

ლექცია#12

თერმოდინამიკის საფუძვლები

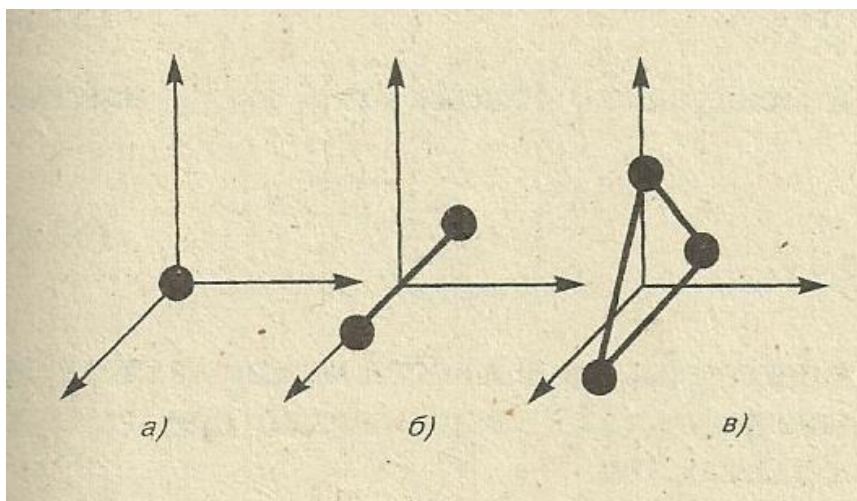
მოლეკულათა თავისუფლების ხარისხის რიცხვი

მოლეკულების თავისუფლების ხარისხის მიხედვით ენერგიის თანაბარი განაწილების კანონი

თერმოდინამიკური სისტემის მნიშვნელოვან მახასიათებელს წარმოადგენს მისი შინაგანი ენერგია U - სისტემის მიკრონაწილაკების (მოლეკულების, ატომების, ელექტრონების, ბირთვების და ა.შ.) ქაოტური (სითბური) მოძრაობის ენერგია და ამავე ნაწილაკების ურთიერთ ქმედების ენერგია. ამ განმარტებიდან გამოდის, რომ შინაგან ენერგიას არ მიეკუთვნება სისტემის ნაწილაკების, როგორც მთლიანის კინეტიკური ენერგია და სისტემის გარე ველებში პოტენციალური ენერგია.

შინაგანი ენერგია სისტემის თერმოდინამიკური მდგომარეობის *ცალსახა ფუნქციაა*, ანუ თითოეულ მდგომარეობაში იგი ფლობს სრულიად გარკვეულ ენერგიას (იგი არ არის დამოკიდებული იმაზე, თუ როგორ მივიდა სისტემა მოცემულ მდგომარეობამდე). ეს ნიშნავს, რომ სისტემის ერთი მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლისას, შინაგანი ენერგიის ცვლილება განისაზღვრება მხოლოდ ამ მდგომარეობების შინაგანი ენერგიების მნიშვნელობების სხვაობით და არ არის დამოკიდებული გადასვლის გზაზე.

ადრე ჩვენ შემოვიყვანეთ თავისუფლების ხარისხის რიცხვის ცნება: ეს არის თავისუფალი ცვლადების (კოორდინატების), რიცხვი რომელიც მთლიანად განსაზღვრავს სისტემის



სურ. 1

მდებარეობას სივრცეში. რიგ ამოცანებში ერთატომიან გაზის მოლეკულას განიხილავენ, როგორც მატერიალურ წერტილს, რომელსაც მიაწერენ გადატანითი მოძრაობის სამ

თავისუფლების ხარისხს. ამავე დროს ბრუნვითი მოძრაობის ენერგია შეგვიძლია არ გავითვალისწინოთ ($r \rightarrow 0$, $J = mr^2 \rightarrow 0$, $T_{\text{ბრ}} = J\omega^2/2 \rightarrow 0$).

კლასიკურ მექანიკაში ორატომიანი გაზის მოლეკულა, პირველ მიახლოებაში განიხილება, როგორც არადეფორმირებადი კავშირით ხისტად დაკავშირებული ორი მატერიალური წერტილის ერთობლიობა (სურ. 1ბ). ამ სისტემას გარდა გადატანითი მოძრაობის თავისუფლების სამი ხარისხისა, გააჩნია კიდევ ორი ბრუნვითი მოძრაობის თავისუფლების ხარისხი. მესამე ღერძის (რომელიც გადის ამ ორ ატომზე) ირგვლივ ბრუნვა აზრს მოკლებულია. ამრიგად ორატომიანი გაზი ფლობს ხუთ თავისუფლების ხარისხს ($i=5$). სამ და მრავალ ატომიან არაწრფივ მოლეკულებს გააჩნიათ ექვსი თავისუფლების ხარისხი: სამი გადატანითი და სამი ბრუნვითი. ბუნებრივია, რომ ატომებს შორის ხისტი კავშირი არ არსებობს. ამიტომ რეალური ატომებისთვის აუცილებელია გათვალისწინება ასევე რხევითი მოძრაობის თავისუფლების ხარისხების.

