

ლექცია # 10

მოლეკულური ფიზიკისა და თერმოდინამიკის საფუძვლები

იდეალური გაზების მოლეკულურ კინეტიკური თეორია.

სტატისტიკური და თერმოდინამიკური მეთოდები.

იდეალური გაზის ცდისეული კანონები

კვლევის სტატისტიკური და თერმოდინამიკური მეთოდები. მოლეკულური ფიზიკა და თერმოდინამიკა არის ფიზიკის ნაწილები, რომლებშიც შეისწავლება სხეულებში მიმდინარე მაკროსკოპული პროცესები, რომლებიც შეიცავენ ატომებისა და მოლეკულების უამრავ რაოდენობას. ამ პროცესების საკვლევად გამოიყენება ორი, ხარისხობრივად განსხვავებული და ერთმანეთის შემავსებელი მეთოდი: **სტატისტიკური (მოლეკულურ-კინეტიკური) და თერმოდინამიკური**. პირველი წარმოადგენს მოლეკულური ფიზიკის საფუძველს, ხოლო მეორე თერმოდინამიკისას

მოლეკულური ფიზიკა - ფიზიკის ნაწილია, რომელიც შეისწავლის ნივთიერების აღნაგობას და თვისებებს მოლეკულურ-კინეტიკურ წარმოდგენების საფუძველზე, რომელიც ემყარება იმას, რომ ყველა სხეულები შედგებიან მოლეკულებისაგან, რომლებიც არიან განუწყვეტელ ქაოსურ მოძრაობაში.

ნივთიერების ატომური აგებულების იდეა, ჯერ კიდევ ჩვენს წელთაღრიცხვამდე წამოაყენა ძველბერძენმა ფილოსოფოსმა დემოკრიტემ. ატომისტიკა კვლავ აღორძინდა მხოლოდ XVIII ს. და განვითარებულ იყო ლომონოსოვის შრომებში. მოლეკულურული თეორიის მკაცრი განვითარება მიეკუთვნება XIX საუკუნის შუა წლებს, და დაკავშირებულია რ.კლაუზიუსის, ჯ.მაქსველის და ლ.ბოლცმანის შრომებთან.

პროცესები, რომლებიც შეისწავლება მოლეკულურ ფიზიკაში, წარმოადგენს მოლეკულების უზარმაზარი რიცხვის ერთობლივი ქმედების შედეგს. მოლეკულათა უზარმაზარი რიცხვის ქცევის კანონები, წარმოადგენს რა სტატისტიკურ კანონზომიერებებს, შეისწავლება **სტატისტიკური მეთოდების** საშუალებით. ეს მეთოდი ემყარება იმას, რომ საბოლოო ანგარიშით მაკროსკოპული სისტემის თვისებები განისაზღვრება სისტემის ნაწილაკების თვისებებით, მათი მოძრაობის თავისებურებებით და ამ ნაწილაკების დინამიური მახასიათებლების *გასაშუალებელი* მნიშვნელობებით (სიჩქარე, ენერგია და ა.შ.). მაგ. სხეულის ტემპერატურა განისაზღვრება მისი მოლეკულების ქაოტური მოძრაობის სიჩქარით, მაგრამ იმის გამო, რომ

დროის ნებისმიერ მომენტში სხვადასხვა მოლეკულებს გააჩნიათ განსხვავებული სიჩქარეები, ამიტომ იგი შეიძლება გამოხატულ იქნას მხოლოდ მოლეკულების მოძრაობის სიჩქარის საშუალო მნიშვნელობებით. არ შეიძლება ლაპარაკი ერთი მოლეკულის ტემპერატურაზე. ამრიგად, სხეულების მაკროსკოპულ მახასიათებლებს ფიზიკური აზრი გააჩნიათ მხოლოდ მოლეკულების დიდი რაოდენობის შემთხვევაში.

თერმოდინამიკა- ფიზიკის ნაწილია, რომელიც შეისწავლის თერმოდინამიკურ წონსწორობის მდგომარეობაში მყოფ, მაკროსკოპულ სისტემის ზოგად თვისებებს და გადასვლის პროცესებს ამ მდგომარეობებს შორის. თერმოდინამიკა არ განიხილავს მიკროპროცესებს, რომლებიც ძვეს ამ გარდაქმნების საფუძველში. ამით **თერმოდინამიკური მეთოდი** განსხვავდება სტატისტიკურიდან. თერმოდინამიკა ემყარება ორ საწყისს - ფუნდამენტალურ კანონებს, დადგენილს ცდისეული მონაცემების განზოგადოების შედეგად. თერმოდინამიკის გამოყენების არე გაცილებით ფართეა ვიდრე მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის, რადგან არ არსებობს ფიზიკის და ქიმიის არეები, რომლებშიც არ შეიძლება გამოყენებული არ იქნას თერმოდინამიკური მეთოდები. მაგრამ, მეორეს მხრივ, თერმოდინამიკური მეთოდი რამდენადმე შეზღუდულია: თერმოდინამიკა არაფერს არ ამბობს ნივთიერების მიკროსკოპულ აღნაგობაზე, მოვლენის მექანიზმზე, და ამყარებს მხოლოდ კავშირს ნივთიერების მაკროსკოპულ თვისებებს შორის. მოლეკულურ-კინეტიკური თეორია და თერმოდინამიკა ურთიერთ ავსებენ ერთმანეთს, ქმნიან რა ერთიან მთელს, მაგრამ განსხვავდებიან კვლევის სხვადასხვა მეთოდებით.

