым күшінің жұмысын санау керек. /I-I/қимадағы қысым жұмысы: $p_1 \cdot \Delta S_1 \cdot v_1 \cdot \Delta t$,

2-2 қимадағы - $-p_2 \cdot \Delta S_2 \cdot v_2 \cdot \Delta t$.

/бұл күш бірінші күшке қарсы болады/. Мұнда Δt маңыздың /I-I/ дең /2-2/ қимаға ағып өтетін уақыты.

/А/ жұмысы қысым күштерінің жұмысынң қосындысына тең:

$$A = p_1 \cdot v_1 \cdot \Delta S_1 \cdot \Delta t - p_2 \cdot v_2 \cdot \Delta S_2 \cdot \Delta t \quad (3.23)$$

(3.22) және (3.23) қатынастарды (3.2I) қатынасқа кіргізіп мынаны табамыз:

$$\frac{\Delta m \cdot v_2^2}{2} + \Delta m \cdot z_2 \cdot g - \frac{\Delta m \cdot v_1^2}{2} - \Delta m \cdot g \cdot z_1 =$$

$$= p_1 \cdot v_1 \cdot \Delta S_1 \cdot \Delta t - p_2 \cdot v_2 \cdot \Delta S_2 \cdot \Delta t \quad (3.24)$$

Сорғының үзіксіздік теңдеуіне сәйкес Δm маңыздың көлемі тұрақты болып тұрады: $\Delta V = \Delta S_1 \cdot v_1 \cdot \Delta t = \Delta S_2 \cdot v_2 \cdot \Delta t$.

3.24. Теңдіктің екі жағын ΔV көлеміне бөлеміз және $\rho = \frac{\Delta m}{\Delta V}$ қатынасты өскеріп мына теңдікті шығарамыз:

$$\frac{\rho \cdot v_1^2}{2} + \rho g \cdot z_1 + p_1 = \frac{\rho \cdot v_2^2}{2} + \rho g \cdot z_2 + p_2 \quad (3.25)$$

Бұл теңдеуді Д.Бернулли қорытып шығарған. Сондықтан Бернулли теңдеуін былай жазуға болады:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} \quad (3.26)$$

Мұнда: $\gamma = \rho \cdot g$ -сұйықтың меншікті салмағы.

(3.26) теңдеу мұлтіксіз сұйықтың қозғалысына арналған. Оны былай жазуға болады:

$$H_1 = H_2 = H = Const \quad (3.27)$$

Мұнда: $H_1 = z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g}$

$$H_2 = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} \quad (3.28)$$

Мұлтіксіз сұйықтың тегеуірінің тұрақты болады.

Нақты сұйықтың қозғалысында (3.27) қатынас дұрыс болмайды. Оның себебі мынада: нақты сұйықтың ағысында қысымның қайтымсыз шығындары пайда болады.

Оны өскеріп (3.27) теңдеу, мына қатынасқа айналады:

$$H_1 = H_2 + \Delta h_w \quad (3.29)$$

Негізінде қысымның қайтарымсыз шығындары сұйықтың бөлшектерінің бір-бірімен үйкелісінен пайда болады, ал қысым шығындарымен кеткен

қайрат түбінде үйкеліс жылуға айналады.Ағын түтігі бірінғай болғанда ($z_1 = z_2$) Бернулли теңдеуі мына түрде жазылады:

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} \qquad (3.30)$$

3.7. Бернулли теңдеуін техникада пайдалануы.

Бернулли теңдеуін пайдаланып сұйықтың шығысын,оның ағысының жылдамдығын өлшеуге болады.

I мысал.Сұйық ағынның жылдамдығын өлшейтін "Пито түтігі".

Сұйық ағынның ішінде жылжымайтын ағынға қарсы имек үш бар түтік қойылсын (3.II сурет).

