

**MINISZTERSTVO OSVITI I NAUKI UKRAÏNI
UKRAJNA OKTATÁSI ÉS TUDOMÁNYOS MINISZTERIUMA**

**Закарпатський угорський інститут
імені Ференца Ракоці II
II. Rákóczi Ferenc Kárpátaljai Magyar Főiskola**

**Кафедра математики та інформатики
Matematika és Informatika Tanszék**

dr. Mészáros Livia

**ФІЗИКА
Навчальний посібник**

**FIZIKA
Jegyzet**

Beregszász, 2021

УДК 372.8.530(439.23)

Jóváhagyta a Matematika és Informatika tanszék 2021. augusztus 25 -án összehívott
értekezlete (jegyzőkönyv száma № 1)

Bíráló:

dr. Sztojka M. – a II RFKMF Matematika és Informatika tanszékének docenese

Fizika. Jegyzet. összeálította: dr. Mészáros Livia – Beregszász, 2021. – 71 c.

A 014. Középfokú Oktatás (Matematika), valamint 014. Középfokú Oktatás (Kémia)
képzési program hallgatóinak ajánlott.

TARTALOM

ELŐSZÓ.....	5
1. ALAPFOGALMAK.....	6
2. MECHANIKA.....	9
2.1. A testek kinematikája.....	9
2.2. Az egyenletesen változó körmozgás.....	11
2.3. Hajjtások.....	12
2.4. Az anyagi pont dinamikájának törvényei.....	14
3. AZ ANYAG MOLEKULÁRIS SZERKEZETE.....	17
3.1. A kinetikus gázelmélet alapfeltevései.....	17
3.2. Fontosabb alapmennyiségek és fogalmak.....	17
3.3. Ideális gáz.....	19
3.4. Ideális gázok termikus állapotegyenlete.....	20
3.5. Az ideális gáz nyomása-----	21
3.6. A kinetikus gázelmélet alapegyenlete.....	23
3.8. A gázrészecskék négyzetes középsebessége.....	25
3.9. A Maxwell-féle sebességeloszlás.....	25
3.10. A Boltzmann-eloszlás.....	27
3.11. Reális gáz.....	29
3.12. Szilárd anyagok és folyadékok tulajdonságai.....	30
4. TERMODINAMIKA.....	32
4.1. Termodinamikai folyamatok iránya.....	32
4.2. Tágulási munka.....	33
4.3. Gáztörvények.....	33
4.4. A termodinamika főtételei.....	37
4.5. Körfolyamatok.....	38
IRODALOMJEGYZÉK.....	70

ЗМІСТ

ВСТУП.....	40
1. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ.....	45
2. МЕХАНІКА.....	45
2.1. Кінематика тіла.....	46
2.2. Рівномірний рух по колу.....	46
2.3. Рух тіла кинутого під кутом до горизонту.....	46
2.4. Закони динаміки матеріальної точки.....	47
3. МОЛЕКУЛЯРНА БУДОВА РЕЧОВИНИ.....	51
3.1. Основні положення теорії кінетичного газу.....	51
3.2. Основні величини та поняття.....	52
3.3. Ідеальний газ.....	52
3.4. Теплове рівняння ідеальних газів.....	53
3.5. Тиск ідеального газу	52
3.6. Основне рівняння теорії кінетичного газу.....	54
3.8. Середньоквадратична швидкість частинок газу.....	56
3.9. Розподіл швидкості Максвелла.....	56
3.10. Розподіл Больцмана.....	58
3.11. Реальний газ.....	59
3.12. Тверді речовини і рідини.....	60
4. ТЕРМОДИНАМІКА.....	63
4.1. Напрямок термодинамічних процесів	63
4.2. Робота розширення газу процеси.....	64
4.3. Газові закони.....	64
4.4. Основні закони термодинаміки.....	65
4.5. Термодинамічні цикли.....	68
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	70

ELŐSZÓ

A fizika ismerete szinte minden területen nélkülözhetetlen. Ez a segédanyag elsődlegesen a II Rákóczi Ferenc Kárpátaljai Magyar Főiskola hallgatói számára készült. Elengedhetetlen a jól felépített természettudományos oktatás, ezen belül a fizikai világgal való alapos ismerkedés az általános képzés keretein belül. A fizika tanulása során nélkülözhetetlen a matematikai tudás (vektorok használata, differenciál,- és integrálszámítás) ezért szükséges a megfelelő matematikai apparátusok ismerete is.

A jegyzet célja segítséget nyújtani a diákok számára az önálló munkájukban a fizika tanulmányozása során, a megfelelő szigorlatok és vizsgák letételének felkészülésében. Segíti a diákokat abban, hogy ők, mint felnővekvő generáció, a hétköznapi életben is jól használható korszerű műveltséget szerezzenek.

1. ALAPFOGALMAK

A fizika a környezetünkben, a Földön és a Világegyetemben lejátszódó folyamatok, történések vizsgálatával, az élettelen világba tartozó természeti jelenségekkel foglalkozik.

A Nemzetközi Mértékegységrendszer, röviden SI (Système International d'Unités) modern, nemzetközileg elfogadott mértékegységrendszer, amely néhány kiválasztott mértékegységen, illetve a 10 hatványain alapul.

Az SI-mértékegységrendszer

Az SI-mértékegységrendszert a 11. Általános Súly- és Mértékügyi Konferencia (Conférence Générale des Poids et Mesures, CGPM) 1960-ban fogadta el.

Előzmények

Az 1960 előtti, nemzetközileg is elfogadott mértékegységrendszert MKSA-nak nevezték, amely a méter, a kilogramm, a másodperc (secundum) és az amper mértékegységeken alapult, nevét ezek kezdőbetűiből alkották. Ezt egészítették ki később (1948-ban) három alapmértékegységgel: az erő (newton), az energia (joule) és a teljesítmény (watt) egységekkel.

A mértékegységek rendszerét az alapegységek, a kiegészítő egységek és a velük leírható származtatott egységek alkotják.

A mértékegységek nagyságrendjét a prefixumok (előtagok) adják meg.

A mennyiségek közül egyeseket alapmennyiségül választottak. Az alapmennyiségek nem definiálhatók. Minden olyan fizikai mennyiség, amely nem alapmennyiség, meghatározható az alapmennyiségek segítségével, ezért ezeket származtatott.

Az alapmennyiségek mértékegységei az alapegységek, a származtatott mennyiségek egységei pedig a származtatott mértékegységek. A származtatott egységek az alapegységekkel definiálhatók.

A különböző mértékegységrendszerek eltérő alapegységeket választottak. A leggyakrabban használt mértékegységrendszer az SI-rendszer (1.1. táblázat), vagy más néven a Nemzetközi mértékegység-rendszer, melynek mértékegységei az SI-alapegységekből származnak. Minden SI származtatott egység ezen alapegységekből levezethető.

1.1. táblázat. Az Si mértékegységrendszer felépítése

Az Si alap/kiegészítő mennyiség			mértékegységének	
neve	típusa	jele	neve	jele
hosszúság	alap	l	méter	m
tömeg	alap	m	kilogramm	kg
idő	alap	t	másodperc	s
elektromos áramerősség	alap	I	amper	A
termodinamikai hőmérséklet	alap	T	kelvin	K
anyagmennyiség	alap	n	mól	mol
fényerősség	alap	I_v	kandela	cd
síkszög	kiegészítő	$\alpha, \beta, \gamma \dots$	radián	rad
térszög	kiegészítő	$\Omega(\omega)$	szteradián	sr

A mérési gyakorlat bővítést igényelt, így elsőként Franciaországban (1793-1795); vált elfogadottá a prefixumok (az egységek többszöröseinek és törtrészeinek) használata (1.2. táblázat). A táblázatban szabályosság nyomai fedezhetők fel. Az egyik ilyen szabályosság, hogy a szorzók 10-nek az egymás után következő pozitív és negatív egész számú kitevőkkel képezhető hatványai. A másik szabály, hogy a pozitív kitevőjű hatványok neve görög, a negatív kitevőjűeké latin eredetű szó.

1.2. táblázat. Előtagok (prefixumok)

Előtag	Jele	Szorzó hatvánnyal	Szorzó számnévvel
exa-	E	10^{18}	trillió
peta-	P	10^{15}	billiárd
tera-	T	10^{12}	billió
giga-	G	10^9	milliárd
mega-	M	10^6	millió
kilo-	k	10^3	ezer
hekto-	h	10^2	száz
deka-	da (dk)	10^1	tíz
–	–	10^0	egy
deci-	d	10^{-1}	tized
centi-	c	10^{-2}	század
milli-	m	10^{-3}	ezred
mikro-	μ	10^{-6}	milliomod
nano-	n	10^{-9}	milliárdod
piko-	p	10^{-12}	billiomod

Etalon - hiteles mintapéldány, amihez más termékeket hasonlítanak.

Nemzetközileg elfogadott mértékegység mintája. Ilyenek pl. az ősméter, az őskilogramm. Az etalonok eredeti példányait Párizs mellett, Sèvresben őrzik, másolatait pedig az etalont elfogadó országok kapják meg. Az etalonnál nagyobb probléma a megfelelő technikai kivitelezés (a jelek, karcok megfelelő vékonysága a pontos leolvashatóság végett, a deformálódás kiküszöbölése stb.). Ezért ma már a legtöbb etalonnak inkább csak tudománytörténeti jelentősége van, és a mértékegységeket inkább olyan jelenségek valamely jól mérhető

mennyiségi jellemzőjéhez kapcsolva határozzák meg, amely jelenséget mindenütt nagy megbízhatósággal és pontossággal elő lehet állítani.

A mérőszám azt mutatja meg, hogy a mértékegységet hányszor lehet a mérendő mennyiségbe belefoglalni.

Egy fizikai jelenséget akkor nevezhetünk mennyiségnek, ha képesek vagyunk észszerűen mértékegységet rendelni hozzá. Ebben az esetben meghatározhatjuk, hogy a – most már mennyiségnek tekintett – fizikai jelenség hányszor nagyobb, mint a neki tulajdonított mértékegység; az erre irányuló egész tevékenységet nevezzük mérésnek.

A fizikában és a méréstudományban **mértékegységeknek** hívjuk azokat a méréshez használt egységeket, amivel a fizikai mennyiségeket pontosan meg tudjuk határozni. A kísérletek megismételhetősége a tudományos módszer legfontosabb jellemzője. Ehhez szabványokra van szükségünk, és ahhoz, hogy egységes mérési szabványokat hozzunk létre, szükségünk van a mértékegységek rendszerére. A tudományos mértékegységek valójában a régi súly- és térfogat-mértékek általánosításából keletkeztek, melyeket már régóta használunk a kereskedelemben.

.

2. MECHANIKA

Mechanika (görögül Μηχανική) a fizikának az egyik fő része. A fizikának az az ága, ami az erők hatását vizsgálja a fizikai testekre (attól függetlenül, hogy ezen erők hatása okoz-e elmozdulást, vagy nem).

2.1. A testek kinematikája

Azt a vonalat, amin a test mozog, pályának nevezzük. A fizikában általában speciális alakú pályákkal foglalkozunk. Ilyen az egyenes, a kör vagy parabola alakú pálya.

A mozgó test által befutott pályaszakasz hossza a megtett út.

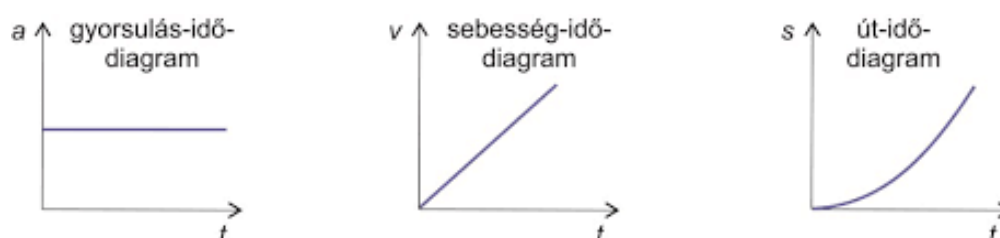
Bizonyos esetekben a testek mozgása során nem az a fontos, hogy az egyik pontból milyen alakú pályán és milyen hosszú út megtételével jutott egy másik pontba, hanem ezeknek a pontoknak az egymáshoz képesti helyzete. A kezdőpontból a végpontba mutató irányított szakaszt elmozdulásnak nevezzük. Az út hossza nem lehet kisebb az elmozdulás nagyságánál, hiszen két pont között az egyenes szakasznak a legkisebb a hossza.

Az egyenes vonalú egyenletes mozgás a kinematika tárgykörébe tartozó legegyszerűbb mozgásforma. Jellemzője, hogy a test egyenes pályán, változatlan irányban úgy mozog, hogy egyenlő időközök alatt egyenlő útszakaszokat fut be, $S=v \cdot t$.

Ha egy test nem egyenletesen mozog, akkor azt mondjuk, hogy mozgása változó. A változó mozgást végző test sebessége nem állandó. A sebesség az a mennyiség, amely megmutatja, hogy egy test adott pillanatban milyen gyorsan mozog. A pillanatnyi sebességet nem lehet közvetlenül mérni. Meghatározása úgy történhet, hogy egy nagyon rövid, de még jól mérhető idő alatt megtett útra meghatározzuk az átlagsebességet. Ez az átlagsebesség jó közelítéssel a pillanatnyi sebesség nagyságát adja. A pillanatnyi sebességet a $v = \frac{\Delta S}{\Delta t}$

összefüggés adja meg, ahol ΔS az az út, amit a nagyon rövid Δt idő alatt tett meg a test.

