

4-mavzu. Termodinamikaning ikkinchi qonuni.

Reja:

1. Aylanma jarayonlar (yoki sikllar). Termodinamika II qonunining mazmuni.

2. Karno sikli. Teskari Karno sikli. Karno teoremasi.

3. Qaytmas siklda entropiyaning o'zgarishi. Termodinamika II qonunining matematik ifodasi. Klauzius nazariyasining xatoligi.

1. Aylanma jarayonlar (yoki sikllar)

Birinchi qonun singari, termodinamikaning ikkinchi qonuni ham tajribani umumlashtirishdir. Fan, texnika va kundalik hayotning turli sohalarida o'tkazilgan ko'plab kuzatishlar va tajribalar asosida issiqlikning o'ziga xos xususiyatlari, jumladan, tabiatni o'rganishga makrofizik yondashuvda uchraydigan issiqlik va ishning o'zaro o'zgarishi xususiyatlari aniqlandi.

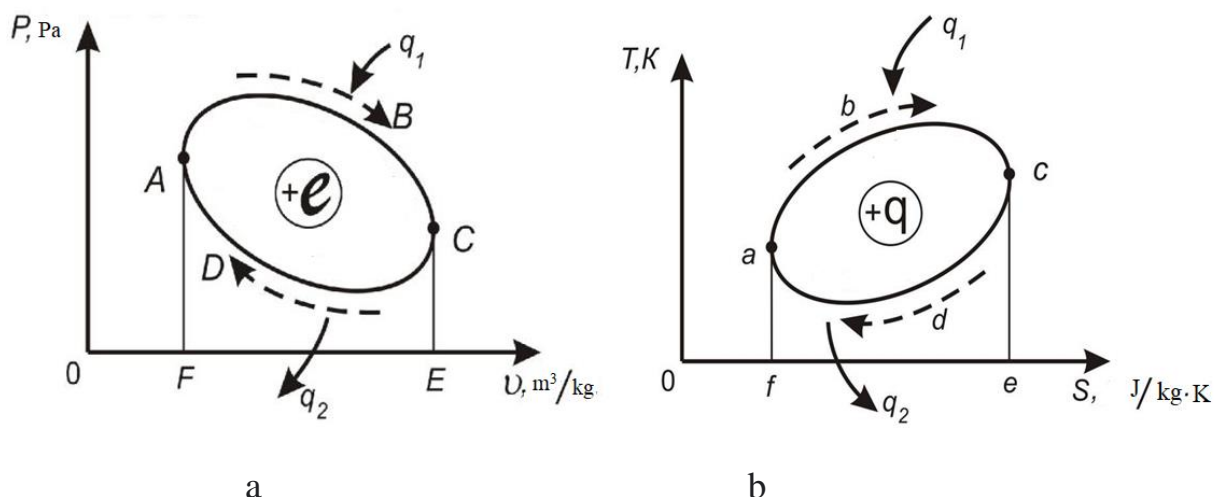
Termodinamikaning birinchi qonuni issiqlik va ishning o'zaro aylanishidagi cheklolarni ko'rsatmaydi.

Energiya uzatishning turli shakllari o'zaro ekvivalent emas. Issiqlik harakatining energiyasi boshqa energiya turlariga qaraganda ko'proq darajada saqlanib qoladi yoki boshqa har qanday energiya hisobiga ko'paytiriladi. Shunday qilib, tabiiy (birdaniga) jarayonlar ma'lum bir yo'nalishga ega, ya'ni ular tizim tomonidan muvozanat holatiga erishish tomoniga boradi. Amalda harorat pastroq bo'lgan jismdan yuqori haroratli jismga issiqlikning o'z-o'zidan o'tishi holatlari aniqlanmagan. Tajriba shuni ko'rsatadiki, issiqlikning uzluksiz ishga aylanishi bilan (issiqlik dvigatellarining asosi bo'lgan) aylanma jarayonda jismga berilgan barcha issiqlik ham amaliy, ham nazariy jihatdan ishga aylantirilmaydi.