თერმოდინამიკას საქმე აქვს **თერმოდინამიკურ სისტემებთან** - მაკროსკოპული სხეულების ერთობლიობასთან, რომლებიც ურთიერთქმედებენ და ცვლიან ენერგიას, როგორც ერთმანეთს შორის, ასევე სხვა სხეულებთან (გარე გარემოსთან). თერმოდინამიკური მეთოდის საფუძველია თერმოდინამიკური სისტემის მდგომარეობის განსაზღვრა. სისტემის მდგომარეობა მოიცემა **თერმოდინამიკური პარამეტრებით (მდგომარეობის პარამეტრები)** - ფიზიკური სიდიდეების ერთობლიობა, რომელიც ახასიათებს თერმოდინამიკური სისტემის თვისებებს. ჩვეულებრივ მდგომარეობის პარამეტრებად ირჩევენ ტემპერატურას, წნევას და ხვედრით მოცულობას.

ტემპერატურა - ერთერთი ძირითადი ცნებაა, რომელიც მნიშვნელოვან როლს თამაშობს, არა მარტო თერმოდინამიკაში, არამედ მთელ ფიზიკაში. იგი არის თერმოდინამიკური სისტემის მახასიათებელი ფიზიკური სიდიდე. თანახმად ზომა წონის XI გენერალური კონფერენციის გადაწყვეტილებისა (1960 წ.), დღეს-დღეობით, შეიძლება მხოლოდ ორი ტემპერატურული სკალის გამოყენება: **თერმოდინამიკურის და საერთაშორისო პრაქტიკულის**, რომლებიც შესაბამისად გრადუირებული არიან კელვინებში (K) და ცელსიუსის გრადუსებში (C°). **საერთაშორისო პრაქტიკულ შკალაზე**, წყლის გაყინვისა და დუდილის ტემპერატურა, $1,013 \cdot 10^5$ პა ტემპერატურაზე შესაბამისად არიან 0° და 100° (რეპერული წერტილები).

თერმოდინამიკური ტემპერატურული სკალა განისაზღვრება ერთი რეპერული წერტილით, რომელიც წარმოადგენს წყლის სამმაგ წერტილს (ტემპერატურა, რომელზეც ყინული, წყალი და გაჯერებული ორთქლი 609 პა წნევაზე, იმყოფებიან თერმოდინამიკურ წონასწორობაში). ამ წერტილის ტემპერატურა თერმოდინამიკურ შკალაზე ტოლია 273,16 K. ცელსიუსის გრადუსი ტოლია კელვინის. თერმოდინამიკურ სკალაზე წყლის გაყინვის ტემპერატურა ტოლია 273,15K-ს (იგივე წნევაზე, როგორც საერთაშორისო პრაქტიკულ სკალაზე), ამიტომ, განსაზღვრით, თერმოდინამიკური ტემპერატურა და ტემპერატურა საერთაშორისო პრაქტიკული სკალით დაკავშირებულები არიან თანაფარდობით

$$T = 273,15 + t$$

ტემპერატურა $T=0K$, იწოდება კელვინის ნულად. სხვადასხვა პროცესების ანალიზი უჩვენებს, რომ $0K$ მიუღწეველია, თუმცა მასთან მიახლოება რამდენადაც გნებავთ ახლოს შესაძლებელია.

ხვედრითი მოცულობა v - არის ერთეული მოცულობის მასა. როცა სხეული ერთგვაროვანია, ე.ი. მისი სიმკვრივე $\rho = \text{const}$, მაშინ $v = V/m = 1/\rho$. რადგანაც მუდმივი მასისას ხვედრითი მოცულობა პროპორციულია საერთო მოცულობის, ამიტომ ერთგვაროვანი სხეულის მაკროსკოპული თვისებები შეიძლება დახასიათდეს სხეულის მოცულობით.

სისტემის მდგომარეობის პარამეტრები შეიძლება იცვლებოდეს. ნებისმიერი ცვლილებას თერმოდინამიკურ სისტემაში, დაკავშირებულს თუნდაც მისი ერთერთი პარამეტრის ცვლილებასთან, ეწოდება **თერმოდინამიკური პროცესი**. მაკროსკოპული სისტემა იმყოფება **თერმოდინამიკურ წონასწორობაში**, თუ მისი მდგომარეობა დროის განმავლობაში არ იცვლება (იგულისხმება, რომ განსახილველი სისტემის გარე პირობები ამ დროს არ იცვლება).

მოლეკულურ-კინეტიკურ თეორიაში სარგებლობენ **იდეალური აირის იდეალიზირებული მოდელით**, რომლის თანახმადაც თვლიან, რომ:

1. მოლეკულების საკუთარი მოცულობა უსასრულოდ მცირეა ჭურჭლის მოცულობასთან შედარებით.
2. გაზის მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედების ძალები არ არსებობენ.
3. გაზის მოლეკულების ერთმანეთთან და ჭურჭლის კედლებთან დაჯახება აბსოლუტურად დრეკადია.

იდეალური გაზის მოდელი შეიძლება გამოყენებულ იქნას რეალური გაზების შესწავლისას, რადგან ისინი, ნორმალურთან მიახლოებულ პირობებში (მაგ. ჟანგბადი და ჰელიუმი), და ასევე დაბალი წნევებისას და მაღალი ტემპერატურებისას, ახლოსაა თავისი თვისებებით იდეალურ გაზთან. გარდა ამისა, გარკვეული შესწორებების შეტანით (რომელიც ითვალისწინებს გაზის

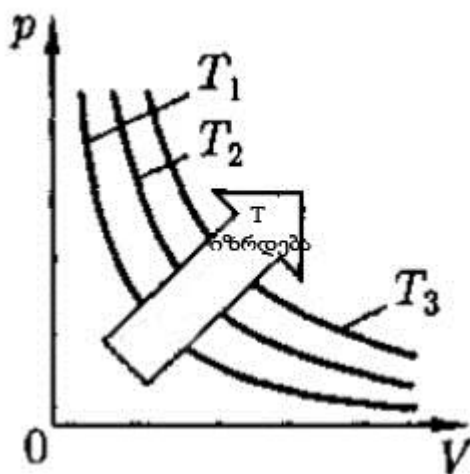
მოლეკულების საკუთარ მოცულობას და მოქმედ მოლეკულურ ძალებს), შეგვიღია გადავიდეთ რეალური გაზების თეორიაზე.