Осы түтіктің маңайындағы ағын сызықтары өзгереді.Түтік тесігінің алдындағы сұйықтың жылдамдығы нөлге тең болады. (3.30) өрнекті қолдап:

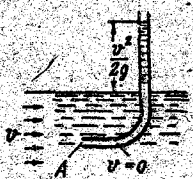
$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g}, \quad v_2 = 0$$

$$p_2 = p_1 + \rho \cdot v_1^2/2 \qquad (3.31)$$

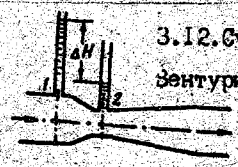
Мұнда: -қозғалыс қысымы жылдамдық төгеуірін.Егер қысым белгілі болса ағынның жылдамдығы былай табылады:

$$v = \sqrt{\frac{2}{\rho}\cdot(p_2 - p_1)} \qquad (3.32)$$

2 мысал. Құбырдағы сұйықтың шығысын өлшеу.Вентури атты шығын өлшегіш (3.I2 Сурет).



3.II.Сурет.
Пито түтігі



3.I2.Сурет.
Вентури өлшегіші

-Суретте Вентури шығыс өлшегіштің нұсқасы көрсетілген.Мұндай аспап имекке кигізген құбыр түрлі болады,ал құбырдың орта жағы адейі жіңішкеленеді.Түзу қимадан /I-I/ және жіңішке қимадан /2-2/ төгеуірінің шамасы өлшенеді.Төгеуіріннің ΔH айырмашылығы құбырдан ақкан сұйықтың шығысымен тіке байланысты.Бұл байланысты білу үшін Бернулли теңдеуін /I-I/ және /2-2/ қималарға қазайық:

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} + \Delta h_w \qquad (3.33)$$

Бұл теңдеуге үзіксіздіктің теңдеуін қосу керек:

$$v_1 S_1 = v_2 S_2 \qquad (3.34)$$

Қолданған белгілер: v_1, v_2 -бірінші,екінші қимадағы ақкан сұйықтың жылдамдығы, p_1, p_2 -қысымдардың шамасы;

S_1, S_2 -Бірінші,екінші қималардың аудандарының шамасы.

Δh_w -сұйықтың бірінші қимадан екінші қимаға ағып өткенде оның

қайтарымсыз тегеуіріннің шығыны.

Мынаны ескеріп: $\Delta h_w = \zeta \frac{v_2^2}{2g}$ және $\frac{p_1 - p_2}{\gamma} = \Delta H$ (3.35)

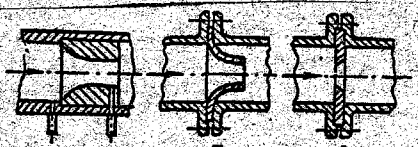
ΔH -бірінші,екінші қимадағы өлшенген тегеуіріннің айырмашылығы. (3.33) және (3.34) қатынастарды (3.32) теңдеумен байланыстырғанда жылдамдықтың шамасы саналады:

$$v_2 = \sqrt{\frac{2g \cdot \Delta H}{1 - (S_2/S_1)^2 + \zeta}} = C_v \sqrt{\Delta H}. \qquad (3.35A)$$

C_v -жылдамдықтың тұрақтысы.Көлемді шығыстың шамасы:

$$Q = v_2 \cdot S_2 = S_2 \cdot v_2 \cdot \sqrt{\Delta H} = C_Q \sqrt{\Delta H}. \qquad (3.36)$$

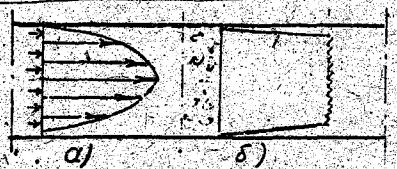
C_Q тұрақтысы тәжірибеден табылады,ол үшін Вентури өлшегішті белгілі басқа өлшегішпен салыстырады.Оның тұрақты шамаларын есептейді. Шығыс өлшегіштерінің басқа түрлері (3.13)суретте көрсетілген.



3.13 Сурет.Шығын өлшегіштерінің түрлері: а,б -сатамалар, в -тарылтқыш

3.8. Сұйықтың ағысының екі түрі.

Сұйықтың ағысының техникада екі түрі кездеседі.Мысалы,сұйықтың құбырдағы ағысының екі түрін талқылайық (3.14 .Сурет).