Termodinamikaning ikkinchi qonuni tabiiy hodisalarga makrofizik yondashuvda kashf etilgan issiqlikning energiya uzatish shakli sifatidagi xususiyatlarini umumlashtiradi. U entropiyaning mavjudligi qonunini ifodalaydi va izolyatsiyalangan sistemalarda teskari va qaytmas jarayonlar jarayonida uning o'zgarish qonuniyatlarini belgilaydi.

Issiqlik uzatish jarayoni o'z-o'zidan harorati past jismlarga yo'naltiriladi. Issiqlikni issiqlik kamroq jismdan issiqlik ko'proq jismga o'tkazish uchun ma'lum miqdordagi ish sarflanishi kerak. Bu yagonalikning doimiyliги termodinamikaning ikkinchi qonunini quyidagicha shakllantirishga imkon beradi: Kompensatsiya qilinmagan o'tish (ya'ni, past haroratli jismdan yuqori haroratli jismga ma'lum bir issiqlik ishini sarf qilmasdan o'tishi mumkin emas) (R. Klauziusning formulasi).

Termodinamikaning ikkinchi qonuni issiqlikni o'zboshimchalik bilan uzoq ishlaydigan dvigatel uchun ishga aylantirish mumkin bo'lgan sharoitlarni ko'rsatadi. Pv-koordinatalarda A-B-C-D va Ts-koordinatalarda a-b-c-d aylana jarayonini ko'rib chiqaylik (1-rasm,a). A-B-C kesimida ishchi gaz isitgichdan (issiqlik manbai) ma'lum miqdorda issiqlik oladi, buning natijasida $L_1=A-B-C-E-F-A$ kengayish ishini bajaradi. Keyin, C-D-A siqish qismida A nuqta bilan aniqlangan dastlabki holatiga qaytadi. Ushbu jarayonni amalga oshirish uchun ishchi gazdan ma'lum miqdorda issiqlikni olib tashlash kerak. C-D-A kesimida L_2 siqish ishi manfiy. Demak, siklning ishi $L_{sik}=L_1-L_2= A-B-C-D-A$ yuzaga teng. ya'ni bu sikl maydonidir. E'tibor bering, bu holda, sikl soat yo'nalishi bo'yicha davom etganda, ish $L_{sik}>0$ bo'ladi, chunki L_1 kengayishning ifoydali ishi L_2 siqish uchun sarflanadigan ishidan kattaroqdir. Bunday **sikl to'g'ri sikl** deyiladi.



1-rasim. Aylanma jarayonlarning pV va Ts diagrammasi.

Ts-koordinatalarda (1-rasm, b) $\Delta s>0$ da oqadigan a-b-c kesmada issiqlik

manbasidan ishchi gazga $q_1 = a-b-c-e-f-a$ yuzada issiqlik miqdori beriladi. Dastlabki A holatiga qaytish uchun ishchi gazdan ($\Delta s < 0$ da c-d-a maydonida) $q_2 = c-d-a-f-e-c$ issiqlik miqdorini olib tashlash kerak. Bundan kelib chiqadiki, siklda ishga aylanadigan issiqlik miqdori aynan $q_{sik} = q_1 - q_2 = a-b-c-d-a > 0$. O'tkazilgan tahlildan xulosa qilish mumkinki, aylanma jarayonni amalga oshirish uchun uchta elementning mavjudligi zarur: T_1 haroratli issiqlik manbai (isitgich), $T_2 < T_1$ haroratli sovutladi va ishchi gaz isitgich va sovutgich bilan ketma-ket issiqlik almashinuviga kirichdi. Yuqoridagilarga asoslanib, biz termodinamikaning ikkinchi qonunini shakllantirishimiz mumkin:

-davriy ravishda ishlab turgan dvigatelda jismni faqatgina sovitmay turib, uning issiqligini ishga aylantirib bo'lmaydi (ingliz fizigi V. Tomson-Kelvin (1851 y.) formulasi).