დამოუკიდებლად მოლეკულების თავისუფლების ხარისხის საერთო რიცხვისა სამი ყოველთვის გადატანითია. არც ერთ გადატანით თავისუფლების ხარისხს არა აქვს უპირატესობა სხვებთან შედარებით, ამიტომ თითოეულ მათგანზე საშუალოდ მოდის ერთნაირი ენერგია, ტოლი $1/3$ -ს ϵ_0 -ს მნიშვნელობისა $= (3/2)kT$ -ში,

$$\langle \epsilon_i \rangle = \langle \epsilon_0 \rangle / 3 = (1/2)kT.$$

კლასიკურ სტატისტიკურ ფიზიკაში გამოიყვანება ბოლცმანის კანონი მოლეკულების თავისუფლების ხარისხის მიხედვით ენერგიის თანაბრად განაწილების შესახებ: თერმოდინამიკურ წონასწორობის მდგომარეობაში მყოფ სტატისტიკური სისტემისათვის, თითოეულ გადატანით და ბრუნვით თავისუფლების ხარისხზე, საშუალოდ მოდის კინეტიკური ენერგია ტოლი $kT/2$, ხოლო თითოეულ რხევით თავისუფლების ხარისხზე - საშუალოდ kT -ს ტოლი ენერგია. რხევითი ხარისხი „ფლობს“ ორჯერ მეტ ენერგიას, რადგან მასზე მოდის არა მარტო კინეტიკური ენერგია (როგორც გადატანითის და ბრუნვითი მოძრაობების დროს), არამედ პოტენციალურიც, თანაც მათი საშუალო მნიშვნელობები ერთნაირია. ამრიგად მოლეკულის საშუალო ენერგია

$$\langle \epsilon \rangle = (i/2)kT,$$

სადაც i , არის ჯამი მოლეკულის გადატანითის, ბრუნვითი და გაორმაგებული რხევითი თავისუფლების ხარისხების რიცხვის ჯამი.

კლასიკურ თეორიაში მოლეკულებს განიხილავენ ატომებს შორის ხისტი კავშირით, მათთვის i თანხვედრილია მოლეკულების თავისუფლების ხარისხის რიცხვის.

რადგან იდეალურ გაზში მოლეკულების ურთიერთ პოტენციალური ენერგია ტოლია ნულის (მოლეკულები ერთმანეთთან არ ურთიერთქმედებენ), მაშინ ერთი მოლი გაზის შინაგანი ენერგია, ტოლი იქნება N_A მოლეკულის კინეტიკურ ენერგიათა ჯამის:

$$U_m = (i/2)kTN_A = (i/2)RT \quad (1)$$

ნებისმიერი m მასის გაზისთვის კი შინაგანი ენერგია

$$U_m = (m/\mu)(i/2)RT = \nu(i/2)RT,$$

სადაც μ - მოლარული მასაა, ხოლო ν - ნივთიერების რაოდენობა.

თერმოდინამიკის პირველი საწყისი

განვიხილოთ თერმოდინამიკური სისტემა, რომლისთვისაც მექანიკური ენერგია არ იცვლება, იცვლება მხოლოდ მისი შინაგანი ენერგია. სისტემის შინაგანი ენერგია შეიძლება შეიძლება იცვლებოდეს სხვადასხვა პროცესების შედეგად, მაგ. სისტემაზე მუშაობის შესრულებით ან მისთვის სითბოს გადაცემით. ასე მაგალითად, დგუშის შეწევით ცილინდრში, რომელშიც იმყოფება გაზი, ჩვენ ვკუმშავთ ამ გაზს, რის შედეგადაც მისი ტემპერატურა აიწევს, ე.ი. ამით იცვლება (იზრდება) გაზის შინაგანი ენერგია. მეორეს მხრივ გაზის ტემპერატურა და მისი შინაგანი ენერგია შეიძლება გავზარდოთ მისთვის სითბოს გარკვეული რაოდენობის მიწოდებით - ენერგიის, რომელიც გადაეცემა სისტემას გარე სხეულებით სითბოცვლის გზით (შინაგანი ენერგიის გაცვლის პროცესი, სხვადასხვა ტემპერატურების მქონე სხეულების კონტაქტისას).

ამრიგად, შეიძლება ლაპარაკი ერთი სხეულიდან სხვა სხეულებზე ენერგიის გადაცემის ორ ფორმაზე: მუშაობასა და სითბოზე. მექანიკური მოძრაობის ენერგია შეიძლება გარდაიქმნას სითბური მოძრაობის ენერგიაში და პირიქით. ამ გარდაქმნებისას დაცულია ენერგიის შენახვისა და გარდაქმნის კანონი; თერმოდინამიკურ პროცესებთან მიმართებაში სწორედ ეს კანონი წარმოადგენს თერმოდინამიკის პირველ საწყისს, რომელიც დადგენილია მრავალსაუკუნოვანი ცდისეული მონაცემების განზოგადოების შედეგად.