A gyorsulás szó mindenki számára azt jelenti, hogy a sebesség változik. Azt mondjuk: annál nagyobb a gyorsulás, minél nagyobb sebességváltozást (Δv) minél rövidebb idő (Δt) alatt ér el a test. Mindezek alapján a gyorsulás definíciója: $a = \frac{\Delta v}{\Delta t}$. A gyorsulás az a fizikai mennyiség, amely megmutatja, hogy egy testnek milyen gyorsan változik a sebessége. Számértékéből meghatározható, hogy másodpercenként mennyit változik a sebesség. A gyorsulás vektor mennyiség.



2.1. ábra. Mozgási diagrammok

Szabadesésnek nevezzük a test mozgását, ha a gravitációs mezőben kezdősebesség nélkül elengedett test esését a gravitáción kívül semmi sem befolyásolja.

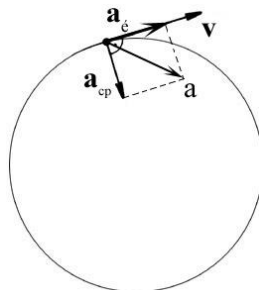
$$h = \frac{1}{2} g t^2$$

2.2. Az egyenletesen változó körmozgás

Ha a körpályán mozgó test sebessége változik, akkor változó körmozgásról beszélünk. Ilyen esetben a test érintő irányban is gyorsul. Ha a körpályán mozgó test érintőirányú gyorsulásának nagysága állandó, egyenletesen változó körmozgásról beszélünk.

A körmozgást végző test sebessége irányának a megváltozását sugárirányú gyorsulás okozza és centripetális gyorsulásnak nevezzük. Nagyságát

az $a_{cp} = \frac{v^2}{R}$ összefüggés segítségével határozhatjuk meg, ahol a_{cp} a centripetális gyorsulás, v a pillanatnyi kerületi sebesség, R a körpálya sugara. Az eredő gyorsulás ennek a két gyorsulásnak a vektori összege.



2.2. ábra. Az egyenletesen változó körmozgás gyorsulása

2.3. Hajítások

Hajításnak nevezzük az olyan mozgást, amelynél a Föld felszínének közelében leeső pontszerű testnek van kezdősebessége. A hajítás mindig két mozgás összegének tekinthető: a test egyrészt a kezdősebességtől függő irányban egyenes vonalú egyenletes mozgást végez, a mozgás függőleges összetevője pedig egyenes vonalú egyenletesen változó mozgás.

Függőleges hajítás

A függőleges hajítás kezdősebessége függőleges. Ilyenkor a test egyrészt egyenes vonalú egyenletes mozgást végez a kezdősebességtől függően felfelé vagy lefelé, másrészt egyenes vonalú egyenletesen változó mozgással esik lefelé.

Függőleges hajítás lefelé	$v = v_0 + gt,$	$h = v_0 t + \frac{1}{2} g t^2$
---------------------------	-----------------	---------------------------------

Függőleges hajítás felfelé	$v = v_0 - gt,$	$h = v_0 t - \frac{1}{2} g t^2$
----------------------------	-----------------	---------------------------------

Vízszintes hajítás

Vízszintes hajításnál a test kezdősebessége vízszintes. A test emiatt vízszintesen egyenes vonalú egyenletes mozgást végez, másrészt egyenes vonalú

egyenletesen változó mozgással esik lefelé. A két mozgás eredményeként a test egy függőleges síkban fekvő parabolapályán mozog. A parabola tengelypontja (csúcspontja) a test indulási helyénél van, a parabola tengelye függőleges.

$$v_x = v_0 = \text{Const}$$

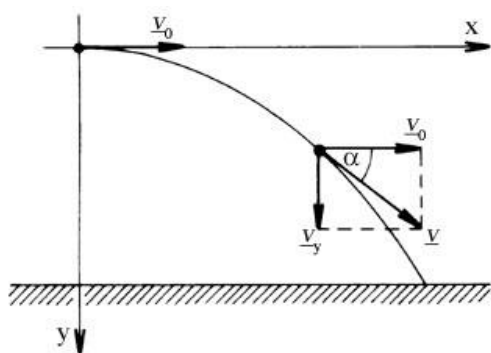
$$v_y = gt$$

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2$$

$$S_x = v_0 \cdot t$$

$$S_y = \frac{1}{2}gt^2$$

$$S^2 = S_x^2 + S_y^2$$



2.3. ábra. Vízszintes hajítás

Ferde hajítás

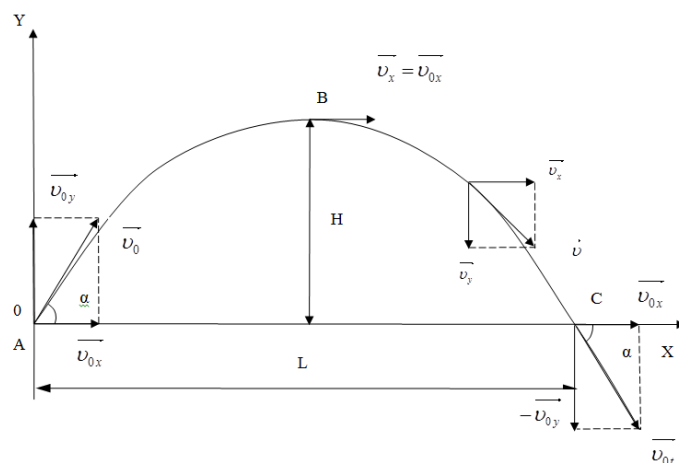
Ferde hajításnál a test kezdősebessége nem vízszintes és nem is függőleges. Ilyenkor a test vízszintesen egyenes vonalú egyenletes mozgást végez, függőlegesen pedig egyenes vonalú egyenletesen változó mozgással esik lefelé. Ezen mozgások következtében a test egy függőleges síkban fekvő parabolapályán mozog, a parabola tengelye függőleges.

Ferde hajítás lefelé $v_x = v_0 \cos \alpha$ $v_y = v_0 \sin \alpha + gt$, $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$

$$S_x = v_0 t \cos \alpha \quad S_y = v_0 t \sin \alpha + \frac{1}{2}gt^2 \quad S = \sqrt{S_x^2 + S_y^2}$$

Ferde hajítás felfelé $v_x = v_0 \cos \alpha$ $v_y = v_0 \sin \alpha - gt$, $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$

$$S_x = v_0 t \cos \alpha \quad S_y = v_0 t \sin \alpha - \frac{1}{2}gt^2 \quad S = \sqrt{S_x^2 + S_y^2}$$



2.4. ábra. Ferde hajítás

2.4. Az anyagi pont dinamikájának törvényei

A dinamika - a mechanika azon ága, amely a testek mozgásának, sebességváltozásának okaival, a testek egymásra gyakorolt hatásaival, az erőkell foglalkozik. A dinamika törvényeit amely máig helytállóak Newton formázta meg elődei tudományos munkássága alapján a dinamika alaptörvényeit Newton törvényeinek is nevezzük.

Alapvető kölcsönhatások az erős, elektromágneses, gyenge, gravitáció.

Az erők:

- 1) A nehézségi erő: $F = mg$, m - a test tömege, g – a szabadon eső testek gyorsulása ($g=9,8 \text{ m/s}^2$).
- 2) Rugalmassági erő: $F = -k\Delta x$, Δx - a megnyúlás ($\Delta x = x_i - x_0$), k - a rugó merevsége. A rugómerevség dimenziója erő/hossz, mértékegysége a newton/méter (N/m). A Hooke-törvény közelítő törvény, mely kimondja, hogy egy rugalmas test alakváltozása arányos azzal az erővel, mely az alakváltozást okozza.) Azért van a képletben mínusz, mert a megnyúlás ellentétes irányú a rugó erejével. Annak a rugónak nagyobb a rugó-állandója, amelyik erősebb, vagyis ugyanakkora erőhatásra kisebb a megnyúlása
- 3) Súrlódási erő (nyugalmi, csúszási, gördülő): $F_s = \mu N$, μ - csúszási súrlódási együttható; N - nyomóerő. A mozgó test, tárgy és a vele érintkező felület között

a mozgással ellentétes irányú fékező erő lép fel: csúszási súrlódási erő. Ennek oka: a két felület érdes felületén levő kiemelkedések és mélyedések egymásba akadnak. A csúszási súrlódási erő nagysága egyenesen arányos a két felületet összenyomó erővel.

4) Ellenállási erő: $F = -av$, a - pozitív ellenállási együttható, v - a test sebessége a közeghez képest. Az F ellenállási erő a v sebesség vektorral ellentétes irányú.

A dinamika alapja Newton három törvénye.

Newton első törvénye

Léteznek olyan vonatkoztatási rendszerek melyekben a test megtartja a nyugalmi állapotát vagy egyenes vonalú egyenletes mozgást végez és nem hatnak rá más testek vagy erők vagy ezeknek a testeknek vagy erőknek a hatása kiegyenlíti egymást.

Vagy

Minden test megtartja nyugalmi egyensúlyi állapotát vagy egyenes vonalú egyenletes mozgás a t mindaddig amíg mást nem hat rá-

Newton második törvénye

A test impulzusának időderiváltja nagyságrendileg megegyezik a testre ható erővel, és megegyezik az irányuk:

$$\frac{dp}{dt} = F \quad (2.1)$$

ahol $p = \sum m_i v_i$ – az impulzusa az anyagi pontok m_i tömegű v_i sebességű rendszerének.

Az erőt felírhatjuk a következő képen:

$$F = m \frac{dv}{dt} = m \frac{d^2 r}{dt^2} = ma \quad (2.2)$$

A sebességváltozások fordítottan arányosak a testek tömegével, ugyanazon két test pár kölcsönhatásakor a tömegek és a sebesség változások szorzata állandó.

Ez a kifejezés a az anyagi pont dinamikájának alapvető egyenlete. Nem változik anyagi pontok rendszere esetén sem, amelynek teljes tömege a tömegközéppontban összpontosul, amelynek radiusvektorát a képlet határozza meg

$$r_c = \frac{\sum m_i r_i}{\sum m_i} \quad (2.3)$$

Abban az esetben, ha a tömeg folyamatosan és egyenletesen oszlik el:

$$r_c = \frac{\iiint \rho r dx dy dz}{M}, \quad M = \iiint \rho r dx dy dz \quad (2.4)$$

Newton harmadik törvénye.

Az erők mindig párosával lépnek fel. Két test kölcsönhatása során mindkét testre egyező nagyságú, azonos hatásvonalú és egymással ellentétes irányú erő hat:

$$F_{1,2} = -F_{2,1}.$$

Ha több erő hat a testre, akkor Newton egyenlete tartalmazza a vektorösszegüket: $F = F_1 + F_2 + \dots + F_n$, $ma = ma_1 + ma_2 + \dots + ma_n$, ahol $a = a_1 + a_2 + \dots + a_n$.

3. AZ ANYAG MOLEKULÁRIS SZERKEZETE

A fizikai testek nagyszámú részecskéből állnak. Ezek jellemzése nem oldható meg az egyes részecskék jellemző hely, impulzus, energia és a rájuk jellemző kölcsönhatás leírásával. Újabb alapmennyiségek bevezetésére van szükség.

3.1. A kinetikus gázelmélet alapfeltevései

A kinetikus gázelmélet alapfeltevései, hogy a gázok legfontosabb tulajdonságaira magyarázatot adó kinetikus gázelmélet a következő feltevésekből indul ki:

- a molekulák össztérfogata elhanyagolható a rendelkezésükre álló térhez viszonyítva,
- a molekulák állandó rendezetlen mozgásban vannak,
- mozgás közben egymással és az edény falával rugalmasan, tehát mozgási energia-veszteség nélkül ütköznek,
- két ütközés között egyenes vonalú egyenletes mozgást végeznek,
- egyensúlyban egyenletesen töltik ki a rendelkezésre álló teret.

3.2. Fontosabb alapmennyiségek és fogalmak

Normálállapot - egy fizikai rendszert akkor tekintünk normálállapotúnak, ha hőmérséklete $T_0 = 273,15\text{K}$, és nyomása megegyezik a normális légköri nyomással $p_0 = 101325\text{Pa}$.

Anyagmennyiség - annak az anyagnak a mennyisége, amely annyi elemi egységet tartalmaz, mint ahány atom van a 0,012 kg tömegű, 12-es tömegszámú szén izotópban. Jele: v . Mertekegysége: mol.

Avogadro-állandó - az anyagot felépítő részecskék számának és az anyagmennyiségnek a hányadosa:

$$N_A = \frac{N}{v} \quad (3.1)$$

Az Avogadro-állandó megmutatja az egységnyi anyagmennyiségű anyagban található részecskék számát.

Mértékegysége: $\frac{1}{mol}$. Értéke - a meghatározás szerint:

$$N_A = 6,02 \times 10^{23} \frac{1}{mol} \quad (3.2)$$

Moláris tömeg – az anyag m tömegének és a v anyagmennyiségének a hányadosa:

$$M = \frac{m}{v} \quad (3.4.)$$

Koncentráció - az anyagot alkotó N részecskék számának és a rendelkezésre álló V térfogatnak a hányadosa:

$$n = \frac{N}{V}. \quad (3.5)$$

A koncentráció megmutatja az egységnyi térfogatban található részecskék számát.