-issiqlikdan ish olish uchun harorat farqi bo'lishi kerak (S. Carnot formulasi). silindirsimon ishlaydigan issiqlik dvigateli, faqat isitgichdan keladigan issiqlik tufayli ishlaning, bundan tashqari sovutgichga issiqlikni olib tashlamasdan ishlaydi bundan dvigatelni, ikkinchi turdagi Tomson-Plankning doimiy harakat mashinasi deb ataladi. Shunday qilib, termodinamikaning ikkinchi qonuni quyidagicha ifodalanishi mumkin: ikkinchi turdagi abadiy harakat mashinasini amalga oshirish mumkin emas. Tizimning muvozanat holati ko'proq ehtimoli bor va shuning uchun tabiiy (o'z-o'zidan) jarayonlar muvozanat holatiga moyil bo'ladi. Bu D. Boltsmanga termodinamikaning ikkinchi qonunining quyidagicha tariflashga imkon berdi: -tabiat kamroq ehtimolli holatlardan ko'proq ehtimoliy holatlarga o'tishga intiladi.

Xulosa qilib shuni ta'kidlaymizki, issiqlik dvigatellarida (ichki yonuv dvigatellari, gaz va bug 'turbinalari va boshqalar) issiqlik manbai bo'lib reaksiyalar xizmat qiladi. Atrof-muhit, ya'ni atmosfera issiqlik qabul qiluvchi (sovutgich) sifatida ishlatiladi va gazlar (yonilg'i yonish mahsulotlari) yoki bug'lar ishchi jisim sifatida ishlatiladi.

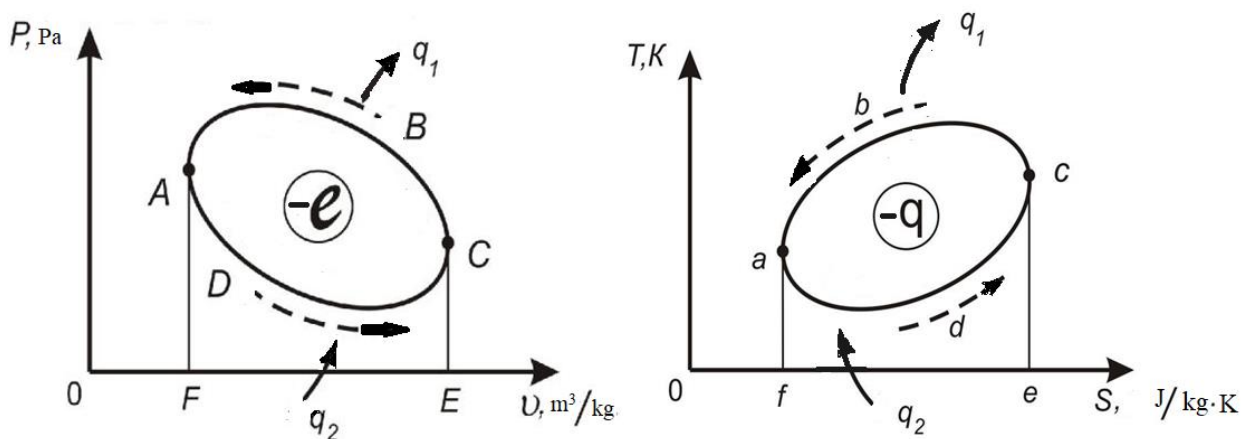
siklning termik foydali ish koeffitsenti (F.I.K.) - sikl davomida dvigatel

tomonidan ishlab chiqarilgan ish L_{sik} ning ushbu davrda etkazib beriladigan q_1 issiqlik miqdoriga nisbatga teng:

$$\eta_t = L_{sik} / q_1 = (q_1 - q_2) / q_1 \quad (4.1)$$

Termik foydali ish koeffitsenti dvigatelining aylanishining mukammallik darajasini baholaydi. **Termik foydali ish koeffitsenti** qanchalik yuqori bo'lsa, ma'lum bir issiqlik ta'minoti q_1 bilan olingan ish shunchalik ko'p bo'ladi, ya'ni dvigatelning samaradorligi yuqori bo'ladi.

Qarama-qarshi yo'nalishda, ya'ni soati strelokasining aylanishi qarshi oqadigan **sikl teskari sikl** deyiladi. 2-rasmda siklning yo'nalishi strelkalar bilan kesilgan chiziqlar bilan ko'rsatilgan. Bunday siklda ish L_{ts} manfiy: $L_{sik} = q_2 - q_1$, bunda L_{sik} , q_1 va q_2 mutlaq qiymatlardir.