განვიხილოთ კანონები, რომლებიც აღწერენ იდეალური გაზების ქცევას.

ბოილ-მარიოტის კანონი: მოცემული მასის გაზისთვის, მუდმივი ტემპერატურისას, გაზის წნევის ნამრავლი მის მოცულობაზე მუდმივი სიდიდეა:

$$pV = \text{const}, \quad \text{როცა } T = \text{const}, \quad \text{და } m = \text{const}. \quad (1)$$

მრუდი, რომელიც გამოსახავს დამოკიდებულებას p და V სიდიდეებს შორის, რომელიც ახასიათებს ნივთიერების თვისებებს მუდმივი ტემპერატურის დროს ეწოდება **იზოთერმა**. იზოთერმები წარმოადგენენ ჰიპერბოლებს, რომლებიც გრაფიკზე განლაგებული არიან მით უფრო მაღლა, რაც უფრო მეტია ტემპერატურა, რომელზეც მიმდინარეობს პროცესი (სურ. 1).



სურ. 1

გეი-ლუსაკის კანონები: 1. მოცემული მასის გაზის მოცულობა, მუდმივი წნევის დროს, იცვლება წრფივად ტემპერატურისგან დამოკიდებით:

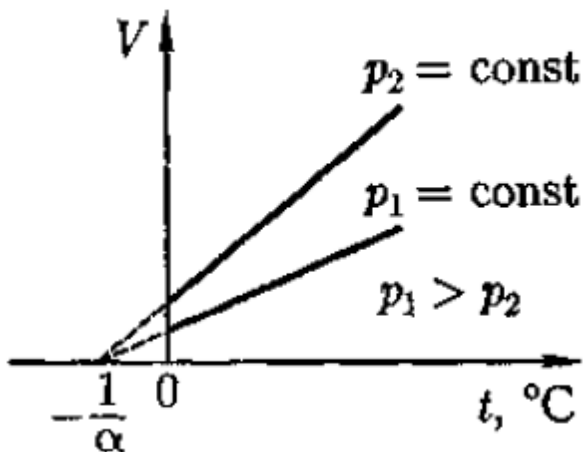
$$V = V_0(1 + \alpha t), \quad \text{როცა } p = \text{const}, \quad \text{და } m = \text{const}; \quad (2)$$

2. მოცემული მასის გაზის წნევა, მუდმივი მოცულობის დროს, იცვლება წრფივად ტემპერატურისგან დამოკიდებით:

$$p = p_0(1 + \alpha t), \quad \text{როცა } V = \text{const}, \quad \text{და } m = \text{const}. \quad (3)$$

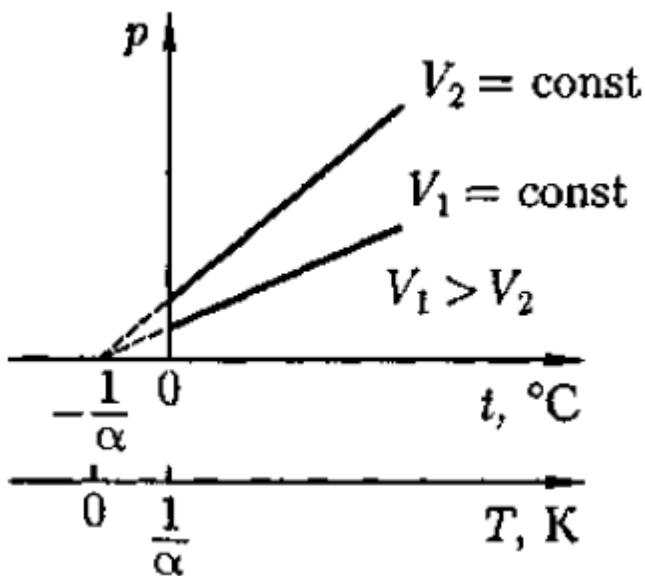
ამ განტოლებებში t -ტემპერატურაა ცელსიუსის სკალით, p_0 და V_0 წნევა და მოცულობა 0°C -ზე, კოეფიციენტი $\alpha = 1/273,15 \text{ K}^{-1}$.

პროცესს, რომელიც მიმდინარეობს მუდმივი წნევის დროს ეწოდება იზობარული. დიაგრამაზე V და t კოორდინატებში (სურ. 2), ეს პროცესი გამოისახება წრფით, რომელსაც ეწოდება იზობარა.



სურ. 2

პროცესი, რომელიც მიმდინარეობს მუდმივი მოცულობისას ეწოდება იზოქორულად.



სურ. 3

დიაგრამაზე (სურ. 3), p და t კოორდინატებში ის გამოისახება **იზოქორად** წოდებული წრფით. (2) და (3)-დან გამოდის, რომ იზობარები და იზოქორები ტემპერატურის ღერძს კვეთენ $t = -1/\alpha = -273,15^{\circ}\text{C}$ წერტილში, რომელიც განისაზღვრება $(1+\alpha t)=0$, პირობიდან. თუ ათვლის სათავეს გადავიტანთ ამ წერტილში, მაშინ მოხდება კელვინის სკალაზე გადასვლა (სურ. 3), საიდანაც

$$T = t + 1/\alpha.$$

თუ (2) და (3) ფორმულებში შევიტანთ თერმოდინამიკურ ტემპერატურას, გეი-ლუსაკის კანონებს შეიძლება მიეცეს უფრო მოხერხებული სახე:

$$V = V_0(1+\alpha t) = V_0(1+\alpha(T-1/\alpha)) = V_0\alpha T$$

$$p = p_0(1+\alpha t) = p_0(1+\alpha(T-1/\alpha)) = p_0\alpha T$$

$$V_1/V_2 = T_1/T_2 \quad \text{როცა} \quad p = \text{const}, \quad m = \text{const}, \quad (4)$$

$$p_1/p_2 = T_1/T_2 \quad \text{როცა} \quad V = \text{const}, \quad m = \text{const}, \quad (5)$$

სადაც ინდექსები 1 და 2, მიეკუთვნება ნებისმიერ მდგომარეობას, რომელიც ძევს ერთ იზობარას ან იზოქორაზე.