A részecske tömege - az anyag m tömegének és az anyagot felépítő részecskék N számnak a hányadosa:

$$\mu = \frac{m}{N} \quad (3.6)$$

3.3. Ideális gáz

Különböző gázok tulajdonságai nagyon hasonlóak. Ez lehetővé teszi a gázok viselkedésének egységes leírását.

Idealisnak tekinthető a gáz, ha részecskéi - eltekintve az egymással való ütközéskor fellépő, nagyon rövid ideig ható erőktől - egymással nincsenek kölcsönhatásban, és térfogatuk a rendelkezésre álló edény térfogatához képest elhanyagolható. Az ideális gázt úgy képzelhetjük el, hogy egy edényben a nagyszámú (N), azonos tömegű gömb alakú részecske rendszertelen mozgást végez, miközben egymással és az edény falával ütközik. Határesetben a részecskék térfogatát egyáltalán nem vesszük figyelembe, ilyenkor pontszerű részecskékről beszélünk, amelyek egymással már nem, csak az edény falával ütköznek. A környezettel termikus egyensúlyban levő rendszerben a részecskék egyenletesen töltik ki az edény térfogatát, és egymástól függetlenül (a tér minden irányába) haladó mozgást végeznek. A gáz teljes energiatartalmát a részecskék haladó mozgása kinetikus energiájának összege adja meg.

Azokat a gázokat, amelyek részecskéi egymással állandó kölcsönhatásban vannak, és a részecskék saját össztérfogata nem elhanyagolhatóan kicsi a rendelkezésükre álló edény térfogatához képest, reális gázoknak nevezzük.

Normál állapotban a legtöbb gáz jó közelítéssel ideálisnak tekinthető.

Az állandó anyagmennyiségű ideális gáz állapotát a p nyomás, a V térfogat, a T hőmérséklet és a v anyagmennyiség jellemzi. Ezeket a gáz állapotát egyértelműen meghatározó mennyiségeket állapothatározóknak/ állapotjelzőknek/ termodinamikai paramétereknek nevezzük.

Az ideális gázban - a rugalmas ütközéseken kívül - minden kölcsönhatás elhanyagolható, ezért az ilyen rendszerek a legrendezetlenebbek.

3.4. Ideális gázok termikus állapotegyenlete

Az ideálisnak tekinthető gáz állapotát jellemző paraméterek között az ideális gázok termikus állapotegyenlete teremt összefüggést:

$$pV = \nu RT, \quad (3.7.)$$

ahol állapotot leíró paraméterek: ν - részecskeszám, V - térfogat, P - nyomás és T hőmérséklet; R - moláris gázállandó.

A moláris gázállandó értéke független a gáz minőségétől, ezért univerzális gázállandónak is szokták nevezni. Értéke annak alapján számítható ki, hogy normál állapotban ($p = p_0 = 101325\text{Pa}$, $T = T_0 = 273,15\text{K}$) az 1 mol ideálisnak tekinthető gáz térfogata $V = V_0 = 22,41 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$. Ekkor a termikus állapotegyenlet alapján:

$$R = \frac{p_0 V_0}{\nu T_0} = 8,31 \frac{\text{J}}{\text{mol K}} \quad (3.8)$$

Ez azt mutatja meg, hogy 1 mol ideálisnak tekinthető gáz 1 K hőmérséklet-változásához 8,31 J energia szükséges.

A fizikai összefüggésekben gyakran használt Boltzmann-állandó az R moláris gázállandó és az N_A Avogadro-szám hányadosa:

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8,31}{6,02 \cdot 10^{23}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}} \quad (3.9)$$

Ennek ismeretében az ideális gázok termikus állapotegyenlete más alakban is felírható:

$$pV = NkT. \quad (3.10)$$

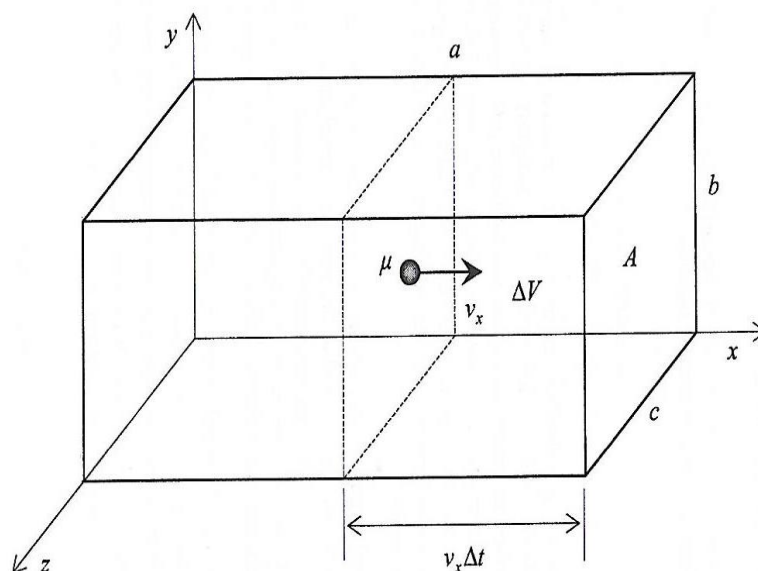
3.5. Az ideális gáz nyomása

Figyelembe véve az (3.5.) és (3.10) összefüggést egy másik fontos összefüggést kaphatunk a nyomás számára:

$$p = nkT \quad (3.11)$$

A kinetikus gázelmélet szerint a gáz nyomása a részecskéknek az edény falával való ütközései során kifejtett erő lökésekből származik. Tehát a nyomást az egységnyi felületre jutó, egységnyi idő alatt bekövetkező impulzusváltozások átlaga adja meg. Tekintettel a részecskék nagy mennyiségére, az ütközések száma szinten igen nagy, ezért egy adott hőmérsékleten az edény falára kifejtett nyomás gyakorlatilag állandó.

Az ideális gáz nyomásának kiszámítása céljából tekintsünk egy derékszögű a, b, c oldalú edényt, amelyben N számú gázcsepeke van. A gázcsepekek egyenként μ tömeggel rendelkeznek. Ezek a gázcsepekek rugalmasan ütköznek az edény A falába (3.1. ábra), így nyomást gyakorolnak rá.



3.1. ábra. Az ideális gáz nyomásának kiszámításához

Ha egy v_x sebesség komponenssel rendelkező gáZRészecske az edény A falába ütközik, a rugalmas ütközés folytan a falról ugyanakkora, de ellentétes irányú $-v_x$ sebességgel pattan vissza, az y és z irányú komponense viszont változatlan marad. Az ütközés folytan a gáz részecske impulzusának x irányú megváltozása a következő:

$$\mu v_x - (-\mu v_x) = 2\mu v_x \quad (3.12)$$

Közben az impulzus-megmaradás törvényének megfelelően ugyanakkora lesz a falnak átadott mozgásmennyiség.

Δt idő alatt csak azok a gáZRészecskék ütköznek az A felületű oldallal, amelyek jobbra haladnak, vagyis a $\Delta V = A v_x \Delta t$ térfogatú hasámban találhatók. Ha a V térfogatú edényben összesen N gáZRészecske található, a ΔV térfogatelemben

$$n \Delta V = n A v_x \Delta t \quad (3.13)$$

számú részecske található.

Mivel ezeknek csak a fele mozog jobbra (az $x > 0$ irányába), a másik fele pedig balra, ezért a Δt idő alatt az A falba ütköző részecskék száma a ΔV térfogatban levő részecskék számának csak a fele lesz. Mozgásmennyiségük x komponensének megváltozása:

$$\Delta I_x = \frac{1}{2} n A v_x \Delta t \cdot 2\mu A v_x^2 \Delta t \quad (3.14)$$

Ennek figyelembevételével Newton második törvénye szerint a falra ható erő:

$$F_x \frac{\Delta I_x}{\Delta t} = n \mu A v_x^2 \quad (3.15)$$

Innen az oldalfalra ható nyomás:

$$p = \frac{F_x}{A} = n\mu v_x^2 \quad (3.16)$$

A gyakorlatban nem minden részecske sebessége azonos, ezért v_x^2 helyett a sebesség négyzetének átlagával kell a nyomást számítani:

Mivel a gáZRészecskék véletlenszerűen mozognak, a v_x^2 , v_y^2 , v_z^2 sebességkomponensek négyzeteinek átlagos értékei is egyenlők

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (3.17)$$

Ebből következik, hogy az ideális gáz nyomása:

$$p = \mu n \frac{v^2}{3} \quad (3.18)$$

Számításba véve, hogy egyetlen részecske kinetikus energiája

$$E_k = \frac{1}{2} \mu v^2 \quad (3.19)$$

$$p = \frac{2}{3} n E_k \quad (3.20)$$

Az ideális gáz nyomása egyenesen arányos a gáZRészecskék koncentrációjával és a gáZRészecske átlagos haladó mozgási energiájával.

3.6. A kinetikus gázelmélet alapegyenlete

Számításba véve, hogy $n = \frac{N}{V}$, a (3.20) átrendezésével megkapjuk a kinetikus gázelmélet alapegyenletét:

$$pV = \frac{2}{3} E_k \quad (3.21)$$

Eszerint az ideális gáz p nyomásának és V térfogatának szorzata egyenesen arányos a gáZRészecskék N számával, és a gáZRészecske E_k átlagos haladó mozgási energiájával.

3.7. Az ideális gáz hőmérséklete és energiája

Az ideális gáz termikus állapotegyenlete (3.10) és a kinetikus gázelmélet alapegyenlete (3.21) alapján felírható:

$$NkT = \frac{2}{3}NE_k, \quad (3.22)$$

Ebből az ideális gáz hőmérséklete:

$$T = \frac{2}{3k}E_k \quad (3.23)$$

Tehát az ideális gáz hőmérséklete egyenesen arányos a gázrészecske átlagos haladó mozgási energiájával és független a gáz minőségétől. A (3.22) és (3.10) figyelembevételével egyetlen részecske átlagos haladó mozgási energiája:

$$\frac{1}{2}\mu v^2 = \frac{3}{2}kT \quad (3.24)$$

vagyis:

$$E_k = \frac{2}{3}kT \quad (3.25)$$

Ez a kinetikus gázelmélet egyik legfontosabb összefüggése, és azt fejezi ki, hogy egy gázrészecske $\frac{3}{2}kT$ átlagos haladó mozgási energiája csak a T hőmérséklettől függ, és független bármilyen más paramétertől vagy a gázrészecske minőségétől.

Ebből kiindulva az N egyatomos részecskéből álló ideális gáz $E_{\text{belső}}$ belső energiája:

$$E_{\text{belső}} = \frac{3}{2}NkT \quad (3.26)$$

figyelembe véve: $N = \nu N_A$, és $k = R/N_A$ kapjuk:

$$E_{\text{belső}} = \frac{3}{2} \nu RT \quad (3.27)$$

Ha az ideális gáz két- vagy többatomos részecskékből áll, a belső energiája kiszámításánál figyelembe kell venni a gázrészecskék rezgő és forgó mozgásából adódó átlag energiákat is.

3.8. A gázrészecskék négyzetes középsebessége

Figyelembe véve, hogy egy gázrészecske átlagos haladó mozgási energiája

$E_k = \frac{1}{2} \mu v^2$ és azt, hogy $N = \nu \cdot N_A$ kapjuk:

$$v^2 = \frac{3RT}{\mu N_A} = \frac{3RT}{M} \quad (3.28)$$

Innen négyzetgyökvonással kapjuk meg a négyzetes középsebességet:

$$v_k = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \quad (3.29)$$

3.9. A Maxwell-féle sebességeloszlás

A (3.29) összefüggés által meghatározott négyzetes középsebesség egy átlagos (statisztikai) érték. Hogy a gázrészecskék mozgásáról teljes képet kapjunk, meg kell állapítanunk, hogy az összes gázrészecskének mekkora hányada mozog az egyik vagy másik sebességgel. Vagyis meg kell állapítanunk a gázrészecskék sebességeloszlását. Ezt a feladatot először James Clerk Maxwell oldotta meg.