2-rasim. Teskari aylanma jarayonlarning pV va Ts diagrammasi.

Teskari aylanish jarayonini amalga oshirish uchun sarflangan tashqi ish tufayli issiqlikni past haroratli manbadan yuqori haroratli manbaga o'tkazish mumkin. Bunda q_2 issiqlik miqdori past haroratli manbadan chiqariladi va yuqori haroratli manba $q_1 = q_2 + L_{sik}$ issiqlik miqdorini oladi.

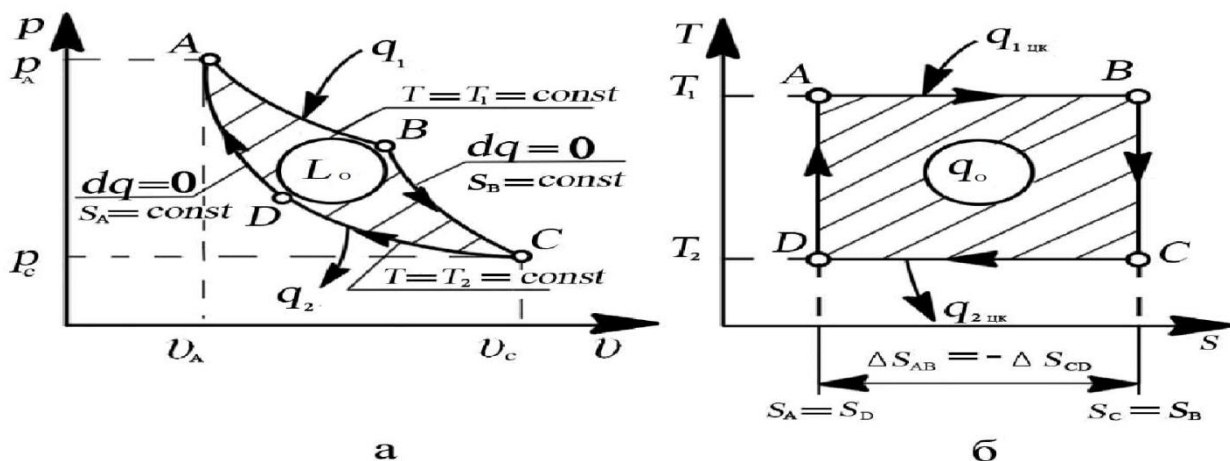
Sovutgich mashinalari teskari aylanishda ishlaydi. Ushbu mashinalarda, tashqi ishning minimal xarajatlari bilan, kamroq isitiladigan tanadan ko'proq isitiladigan tanaga olib tashlangan issiqlik miqdori imkon qadar katta bo'lishi maqsadga muvofiqdir. Shuning uchun teskari siklning **sovytish koeffitsienti** bilan baholanadi, masalan:

$$\varepsilon = q_2 / L_{\text{sik}} = q_2 / (q_1 - q_2). \quad (4.2)$$

2.Karno sikli. Teskari Karno sikli. Karno teoremasi.

1824 yilda frantsuz olimi S. Karno tomonidan taklif qilingan to'g'ridan-to'g'ri Karno aylanishi issiqlik dvigatelining ideal aylanishidir, chunki u issiqlikni ishga to'liq aylantirishni ta'minlaydi.

Karno sikli qaytar jarayonlardan iborat, ya'ni: ikkita izoterma (a-b va c-d) va ikkita adiaba (b-c va d-a) (3-rasm). Kengayish a-b qismida q_1 issiqlik miqdori T_1 haroratda isitgichdan ishchi gazga beriladi. Bundan tashqari, b-c kesimida T_1 haroratidan T_2 haroratigacha adiabatik kengayish sodir bo'ladi. Izotermik siqilish c-d qismida sodir bo'ladi. Bunday holda, T_2 haroratda q_2 issiqlik miqdori ishchi gazdan sovutgichga chiqariladi. d-a kesimida keyingi adiabatik siqilish natijasida ishchi suyuqlik dastlabki holatiga qaytadi. E'tibor bering, a-b va c-d (izotermalar) bo'limlarida ichki energiyaning o'zgarishi nolga teng va berilgan (olib tashlangan) issiqlik ish bilan teng. b-c va d-a bo'limlarida issiqlik ta'minoti (olib tashlash) yo'q va ish ichki energiya hisobiga bajariladi (siqish jarayonida d-a, sarflangan ish ishchi gazning ichki energiyasini oshirishga sarflanadi).