ავოგადროს კანონი. ნებისმიერი გაზის მოლი ერთდაიგივე ტემპერატურისა და წნევისას იკავებს ტოლ მოცულობებს. ნორმალურ პირობებში ეს მოცულობა ტოლია $22,41 \cdot 10^{-3} \text{ მ}^3/\text{მოლი}$.

განსაზღვრებით, სხვადასხვა ნივთიერების ერთი მოლი შეიცავს მოლეკულების ერთდაიგივე რაოდენობას, რომელსაც ეწოდება **ავოგადროს მუდმივა**:

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ მოლი}^{-1}.$$

დალტონის კანონი: იდეალური გაზების ნარევის წნევა, ტოლია მასში შემავალი გაზების პარციალური წნევების p_1, p_2, \dots, p_n ჯამის:

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_n,$$

პარციალური წნევა, არის წნევა, რომელსაც აწარმოებდა გაზის ნარევი შემავალი გაზი, თუ იგი დაიკავებდა მოცულობას, ტოლს, ნარევის მოცულობისა, იგივე ტემპერატურაზე.

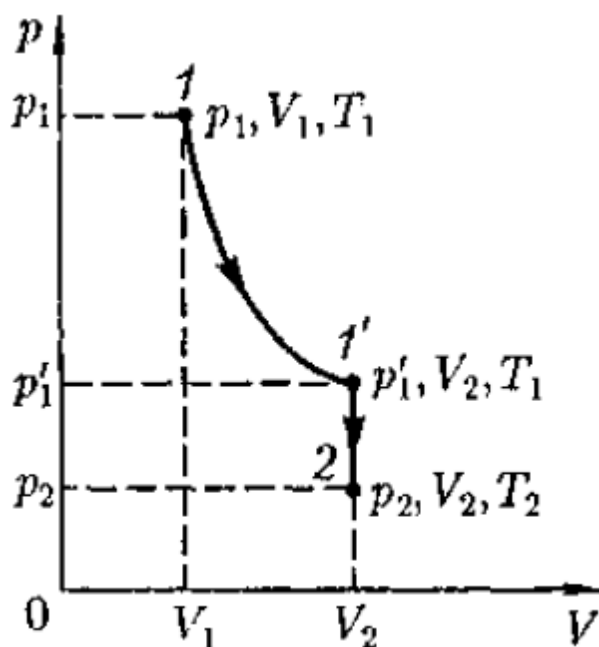
კლაპეირონ-მენდელეევის განტოლება

როგორც უკვე იყო აღნიშნული, გარკვეული მასის გაზის მდგომარეობა განისაზღვრება სამი თერმოდინამიკური პარამეტრით: წნევით p , მოცულობით V და ტემპერატურით T . მათ შორის

არსებობს გარკვეული კავშირი, რომელსაც ეწოდება მდგომარეობის განტოლება, რომელიც ზოგადი სახით მოიცემა გამოსახულებით

$$f(p,V,T) = 0,$$

რომელშიც თითოეული ცვლადი წარმოადგენს ორი დანარჩენის ფუნქციას. ფრანგმა ინჟინერმა და ფიზიკოსმა ბ.კლაპეირონმა გამოიყვანა იდეალური გაზის მდგომარეობის განტოლება, გააერთიანა რა ბოილ-მარიოტისა და გეი-ლუსაკის კანონები. ვთქვათ გაზის რაღაც რაოდენობა იკავებს V_1 მოცულობას, აქვს p_1 წნევა და იმყოფება T_1 ტემპერატურაზე. გაზის იგივე მასა სხვა ნებისმიერ მდგომარეობაში ხასიათდება პარამეტრებით p_2 , V_2 , T_2 (სურ. 4). გადასვლა მდგომარეობიდან 1 მდგომარეობა 2-ში ხორციელდება ორი პროცესის სახით: ა) იზოთერმულის (იზოთერმა 1-1'), ბ) იზოქორულის (იზოქორა 1'-2).



სურ. 4

ბოილ-მარიოტისა და გეი-ლუსაკის კანონების თანახმად შეგვიძლია ჩავწეროთ:

$$p_1 V_1 = p_1' V' \quad (6)$$

$$p_1'/p_2 = T_1/T_2 \quad (7)$$

თუ ამ განტოლებებიდან გამოვრიცხავთ p_1' , მივიღებთ

$$p_1 V_1/T_1 = p_2 V_2/T_2$$

რადგანაც მდგომარეობები 1 და 2 არჩეულ იყვნენ ნებისმიერად, ამიტომ გაზის მოცემული მასისთვის pV/T სიდიდე რჩება მუდმივად, ანუ

$$(pV/T) = B = \text{const} \quad (8)$$

ეს გამოსახულება წარმოადგენს **კლაპეირონის განტოლებას**, რომელშიც B წარმოადგენს გაზურ მუდმივას, რომელიც *განსხვავებულია სხვადასხვა გაზებისთვის*.

რუსმა მეცნიერმა მენდელეევმა, გააერთიანა კლაპეირონის განტოლება ავოგადროს კანონთან, მიაკუთვნა რა (8) განტოლება ერთ მოლს, მოლარული მოცულობის V_m , გამოყენებით. ავოგადროს კანონის თანახმად ერთიდაიგივე p და T -ს დროს ყველა გაზების მოლი იკავებენ ერთნაირ მოლარულ მოცულობას V_m , ამიტომ B მუდმივა იქნება *ერთნაირი ყველა გაზებისთვის*. ეს, ყველა გაზებისთვის საერთო მუდმივა აღინიშნება R -ით და ეწოდება **მოლარული გაზური მუდმივა**.