Maxwell kiszámította, hogy ha az N számú részecskéből álló, a környezetétől elszigetelt gáz sebességeloszlása azonos minden gáz számára, bár a sebességek értéke függ a gáz minőségétől és a külső tényezőktől (hőmérséklettől stb.). Az $f(v)$ eloszlásfüggvény megmutatja az egységnyi sebességintervallumban található gázrészecskék $\frac{\Delta N}{N}$ relatív számát. Eszerint a

$v_1=v$ és $v_2=v+\Delta v$ közötti sebességintervallumba eső v pillanatnyi sebességgel rendelkező ΔN részecske számát a következő összefüggés határozza meg:

$$\frac{\Delta N}{N} = f(v) \Delta v \quad (3.30)$$

Vagy differenciális alakban:

$$\frac{dN}{N} = f(v) dv \quad (3.31)$$

Innen:

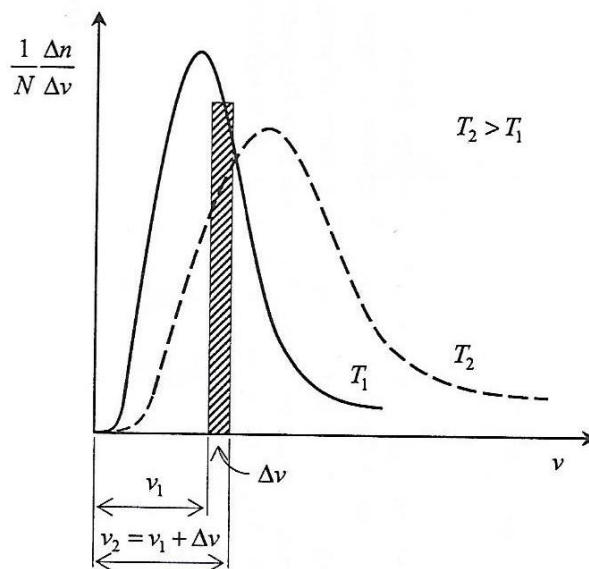
$$f(v) = \frac{1}{N} \frac{dN}{dv} \quad (3.32)$$

Az eloszlásfüggvényt a következő összefüggés írja le:

$$f(v) = \frac{1}{N} \frac{dN}{dv} = A v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad (3.33)$$

ahol A - a gáz minőségétől és a hőmérséklettől függő állandó.

Azoknak a gázrészecskéknak a relatív száma, melyeknek a v pillanatnyi sebessége a $v_1=v$ és $v_2=v + \Delta v$ közötti sebességintervallumba esik, az $f(v)$ eloszlásfüggvény grafikonja által határolt és a $\Delta v = v_2 - v_1$ alapra épített négyyszög területével egyenlő (3.2. ábra).



3.2. ábra. A Maxwell-féle sebességeloszlás

A függvény maximumát, ami a v_{val} legvalószínűbb sebesség értékét adja meg, a következő összefüggés adja:

$$v_{\text{val}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}} \quad (3.34)$$

Az ábrából az is megállapítható, hogy a gázcsepscék mintegy 70%-ának pillanatnyi sebessége eléri a legvalószínűbb sebesség felét-másfélszeresét. Növekvő hőmérsékletnél a sebességeloszlási görbe elnyúlik, maximuma a nagyobb sebességek felé tolódik el.

A átlag sebességet $v_{\text{átl}}$ a következő összefüggés adja meg:

$$v_{\text{átl}} = \sqrt{\frac{8RT}{M}} \quad (3.35)$$

3.10. A Boltzmann-eloszlás

A rendezetlenség még az ideális gázban sem jelent teljes „káoszt”, mert bizonyos szabályok itt is érvényre jutnak. Ahogy az atomok meghatározott általános szabályok szerint, az energiaminimumra való törekvés elve, illetve Pauli-elv és Hund-szabály alapján épülnek fel, úgy a nagyszámú részecskéből álló rendszerekben is - még akkor is, ha az kaotikus mozgást végző gázcsepscék halmaza - a részecskék állapotát egyfajta rend jellemzi, ami a Boltzmann-eloszlásnak nevezett univerzális rendező elv érvényesülésének az eredménye.

Az ekvipartíció-tétel szerint, a termikus egyensúlyban (hőmérséklete állandó) lévő rendszer teljes energiája (E) úgy oszlik el a rendszert alkotó részecskékre, pontosabban azokon belül is az egyes mozgásfajták, szabadsági fokok között, hogy átlagosan minden szabadsági fokra $(kT)/2$ energia jut. De ennek alapján semmit nem mondhatunk az egyes részecskékre, illetve mozgásfajták egyedi energiájáról, ami állandóan változik, mert a részecskék egymással állandóan energiát cserélnek. Ennek következtében a rendszer teljes

energiája veszteség nélkül, folyamatosan újra eloszlódik nemcsak a részecskék, hanem az egyes mozgásfajták között is. Ha a részecskék közötti energiacsere például ütközéssel valósul meg, akkor minél nagyobb egy részecske energiája, annál valószínűbb, hogy veszít energiájából a következő ütközésnél; illetve minél kisebb, annál valószínűbb, hogy nyer. Az egyes részecskék állapota tehát még termikus egyensúly esetén is folyamatosan változik. Közben a rendszer belső energiája (és ennek megfelelően a hőmérséklete) az energia-megmaradás törvényének megfelelően állandó marad. Tehát makroszkopikusan a rendszeren nem észlelünk változást.

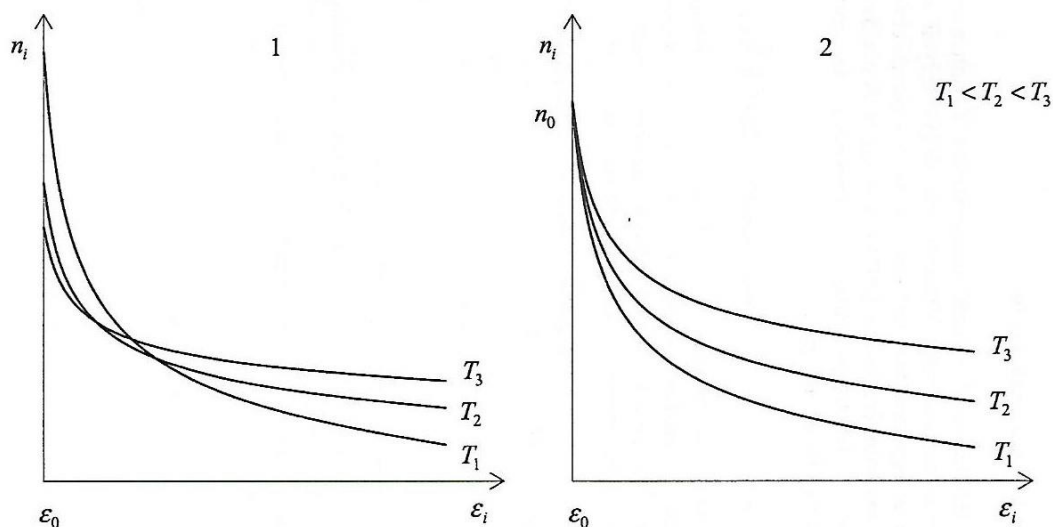
A nagyszámú részecskéből álló rendszer energiaállapotát kétféle módon jellemezhetjük. Egyrészt úgy, hogy megadjuk az összes egyedi részecske pillanatnyi energiáját, ezt nevezzük a rendszer mikroállapotának. Másrészt pedig úgy, hogy megadjuk az energia eloszlását, azaz csak azt, hogy egy adott időpillanatban hány darab részecske $n_0, n_1, n_2, \dots$ rendelkezik $e_0, e_1, e_2, \dots$ energiával. Az n_i betöltési számok egy sorozata, $\{n_0, n_1, \dots\} = \{n_i\}$ definiálja a rendszer makroállapotát. Egy makroállapotot általában nagyon sok mikroállapot képes megvalósítani, egy n_i betöltési szám, akár hosszabb ideig is, nagyjából változatlan maradhat, miközben maguk a részecskék állandóan cserélődhetnek. Bár természetesen a rendszer pillanatnyi makroállapota is változhat az időben, termikus egyensúly esetén van egy legvalószínűbb $\{n_i\}$ sorozat, amely azt jelenti, hogy a rendszer szinte mindig ebben a makroállapotban található. Ha a részecskék között az abszolút rugalmas összeütközéseken kívül nincs kölcsönhatás, akkor a rendszer teljes energiája mindig az egyedi részecskék energiájának összege.

Mivel a rendszer makroállapotaival kapcsolatosan nem támasztottunk semmiféle megkötést, feltételezhetjük azok egyenlő valószínűségét.

$$n_i = n_0 e^{\frac{e_i - e_0}{kT}} \quad (3.36)$$

A (3.36) összefüggést nevezik Boltzmann-eloszlásnak. ahol n_0 a legalacsonyabb, energiájú állapot betöltöttsége.

Ha a hőmérséklet alacsony (T_1), akkor csak a legalacsonyabb energiájú állapotok vannak számottevően betöltve (3.3. ábra). Magas hőmérsékleten (T_3) viszont a nagy energiájú állapotok is jelentősen betöltöttek.



3.3. ábra. A Boltzmann-eloszlás grafikus ábrázolása: 1. alacsony hőmérsékleten (T_1), 2. magas hőmérsékleten (T_3).

3.11. Reális gáz

A gázból folyadékká történő átalakulást a részecskék között ható vonzóerők idézik elő, a folyadék térfogatát pedig elsősorban az összenyomhatatlannak feltételezett, térfogattal rendelkező (nem pontszerű) részecskék térkitöltése jelenti. Mivel az ideális gáz modelljében éppen ettől a két tulajdonságtól tekintettünk el. Nagy nyomáson, alacsony hőmérsékleten, de különösen a cseppfolyósodáshoz közeli állapotban a gáz biztosan nem ideális, és viselkedését nem a $pV = NkT$ állapotegyenlet írja le.

Egy realisabb leírás érdekében tehát abból a térfogatból, amelyben a részecskék szabadon mozoghatnak (azaz az edény térfogatából, V -ből), le kell vonni a részecskék saját térfogatát.

Ha egyetlen molekula saját térfogata b , akkor a gázcsepscskék mozgására az edényben csak a $V - Nb$ térfogat áll rendelkezésre. Ezt a korrekciót figyelembe véve a nyomásra a következő összefüggést kapjuk:

$$p = \frac{NkT}{V - Nb} \quad (3.37)$$

Amikor egy részecske a falhoz, vagyis a részecskehalmoz széléhez közeledik, a többiek vonzása kissé lefékezi. Ezért a reális gáz az ideális gáznál valamivel kisebb nyomást fejt ki a falakra. A csökkenés mértéke - a falhoz közeledő egyetlen molekula számára - a többi részecske által kifejtett vonzóerőtől és az időegység alatt a falnak ütköző molekulák számától függ. A falra gyakorolt nyomás:

$$p = \frac{NkT}{V - Nb} - an^2 \quad (3.38)$$

ahol a -a gáz anyagi minőségtől függő állandó, ami a részecskék között ható erők nagyságát jellemzi. Ebből az összefüggésből kapjuk a reális gázokra vonatkozó (3.39), van der Waals-féle állapotegyenletet:

$$\left(p + a \frac{N^2}{V^2}\right)(V - Nb) = NkT \quad (3.39)$$

3.12. Szilárd anyagok és folyadékok tulajdonságai

A szilárd halmazállapot az anyag olyan állapota, melyben makroszkopikus méreteit tekintve - állandó formájú, és a benne lévő atomok egymáshoz viszonyított helyzete viszonylag állandó (stabil).

A halmazállapotokat alapvetően az anyag kémiai tulajdonságai (az anyagot alkotó atomok vagy molekulák fajtája és az ezek között kialakult kötések típusa), valamint az anyag és környezetének termodinamikai tulajdonságai (hőmérséklet, nyomás) határozzák meg. A szilárd halmazállapot jellemzői általánosságban a viszonylag nagy potenciális kötőerővel rendelkező atomok vagy molekulák, közepes nyomás, alacsony hőmérséklet. A jelenleg ismert összes anyagnak (a csak extrém körülmények között előállítható anyagok kivételek) létezik szilárd halmazállapota, vagyis van olyan nyomás-hőmérséklet kombináció, amely mellett az adott anyag szilárd halmazállapotú (beleértve az összes folyadékot és az összes gázt is).

Szilárd halmazállapot esetében az anyag szerkezetét adó atomok vagy molekulák közötti kölcsönhatás (kötési erő) elegendően nagy ahhoz, hogy az atomokat vagy molekulákat egymáshoz képest elmozdítani próbáló erőhatásoknak ellenálljon, illetve legfeljebb olyan mértékben engedjen, amely lehetővé teszi az erőhatás megszűnte után az eredeti helyzetbe való visszatérést (rugalmas alakváltozás).

A szilárd halmazállapotnak két fajtáját ismerjük: a kristályos az amorf állapotot.

A kristályos anyagok legfontosabb tulajdonsága a periodikus hosszú távú rendezettség. A tökéletes kristály azonos szerkezeti elemek - térben - szabályosan ismétlődő végtelen sorozata. A kristály geometriai tulajdonságán illetve szimmetriáját a térrács jellemzi. A kristályszerkezetet akkor kapjuk meg, ha elhelyezzük a megfelelő „építőelemeket” a térrács minden pontjába.

Az amorf, üvegszerű szilárd anyagok inkább igen nehezen folyó, nagyon viszkózus folyadékoknak tekinthetők.

A folyadék (ideális folyadéknak tekintve) az anyagnak azon halmazállapota, amelyben az anyag felveszi a tárolásra szolgáló edény alakját, megtartja a térfogatát. Gyakorlatilag összenyomhatatlan, részecskéi állandóan,

tetszőleges módon helyet változtatnak. A részecskék – sok szilárd anyagtól eltérően – rendezetlenül helyezkednek el.

A folyékonyság oka: a részecskék súrlódásmentes elcsúszhatnak egymáson. A nyugvó folyadék szabad felszíne merőleges a nehézségi erőre azaz vízszintes.

A részecske közötti kölcsönhatás rövid hatótávolságú.

Két folyadék csepp csak akkor tapad össze ha nagyon közel kerülnek egymáshoz, szinte összeérnek.

A részecskék nem töltik ki hézagmentesen a rendelkezésükre álló teret, két folyadék keverékének térfogata kisebb, mint az egyes folyadékok térfogatának összege.