3-rasim. Karno sikli:

a pv-koordinatalari; b Ts-koordinatalarida.

Ts-koordinatalardagi tasvirdan foydalanib, Karno siklining **termik foydali ish koeffitsenti (F.I.K.)** aniqlaymiz

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_2} = \frac{T_1(S_f - S_l) - T_2(S_1 - S_2)}{T_1(S_f - S_e)} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

yoki

$$\eta_t = 1 - T_2/T_1 \quad (4.3)$$

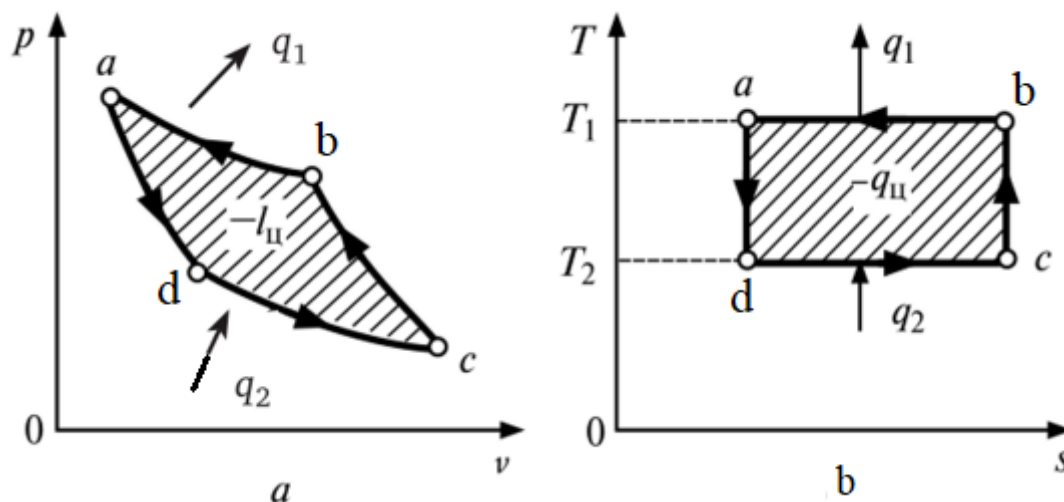
Karno siklining **termik foydali ish ko'effitsienti** oshirish uchun issiqlik manbasining T_1 haroratini oshirish yoki sovutgichning T_2 haroratini kamaytirish kerak bo'ladi. $T_2 > \infty$ yoki $T_2 > 0$ bo'lgan hollardagina birlikka teng samaradorlikka erishish mumkin, bunga erishib bo'lmaydi. Sovutish harorati $T_2 = 0$ K bo'lgan Karno siklini amalga oshirib bo'lmaydi, chunki u termodinamikaning ikkinchi qonuniga ziddir. Darhaqiqat, bu holda, isitgichdan ishlaydigan gazga berilgan q_1 issiqlik miqdori yopiq jarayonda to'liq ishga aylandi. 0 K haroratga erishish termodinamikaning ikkinchi qonuniga zid emas, lekin sovutgich harorati $T_2 = 0$ K bo'lgan Karno siklini amalga oshirish printsiptial jihatdan mumkin emas. Agar harorat farqi bo'lmasa ($T_1 = T_2$), u holda **termik foydali ish ko'effitsienti** nolga teng.

Teskari qaytariladigan Karno sikli uchun (4-rasmda jarayonning yo'nalishi strekalar bilan ko'rsatilgan), **sovytish ko'effitsienti**.

$$\varepsilon_x = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \quad (4.4)$$

(4.3) va (4.4) formulalarda ishchi gazning xususiyatlarini tavsiflovchi atamalar mavjud emas, shundan kelib chiqadiki, Karno siklining **termik foydali ish ko'effitsienti** va **sovytish ko'effitsienti** ishchi suyuqlikning tabiatiga bog'liq emas (ideal yoki rial gaz), lekin faqat issiqlik manbai va sovutgichning mutlaq haroratlari bilan belgilanadi.