განტოლებას

$$pV_m = RT \quad (9)$$

აკმაყოფილებს მხოლოდ იდეალური გაზი, და ამიტომ იგი წარმოადგენს **იდეალური გაზის მდგომარეობის განტოლებას**, რომელსაც ასევე უწოდებენ **კლაპეირონ მენდელეევის განტოლებას**.

მოლარული გაზური მუდმივას რიცხვითი მნიშვნელობა განისაზღვრება (9) ფორმულიდან, დაშვებით, რომ გაზის მოლი იმყოფება ნორმალურ მდგომარეობაში ($p_0=1,013 \cdot 10^5$ პა, $T_0=273,15$ K, $V_m=22,41 \cdot 10^{-3}$ მ³/მოლი): $R=8,31$ ჯ/(მოლი·K).

(9) განტოლებიდან გაზის მოლისთვის შეიძლება გადასვლა კლაპეირონ-მენდელეევის განტოლებაზე გაზის ნებისმიერი მასისთვის. თუ რომელიღაც მოცემული წნევისა და ტემპერატურისთვის ერთი მოლი გაზი იკავებს V_m მოცულობას, მაშინ იგივე პირობებში გაზის m მასა დაიკავებს მოცულობას $V=(m/\mu)V_m$, სადაც μ -მოლარული მასაა (ნივთიერების ერთი მოლის მასა). მოლარული მასის ერთეულია კილოგრამი მოლზე. კლაპეირონის-მენდელეევის განტოლება m მასის გაზისთვის

$$pV = (m/\mu)RT = \nu RT \quad (10)$$

სადაც $\nu = m/\mu$ ნივთიერების რაოდენობაა.

ხშირად სარგებლობენ იდეალური გაზის მდგომარეობის განტოლების რამდენადმე განსხვავებული ფორმით, შემოყავთ რა **ბოლცმანის მუდმივა**:

$$k = R/N_A = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ ჯ/კ}$$

მდგომარეობის განტოლებაზე დაყრდნობით (9) ჩავწერთ სახით

$$p = RT/V_m = kN_A T/V_m = nkT,$$

სადაც $N_A/V_m = n$ მოლეკულების კონცენტრაციაა (მოლეკულების რიცხვი მოცულობის ერთეულში). ამრიგად, განტოლებიდან

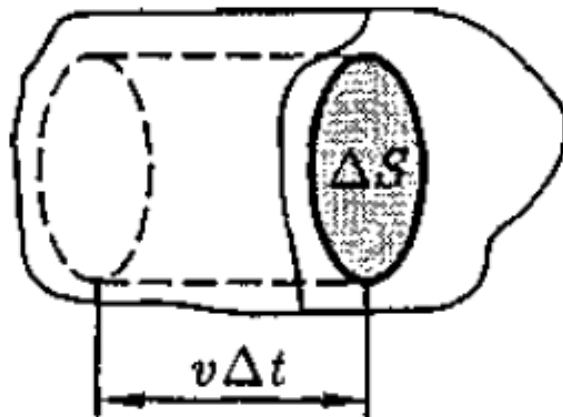
$$p = nkT \quad (11)$$

გამოდის, რომ იდეალური გაზის წნევა მოცემულ ტემპერატურაზე პირდაპირ პროპორციულია მათი მოლეკულების კონცენტრაციის (ან გაზის სიმკვრივის). ერთნაირ ტემპერატურასა და წნევაზე, მოცულობის ერთეულში ყველა გაზი შეიცავს მოლეკულების ერთ და იგივე რაოდენობას. 1 მ³ გაზში, *ნორმალურ პირობებში* მოლეკულათა რიცხვს უწოდებენ **ლოშმიტის რიცხვს**:

$$N_L = p_0/(kT_0) = 2,68 \cdot 10^{25} \text{ მ}^{-3}.$$

იდეალური გაზების მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ძირითადი განტოლება

მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ძირითადი განტოლების გამოსაყვანად განვიხილოთ ერთატომიანი იდეალური გაზი. დავუშვათ, რომ გაზის მოლეკულები მოძრაობენ ქაოტურად, და გაზის მოლეკულებს შორის ურთიერთ დაჯახებათა რიცხვი უგულვებელყოფადია ჭურჭლის



სურ. 5

კედლებზე დაჯახებათა რიცხვთან შედარებით, რომლებიც აბსოლუტურად დრეკადია. ჭურჭლის კედელზე გამოვყოთ რაიმე ელემენტარული ფართი ΔS (სურ. 5) და გამოვითვალოთ წნევა, რომელსაც გაზი აწარმოებს ამ ფართზე. თითოეული დაჯახებისას, მოლეკულა რომელიც მოძრაობს ფართის პერპენდიკულარულად, გადასცემს მას იმპულსს $m_0v - (-m_0v) = 2m_0v$, სადაც m_0 მოლეკულის მასაა, v კი მისი სიჩქარე. Δt -დროში ΔS ფართს მიაღწევს მხოლოდ ის მოლეკულები, რომლებიც მოთავსებულია ΔS ფუძისა და $v\Delta t$ სიმაღლის ცილინდრის მოცულობაში. ამ მოლეკულათა რიცხვი ტოლია $n\Delta S v\Delta t$ -სი (მოლეკულათა კონცენტრაცია).