A folyadékok képesek diffúzióra, ez szintén a részecskék rendezetlen mozgásával magyarázható.

4. TERMODINAMIKA

A termodinamika vagy magyar nevén hőtan az energiaátalakulások vizsgálatának tudományterülete. Vizsgálja az anyagok tulajdonságait és azoknak az energiaátalakulások során bekövetkező változásait.

Egy magára hagyott termodinamikai rendszerben az intenzív állapotjelzők eloszlása homogénné válik, vagyis a rendszer egyensúlyi állapotba kerül.

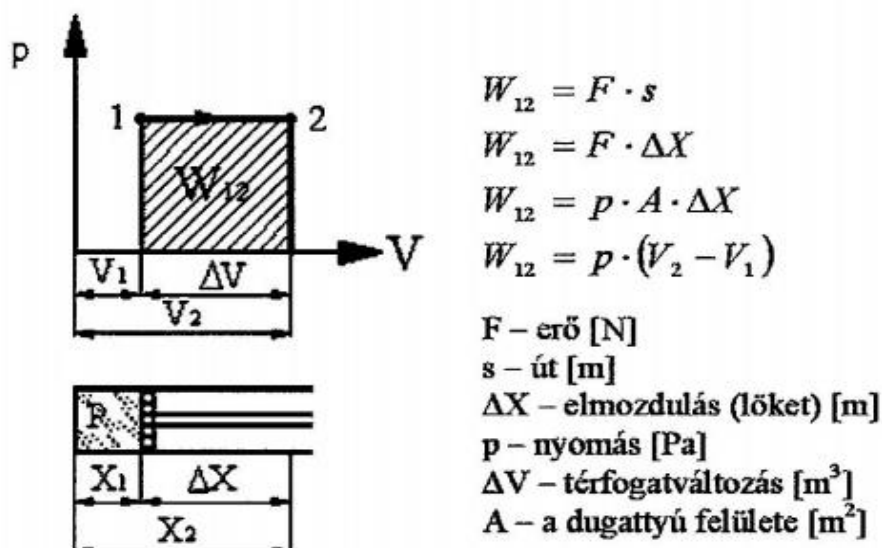
4.1. Termodinamikai folyamatok iránya

Reverzibilis (megfordítható) folyamatok azok az egyensúlyi állapotokon keresztül végbemenő folyamatok, amelyeket visszafelé végrehajtva a vizsgált test visszavihető eredeti állapotába, anélkül hogy a környezetben visszamaradó változás lépne fel.

Irreverzibilis (megfordíthatatlan) folyamatok, azok az egyensúlyi állapotokon keresztül végbemenő folyamatok, amelyeknél a kezdeti állapotra való visszajutás nem valósulhat meg anélkül, hogy a rendszer környezetében ne maradna vissza valamilyen változás. Tehát a gyakorlatban a legtöbb folyamat visszafelé is lejátszódhat, de csak a környezet maradandó változása árán.

4.2. Tágulási munka

A gáz térfogatváltozásakor történő munkavégzést tágulási munkának nevezzük (4.1. ábra).



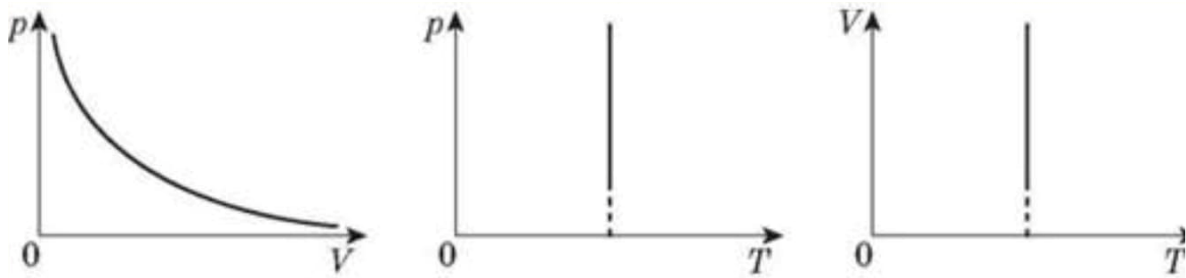
4.1. ábra. A tágulási munka p-V diagramban

4.3. Gáztörvények

A gáztörvények az ideális gáz abszolút hőmérséklete (T), nyomása (p) és térfogata (V) – ún. állapotjelzők – közötti matematikai összefüggések.

Boyle–Mariotte-törvény: Állandó hőmérsékleten a zárt gáz tömeg p nyomásának és V térfogatának a szorzata állandó.

$$p \cdot V = \text{Const}, T = \text{Const}$$



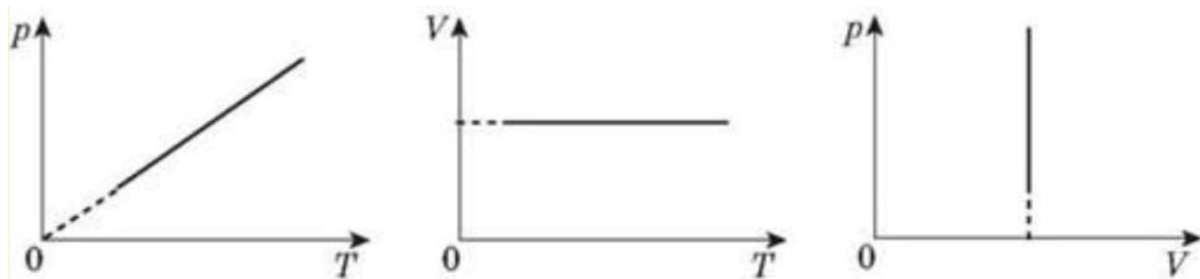
4.2. ábra. Izoterm állapotváltozás

Gay-Lussac I törvénye

A gázok térfogatváltozása állandó nyomáson egyenesen arányosan a 0°C hőmérsékletéhez tartozó térfogattal és a hőmérséklet – változással.

Izobár állapotváltozás során a gáz nyomása állandó ($p = \text{állandó}$).

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2} = \text{const}$$



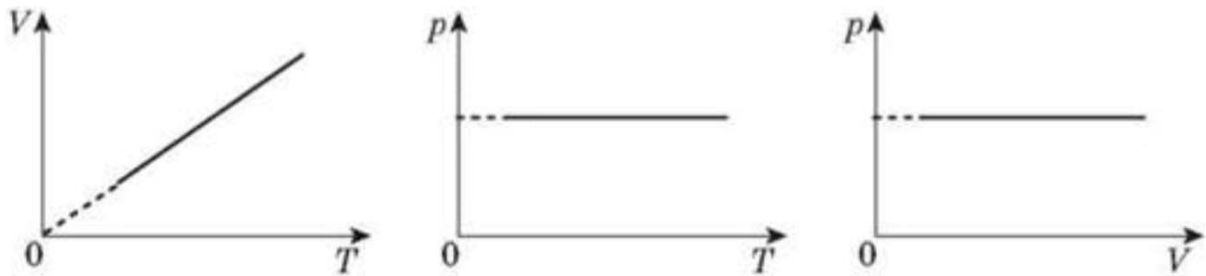
4.3. ábra. Izobár állapotváltozás

Gay-Lussac II törvénye

Ha a gázt állandó térfogaton melegítjük, akkor nő a nyomása. Ez a nyomásváltozás egyenesen arányos a t_0 –on mért nyomással és a hőmérsékletváltozással.

Izobár állapotváltozás során a gáz térfogata állandó ($V = \text{állandó}$).

$$\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2} = \text{const}$$



4.4 . ábra. Izochor állapotváltozás

Az adiabatikus folyamat definíció szerint azt jelenti, hogy a rendszer nem cserél hőt a környezetével, pl. mert el van szigetelve.

A politropikus folyamat olyan állapotváltozás, amely során a termodinamikai rendszerre igaz a egyenlet, ahol p a nyomás, V a térfogat, n a politropikus kitevő, C pedig konstans.

A következő táblázatban megtalálhatóak a gázok különböző állapotváltozásait leíró összefüggések.

	p	V	T	ΔU	ΔQ	ΔW	ΔS
izochor	$p_1 = p_2 = \frac{T_1}{T_2} \cdot p_2$	$V_1 = V_2 = V$	$T_1 = T_2 \cdot \frac{p_1}{p_2}$	$m \cdot c_v \cdot \Delta T$	$m \cdot c_v \cdot \Delta T$	0	$m \cdot c_v \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}$
izoterm	$p_1 = p_2 \cdot \frac{V_2}{V_1}$	$V_1 = V_2 \cdot \frac{p_2}{p_1}$	$T_1 = T_2 = T$	0 ($U_1 = U_2$)	$m \cdot R_s \cdot T \cdot \ln \frac{p_2}{p_1}$	$m \cdot R_s \cdot T \cdot \ln \frac{p_2}{p_1}$	$m \cdot R_s \cdot \ln \frac{p_2}{p_1}$
izobár	$p_1 = p_2 = p$	$V_1 = V_2 \cdot \frac{T_1}{T_2}$	$T_1 = T_2 \cdot \frac{V_1}{V_2}$	$m \cdot c_v \cdot \Delta T$	$m \cdot c_p \cdot \Delta T$	$p \cdot (V_2 - V_1)$	$m \cdot c_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}$
adiabatikus (izentropikus)	$p_1 = p_2 \cdot \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\kappa}$	$V_1 = V_2 \cdot \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}}$	$T_1 = T_2 \cdot \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\kappa-1}$	$m \cdot c_v \cdot \Delta T =$ $= m \cdot \frac{R_s}{\kappa-1} \cdot \Delta T$	0 ($Q_1 = Q_2$)	$m \cdot \frac{R_s}{\kappa-1} \cdot \Delta T$	0 ($S_1 = S_2$)
politrópikus	$p_1 = p_2 \cdot \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^n$	$V_1 = V_2 \cdot \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{1}{n-1}}$	$T_1 = T_2 \cdot \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{n-1}$	$m \cdot c_v \cdot \Delta T =$ $= m \cdot \frac{R_s}{n-1} \cdot \Delta T$	$m \cdot c_p \cdot \Delta T =$ $= m \cdot c_v \cdot \frac{n-\kappa}{n-1} \cdot \Delta T$	$m \cdot \frac{R_s}{n-1} \cdot \Delta T$	$m \cdot c_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} -$ $m \cdot \left(R_s \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} \right)$

4.4. A termodinamika főtételei

A nulladik főtétel tulajdonképpen nem egyetlen „törvényt”, hanem több jelent, amelyek a termodinamikai rendszer egyensúlyával kapcsolatosak. Ezek:

bármely magára hagyott termodinamikai rendszer egy idő után egyensúlyi állapotba kerül, amelyből önmagától nem mozdulhat ki;

egy egyensúlyban levő termodinamikai rendszer szabadságfokainak száma a környezetével megvalósítható kölcsönhatások számával egyenlő;

a két testből álló magára hagyott termodinamikai rendszer egyensúlyban van, ha a testek között fellépő kölcsönhatásokat jellemző intenzív állapotthatározóik egyenlők.

A termodinamika első főtétele mennyiségi összefüggést állapít meg a mechanikai munka, a cserélt hő és a belső energia változása között.

A hőtan első főtétele kimondja, hogy a termodinamikai rendszer belső energiájának megváltozása egyenlő a rendszerrel közölt hő és a rendszeren végzett munka összegével.

$$\Delta U_b = Q + A$$

Következménye: Nincs olyan periodikusan működő gép, ú.n. elsőfajú perpetuum mobile, mely hőfelvétel nélkül képes lenne munkát végezni.

A második főtétel a spontán folyamatok irányát szabja meg. Több, látszólag lényegesen különböző megfogalmazása van.

Clausius-féle megfogalmazás (1850): A természetben nincs olyan folyamat, amelyben a hő önként, külső munkavégzés nélkül hidegebb testről melegebbre menne át. Csakis fordított irányú folyamatok lehetségesek.

Kelvin-Planck-féle megfogalmazás (1851, 1903): A természetben nincs olyan folyamat, amelynek során egy test hőt veszít, és ez a hő munkává alakulna át. állítás szerint nem létezik másodfajú perpetuum mobile.

Egy jobb megfogalmazás végett egy új fogalom került bevezetésre: az entrópia. A termodinamika második alaptörvénye az entrópia felhasználásával a következőképpen fogalmazható meg: a magukra hagyott rendszerek entrópiája spontán folyamatokkal nem csökkenhet.

A termodinamika harmadik főtétele kimondja, hogy tökéletes kristályos anyag entrópiája abszolút nulla fok hőmérsékleten zérus. A tétel egyik legfontosabb következménye, hogy az abszolút zérus hőmérséklet (0 K) véges sok lépésben nem érhető el.

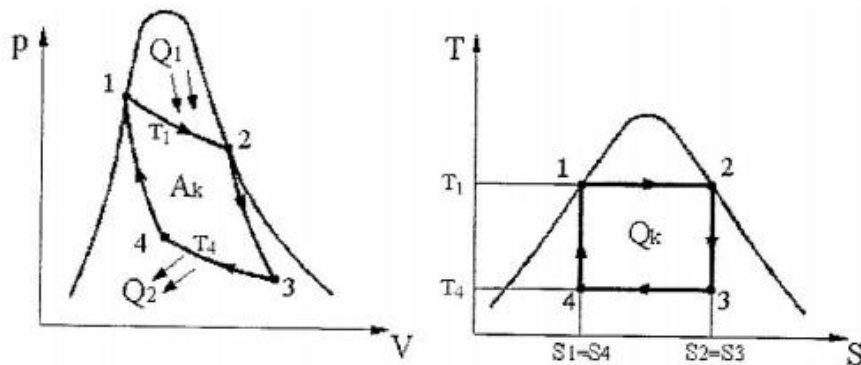
Nernst megfogalmazása szerint az abszolút tiszta kristályos anyagok entrópiája nulla kelvin hőmérsékleten zérus.