Bu taklif Karno teoremasi deb ataladi.



4-rasim. Karno sikli:

a, pv-koordinatalari; b, Ts-koordinatalarida.

3.Qaytmas siklda entropiyaning o'zgarishi. . Termodinamika II qonunining matematik ifodasi. *Klauzius nazariyasining xatoligi.*

Tenglama (4.4) teskari Karno siklini nazarda tutadi.

$$q_1/T_1 = q_2/T_2 \quad (4.5)$$

Qaytamaedigan Karno tsikli uchun kamaytirilgan issiqliklar yig'indisi nolga teng. Agar $q_1 > 0$ va $q_2 < 0$ ekanligini hisobga olsak, u holda

$$q_1/T_1 + q_2/T_2 = 0. \quad (4.6)$$

Issiqlik miqdorining jismga beriladigan yoki undan ajratilgan mutlaq haroratga nisbati keltirilgan issiqlik deb ataladi.

Teskari aylanishni) jarayoni kichik bir oraliklar oraligida ko'rib chiqaylik (3.5-rasm). Bir-biridan cheksiz kichik masofada joylashgan adiabatlar to'plamini chizib, biz asl siklni cheksiz ko'p elementar Karno sikllariga bo'lishimiz mumkin a-b-c-d, chunki a va b nuqtalar bir-biriga cheksiz yaqin. Bu elementar buلاقчаларда ishchi jismning harorati o'zgarmas, yangi $T = T_1$ hisoblanishi mumkin; xuddi shunday, c-d yozada ham harorat $T = T_2$. Elementar Karno sikli uchun a-b-c-d yuza uchun quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\delta q_1/T_1 + \delta q_2/T_2 = 0 \quad (4.7)$$

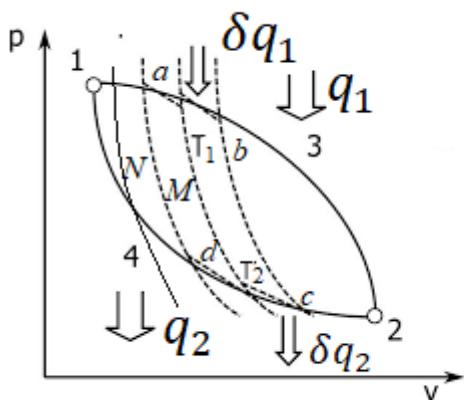
Agar biz Karnoning elementar sikllarining butun юза буйича integrallasak, у холда.

$$\int \left(\frac{\delta q_1}{T_1} \right) + \int \left(\frac{\delta q_2}{T_2} \right) = 0 \quad (4.8)$$

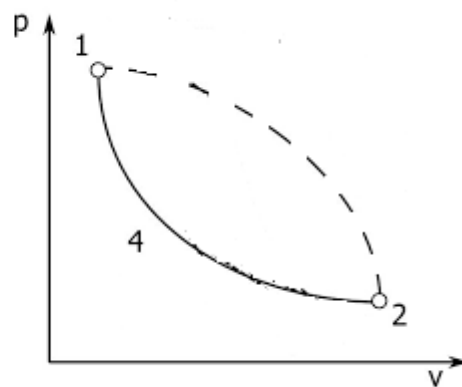
yoki

$$\oint \left(\frac{\delta q}{T} \right) = 0$$

Ikki qo'shni elementar Karno sikllari uchun, masalan, M va N, adiabatlar oldinga va orqaga yo'nalishda o'tadi va shuning uchun, natijada, ko'rib chiqilayotgan adiabaning ishi nolga teng. Adiyatik jarayonda ishchi jismga issiqlik kiritilmaydi yoki undan issiqlik chiqarilmaydi. Natijada, integrallash faqat dastlabki siklning konturi bo'ylab amalga oshiriladi. Eslatib o'tamiz, siklning ma'lum bir qismida jarayon issiqlik ta'minoti ($\delta q_2 < 0$), qolganlarida - issiqlikni olib tashlash ($\delta q_2 < 0$) bilan sodir bo'ladi. Shunday qilib, har qanday teskari sikl uchun keltirilgan issiqliklarining yig'indisi nolga teng.