3.14 Сурет. Сұйық ағыстың екі түрі: а-ретті,б-ретсіз

Тәжірибе мынаны көрсетеді:құбырдағы сұйықтың ағыс жылдамдығы өте аз болса бөлшектері қабат-қабат болып ағады.Жылдамдығы әр түрлі сұйықтың қабаттары бір-бірінің бетімен сырғанаған тәрізді болып қозғалады.Мұндай ағысты ретті ағыс,не "ламинарлық"ағыс дейді/латынша "ламинар"-қабат-қабат деген сөз/.Құбырдың көлденең қимасындағы (3.15.сур.,а) ағыс жылдамдығы қабырғада нөл шамасында болса, ал қиманың ортасында ағыс жылдамдығы ең жоғарғы шамасына шейін өседі.Әр бөлшектің,/қабаттың/өзінің жылдамдығы болады.

Сұйықтың жылдамдығы артқан сайын ағыстың реттік сипаты жоғалып, ретсіз бола бастайды.Бұл ағыстың екінші түрін ретсіз,не "турбуленттік"ағыс дейді. /латынша мағынасы-құйын/.

Сұйықтың бөлшектері бір-бірімен үздіксіз араласып тұрады.Мұндай ағыстың жылдамдығы-кенет аумалы және ауыспалы шама (3.15.,б сурет). Құбырдың көлденең қимасындағы жылдамдықтың шамасы бірыңғай болады. Тек қана шекаралық қабатта қатты дене бетіне,немесе қабырғаға жанасқан аймақта жылдамдықтың шамасы нөлге дейін кемиді.

Сұйық ағысының екі түрі өлшемсіз шама-Рейнолс санымен сипатталады.Оның өрнегі былай:

$$Re = \frac{v \cdot L}{\nu} \qquad (3.37)$$

Мұнда: v -сұйықтың жылдамдығы, $м/с$

L -сызықты өлшем, $м$,

ν -тұтқырлықтың жылдамдылық көрсеткіші, $м^2/с$

Re санының ерекше шамасын аумалы Рейнолс саны дейді- $Re_{кр}$; ол тәжірибеден табылады.Әр ағыстың Re саны аумалы саннан аз болса,ол ағыс реттік ағысқа жатады.Ал ағыстың Рейнолс саны $Re_{кр}$ санынан артса,ол ағыс ретсіз ағысқа жатады.

Мысал:Құбырдағы ағыстың аумалы Рейнолс саны $Re_{кр}$ =2300,Сонда ағыстың саны $Re_{кр}$ санынан кем болса,ол ағыс реттік болады, ал $Re_{кр} \geq 2300$, ол ағыс ретсіз болады.Мынаны ескеру керек:техникада көбінесе ретсіз ағыстар кездеседі.Ретті ағыстар өте тұтқырлы сұйықтар ағысында /мысалы,мұнайды тасымалдайтын құбырларда/,жіңішке арналарда /түтіктерде/ кездеседі.Екі түрлі ағыстарға сәйкес олардың есептеу әдістері басқаша болады.Мысалы ретсіз ағыстарда қайраттың/қысым энергиясының/ шығындары реттік ағыстармен салыстырғанда негұрлым көп болады.

3.9. Үйкелістегі қысымның/тегеуірінің/шығындары.

Нақты сұйықтар тұтқырлы сұйықтарға жатады,сондықтан олардың ағысының қозғалыс қайратын ескергенде қайтымсыз шығындарды ескеру керек.Ол шығындарды сұйықтық шығындар дейді.Сұйықтық шығындардың үлесі ағыстың жылдамдығына,сұйықтың тұтқырлығына,тағыда арнаның пішінінің өлшеміне және оның бұдырлығына тәуелді.Тәжірибеден шығарылған мына қорытынды пайдалану керек:

техникада пайдаланатын ретсіз ағыстардың сұйық шығындары ағыстың жылдамдығының шаршысына тік тәуелді болады.Ал реттік ағыстарда ол шығындар жылдамдыққа тік тәуелді болады екен.

Сондықтан гидравликада ретсіз ағыстардың сұйық шығындарын есептеу үшін мына өрнектерді пайдалануға болады:толық қысымның шығындары:

$$\Delta p = \xi \cdot \rho \frac{v^2}{2}. \qquad (3.38)$$

Толық тегеуірінніңшығындары:

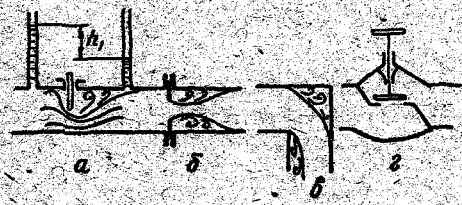
$$\Delta h = \zeta \cdot \frac{v^2}{2g} \qquad (3.39)$$

Мұнда: ζ -кедергі көрсеткіші;

v -ағыстың жылдамдығы, м/с.