დავუშვათ, რომ რომელიღაც სისტემამ (გაზი, მოთავსებული დგუშის ქვეშ ცილინდრში), რომელიც ფლობს შინაგან ენერგიას U_1 , მიიღო სითბოს რაღაც Q რაოდენობა და გადავიდა ახალ მდგომარეობაში, რომელიც ხასიათდება U_2 შინაგანი ენერგიით, შეასრულა A მუშაობა გარე გარემოზე, ანუ გარე ძალების წინააღმდეგ. სითბოს რაოდენობა ითვლება დადებითად, თუ იგი მიეწოდება სისტემას, ხოლო მუშაობა ითვლება დადებითად, თუ სისტემა ასრულებს მას გარე ძალების წინააღმდეგ. ცდა გვიჩვენებს, რომ ენერგიის შენახვის კანონის შესაბამისად, სისტემის ნებისმიერი მეთოდით გადასვლისას პირველი მდგომარეობიდან მეორეში, შინაგანი ენერგიის ცვლილება $\Delta U = U_2 - U_1$, იქნება ერთნაირი და ტოლი სხვაობისა სისტემის მიერ მიღებული Q სითბოს რაოდენობასა და A მუშაობას შორის, რომელსაც სისტემა ასრულებს გარე ძალების საწინააღმდეგოდ:

$$\Delta U = Q - A,$$

$$Q = \Delta U + A. \quad (2)$$

(2) განტოლება გამოხატავს თერმოდინამიკის პირველ საწყისს: სისტემაზე გადაცემული სითბოს რაოდენობა, იხარჯება მისი შინაგანი ენერგიის შეცვლაზე და მის მიერ მუშაობის შესრულებაზე გარე ძალების საწინააღმდეგოდ. იგივე გამოსახულებას დიფერენციალური ფორმით ექნება სახე

$$dq = dU + dA,$$

ან უფრო კორექტული ფორმით

$$\delta Q = dU + \delta A, \quad (3)$$

სადაც dU -სისტემის შინაგანი ენერგიის უსასრულოდ მცირე ცვლილებაა, δA -ელემენტარული მუშაობა, δQ -უსასრულოდ მცირე სითბოს რაოდენობა. ამ გამოსახულებაში dU წარმოადგენს სრულ დიფერენციალს, ხოლო δA - და δQ - არა. ფორმულა (2)-დან გამოდის, რომ SI სისტემაში სითბო გამოისახება იგივე ერთეულებში, რაშიც მუშაობა და ენერგია, ანუ ჯოულებში (ჯ).

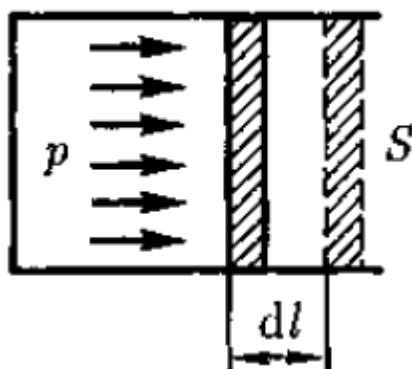
თუ კი სისტემა, პერიოდულად ბრუნდება საწყის მდგომარეობაში, მაშინ მისი შინაგანი ენერგიის ცვლილება $\Delta U=0$. ამ დროს, თერმოდინამიკის პირველი საწყისის თანახმად,

$$A = Q,$$

ე.ი. პირველი გვარის მუდმივი ძრავა - პერიოდულად მოქმედი ძრავი, რომელიც შეასრულებდა, მეტ მუშაობას, ვიდრე მისთვის გარედან მიწოდებული ენერგია შეუძლებელია (ესაა თერმოდინამიკის პირველი საწყისის ერთერთი ფორმულირება).

გაზის მუშაობა მისი მოცულობის ცვლილებისას

კონკრეტული პროცესების განსახილველად, ვიპოვოთ ზოგადი სახით გარე მუშაობა, რომელსაც ასრულებს გაზი მისი მოცულობის ცვლილებისას. განვიხილოთ, მაგ. გაზი რომელიც არის დგუმის ქვეშ ცილინდრულ ჭურჭელში (სურ. 2).



სურ. 2

თუ გაზი, გაფართოებისას გადაადგილებს დგუმს უსასრულოდ მცირე dl -მანძილზე, მაშინ იგი ასრულებს მუშაობას მასზე

$$\delta A = Fdl = pSdl = pdV,$$

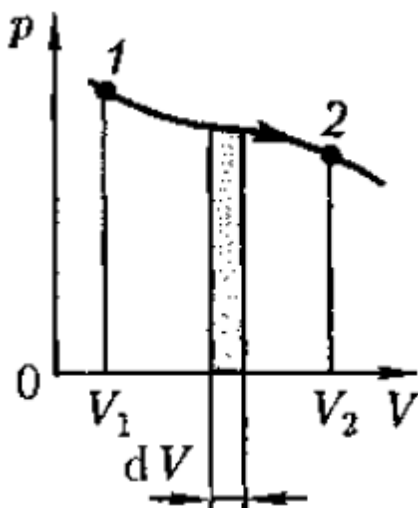
სადაც S -დგუმის ფართია, $Sdl=dV$ -სისტემის მოცულობის ცვლილება. ამრიგად

$$\delta A = pdV. \quad (4)$$

სრულ მუშაობას A , რომელსაც ასრულებს გაზი მისი მოცულობის ცვლილებისას V_1 -დან V_2 -მდე, ვიპოვიტ ფორმულა (4)-ის ინტეგრირებით:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (5)$$

ინტეგრირების შედეგი განისაზღვრება წნევისა და გაზის მოცულობის შორის დამოკიდებულების ხასიათით. მუშაობის ეს გამოსახულება სამართლიანია მყარი, თხევადი და გაზისებრი სხეულების მოცულობების ნებისმიერი ცვლილებების დროს.