3.5-rasim. pv sikl diagrammasi.



3.6-rasim. pv-koordinatalarda qaytmas sikl.

Yuqorida $\delta q/T$ -integrali entropiya deb ataladigan ba'zi funksiyalarning to'liq differensialligi ekanligi aytilgan edi. Shunday qilib,

$$\oint \delta s = 0 \quad (4.9)$$

Muvozanatda bo'lmagan (qaytmas jarayonlarga) jarayonlar uchun termodinamikaning ikkinchi qonunini ko'rib chiqishga murojaat qiladigan bo'lsak.

Qaytariladigan sikl bilan bir xil harorat oralig'ida T1 va T2 bajariladigan qaytmas jarayonlarga ega elementar Karno siklida bajarilgan ish kamroq bo'ladi, ya'ni $\eta^{in} < \eta^{to}$ (N va O pastki yozuvlari qaytmas va qaytariluvchi tsikllarni bildiradi). Demak,

$$1 - \frac{\delta q_1}{\delta q_2} \Big|_n < 1 - \frac{T_2}{T_1}, \text{ yoki } \frac{\delta q_2}{T_2} > \frac{\delta q_1}{T_1}$$

Shuning uchun, $\delta q_2/T_2 < 0$ absolut qiymatda $\delta q_1/T_1$ dan katta ekanligini hisobga olsak, biz shunday qiymatga ega bo'ladi.

$$\frac{\delta q_1}{T_1} + \frac{\delta q_2}{T_2} < 0.$$

Kontur bo'ylab integrallangandan so'ng, biz quyidagini olamiz

$$\oint (\delta q/T) < 0 \quad (4.10)$$

Bu ifoda termodinamika ikkinchi qonunining matematik ifodasi hisoblanadi.

Keling, ba'zi bir tizim uchun 1 va 2 muvozanat holatlarini ko'rib chiqaylik. 2-1 o'tish teskari, 1-2 o'tish esa qaytmas (3.6-rasm). Muvozanatsiz jarayonni diagrammada tasvirlab bo'lmagani uchun u rasmda shartli siniq chiziq bilan ko'rsatilgan. Yuqoridagilarga asoslanib, yozishimiz mumkin.

$$\int_n \left(\frac{\delta q}{T} \right) + \int_0 \left(\frac{\delta q}{T} \right) < 0$$

Qaytmas jarayon uchun 2-1 $\int_0 (\delta q/T) = S_1 - S_2$. Unday bo'lsa

$$\int_n \left(\frac{\delta q}{T} \right) + S_1 - S_2 < 0,$$

yoki

$$S_1 - S_2 > \int_n \left(\frac{\delta q}{T} \right). \quad (4.11)$$

Entropiya holat parametri bo'lganligi sababli, tizim 1-holatdan 2-holatga muvozanatli yoki muvozanatsiz tarzda o'tganda, $S_1 - S_2$ farqi bir xil qiymatga ega bo'ladi. (4.11) ifodadagi tengsizlik belgisi muvozanatsiz jarayon uchun tenglamaning o'ng tomonidagi integrali entropiya tengligini aniqlamasligini

ko'rsatadi - bu integral $S_1 - S_2$ entropiyasining o'zgarishidan kamroq. Atrof-muhit, shu jumladan issiqlik bilan energiya almashmaydigan izolyatsiyalangan tizimlar uchun ($\delta q=0$) tenglama (4.11) ko'rinishga ega.

$$S_2 - S_1 > 0. \quad (4.12)$$

yoki differentsial shaklda

$$ds > 0. \text{ yoki } dS > \frac{dq}{T} \quad (4.13)$$

Izolyatsiya qilingan tizimdagi o'z-o'zidan (qaytib bo'lmaydigan) jarayonlar entropiyaning oshishiga olib keladi. Muvozanatsiz (qaytarib bo'lmaydigan) jarayonlarda izolyatsiyalangan tizimda entropiyaning ortishi haqidagi ushbu bayonot muvozanatsiz jarayonlar uchun **termodinamikaning ikkinchi qonunini ifodalaydi.**

(4.8) va (4.10) tenglamalarni birlashtirib, biz hosil qilamiz

$$\oint (\delta q/T) \geq 0. \text{ yoki} \quad (4.14)$$

Bu tenglama (Klauzius integralining umumlashgan ifodasi) termodinamikaning ikkinchi qonunining aylanma jarayonlar uchun matematik ifodasi bo'lib, bunda teng belgi qaytariladigan, $>$ belgisi esa qaytarilmas aylana jarayonlarni bildiradi.