Сұйық шығындары немесе қысымның /тегеуірінніңшығындары ағыста кездесетін кедергілерді жоюға арналған қайраттың үлесін көрсетеді.Ағыс жолында кездесетін кедергілерді сұйық/гидравликалық/ кедергілер дейді.Оларды екі түрге бөледі:жергілікті кедергілер және ұзындық кедергілер.

Жергілікті кедергілер ағыстың кейбір жеке-жеке жерлерінде кездеседі (3.16 сурет) .Жергілікті кедергілерге ысырма,кран,тарылтқыш және осы сияқты құбырларда пайдаланатын бұйымдар жатады.



3.16.Сурет. Жергілікті кедергілер: а-ысырма, б-тарылтқыш, в-бұрылыс, г-вентиль

Жергілікті кедергілергетағы да ағыстың кенеттен кеңейген және кенеттен тарылған жерлері,ағыстың айналма,бұрылма жерлері де жатады.Ұзындық кедергілерге ағыстың ұзындығына байланысты өзгеретін кедергілер жатады.Осы кедергілерге сұйық бөлшектері арасындағы өзара үйкеліс кедергілермен,сұйықтан ағыс арнасы бойындағы үйкеліс кедергілері жатады .Кедергі көрсеткіштерді анықтамадан табуға болады.

ӘДЕБИЕТ ТІЗІМІ

1. Волков Э.П. Энергетические установки электростанций/русск/.- М.: Энергоатомиздат, 1983.
2. Нащокин В.В. Техническая термодинамика и теплопередача /русск/.- М.: Высшая школа, 1969.-560с.
3. Кириллин В.А.,Сычев В.В.,Шейндлин А.Е. Техническая термодинамика,/русск/.-М.:Энергия,1974.-448с.
4. Исаченко В.П. и др.Теплопередача.-Э.,1975.
5. Ривкин С.Л.,Александров А.А. Термодинамические свойства воды и водяного пара.-Э.,1984.
6. Жылу техника терминдерінің қысқаша орыша-қазақша сөздігі.- Алматы:АЭИ,1990.
7. Әділбеков М.А.,Даукеев Р.Ж.,Достияров А.М. Электр станцияларының энергоқондырғылары. Лабораториялық жұмыстардың сипаттамалары.-Алматы:АЭИ,1990.
8. Әбубәкіров Е.К.Электр станцияларының энергия қондырғылары. Курстық жұмысқа арналған әдістемелік нұсқаулар.Алматы:АЭИ,1992.
9. Устименко Б.П.,Алияров Б.К.,Абубакиров Е.К. Огневое моделирование пылеугольных топок.Алма-Ата:Наука,1981.

М А З М У Н Ы

КІРІСПЕ ... 3

1. БІРІНШІ ТАРАУ. ТЕХНИКАЛЫҚ ЖЫЛУҚОЗҒАЛЫМ ...

I.I. Техникалық жылуқозғалым пәні және әдістері ... 4
I.2. Жүйе күйінің термиялық көрсеткіштері ... 4
I.3. Мүлтіксіз газ күйінің теңдеуі ... 5
I.4. Мүлтіксіз газ қоспалары ... 7
I.5. Жылу сыйымдылығы ... 8
I.6. Жылуқозғалымның бірінші заңының теңдеуі ... 9
I.7. Энтропия функциясы- S ... I0
I.8. Мүлтіксіз газдың жылуқозғалымдық теңдесулі өтетін құбылыстары ... II
I.9. Жылуқозғалымның екінші заңы ... I2
I.9.I Жылуқозғалымның екінші заң тұжырымдары ... I2
I.9.2. Айналымдар, жылуқозғалтқыштың үлгісі, термиялық пайдалы әрекет көрсеткіші ... I3
I.9.3. Жылуқозғалымның екінші заңын энтропия арқылы сипаттау ... I4
I.I0. Нақты газдардың қасиеттері ... I5
I.I0.I. Нақты газдардың ерекшеліктері ... I5
I.I0.2. Ван-дер-Ваальс теңдеуі ... I7
I.I0.3. Су буының h-S және T-S суреттемелері ... I7
I.II. Жылуқозғалымның үшінші заңы ... I8
I.I2. Ағынды жылуқозғалым ... I8
I.I2.I. Ағынды газда жылу қозғалымның бірінші заңының түрленуі ... I8
I.I2.2. Тарылған саптамадан газдың ағуы ... I9
I.I2.3. Лаваль саптамасы ... 20
I.I3. Газдың жылукүшті қондырғылардың айналымдары ... 2I
I.I4. Газтурбиналық қондырғылардың айналымдары ... 22
I.I5. Бутурбиналық қондырғылардың айналымдары ... 24
I.I5.I. Ренкин айналымы ... 24
I.I5.2. Жылуөндірістік айналымы ... 25
I.I5.3. Аралық ысытушы Ренкин айналымы ... 26
I.I5.4. Жылуқайтымды регенеративтік жылыту ... 26
I.I6. Айналымдардың тиімділігін талқылау ... 27