სურ. 3

ამა თუ იმ პროცესში შესრულებული მუშაობა შეიძლება გამოისახოს გრაფიკულად მრუდის საშუალებით p და V კოორდინატებში. ვთქვათ გაზის წნევის ცვლილება მისი გაფართოებისას გამოისახება მრუდით სურ. 3-ზე. მოცულობის გაზრდისას dV -თი, გაზის მიერ შესრულებული მუშაობა ტოლია pdV -სი, ე.ი. განისაზღვრება ზოლის ფართით dV -ფუძით (დაშტრიხულით სურათზე). ამიტომ გაზის მიერ შესრულებული სრული მუშაობა მოცულობის ცვლილებისას V_1 -დან V_2 -მდე, განისაზღვრება ფართით, რომელიც შემოსაზღვრულია აბსცისთა ღერძით, $p=f(V)$ მრუდით და V_1 და V_2 სწორებით.

გრაფიკულად შეიძლება წარმოდგენილ იქნას მხოლოდ **წონასწორული პროცესები** - ესაა პროცესები, რომლებიც შედგებიან წონასწორული მდგომარეობების თანმიმდევრობებისგან.

ისინი მიმდინარეობენ ისე, რომ თერმოდინამიკური პარამეტრების ცვლილება დროის სასრულ მონაკვეთში უსასრულოდ მცირეა. ყველა რეალური პროცესები არაწონასწორულნი არიან (ისინი მიმდინარეობენ სასრული სიჩქარით), მაგრამ რიგ შემთხვევებში პროცესების არა წონსწორულობა შეგვიძლია უგულვებელვყოთ (რაც უფრო ნელა მიმდინარეობს პროცესი მით უფრო ახლოა იგი წონასწორულთან). შემდგომში, განსახილველ პროცესებს ჩავთვლით წონასწორულად.

სითბოტევადობა

ნივთიერების ხვედრითი სითბოტევადობა - არის სიდიდე, რომელიც ტოლია სითბოს რაოდენობის, რომელიც საჭიროა ნივთიერების 1 კგ-ს გასათბობად 1°K -ზე:

$$c = \delta Q / m dT.$$

კუთრი სითბოტევადობის ერთეულია - ჯოული/კილოგრამ-კელვინზე (ჯ/კგ·კ). **მოლარული სითბოტევადობა** არის სიდიდე, რომელიც ტოლია სითბოს იმ რაოდენობის, რომელიც საჭიროა ნივთიერების 1 მოლის გასათბობად 1კ-ით:

$$C_m = \delta Q / \nu dT, \quad (6)$$

სადაც $\nu = m/\mu$, ნივთიერების რაოდენობაა. მოლარული სითბოტევადობის ერთეულია ჯოული მოლ·კელვინზე (ჯ/მოლი·K). კუთრი სითბოტევადობა c , მოლარულთან C_m დაკავშირებულია თანაფარდობით

$$C_m = \mu c, \quad (7)$$

სადაც μ ნივთიერების მოლარული მასაა.

სითბოტევადობებს ანსხვავებენ მუდმივი მოცულობისას და მუდმივი წნევისას, თუ კი სხეულის გათბობისას მისი მოცულობა ან წნევა შენარჩუნდება მუდმივად. თერმოდინამიკის პირველი საწყისის გამოსახულება ერთი მოლი გაზისთვის ჩავწეროთ შემდეგი სახით:

$$C_m \cdot dT = dU_m + p dV_m. \quad (8)$$

თუ გაზი თბება მუდმივი მოცულობისას, მაშინ გარე ძალების მუშაობა = 0-ს და გაზისთვის გარედან გადაცემული სითბო იხარჯება მხოლოდ მისი შინაგანი ენერგიის გაზრდაზე:

$$C_v = dU_m / dT \quad (9)$$

ე.ი. გაზის მოლარული სითბოტევადობა მუდმივი მოცულობისას C_v ტოლია 1 მოლი გაზის შინაგანი ენერგიის ცვლილების, მისი ტემპერატურის ზრდისას 1°K -ით. ზემოთ მოყვანილი ფორმულის თანახმად, $dU_m = (i/2) R dT$, ამიტომ

$$C_v = iR/2. \quad (10)$$

თუ გაზი თბება მუდმივი წნევისას, მაშინ გამოსახულება (8) შეიძლება ჩაიწეროს სახით

$$C_p = dU_m/dT + p dV_m/dT$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ dU_m/dT არ არის დამოკიდებული პროცესის სახეზე (იდეალური გაზის შინაგანი ენერგია არაა დამოკიდებული არც p -ზე და არც V -ზე, და განისაზღვრება მხოლოდ T ტემპერატურით) და ყოველთვის ტოლია C_v -სი. თუ მოვახდენთ კლაპეირონ-მენდელეევის განტოლების $pV_m=RT$, დიფერენცირებას T -თი ($p=\text{const}$), მივიღებთ

$$C_p = C_v + R. \quad (11)$$

გამოსახულება (11) უწოდებენ **მაიერის განტოლებას**. იგი გვიჩვენებს, რომ C_p ყოველთვის მეტია C_v -ზე მოლარული გაზური მუდმივის სიდიდით. ეს აიხსნება იმით, რომ გაზის გათბობისას მუდმივი წნევის დროს მოითხოვება კიდევ დამატებითი სითბოს რაოდენობა გაზის გაფართოებაზე მუშაობის შესასრულებლად, რადგან წნევის მუდმივობის უზრუნველყოფა ხდება გაზის მოცულობის ზრდით. (10) გამოსახულების გამოყენებით (11) შეიძლება ჩაიწეროს სახით:

$$C_p = \frac{i+2}{2} \cdot R. \quad (12)$$

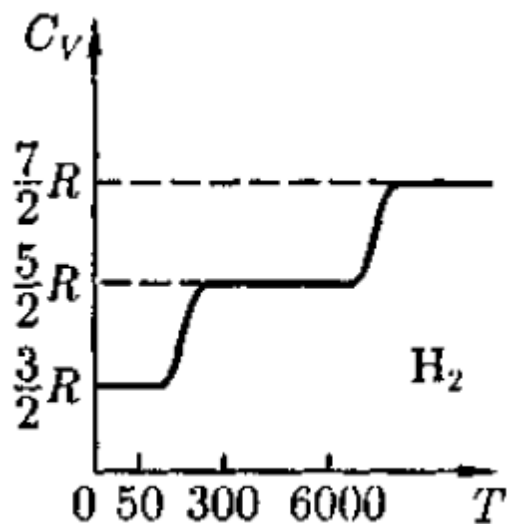
თერმოდინამიკური პროცესების განხილვისას ძალზე მნიშვნელოვანია თითოეული გაზისთვის მახასიათებელი C_p -ს ფარდობა C_v -სთან:

$$\gamma = C_p/C_v = \left(\frac{i+2}{2}\right). \quad (13)$$

ფორმულებიდან (10) და (12) გამოდის, რომ მოლარული სითბოტევადობები განისაზღვრებიან მხოლოდ თავისუფლების რიცხვით, და არ არიან დამოკიდებულნი ტემპერატურაზე. მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ეს მტკიცება სამართლიანია მხოლოდ ერთატომიანი მოლეკულებისთვის ტემპერატურების საკმარისად ფართე ინტერვალში. ორ-ატომიანი გაზის მოლეკულა ფლობს სამ გადატანით, ორ ბრუნვით და ერთ რხევით თავისუფლების ხარისხს.

თავისუფლების ხარისხის მიხედვით ენერგიის თანაბრად განაწილების კანონის მიხედვით, ოთახის ტემპერატურისთვის $C_v=(7/2)R$. წყალბადის მოლარული სითბოტევადობის C_v -ს ხარისხობრივი ექსპერიმენტალური დამოკიდებულებიდან გამოდის, რომ C_v დამოკიდებულია ტემპერატურაზე: დაბალი ტემპერატურისას ($\approx 50K$) $C_v=(3/2) \cdot R$, ოთახის ტემპერატურაზე - $C_v = (5/2) \cdot R$ (ნაცვლად გათვლილი $(7/2)R$!), და ძალზე მაღალ ტემპერატურაზე - $C_v=(7/2) \cdot R$ (სურ.4). ეს შეიძლება აიხსნას დაშვებით, რომ დაბალი ტემპერატურებისათვის დაიკვირვება მხოლოდ მოლეკულების გადატანითი მოძრაობა, ოთახის ტემპერატურაზე ემატება მათი ბრუნვა, ხოლო მაღალი ტემპერატურებისას ამ ორი სახის მოძრაობის ემატება კიდევ მოლეკულების რხევა.

თეორიასა და ექსპერიმენტს შორის განსხვავების ახსნა არ არის ძნელი. საქმე იმაშია, რომ სითბოტევადობის გამოთვლისას უნდა გავითვალისწინოთ მოლეკულების ბრუნვისა და რხევის ენერგიების დაქვანტვა (შესაძლებელია ამ მოძრაობების არა ყველა ენერგია, არამედ მხოლოდ ენერგიის მნიშვნელობების განსაზღვრული დისკრეტული რიგი). თუ სითბური



სურ. 4

მოძრაობის ენერგია არასაკმარისია, მაგალითად, რხევების აღსაძვრელად, მაშინ ამ რხევებს ვერ შემოაქვთ თავისი წვლილი სითბოტევადობაში (შესაბამისი თავისუფლების ხარისხი „იყინება“-მათთვის ვერ გამოიყენება ენერგიის თანაბრად განაწილების კანონი). ამით აიხსნება, რომ ორატომიანი გაზის (წყალბადი) მოლის სითბოტევადობა ოთახის ტემპერატურაზე ტოლია $(5/2)R$, ნაცვლად $(7/2)R$ -ისა. ანალოგიურად შეიძლება აიხსნას სითბოტევადობის შემცირება დაბალი ტემპერატურისას (ბრუნვითი თავისუფლების ხარისხები „იყინება“) და ზრდა მაღალი ტემპერატურისას („აღიგზნება“ რხევითი თავისუფლების ხარისხები).