4.5. Körfolyamatok

Bármely (reverzibilis) körfolyamat végére a rendszer visszakerül abba az állapotba, ahonnan elindult. A részfolyamatok során változhat a hőmérséklete, belső energiája, stb., de az egész körfolyamatra nézve a változás nulla. Ebből nem következik, hogy a rendszeren végzett összes munka, ill. a rendszerrel közölt összes hő nulla, csak az, hogy az összegük nulla. Végeredményben két eset van:

1. hőt vesz fel a rendszer és ezt munka formájában leadja,
2. munkát végez rajta a környezete és ezt hő formájában adja le.

Carnot-körfolyamat



4.5. ábra. Carnot-körfolyamat p-V valamint T-S diagramja

1→2 –es szakaszon hőenergiát közlünk a rendszerrel állandó hőmérséklet mellett, miközben a közeg térfogata V_1 -ről V_2 -re növekszik és munkát végez a környezetén.

2→3 szakasz során a 2-es állapotú közeget adiabatikusan kiterjesztjük a 3-as pontig és mivel itt a belső energia rovására történik a munkavégzés a hőmérséklet csökken.

3→4-es szakasz során állandó hőmérsékletű kompresszióval hőenergiát vonunk el a rendszertől, ezért a közeg térfogata V_3 -ről V_4 -re csökken

4→1 –es szakaszon a közeg nyomását P_4 –ről P_1 -re növeljük, miközben a hőmérséklet T_4 –ről T_1 –re emelkedik

A Carnot körfolyamat a lehetséges legjobb termikus hatásfokot adja a folyamat hőmérsékletehatárai között.

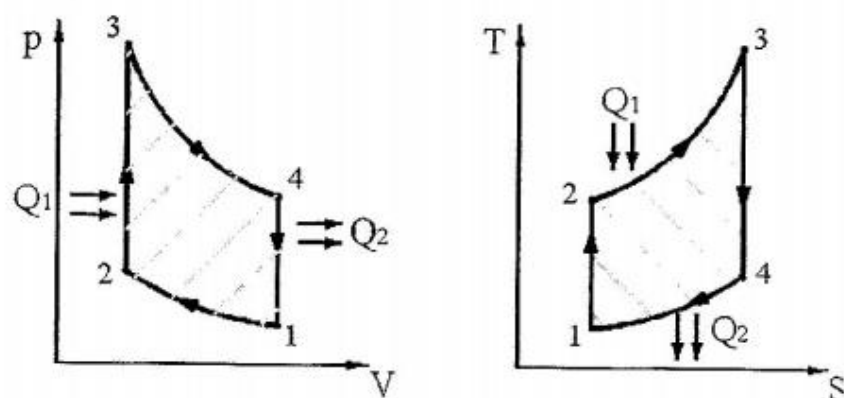
Otto-körfolyamat

1→2 adiabata mentén a térfogat csökkenése

2→3 állandó térfogatnál energia bevezetés, aminek hatására a nyomás emelkedik

3→4 adiabata mentén térfogat növekedése

4→1 állandó térfogat mentén megvalósuló nyomásesés



4.6. ábra. Otto-körfolyamat p-V valamint T-S diagramja

ВСТУП

Знання фізики стають дедалі необхіднішими у сучасному світі. Даний навчальний посібник призначений насамперед для студентів Закарпатського угорського інституту імені Ференца Ракоці II. Добре структурована наукова освіта, включаючи глибокі знання з фізики у рамках загальної освіти, є важливою. Математичні знання (використання векторів, диференціального та інтегрального числення) є важливими для вивчення фізики, тому для ефективного вивчення фізики потрібні знання з математики. Мета даного посібника - сприяти у самостійній роботі студентів при вивченні фізики, у підготовці до складання відповідних тестів та іспитів, допомогти підростаючому поколінню, здобути сучасну освіту, яку можна добре використовувати у повсякденному житті.

1. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ

Фізика (від грец. φυσικός природний, φύσις природа) — природнича наука, яка досліджує загальні властивості матерії та явищ у ній, а також виявляє загальні закони, які керують цими явищами. Це наука про закономірності природи та використання цих законів у науці і техніці.

Використання Системи СІ

Система СІ є найуживанішою системою одиниць при проведенні вимірювань та розрахунків в різних галузях науки, техніки, торгівлі тощо. У 1960 році 11-ю Генеральною конференцією з мір та ваг Міжнародна система одиниць СІ була рекомендована як практична система одиниць для вимірювань фізичних величин. Головна мета впровадження такої системи — об'єднання великої кількості систем одиниць (СГС, МКГСС, МКС, тощо) з різних галузей науки й техніки та усунення труднощів, пов'язаних з використанням значної кількості коефіцієнтів при перерахунках між ними і створенням великої кількості еталонів для забезпечення необхідної точності. Переваги СІ забезпечують підвищення продуктивності праці, виробників, науковців; спрощують та полегшують навчальний процес, а також практику міжнародних контактів між державами.

У наш час в СІ визначено сім основних фізичних величин — довжина, маса, час, електричний струм, термодинамічна температура, кількість речовини та сила світла — які, за домовленістю, вважаються незалежними. Відповідними до них основними одиницями вимірювання є метр, кілограм, секунда, ампер, кельвін, моль та кандела. У системі СІ розмірності основних одиниць вимірювання, на базі яких будуються похідні одиниці, також вважаються незалежними. Але треба зазначити, що визначення основних одиниць пов'язані між собою.

Табл.1.1. Фізичні величини система СІ

Назва		Позначення		Фізична величина
українська	міжнародна	українське	міжнародне	
метр	metre (meter)	м	m	довжина
кілограм	kilogram	кг	kg	маса
секунда	second	с	s	час
ампер	ampere	А	A	сила електричного струму
кельвін	kelvin	К	K	термодинамічна температура
моль	mole	моль	mol	кількість речовини
кандела	candela	кд	cd	сила світла

Префікси одиниць вимірювання — префікси, призначені для формування та скороченого написання кратних та частинних одиниць вимірювання Міжнародної системи одиниць (SI) (Табл.1.2.). Всі затверджені префікси позначають тільки степені десяти і не повинні використовуватись для позначення степенів інших чисел.

Еталон (одиниці фізичної величини)— технічний засіб або комплекс технічних засобів, що забезпечує відтворення та (або) зберігання одиниці фізичної величини та передавання її розміру відповідним засобам вимірювальної техніки, що стоять нижче в ланцюгу передавання розміру одиниці фізичної величини, офіційно затверджений як еталон.

Усі основні одиниці фізичних величин відтворюються з найвищою точністю за допомогою міжнародних еталонів відповідних одиниць і зберігаються у Міжнародному бюро мір та ваги у спеціальних

лабораторіях у місті Севр поблизу Парижа. Програмою діяльності цього бюро передбачені систематичні зіставлення національних еталонів провідних метрологічних лабораторій різних держав з міжнародними еталонами та між собою.

Табл.1.2. Префікси одиниць вимірювання

Префікс	Префікс (укр)	Позначення	Кратність/частка
exa-	екса-	E	10^{18}
peta-	пета-	P	10^{15}
tera-	тера-	T	10^{12}
giga-	гіга-	G	10^9
mega-	мега-	M	10^6
kilo-	кіло-	k	10^3
hekto-	гекто-	h	10^2
deka-	дека-	da (dk)	10^1
—		—	10^0
deci-	деци-	d	10^{-1}
centi-	санти-	c	10^{-2}
milli-	мілі-	m	10^{-3}
mikro-	мікро-	μ	10^{-6}
nano-	нано-	n	10^{-9}
piko-	піко-	p	10^{-12}

Основне призначення еталонів — бути матеріальною базою для відтворення та збереження одиниць фізичних величин.

Одиниця вимірювання (англ. measuring unit, unit of measure) — фізична величина певного розміру, прийнята для кількісного відображення однорідних з нею величин. Значення цієї величини приймають рівним одиниці.

Розрізняють основні одиниці вимірювання, які визначаються за допомогою еталонів, і похідні одиниці, що визначаються за допомогою основних. Вибір величини і кількості основних одиниць вимірювання може бути довільним і визначається тільки традиціями або угодами. Існує велика кількість різних систем одиниць вимірювання, які розрізняються вибором основних одиниць вимірювання.

2. МЕХАНІКА

Механіка – наука про механічний рух і механічні взаємодії тіл. Об'єктами вивчення механіки є не самі реальні тіла, а ідеалізовані об'єкти (матеріальна точка, ідеальна рідина, тощо).

2.1. Кінематика тіла

Траєкторією руху точки називається уявна лінія, яку описує тіло під час руху. Траєкторії бувають прямолінійні і криволінійні.

Довжину траєкторії, якою рухається тіло, називають пройденим шляхом.

Відрізок прямої, який з'єднує початкову точку траєкторії тіла з її кінцевою точкою, називають **переміщенням тіла**. Переміщення — мінімальна відстань, яка з'єднує дві обрані точки траєкторії руху. Пройдений шлях і переміщення рівні тільки при прямолінійному русі.

Рівномірний прямолінійний рух – рух, під час якого тіло за будь-які однакові проміжки часу здійснює однакові переміщення $S=v \cdot t$.

Миттєва швидкість – швидкість тіла в певний момент часу в певній точці траєкторії $v = \frac{\Delta S}{\Delta t}$, де ΔS – шлях, Δt – малий інтервал часу, миттєва швидкість визначається, як і для прямолінійного рівномірного руху, переміщенням, поділеним на час. На рис.2.1 представлені графіки руху матеріальної точки в різних координатах.

Рівноприскорений прямолінійний рух – рух, під час якого за будь-які однакові проміжки часу швидкість тіла змінюється на однакові величини. Прискорення рівноприскореного прямолінійного руху – векторна величина, яка дорівнює відношенню зміни швидкості тіла до проміжку часу, за який ця зміна відбулася: $a = \frac{\Delta v}{\Delta t}$.

Коли на тіло діє лише єдина сила - сила земного тяжіння, то тіло знаходиться у стані вільного падіння. Це такий стан, коли тіло, незалежно від його маси та висоти над Землею має прискорення, спрямоване вертикально вниз і рівне $9,8 \text{ м/с}^2$.

$$h = \frac{1}{2} g t^2$$

2.2. Рівномірний рух по колу

Якщо швидкість тіла, що рухається по круговій траєкторії, то ми говоримо про змінний рух по колу. У цьому випадку тіло також прискорюється. Якщо величина прискорення тіла, що рухається по круговій траєкторії є постійною то це рівномірний рух по колу. Прискорення називається доцентровим прискоренням $a_{cp} = \frac{v^2}{R}$. Отримане прискорення є сумою векторів цих двох прискорень (рис 2.2).

2.3. Рух кинутого тіла

Рух тіла кинутого вертикально

Рух тіла кинутого вниз $v = v_0 + gt, \quad h = v_0 t + \frac{1}{2} g t^2$

Рух тіла кинутого вгору $v = v_0 - gt, \quad h = v_0 t - \frac{1}{2} g t^2$

Рух тіла кинутого горизонтально (рис.2.3).

$$\begin{aligned} v_x &= v_0 = \text{Const} & v_y &= gt & v^2 &= v_x^2 + v_y^2 \\ S_x &= v_0 \cdot t & S_y &= \frac{1}{2} g t^2 & S^2 &= S_x^2 + S_y^2 \end{aligned}$$

Рух тіла кинутого під кутом до горизонту (рис.2.4).

вниз $v_x = v_0 \cos \alpha \quad v_y = v_0 \sin \alpha + gt, \quad v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$

$$S_x = v_0 t \cos \alpha \quad S_y = v_0 t \sin \alpha + \frac{1}{2} g t^2 \quad S = \sqrt{S_x^2 + S_y^2}$$

вгору $v_x = v_0 \cos \alpha \quad v_y = v_0 \sin \alpha - gt, \quad v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$

$$S_x = v_0 t \cos \alpha \quad S_y = v_0 t \sin \alpha - \frac{1}{2} g t^2 \quad S = \sqrt{S_x^2 + S_y^2}$$

2.4. Закони динаміки матеріальної точки

Динаміка - це розділ механіки, в якому вивчається рух тіл у зв'язку з тими діями з боку інших тіл, які приводять до зміни положення тіл або їх частин. Дія одного тіла на інше характеризується фізичною величиною - силою. На сучасному етапі розвитку науки відомі чотири фундаментальні сили (взаємодії): гравітаційні, слабкі, електромагнітні, сильні або ядерні. Фундаментальні сили, які лежать в основі механічних явищ, -це сили гравітаційного та електричного походження. Всі інші сили в механіці, в принципі, одержують із цих двох фундаментальних сил.