Muvozanatli va muvozanatsiz jarayonlar uchun termodinamikaning asosiy tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$Tds \geq du + pdv. \quad (4.15)$$

Tenglama (4.13) entropiyaning fizik ma'nosini ochishga imkon beradi - entropiyaning o'zgarishi yopiq tizimdagi jarayonlarning qaytarilmasligining o'lchovidir.

Yuqorida aytilganlar bir qator umumlashmalarni amalga oshirishga imkon beradi.

Ikkinchi qonun (barcha termodinamika kabi) mikrotizimlar uchun ajralmasdir, chunki issiqlik harakati faqat ko'p miqdordagi mikrozarralardan iborat tizimlarda mavjud, ya'ni termodinamika uchun uning qo'llanilishining pastki chegarasi quriydi. Uning qo'llanilishining yuqori chegarasi ham mavjud -

termodinamika qonunlari galaktik o'lchamlar tizimlariga taalluqli emas, chunki bunday tizimlar qo'shimcha bo'lmagan ichki energiyaga ega va termodinamikadagi entropiya va harorat qo'shimcha tizimlar uchun aniqlanadi [1].

Qaytarib bo'lmaydigan jarayonlar sodir bo'ladigan izolyatsiya qilingan tizimda entropiyaning ortishi haqidagi pozitsiyasi R. Klauziusni Olam ertami-kechmi termodinamik muvozanat holatiga keladi, deb ta'kidlashiga olib keldi. Bunday holda, maksimal entropiya qiymatiga erishiladi va makroskopik jarayonlar to'xtaydi, ya'ni <<termik o'lim>> sodir bo'ladi.

<<termik o'lim>> tushunchasi zamonaviy kosmologiya tomonidan rad etilgan. Ilgari termodinamika galaktik o'lchamdagi tizimlarga taalluqli emasligi aytilgan edi. Termodinamika qonunlari bunday tizimlarga ham taalluqli emas, chunki uzluksiz kengayib boruvchi va qisqaruvchi tizim bo'lgan Olam statsionar emas. Olamni tortishish tizimi sifatida ko'rib chiqishdan koinot uchun maksimal entropiya holati yo'q degan xulosaga keladi. Shuning uchun bunday maksimal darajaga erishish va olamning <<termik o'limi>> boshlanishi mumkin emas.

Nazorat savollari va topshiriqlar

1. Termodinamika ikkinchi qonuni formulasini keltiring va ma'nosini ayting. Issiqlik hodisalari bilan boradigan makroskopik jarayonlari tahlili uchun nimaga termodinamika birinchi qonuniga qo'shimcha ikkinchi qonun kerak bo'ladi?

2. Siklning issiqlik FIK va sovutish koeffitsientining tahlilini bering.

3. Karno sikli uchun asosiy asosiy hollarni ifodalang. Karno sikli har qanday qaytar sikllar etalon ekanligini isbotlang.

4. Umumlashgan Karno sikli issiqlik FIK Karno sikli FIK teng ekanligini isbotlang.

5. Qaytar jarayonlar kechadigan izolyatsiyalangan tizim uchun $\oint \frac{dq}{T} = 0$ ekanligini

ko'rsating, qaytmas uchun esa $\oint \frac{dq}{T} > 0$ ekanligini. Entropiya o'zgarishi bilan S ($\delta q/T$) orasidagi bog'lanishlarni izolyatsiyalangan tizimdagi qaytmas jarayonlar uchun asoslang.

6. Ts koordinatalarda kengayish va siqish jarayonlarni tasvirlang. Ts koordinatalarda Karno sikli, qaytmas adiabatik kengayish va siqish jarayonlar ko'rinishini keltiring.

7. Termodinamika ikkinchi qonunini teng salmoqli bo'lmagan tizimlar uchun ifodalang va Klauzius integrali ma'nosini ayting