თერმოდინამიკის პირველი საწყისის გამოყენება იზოპროცესებისათვის

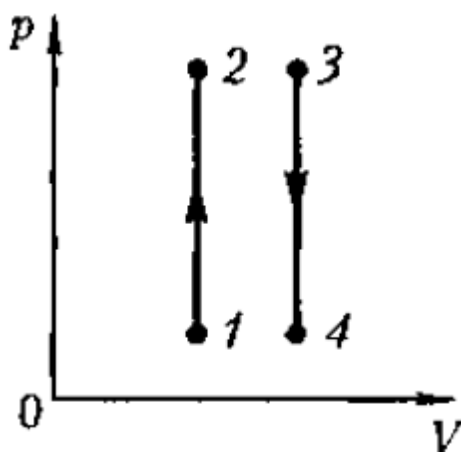
იმ პროცესებს შორის, რომლებიც ხდება თერმოდინამიკურ სისტემებში, გამოიყოფა **იზოპროცესები**, რომლის დროსაც მდგომარეობის ერთერთი ძირითადი პარამეტრი მუდმივია.

იზოქორული პროცესი ($V=\text{const}$). ამ პროცესის დიაგრამა (**იზოქორა**), pV დიაგრამაზე გამოსახება ორდინატთა ღერძის პარალელური წრფით (სურ. 5), რომელზეც პროცესი $1 \rightarrow 2$ არის იზოქორული გათბობა, ხოლო $1 \rightarrow 3$ იზოქორული გაცივება. იზოქორულ პროცესში, გაზი არ ახდენს მუშაობას გარე სხეულებზე, ანუ

$$\delta A = p dv = 0$$

როგორც უკვე იყო აღნიშნული, თერმოდინამიკის პირველი საწყისიდან გამოდის, რომ ასეთ პროცესებში, გაზისთვის გადაცემული მთელი სითბო მიდის მისი შინაგანი ენერგიის ზრდაზე:

$$\delta Q = dU$$



სურ. 5

ფორმულა (9)-ის თანახმად,

$$dU_m = C_v dT.$$

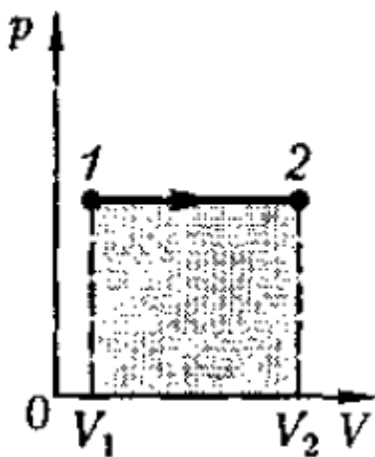
მაშინ, ნებისმიერი მასის გაზისთვის, მივიღებთ

$$\delta Q = dU = (m/\mu) C_v dT. \quad (14)$$

იზობარული პროცესი ($p = \text{const}$). ამ პროცესის დიაგრამა (**იზობარა**), p და V კოორდინატებში გამოისახება V -ღერძის პარალელური წრფით. იზობარულ პროცესში გაზის მუშაობა მისი მოცულობის ცვლილებისას V_1 -დან V_2 -მდე, ტოლია

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = p(V_2 - V_1) \quad (15)$$

და გაისაზღვრება დაშტრიხული მართკუთხედის ფართობი (სურ. 6). თუ გამოვიყენებთ



სურ. 6

ორი არჩეული მდგომარეობისთვის კლაპეირონ-მენდელეევის განტოლებას, მაშინ

$$pV_1 = (m/\mu)RT_1, \quad pV_2 = (m/\mu)RT_2$$

საიდანაც,

$$V_2 - V_1 = (m/\mu)(R/p)(T_2 - T_1)$$

მაშინ მუშაობის ფორმულა იზობარული გაფართოებისთვის მიიღებს სახეს

$$A = (m/\mu)R(T_2 - T_1) \quad (16)$$

ამ გამოსახულებიდან გამოდის *R-მოლარული გაზური მუდმივას ფიზიკური არსი*: თუ $T_2 - T_1 = 1^\circ\text{K}$ -ს, მაშინ გაზის ერთი მოლისთვის $R=A$, ე.ი. R რიცხობრივად ტოლია 1 მოლი გაზის იზობარული გაფართოების მუშაობის, მისი 1°K გათბობისას.

იზობარულ პროცესში, m მასის მქონე გაზისთვის

$$\delta Q = (m/\mu)C_p dT$$

სითბოს რაოდენობის გადაცემისას, მისი შინაგანი ენერგია იცვლება სიდიდით

$$dU = (m/\mu)C_v dT.$$

ამ დროს გაზი ასრულებს გამოსახულება (16)-ით განსაზღვრულ მუშაობას.

იზოთერმული პროცესი ($T=\text{const}$). როგორც უკვე იყო აღნიშნული იზოთერმული პროცესი აღიჭერება ბოილ-მარიოტის კანონით

$$pV = \text{const}.$$

ამ პროცესის დიაგრამა (**იზოთერმა**), კი p და V კოორდინატებში წარმოადგენს ჰიპერბოლას (ლექცია 10, სურ. 1), რომელიც დიაგრამაზე განლაგებულია მით უფრო მაღლა, რაც უფრო მეტია ტეპერატურა, რომელზეც მიმდინარეობს პროცესი.