Вводять такі наближені закони сил:

- 1) Сила тяжіння: $F = mg$, де m - маса тіла (міра його інертності), g - прискорення сили тяжіння ($g=9,8 \text{ м/с}^2$).
- 2) Сила пружності: $F = -k\Delta x$, де Δx - величина пружної деформації ($\Delta x = x_i - x_0$), k - додатний коефіцієнт, який залежить від "пружних" властивостей тієї або іншої конкретної сили. Сила пружної деформації пружини або стержня при розтягу (стиску) визначається за законом Гука.
- 3) Сили тертя (спокою, ковзання, кочення): $F_t = \mu N$, де μ - коефіцієнт тертя ковзання, який залежить від природи і стану поверхонь, що дотикаються; N - сила нормального тиску, яка притискає поверхні одна до одної. Сила тертя F_t направлена в бік, протилежний напрямку руху даного тіла відносно іншого.
- 4) Сила опору: $F = -av$, де a - позитивний коефіцієнт опору, характерний для цього тіла і даного середовища (залежить від швидкості при її зростанні), v - швидкість тіла відносно середовища. Сила опору F направлена протилежно векторові, швидкості v .

Основою динаміки є три закони Ньютона.

Перший закон Ньютона

Існують такі системи відліку, відносно яких тіло знаходиться у стані спокою або рухається прямолінійно рівномірно і при цьому на нього не діють інші тіла(сили) або дія цих тіл (сил) зкомпенсована.

Або інше формулювання:

Будь-яке тіло перебуває у стані спокою або рівномірного прямолінійного руху, доки прикладені сили не викличуть зміни цього стану.

Другий закон Ньютона.

Похідна від імпульсу тіла (системи тіл) за часом дорівнює за величиною силі, яка діє на тіло, і збігається з нею за напрямом:

$$\frac{dp}{dt} = F \quad (2.1)$$

де $p = \sum m_i v_i$ - імпульс системи матеріальних точок маси m_i , які мають швидкість v_i .

Враховуючи те, що маса тіл є адитивна величина $m = \sum m_i$ і не змінюється з часом в межах класичної механіки (за винятком руху тіл змінної маси), вираз для сили представляється у вигляді:

$$F = m \frac{dv}{dt} = m \frac{d^2 r}{dt^2} = ma \quad (2.2)$$

де a - вектор прискорення тіла. Цей вираз є основним рівнянням динаміки матеріальної точки, яка рухається поступально. Його вид не змінюється і для системи матеріальних точок, вся маса яких зосереджена в центрі мас, радіус-вектор якого визначається за формулою:

$$r_c = \frac{\sum m_i r_i}{\sum m_i} \quad (2.3)$$

У випадку, коли маса розподілена неперервно і однорідно, сума по частинках, з яких складається тіло, замінюється інтегруванням за об'ємом тіла:

$$r_c = \frac{\iiint \rho r dx dy dz}{M}, \quad M = \iiint \rho dx dy dz \quad (2.4)$$

Третій закон Ньютона.

Сили, з якими два тіла діють одне на одне, рівні за величиною і протилежно напрямлені вздовж лінії, що з'єднує їх центри мас: $F_{1,2} = -F_{2,1}$.

Ці сили прикладені до різних тіл. Якщо на тіло діє декілька сил, то в рівняння Ньютона входить їх векторна сума: $F = F_1 + F_2 + \dots + F_n$. За принципом незалежності дії, кожна з цих сил, діючи на тіло, викликає відповідне прискорення. Отже: $ma = ma_1 + ma_2 + \dots + ma_n$, де $a = a_1 + a_2 + \dots + a_n$.

3. МОЛЕКУЛЯРНА БУДОВА РЕЧОВИНИ

Фізичні тіла складаються з великої кількості частинок – молекул, розміщених не щільно, а на деякій відстані одна від одної. Розміри проміжків між молекулами можуть змінюватися внаслідок зовнішніх впливів, зміни температури або змішування речовини. Випаровування на основі цього припущення пояснюється вилітанням молекул з рідини або твердого тіла, а зміна об'ємів тіл – зміною розмірів проміжків між його частинками тощо.

3.1. Основні положення теорії кінетичного газу

Основні положення молекулярно-кінетичної теорії будови речовини зводяться до таких:

1. Усі тіла складаються з дрібненьких частинок – молекул чи атомів.
2. Атоми і молекули в тілах перебувають у безперервному хаотичному русі.
3. Між атомами і молекулами діють сили притягання і відштовхування.

3.2. Основні основні величини та поняття

Нормальний стан - фізична система вважається в нормальному стані, якщо її температура $T_0 = 273,15\text{K}$, а тиск дорівнює нормальному атмосферному тиску $p_0 = 101325\text{Pa}$.

Кількість речовини — це фізична величина, що визначається числом структурних частинок (атомів, молекул, йонів тощо), які містяться в даній порції речовини.

Моль — це така кількість речовини, яка містить стільки частинок (атомів, молекул, йонів та ін.), скільки міститься атомів у нукліді Карбону -12 масою 0,012 кг (12 г).

Число Авогадро($6,02 \cdot 10^{23}$) показує число частинок, які містяться в 1 моль будь-якої речовини незалежно від її агрегатного стану.

$$N_A = \frac{N}{\nu} \quad (3.1)$$

$$N_A = 6,02 \times 10^{23} \frac{1}{mol} \quad (3.2)$$

Молярна маса — маса 1 моль речовини.

$$M = \frac{m}{\nu} \quad (3.4)$$

Густина частинок або концентрація частинок — кількість частинок в одиничному об'ємі. Позначається зазвичай малою латинською літерою n :

$$n = \frac{N}{V} \quad (3.5.)$$

Маса частинок - відношення маси m речовини до числа N частинок, що складають речовину:

$$\mu = \frac{m}{N} \quad (3.6)$$

3.3. Ідеальний газ

Ідеальний газ — це модель реального газу в якому: відсутня взаємодія між молекулами; молекули — матеріальні точки певної маси (займають безмежно малий об'єм в порівнянні з об'ємом посудини); при зіткненні між собою та зі стінками посудини ведуть себе як пружні кульки; молекули рівномірно розподілені по об'єму.

3.4. Рівняння теплового стану ідеального газу

Рівняння теплового стану ідеальних газів створює зв'язок між параметрами, що характеризують стан ідеального газу:

$$pV = \nu RT, \quad (3.7.)$$

де параметри, що описують стан: ν - кількість частинок, V - об'єм, P - тиск, T - температура; R - універсальна газова стала.

Універсальна газова стала — константа, що дорівнює роботі розширення одного моля ідеального газу в ізобаричному процесі при збільшенні температури на 1 К. Позначається латинською буквою R .

$$R = \frac{p_0 V_0}{\nu T_0} = 8,31 \frac{J}{mol \cdot K} \quad (3.8)$$

Стала Больцмана - фізична стала, відношення універсальної газової сталої до числа Авогадро.

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8,31}{6,02 \cdot 10^{23}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K} \quad (3.9)$$

Таким чином рівняння теплового стану ідеального газу:

$$pV = NkT \quad (3.10)$$

3.5. Тиск ідеального газу

Виходячи з формул (3.5) та (3.10) отримаємо:

$$p = nkT. \quad (3.11)$$

Згідно молекулярно-кінетичних уявлень тиск газу це наслідок зіткнень із стінками посудини. Через велику кількість частинок кількість зіткнень теж дуже велика, тому тиск, що чиниться на стінку посудини при даній температурі, практично постійний.

Для розрахунку тиску ідеального газу розглянемо прямокутну посудину зі сторонами a, b, c , що містить N частинок газу. Частинки газу мають масу μ . Ці частинки газу пружно ударяються об стінку A посудини (рис. 3.1), створюючи на неї тиск.

Зміна імпульсу частинки у напрямку x наступна:

$$\mu v_x - (-\mu v_x) = 2\mu v_x \quad (3.12)$$

За проміжок часу Δt об стінку a удуряються лише ті частинки які рухаються вправо, тобто ті, що в об'ємі $\Delta V = Av_x \Delta t$.

Якщо у об'ємі V всього N частинок, то у ΔV кількість частинок

$$n\Delta V \quad n\Delta V = nAv_x \Delta t \quad (3.13)$$

Візьмемо до уваги, що вправо рухається приблизно половина частинок, а отже інша половина рухається вліво.

$$\Delta I_x = \frac{1}{2} nAv_x \Delta t \cdot 2\mu v_x^2 \Delta t. \quad (3.14)$$

Згідно з другим законом Ньютона сила, що діє на стіну:

$$F_x \frac{\Delta I_x}{\Delta t} = n \mu A v_x^2 \quad (3.15)$$

Тиск, що діє на стіну:

$$p = \frac{F_x}{A} = n\mu v_x^2 \quad (3.16)$$

На практиці не всі частинки мають однакову швидкість, тому замість v_x^2 слід в розрахунках використовувати середнє квадратичне значення швидкості:

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (3.17)$$

Тиск ідеального газу:

$$p = \mu n \frac{v^2}{3} \quad (3.18)$$

Якщо врахувати, що кінетична енергія однієї частинки:

$$E_k = \frac{1}{2} \mu v^2 \quad (3.19)$$

$$p = \frac{2}{3} n E_k \quad (3.20)$$

Az ideális gáz nyomása egyenesen arányos a gázcsepscék koncentrációjával és a gázcsepscék átlagos haladó mozgási energiájával

Тиск ідеального газу прямо пропорційний концентрації частинок газу та середній кінетичній енергії частинки газу

3.6. Основне рівняння теорії кінетичного газу

Оскільки $n = \frac{N}{V}$, то за допомогою (3.20) отримуємо основне рівняння теорії кінетичного газу:

$$pV = \frac{2}{3} E_k \quad (3.21)$$

Відповідно, добуток тиску ідеального газу p та його об'єму V прямо пропорційний числу частинок газу N , та кінетичній енергії E_k .

3.7. Температура та енергія ідеального газу

На основі термічного рівняння ідеального газу (3.10) та основного рівняння кінетичної теорії (3.21) можемо записати рівняння (3.22):

$$NkT = \frac{2}{3} N E_k \quad (3.22)$$

Звідси можна визначити температурі ідеального газу:

$$T = \frac{2}{3k} E_k \quad (3.23)$$

Таким чином, температура ідеального газу прямо пропорційна кінетичній енергії газової частинки і не залежить від якості газу. Враховуючи (3.22) та (3.10), кінетична енергія однієї частинки дорівнює:

$$\frac{1}{2} \mu v^2 = \frac{3}{2} kT \quad (3.24)$$

тобто:

$$E_k = \frac{2}{3} kT \quad (3.25)$$

Це одне з найважливіших рівнянь теорії кінетичного газу, його зміст у тому, що енергія руху однієї газової частинки $\frac{3}{2} kT$ залежить тільки від температури T , і не залежить від будь-яких інших параметрів або якості газової частинки.

Звідси впливає внутрішня енергія одноатомного газу $E_{\text{вн}}$:

$$E_{\text{вн}} = \frac{3}{2} NkT \quad (3.26)$$

оскільки: $N = \nu N_A$, та $k = R/N_A$ отримаємо:

$$E_{\text{вн}} = \frac{3}{2} \nu RT \quad (3.27)$$

Якщо ідеальний газ складається з двоатомних або багатоатомних частинок, то при розрахунку його внутрішньої енергії також слід враховувати енергії, що виникають внаслідок коливного та обертового руху частинок газу.

3.8. Середньоквадратична швидкість руху частинок газу

Враховуючи кінетичну енергію газової частинки $E_k = \frac{1}{2} \mu v^2$ та рівняння $N = \nu \cdot N_A$ отримаємо:

$$v^2 = \frac{3RT}{\mu N_A} = \frac{3RT}{M} \quad (3.28)$$

Звідси отримаємо середньоквадратичну швидкість руху частинок газу:

$$v_k = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \quad (3.29)$$

3.9. Розподіл Максвелла по швидкостях

Середньоквадратична швидкість, визначена рівнянням (3.29), є середнім (статистичним) значенням. Щоб отримати повне уявлення про рух частинок газу, нам потрібно визначити, яка частка всіх частинок газу рухається з тією чи іншою швидкістю. Тобто нам потрібно визначити розподіл швидкостей частинок газу. Це завдання вперше вирішив Джеймс Клерк Максвелл.

Максвелл визначив, що якщо розподіл швидкості газу, що складається з N частинок, ізольованих від навколишнього середовища, однаковий для всіх газів, хоча значення швидкостей залежить від якості газу та зовнішніх факторів (температури тощо). Функція розподілу $f(v)$ показує відносну кількість частинок газу $\frac{\Delta N}{N}$ в інтервалі одиничної швидкості. Відповідно, кількість частинок ΔN з миттєвою швидкістю v в інтервалі швидкості $v_1=v$ та $v_2 = v + \Delta v$ визначається наступним співвідношенням:

$$\frac{\Delta N}{N} = f(v) \Delta v \quad (3.30)$$

або:

$$\frac{dN}{N} = f(v) \Delta v \quad (3.31)$$

звідси:

$$f(v) = \frac{1}{N} \frac{dN}{dv} \quad (3.32)$$

Функція розподілу описується таким співвідношенням:

$$f(v) = \frac{1}{N} \frac{dN}{dv} = Av^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad (3.33)$$

де A - константа, що залежить від якості газу та температури.