მაგრამ, აუცილებელია გათვალისწინება, რომ რეალურად ΔS ფართისკენ მოლეკულები მოძრაობენ სხვადასხვა კუთხით და გააჩნიათ სხვადასხვა სიჩქარეები, თანაც ყოველი დაჯახებისას მოლეკულების სიჩქარე იცვლება. გამოთვლების გასამარტივებლად, მოლეკულების ქაოტურ მოძრაობას ცვლიან მოძრაობით, სამი ურთიერთ პერპენდიკულარული ღერძის გასწვრივ ისე, რომ დროის ნებისმიერ მომენტში თითოეული მათგანის გასწვრივ მოძრაობს მოლეკულების $1/3$, თანაც მათი ერთი ნახევარი, ანუ $1/6$ მოძრაობს მოცემული მიმართულების გასწვრივ ერთ მხარეს, ხოლო მეორე ნახევარი საწინააღმდეგოდ. მაშინ, მოცემული მიმართულებით მოძრავ მოლეკულათა, დაჯახებათა რიცხვი ΔS ფართზე იქნება $(1/6) n\Delta S v\Delta t$. ეს მოლეკულები ფართთან დაჯახებისას გადასცემენ მათ იმპულსს

$$\Delta P = 2m_0v \cdot (1/6) n\Delta S v\Delta t = 1/3 n m_0 v^2 \Delta S \Delta t.$$

მაშინ გაზის წნევა, რომელსაც ის აწარმოებს ჭურჭლის კედელზე,

$$p = \Delta P / (\Delta t \Delta S) = 1/3 n m_0 v^2 \quad (12)$$

თუ კი გაზი V მოცულობაში მოიცავს N მოლეკულას, რომლებიც მოძრაობენ v_1, v_2, \dots, v_N სიჩქარით, მაშინ მიზანშეწონილია განვიხილოთ **საშუალო კვადრატული სიჩქარე**

$$\langle v_{sq} \rangle = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i^2}, \quad (13)$$

რომელიც ახასიათებს გაზის მოლეკულების მთელ ერთობლიობას.

განტოლება (12), (13)-ს გათვალისწინებით მიიღებს სახეს

$$p = 1/3 n m_0 \langle v_{sq} \rangle^2. \quad (14)$$

გამოსახულება (14)-ს ეწოდება **იდეალური გაზების მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ძირითადი განტოლება**. ყველა შესაძლო მიმართულებით მოლეკულების მოძრაობის გათვალისწინებით ზუსტი გათვლები, იძლევა იგივე ფორმულას.

თუ გავითვალისწინებთ, რომ $n=N/V$, მივიღებთ

$$pV = 1/3 N m_0 \langle v_{sz}^2 \rangle, \quad (15)$$

ან

$$pV = 2/3 (N \cdot m_0 \langle v_{sz}^2 / 2 \rangle) = 2/3 E, \quad (16)$$

სადაც E -გაზის ყველა მოლეკულების გადატანითი მოძრაობის ჯამური კინეტიკური ენერგიაა.

რადგანაც გაზის მასა $m=Nm_0$, განტოლება (15) შეიძლება გადაწერილ იქნას შემდეგი სახით

$$pV = 1/3 \cdot m \langle v_{sz}^2 \rangle.$$

ერთი მოლი გაზისთვის $m=\mu$ (μ -მოლური მასაა), ამიტომ

$$pV_m = 1/3 \cdot \mu \langle v_{sz}^2 \rangle,$$

სადაც V_m -მოლარული მასაა. მეორეს მხრივ კლასიკური-მენდელეევის განტოლების თანახმად, $pV_m = RT$. ამრიგად

$$RT = 1/3 \cdot \mu \langle v_{sz}^2 \rangle,$$

საიდანაც

$$\langle v_{sz} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}. \quad (17)$$

რადგანაც $\mu=m_0N_A$, სადაც m_0 -ერთი მოლეკულის მასაა, ხოლო N_A -ავოგადროს მუდმივა (17)-დან გამოდის, რომ

$$\langle v_{sz} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{m_0N_A}} = \sqrt{\frac{3KT}{m_0}}, \quad (18)$$

სადაც $K=R/N_A$ -ბოლცმანის მუდმივაა. აქედან ვიპოვიტ, რომ ჟანგბადის მოლეკულებს ოთახის ტემპერატურაზე გააჩნიათ საშუალო კვადრატული სიჩქარე 480 მ/წმ, წყალბადისას 1900 მ/წმ.

იდეალური გაზის ერთი მოლეკულის გადატანითი მოძრაობის საშუალო კინეტიკური ენერგია

$$\langle \epsilon_0 \rangle = E/N = m_0 \langle v_{sz}^2 \rangle / 2 = (3/2)KT \quad (19)$$

თერმოდინამიკური ტემპერატურის პროპორციულია და მხოლოდ მასზეა დამოკიდებული. ამ განტოლებიდან გამოდის, რომ $T=0$ -ზე, $\langle \epsilon_0 \rangle=0$, ანუ 0 K-ზე გაზის მოლეკულების გადატანითი მოძრაობა წყდება, და შესაბამისად მისი წნევა ტოლია 0-ს. ამრიგად, თერმოდინამიკური

ტემპერატურა წარმოადგენს იდეალური გაზის მოლეკულების, გადატანითი მოძრაობის, საშუალო კინეტიკური ენერგიის საზომს, და ფორმულა (19) წარმოადგენს ტემპერატურის ცნების მოლეკულურ-კინეტიკურ ახსნას.

იდეალური გაზის მოლეკულების სითბური მოძრაობის სიჩქარისა და ენერგიების მიხედვით განაწილების მაქსველის კანონი

მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ძირითადი ფორმულის გამოყვანისას მოლეკულებს ანიჭებდნენ სხვადასხვა სიჩქარეებს. მრავალჯერადი დაჯახების შედეგად თითოეული მოლეკულის სიჩქარე იცვლება როგორც სიდიდით ისევე მიმართულებით. მაგრამ მოლეკულების ქაოტური მოძრაობის გამო, მოძრაობის ყველა მიმართულება თანაბარაა, ე.ი. ნებისმიერი მიმართულებით საშუალოდ მოძრაობს მოლეკულათა ერთნაირი რაოდენობა.

მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის თანახმად, როგორც არ უნდა იცვლებოდეს მოლეკულების სიჩქარეები დაჯახებისას, გაზის m_0 მასის მოლეკულების საშუალო კვადრატული სიჩქარე, წონასწორობის მდგომარეობაში, $T = \text{const}$ -სას, რჩება მუდმივი და ტოლი $\langle v^2 \rangle = \sqrt{3kT/m_0}$. ეს აიხსნება იმით, რომ წონასწორობის მდგომარეობაში მყოფ გაზში მყარდება გარკვეული სტაციონარული, დროში უცვლელი, მოლეკულების განაწილება სიჩქარეების მიხედვით, რომელიც ემყარება სრულიად განსაზღვრულ სტატისტიკურ კანონს. ეს კანონი თეორიულად გამოყვანილ იქნა ჯ.მაქსველის მიერ.

მოლეკულების სიჩქარეების მიხედვით განაწილების კანონის გამოყვანისას მაქსველი უშვებდა, რომ გაზი შედგებოდა იგივეური მოლეკულების ძალიან დიდი რიცხვისგან, რომლებიც იმყოფებიან უწყვეტი სითბური მოძრაობის მდგომარეობაში, ერთნაირი ტემპერატურისას. ასევე დაიშვებოდა, რომ გაზზე არ მოქმედებენ რაიმე ძალური ველები.

მაქსველის კანონი აღიწერება რომელიღაც $f(v)$ ფუნქციით, რომელსაც ეწოდება **მოლეკულების სიჩქარეების მიხედვით განაწილების ფუნქცია**. თუ მოლეკულების სიჩქარეების დიაპაზონს დავყოფთ მცირე dv ინტერვალებად, მაშინ სიჩქარის თითოეულ ინტერვალზე, მოვა მოლეკულათა რომელიღაცა $dN(v)$ რიცხვი, რომელთაც ექნებათ ამ ინტერვალში მოთავსებული სიჩქარეები. ფუნქცია $f(v)$ განსაზღვრავს მოლეკულათა $dN(v)/N$ ფარდობით რიცხვს, რომელთა სიჩქარეებიც ძევს ინტერვალში v -დან $v+dv$, ე.ი.

$$dN(v)/N = f(v)dv,$$

საიდანაც

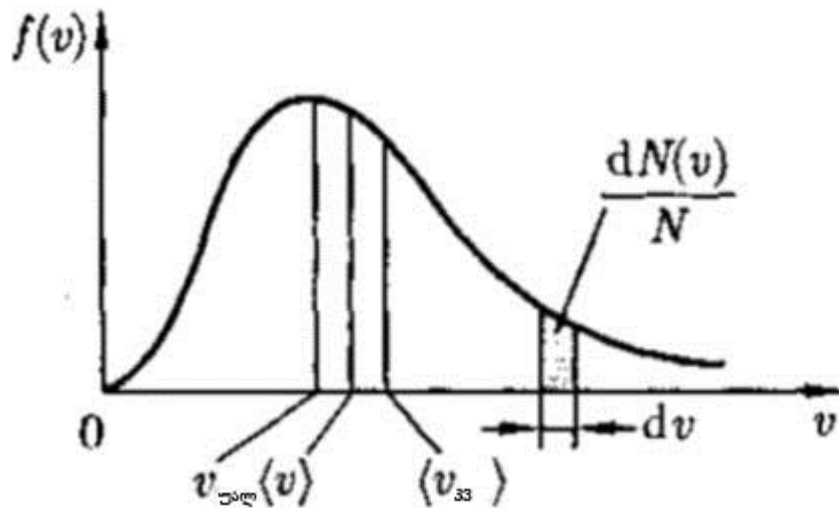
$$f(v) = dN(v)/(N \cdot dv)$$

ალბათობის თეორიის მეთოდების გამოყენებით, მაქსველმა იპოვა ფუნქცია $f(v)$ -კანონი იდეალური გაზის მოლეკულების სიჩქარეებით განაწილების შესახებ:

$$f(v) = 4\pi(m_0/2\pi kT)^{3/2} \cdot v^2 \cdot \exp[-m_0 v^2/(2kT)] \quad (20)$$

როგორც (20)-დან ჩანს ფუნქციის კონკრეტული სახე დამოკიდებულია გაზის გვარობაზე და მის მდგომარეობის პარამეტრზე (ტემპერატურაზე T).

$f(v)$ ფუნქციის გრაფიკი მოყვანილია (სურ. 6)-ზე. რადგანაც v -ს ზრდით ექსპონენციალური მამრავლი მცირდება უფრო სწრაფად, ვიდრე იზრდება v^2 , ამიტომ ფუნქცია $f(v)$, იწყება რა 0-დან, აღწევს მაქსიმუმს $v_{\text{უაღ}}$ -ზე და შემდეგ ასიმპტოტურად მიისწრაფვის ნულისკენ. მრუდი არასიმეტრიულია $v_{\text{უაღ}}$ -ის მიმართ.



სურ. 6

მოლეკულების ფარდობითი რიცხვი $dN(v)/N$, რომელთა სიჩქარეებიც ძეგს ინტერვალში v -დან $v+dv$, შეიძლება ნაპოვნ იქნას როგორც დაშტრიხული ზოლის ფართი სურ.6-ზე. განაწილების მრუდით და აბსცისთა ღერძით შემოფარგლული ფართი ტოლია ერთის. ეს ნიშნავს, რომ $f(v)$ ფუნქცია აკმაყოფილებს ნორმირების პირობას

$$\int_0^{\infty} f(v) dv = 1$$

სიჩქარეს, რომლის დროსაც იდეალური გაზის მოლეკულათა განაწილება სიჩქარის მიხედვით მაქსიმალურია, ეწოდება უაღბათესი სიჩქარე. უაღბათესი სიჩქარის მნიშვნელობა შეიძლება ვიპოვოთ გამოსახულება (20)-ს დიფერენცირებით v არგუმენტით (მუდმივ