ადრე მოყვანილი ფორმულებიდან შეგვიძლია ვიპოვოთ გაზის იზოთერმული გაფართოების მუშაობა:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{m}{\mu} RT \frac{dV}{V} = (m/\mu)RT \ln(V_2/V_1) = (m/\mu)RT \ln(p_1/p_2).$$

რადგანაც $T=\text{const}$ დროს იდეალური გაზის ენერგია არ იცვლება:

$$dU = (m/\mu)C_v dT = 0,$$

მაშინ თერმოდინამიკის პირველი საწყისიდან გამოდის, რომ იზოთერმული პროცესისთვის

$$\delta Q = \delta A,$$

ანუ გაზისთვის გადაცემული მთელი სითბოს რაოდენობა იხარჯება მის მიერ გარე ძალების მიმართ შესრულებულ მუშაობაზე:

$$Q = A = (m/\mu)RT \ln(p_1/p_2) = (m/\mu)RT \ln(V_2/V_1). \quad (17)$$

შესაბამისად, იმისთვის, რომ იზოთერმულ პროცესში გაზის გაფართოებისას ტემპერატურა არ შემცირდეს, აუცილებელია გაზს მივაწოდოთ გაფართოების გარე მუშაობის ექვივალენტური სითბოს რაოდენობა.

ადიაბატური პროცესი. პოლიტროპული პროცესი

ადიაბატური ეწოდება პროცესს, რომლის დროსაც არ ხდება სითბოს ცვლა ($\delta Q=0$) სისტემასა და გარემოს შორის. მათ რიცხვს შეიძლება მიეკუთვნოს ყველა სწრაფად მიმდინარე პროცესები. მაგალითად, ადიაბატურ პროცესად შეიძლება ჩაითვალოს ბგერის გავრცელება გარემოში, რადგან ბგერითი ტალღის გავრცელების სიჩქარე იმდენად დიდია, რომ ენერგიის გაცვლა ტალღასა და გარემოს ვერ ასწრებს მოხდენას. ადიაბატური პროცესები გამოიყენება შიდა-წვის ძრავებში (საწვავი ნარევის გაფართოება და შეკუმშვა ცილინდრებში), სამაცივრო დანადგარებში და ა.შ.

თერმოდინამიკის პირველი საწყისიდან ადიაბატური პროცესისათვის გამოდის, რომ

$$\delta A = -dU, \quad (18)$$

ე.ი. გარე მუშაობა სრულდება სისტემის შინაგანი ენერგიის ცვლილების ხარჯზე.

განტოლება (18) ადრე მოყვანილი ფორმულების გამოყენებით გაზის ნებისმიერი მასისთვის შეიძლება გადავწეროთ შემდეგნაირად

$$pdV = -(m/\mu)C_v dT. \quad (19)$$

თუ მოვახდენთ იდეალური გაზის მდგომარეობის განტოლების $pV=(m/\mu)RT$, დიფერენცირებას, მივიღებთ

$$pdV + Vdp = (m/\mu)RdT. \quad (20)$$

თუ (19) და (20)-დან გამოვრიცხავთ ტემპერატურას:

$$\frac{pdV + Vdp}{pdV} = -R/C_v = -\frac{C_p - C_v}{C_v}$$

ცვლადების დაყოფით და გათვალისწინებით, რომ $C_p/C_v = \gamma$, ვიპოვით

$$dp/p = -\gamma dV/V.$$

ამ განტოლებების ინტეგრებით საზღვრებში p_1 -დან p_2 -მდე და შესაბამისად V_1 -დან V_2 -მდე, ხოლო შემდეგ პოტენცირებით, მივაღწეოთ გამოსახულებამდე

$$p_2/p_1 = (V_1/V_2)^\gamma, \quad \text{ან} \quad p_1 \cdot V_1^\gamma = p_2 V_2^\gamma.$$

რადგან მდგომარეობები 1 და 2 შერჩეულია ნებისმიერად, ამიტომ შეიძლება ჩაიწეროს, რომ

$$pV^\gamma = \text{const.} \quad (21)$$

მიღებული გამოსახულება წარმოადგენს ადიაბატური პროცესის განტოლებას, რომელსაც ასევე უწოდებენ პუასონის განტოლებას.

T, V ან p, T ცვლადებთან გადასასვლელად, კლავირონ-მენდელეევის განტოლების დახმარებით ($pV = m/\mu RT$), (21)-დან გამოვირცხოთ შესაბამისად წნევა ან მოცულობა:

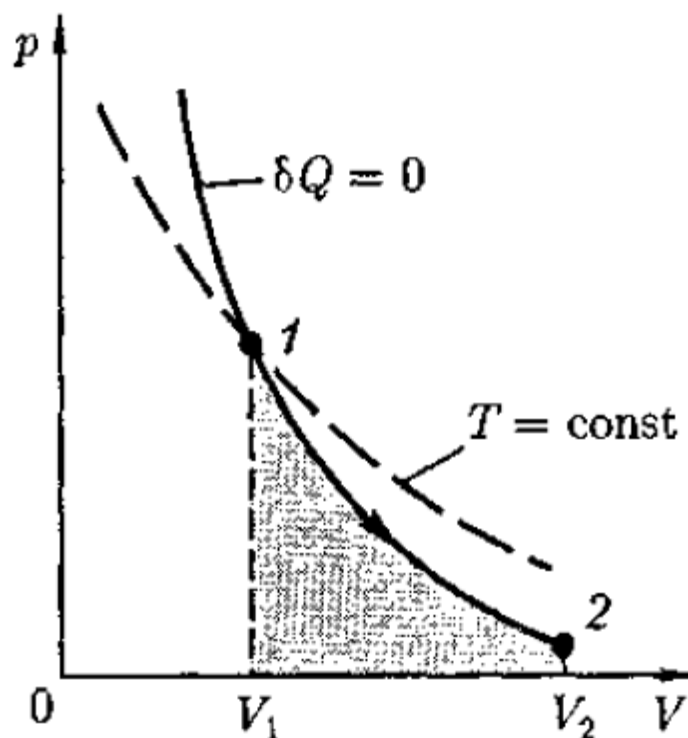
$$TV^{\gamma-1} = \text{const}, \quad (22)$$