2. ЕКІНШІ ТАРАУ. ЖЫЛУАЛМАСУ НЕГІЗДЕРІ ... 30

2.I. Жылуалмасудың түрлері. Негізгі түсініктер мен анықтамалар ... 30
2.2. Температуралық өріс және температура градиенті ... 3I

2.3. Жылуөткізгіштік.Фурье заңы.....31
2.3.1.Жылуөткізгіштіктің дифференциалдық теңдеуі.....32
2.3.2.Жазық қабырғаның жылуөткізгіштігі.....32
2.4. Конвективті жылуалмасу.....32
2.4.1.Ұқсастық теория туралы түсінік.....34
2.4.2.Конвективті жылуалмасу құбылыстарын үлгідеу.....35
2.5. Жылу беріліу.Жазық қабырға арқылы жылу беру.....36
2.6. Сәулелік жылуалмасу.....36
2.6.1.Негізгі сіңіру заңы /Бугер заңы/. 37
2.6.2.Жылу сәулеленудің негізгі заңдары.....38
2.6.3.Қатты денелердің арасындағы сәулелік жылуалмасу.....42
2.6.4.Сәуле шашыратқыш бет /экран/.....43
2.6.5.Газдардың сәулеленуі.....44
2.6.6.Газдардың ошақтарындағы сәулелік жылуалмасуының ерекшелігі.....45
3 ҮШІНШІ ТАРАУ. СУ ЭНЕРГЕТИКАСЫНЫҢ НЕГІЗДЕРІ 50
3.1. Сұйықтың қасиеттері.....50
3.2. Сұйықтың тепе-теңдік теңдеуі/гидростатиканың негізгі теңдеуі/.....52
3.3. Сұйықтың тепе-тең теңдеулерінің дифференциалдық түрлері.....53
3.4. Сұйықтың негізгі тепе-теңдеуін техникада пайдалануы.....55
3.5. Сұйықтың қозғалысы.....56
3.6. Сорғы қайратының теңдеуі /Бернулли теңдеуі/.....57
3.7. Бернулли теңдеуін техникада пайдалануы.....59
3.8. Сұйық ағысының екі түрі.....60
3.9. Үйкелістегі қысымның /тегеуірінің/ шығындары.....61

Әдебиет тізімі.....63

Св.план 1993г., поз.32

Елқұтты Кожахметұлы Әубәкіров
Гүмарбек Жүсіпбекұлы Даукеев
Жумабай Оралбайұлы Сазаев

ЭЛЕКТРСТАНЦИЯЛАРДЫҢ ЭНЕРГЕТИКАЛЫҚ ҚОНДЫРҒЫЛАРЫ

Бірінші бөлімі

лекциялар конспектісі

/Электр жүйелер мен тораптар мамандығының студенттері үшін/

Редакторы Смарбаева Ж.Т.

Басуға қол қойылды

Тиражы 100 дана
Көлемі 4 есеп-баспа табақ
Қалпы 60 × 84 416

№1 баспаханалық қағаз
Тапсырыс 243
Бағасы 65с.

Алматы энергетика институтының ротапринті
480013 Алматы, Ахмет Байтурсынұлы көшесі, 126 үй