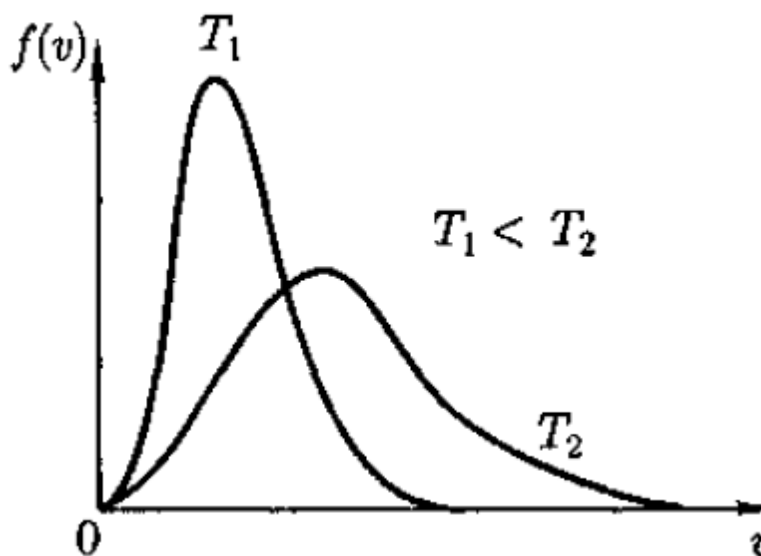
მამრავლების გამოტოვებით), შედეგის ნულთან გატოლებით და $f(v)$ გამოსახულებისთვის მაქსიმუმის პირობის გამოყენებით:

$$d/du((v^2 \cdot \exp[-m_0 v^2/(2kT)]) = 2v(1 - m_0 v^2/(2kT)) \cdot \exp[-m_0 v^2/(2kT)] = 0.$$

მნიშვნელობები $v=0$ და $v=\infty$ შეესაბამებიან გამოსახულების მინიმუმებს, ხოლო v მნიშვნელობა, რომლის დროსაც გამოსახულება ფრჩხილებში ხდება ნული, არის სწორედ სამებნი ყველაზე ალბათური სიჩქარე $v_{\text{უალ}}$:

$$v_{\text{უალ}} = \sqrt{2kT/m_0} = \sqrt{2RT/\mu} \quad (21)$$

ამ ფორმულიდან ჩანს, რომ ტემპერატურის ზრდისას მოლეკულების სიჩქარეების მიხედვით განაწილების ფუნქციის მაქსიმუმი წაინაცვლებს მარჯვნივ ($v_{\text{უალ}}$ ხდება მეტი). (სურ. 7).



სურ. 7

ოღონდ, ფართი რომელიც შემოფარგლულია მრუდით რჩება უცვლელი, ამიტომ ტემპერატურის ზრდისას, მოლეკულების სიჩქარეებით განაწილების მრუდი გაიწელება და დადაბლდება.

მოლეკულის საშუალო სიჩქარე (საშუალო არითმეტიკული სიჩქარე) $\langle v \rangle$ განისაზღვრება ფორმულით

$$\langle v \rangle = (1/N) \int_0^\infty v dN(v) = \int_0^\infty v f(v) dv.$$

თუ ამ ფორმულაში ჩავსვავთ $f(v)$ -ს და ჩავატარებთ ინტეგრებას, მივიღებთ

$$\langle v \rangle = \sqrt{8kT/(\pi m_0)} = \sqrt{8RT/(\pi M)}. \quad (22)$$

გაზის მდგომარეობის მახასიათებელი სიჩქარეებია: 1) უაღრესი სიჩქარე $v_{\text{უაღრესი}} = \sqrt{2RT/\mu}$; 2) საშუალო სიჩქარე $\langle v \rangle = \sqrt{8RT/(\pi M)} = 1,13$ სუალ 3) საშუალო კვადრატული სიჩქარე $\langle v_{\text{კვ}} \rangle = \sqrt{3RT/M} = 1,22$ სუალ. მოლეკულების სიჩქარეებით განაწილებიდან

$$dN(v) = N \cdot 4\pi \cdot (m_0/2\pi kT)^{3/2} \cdot v^2 \cdot e^{-m_0 v^2/2kT} dv, \quad (23)$$

შეიძლება ვიპოვოთ გაზის მოლეკულების განაწილება კინეტიკური ϵ ენერგიის მნიშვნელობებით. ამისათვის v ცვლადიდან გადავიდეთ $\epsilon = m_0 v^2/2$ ცვლადზე. თუ (23)-ში ჩავსვათ $v = \sqrt{2\epsilon/m_0}$ და $dv = (2m_0\epsilon)^{-1/2} d\epsilon$, მივიღებთ

$$dN(\epsilon) = (2N/\sqrt{\pi}) \cdot (kT)^{-3/2} \cdot \epsilon^{1/2} \cdot e^{-\epsilon/kT} \cdot d\epsilon = Nf(\epsilon)d\epsilon,$$

სადაც $dN(\epsilon)$ - მოლეკულათა რიცხვია, რომელთა გადატანითი მოძრაობის კინეტიკური ენერგიები, მოთავსებულია ინტერვალში ϵ -დან $\epsilon+d\epsilon$ -მდე.

ამრიგად, მოლეკულების განაწილების ფორმულა სითბური მოძრაობის ენერგიების მიხედვით იქნება

$$f(\epsilon) = (2/\sqrt{\pi}) \cdot (kT)^{-3/2} \cdot \epsilon^{1/2} \cdot e^{-\epsilon/kT}.$$

იდეალური გაზის მოლეკულის საშუალო კინეტიკური ენერგია $\langle \epsilon \rangle$, ტოლია

$$\langle \epsilon \rangle = \int_0^\infty \epsilon f(\epsilon) d\epsilon = (2/\sqrt{\pi}) \cdot (kT)^{-3/2} \cdot \int_0^\infty \epsilon^{3/2} \cdot e^{-\epsilon/kT} d\epsilon = (3/2) \cdot kT,$$

ე.ი. მივიღეთ შედეგი, რომელიც თანხვედნაშია მე-(19) ფორმულასთან.