$$Tp^{1/\gamma} = \text{const}. \quad (23)$$

გამოსახულებები (21-23) წარმოადგენენ ადიაბატური პროცესის განტოლებებს. ამ განტოლებებში უგანზომილებო სიდიდე γ -ს,

$$\gamma = C_p/C_v = c_p/c_v = (i+2)/i \quad (24)$$

ეწოდება ადიაბატის მაჩვენებელი (ან პუასონის კოეფიციენტი). ერთატომიანი გაზებისთვის (Ne, He და ა.შ.), რომლებიც საკმარისად კარგად კარგად აკმაყოფილებენ იდეალურობის პირობას, $i=3$, $\gamma=1,67$. ორატომიანი გაზებისთვის (H_2, N_2, O_2 და ა.შ.) $i=5$, და $\gamma=1,4$. (24) ფორმულით გამოთვლილი γ -ს მნიშვნელობები, კარგად დასტურდება ექსპერიმენტებით.



სურ. 7

ადიაბატური პროცესის დიაგრამა (ადიაბატა) p და V კოორდინატებში გამოსახება ჰიპერბოლით (სურ. 7). სურათზე ჩანს, რომ ადიაბატა ($pV^\gamma = \text{const}$), უფრო ციცაბოა, ვიდრე იზოთერმა ($pV = \text{const}$). ეს აიხსნება იმით, რომ ადიაბატური შეკუმშვისას 1-3 გაზის წნევის გაზრდა გაპირობებულია არამარტო მოცულობის შემცირებით, როგორც იზოთერმული შეკუმშვისას, არამედ ტემპერატურის მომატებითაც. გამოვითვალოთ, გაზის მიერ შესრულებული მუშაობა ადიაბატურ პროცესში. განტოლება (18) ჩავწეროთ სახით

$$\delta A = -(m/\mu)C_v dT.$$

თუ გაზი ადიაბატურად ფართოვდება V_1 -დან V_2 მოცულობამდე, მისი ტემპერატურა მცირდება T_1 -დან T_2 -მდე, და იდეალური გაზის გაფართოების მუშაობა

$$A = -(m/\mu)C_v \int_{T_1}^{T_2} dT = (m/\mu)C_v(T_1 - T_2). \quad (25)$$

იგივე მეთოდების გამოყენებით, როგორც (22) ფორმულის გამოყვანისას, ადიაბატური გაფართოებისას მუშაობის გამოსახულება (25), შეიძლება გარდავქმნათ შემდეგი სახით

$$A = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right] = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \frac{m}{\mu} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right],$$

$$\text{სადაც } p_1 V_1 = (m/\mu)RT_1.$$

მუშაობა, რომელსაც ასრულებს გაზი ადიაბატური გაფართოებისას 1-2 (განისაზღვრება დამტრიხული ფართით სურ. 7-ზე), ნაკლებია ვიდრე იზოთერმულის დროს. ეს აიხსნება იმით, რომ ადიაბატური გაფართოებისას ხდება გაზის გაცივება, იმ დროს, როცა იზოთერმულის დროს ტემპერატურა ნარჩუნდება მუდმივად გარედან ექვივალენტური რაოდენობის სითბოს მიწოდების ხარჯზე.

განხილულ იზოქორული, იზოთერმული და ადიაბატურ პროცესებს გააჩნიათ საერთო თავისებურება-ყველა ისინი მიმდინარეობენ მუდმივი სითბოტევადობისას. პირველ ორ პროცესში სითბოტევადობები შესაბამისად ტოლია C_v და C_p , იზოთერმულში ($dT=0$), სითბოტევადობა ტოლია $\pm\infty$, ადიაბატურში ($\delta Q=0$) სითბოტევადობა ტოლია ნულის. პროცესს რომელშიც სითბოტევადობა რჩება მუდმივი, ეწოდება **პოლიტროპული**.

თერმოდინამიკის პირველი საწყისიდან გამოსული, სითბოტევადობის მუდმივობის პირობებში ($C=\text{const}$), შეიძლება გამოყვანილ იქნას პოლიტროპის განტოლება:

$$pV^n = \text{const}, \quad (26)$$

სადაც $n = (C - C_p)/(C - C_v)$ -ს უწოდებენ პოლიტროპის მაჩვენებელს. ცხადია, რომ თუ $C=0$ -ს, $n=\gamma$ -ს, და (26)-დან ვიღებთ ადიაბატის განტოლებას. თუ $C=\infty$, $n=1$ და გვაქვს იზოთერმის განტოლება. თუ $C=C_p$, $n=0$ - იზობარის განტოლება, $C=C_v$, $n=\pm\infty$ - იზოქორის განტოლება. ამრიგად, ყველა განხილული პროცესი არის პოლიტროპული პროცესის კერძო შემთხვევა.