Відносна кількість частинок газу, миттєва швидкість v яких знаходиться в інтервалі швидкості між $v_1 = v$ та $v_2 = v + \Delta v$, дорівнює площі прямокутника, обмеженого графіком функції розподілу $f(v)$ та $\Delta v = v_2 - v$. рис. 3.2).

Максимум функції дає значення найбільш ймовірної швидкості та описується наступним співвідношенням:

$$v_{\text{val}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}} \quad (3.34)$$

Середня швидкість визначається таким співвідношенням:

$$v_{\text{atl}} = \sqrt{\frac{8RT}{M}} \quad (3.35)$$

3.10. Розподіл Больцмана

Повний безлад, яким характеризується тепловий рух молекул, все ж таки має свої закони. Не дивлячись на те, що кожна молекула постійно змінює свою швидкість, макроскопічний стан газу в системі не змінюється (саме такі роздуми призвели до встановлення Максвелом у 1859 році розподілу молекул газу по швидкостях).

Рівноважний стан газу характеризується не тільки розподілом молекул по швидкостях, але і по координатах. При відсутності зовнішніх силових полів цей розподіл буде однорідним: газ рівномірно розподіляється по всьому об'єму посудини.

Енергетичний стан системи з великою кількістю частинок можна охарактеризувати двома способами. З одного боку, подаючи миттєву енергію всіх окремих частинок, це називається мікро-станом системи. З іншого боку, подаючи розподіл енергії, тобто лише скільки частинок $n_0, n_1, n_2, \dots$ мають енергії e_0, e_1, e_2 , у певний момент часу. Ряд $n_i, \{n_0, n_1, \dots\} = \{n_i\}$ визначає макростан системи.

Якщо між частинками немає ніякої взаємодії, крім абсолютно пружних зіткнень, то загальна енергія системи завжди є сумою енергій окремих частинок.

Оскільки ми не накладали жодних обмежень на макростани системи, можна вважати, що вони однаково ймовірні.

$$n_i = n_0 e^{\frac{e_i - e_0}{kT}} \quad (3.36)$$

Рівняння (3.36) називають розподілом Больцмана

При низькій температурі (T_1) значно заселені стани з найменшою енергією (рис. 3.3). Однак при високих температурах (T_3) стани з високими енергіями також значно заселені.

3.11. Реальний газ

Досліди показують, що реальні гази значно відрізняються за своїми властивостями від ідеальних газів. Для ідеального газу нехтуємо силами взаємодії між молекулами, це допустимо коли середня відстань між молекулами значно перевищувала розміри молекул. Молекули ідеального газу зазнають дії сил притягання, досить великих при значних густинах, сили відштовхування діють тільки в процесі зіткнення коли молекули газу наближаються одна до одної.

Реальні гази при певних умовах перетворюється у рідину. кількість реального газу пари, що міститься в деякому об'ємі при певній температурі на відміну від ідеального газу не може бути завгодно великою.

Для обчислення параметрів такого газу треба враховувати як потенціальну, так і кінетичну енергію його молекул. На формі залежностей між його параметрами відбивається те, що молекули його взаємодіють між собою та займають певний об'єм.

Якщо об'єм однієї молекули b , тоді для руху газових часточок у посудині залишається лише $V - Nb$ об'єм. Взявши до уваги таку поправку для визначення тиску реального газу можемо записати наступне рівняння:

$$p = \frac{NkT}{V - Nb} \quad (3.37)$$

Тиск, що діє на стінку посудини:

$$p = \frac{NkT}{V - Nb} - an^2 \quad (3.38)$$

де a - залежить від якості газу.

Одна з класичних моделей опису реального газу — рівняння Ван дер Ваальса:

$$\left(p + a \frac{N^2}{V^2}\right)(V - Nb) = NkT \quad (3.39)$$

3.12. Властивості твердих тіл і рідин

Тверде тіло - агрегатний стан речовини, що відрізняється від інших агрегатних станів (рідини, газів, плазми)) стабільністю форми і характером теплового руху атомів, що здійснюють малі коливання біля положень рівноваги.

За типом упорядкування атомів розрізняють кристалічний і аморфний стани речовини. Кристали характеризуються просторовою періодичністю в розташуванні рівноважних положень атомів. У кристалах середні положення атомів чи молекул строго впорядковані. Кристалічні тіла зберігають не тільки ближній, а й дальній порядок. Природна форма кристалів — правильні багатогранники. Більшість речовин у твердому стані має кристалічну структуру. У цьому легко переконатися якщо розколоти шматок речовини і розглянути злам. На зламі кристалічних речовин (наприклад, у цукру, солі, сірки, металів) добре помітні розташовані під різними кутами дрібні грані кристалів, що поблискують внаслідок різного відбиття ними світла. При розколюванні аморфних твердих речовин, наприклад, звичайного скла, пластмаси, шматків смоли, парафіну, і так далі, злам виявляється гладким і, на відміну від зламів кристалів, обмежений не плоскими, а овальними поверхнями

Аморфні речовини — це тверді речовини, які не мають дальнього порядку в розташуванні частинок (атомів, молекул, іонів) і не утворюють кристалічних ґраток. Деякі речовини можуть перебувати як в аморфному, так і в кристалічному стані, наприклад, сірка. Аморфні речовини утворюються за швидкого охолодження розплавів, під час якого атоми не встигають сформувати дальній порядок, чи за конденсації з газу. Аморфні речовини не мають чітко визначеної температури плавлення. За нагрівання вони розм'якають, перетворюючись на в'язку рідину

У рідинах сили взаємодії між молекулами слабкіші, ніж у твердих тілах і значно сильніші, ніж у газах. Молекула рідини, коливаючись біля певного положення рівноваги, змінює з часом це положення, перескакуючи до інших молекул. Молекули рідини здійснюють коливальний, поступальний і обертальний рухи. У рідинах відстані між молекулами співмірні з їх ефективним діаметром, тому сили взаємодії

молекул є значними. У цілому кінетична енергія молекул рідин приблизно дорівнює їх потенціальній енергії. Кожна молекула в рідині, як і в твердому тілі, «затиснута» зі всіх боків сусідніми молекулами і здійснює теплові коливання навколо положення рівноваги. Однак, час від часу молекула може перескочити в сусіднє вакантне місце. Такі переміщення в рідині відбуваються доволі часто; тому рідина зберігає свій об'єм, але не зберігає форми (легко набуває форми, яку має посудина). Це пояснює текучість рідини. Молекули рідини можуть утворювати локальні (нестійкі) впорядковані групи, які складаються з декількох молекул. Це явище називають ближнім порядком.

4. ТЕРМОДИНАМІКА

Термодина́міка — розділ класичної фізики, що вивчає найбільш загальні властивості макроскопічних систем і способи передачі і перетворення енергії в таких системах.

4.1. Напрямок термодинамічних процесів

Закон збереження і перетворення енергії стверджує, що кількість енергії за будь-яких її перетворень незмінна, але нічого не говорить про те, які енергетичні перетворення можливі. Однак багато процесів, цілком допустимих з погляду закону збереження енергії, ніколи не відбуваються насправді. Наприклад, нагріте тіло, поступово охолоджуючись, передає свою енергію холоднішим тілам, які його оточують, а зворотний процес передавання теплоти від холодного тіла до гарячого самовільно відбуватися не може.

Спрямованість процесів

Поняття оборотного й необоротного процесів стосується винятково процесів, які відбуваються в ізольованій системі. Якщо ізольована система переходить зі деякого початкового стану в деякий інший стан, а потім знову повертається у початковий стан, то при цьому слід розрізняти два випадки:

- 1) Система може повернутися зі деякого стану у початковий стан в результаті процесу, що не залишає ніяких змін у навколишньому середовищі; у цьому разі ми називаємо процес оборотним.
- 2) Повернення системи в початковий стан неможливе без того, щоб у навколишньому середовищі не відбулося якихось змін; тоді процес називають необоротним.

Можна дати ще й таке визначення оборотного процесу: оборотним процесом називається процес, який допускає можливість такого повернення системи у вихідний стан, але при цьому система проходить через ті самі проміжні стани, що й у прямому процесі. Це можливо лише тоді, коли система проходить через рівноважні стани, тобто оборотний процес має бути рівноважним. Строго кажучи, рівноважними можуть бути лише ті процеси, які відбуваються нескінченно повільно.

4.2. Робота розширення газу

Робота розширення газу – це робота що виконується газом при зміні його об'єму. Нехай газ поміщений в циліндричну посудину під тісно підігнаним поршнем, що може легко рухатися (рис. 4.1). З боку газу на поршень діє сила тиску $F=pS$, де p – тиск, S – площа основи поршня. Якщо газ, розширюючись, перемістить поршень на відстань Δx , то він виконає елементарну роботу.

4.3. Газові закони

Газові закони — низка фізичних законів, які дозволяють визначити термодинамічні параметри ідеального газу в термодинамічних процесах систем з постійною кількістю речовини та одним із термодинамічних параметрів.

Ізотерма — графік залежності між параметрами даної маси газу при постійній температурі (рис.4.2.).

Закон Бойля—Маріотта. При постійній температурі й масі газу добуток тиску газу на його об'єм постійний.

$$p \cdot V = \text{Const}, T = \text{Const}$$

Ізобарний процес описується законом Гей-Люссака: для даної маси газу відношення об'єму до температури є сталим, якщо тиск газу не змінюється:

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2} = \text{const}$$

Ізобара — графік залежності між параметрами стану даної маси газу при сталому тиску (рис.4.3.).

Ізохорний процес описується законом Шарля: для даної маси газу відношення тиску до температури є сталим, якщо об'єм не змінюється:

$$\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2} = \text{const}$$

Ізохора — графік залежності між параметрами стану даної маси газу при сталому об'ємі (рис.4.4.).

Адіабатний процес (грец. αδιαβάτος — неперехідний) — в термодинаміці зміна стану тіла без обміну теплом з навколишнім середовищем. Його можна здійснити, проводячи стискання чи розширення тіла (наприклад, газу) дуже швидко.

Політропний процес (англ. polytropic process) — термодинамічний процес у фізичній системі, під час якого її теплоємність є залишається незмінною. Графічно політропний процес зображується кривою, яка називається політропою. Крива описується рівнянням $pV^n = \text{const}$.

4.4. Основні закони термодинаміки

Перший закон термодинаміки

Зміна внутрішньої енергії тіла або системи тіл дорівнює алгебраїчній сумі кількості тепла і роботи:

$$\Delta U = Q + A$$

$A > 0$ — виконання робочим тілом позитивної роботи;

$Q > 0$ — підведення тепла робочому тілу.

Вирази першого закону класичної термодинаміки дійсні лише для зворотних процесів.

Другий закон термодинаміки

Другий закон термодинаміки безпосередньо пов'язано з поняттям ентропія. Ентропія є термодинамічною функцією стану, що характеризує стан термодинамічної системи.

Принцип зростання ентропії є твердження другого закону класичної термодинаміки про незмінне зростання ентропії ізольованих систем в усіх реальних (незворотних) процесах зміни стану цих систем. (У зворотних процесах зміни стану ізольованих систем ентропія останніх не змінюється).

Постулат Клаузіуса:

Теплота не може переходити сама собою (без компенсації) від більш холодного тіла до більш теплого.

Постулат В.Томсона у формулюванні М.Планка:

Неможливо побудувати періодично діячу машину, уся діяльність якої зводиться до підняття тяжкості(виконувannya роботи) і охолодженню резервуара.(1897 р.)

Постулат Планка (1926 р.):

Утворення тепла шляхом тертя необоротно.

Слід зауважити, що аналіз методів заснування принципу існування ентропії показав, що усі побудови принципу існування ентропії в рамках другого закону класичної термодинаміки на основі постулатів незворотності помилкові і містять ряд неявних, абсолютно нестрогих припущень. Відомо також, що принципи існування і зростання ентропії нерівноцінні. Принцип існування ентропії характеризує властивості речовини, на ньому побудована система найважливіших диференціальних

рівнянь термодинаміки, наукову і практичну важливість яких трудно переоцінити.

Принцип зростання ентропії ізольованих систем є принцип статистичний. Він характеризує найбільш ймовірні напрямки процесів зміну стану ізольованих систем і використовується для визначення напрямків течії деяких фізичних процесів і хімічних реакцій. На цьому принципі побудована система нерівностей термодинаміки.

Постулат другого закону термодинаміки є основою принципу зростання ентропії ізольованих систем і тому повинен містити вказівку про певний напрям спостережуваних в природі реальних процесів, а не заперечення можливості їх протилежної течії. Тому постулат другого закону термодинаміки для нашого світу позитивних абсолютних температур формулюється таким чином:

Робота може бути повністю перетворена у тепло шляхом тертя або електронагріву.

Важливе слідство постулату:

Тепло не може бути повністю перетворено в роботу. (Принцип неможливості існування вічного двигуна другого роду).

Третій закон термодинаміки

Теорема Нерста стверджує, що ентропія будь-якої рівноважної системи у міру наближення до абсолютного нуля перестає залежати від будь-яких параметрів стану і прагне до певної межі. Фактично зміст теореми Нернсту включає два положення.

Перше з них постулювало існування межі ентропії при прагненні температури до абсолютного нуля. Чисельне значення цієї межі прийнято вважати рівним нулю, тому в літературі іноді говорять про те, що ентропія системи прагне до нуля при прагненні температури до 0 К.

Друге положення теореми Нернста стверджує, що усі процеси поблизу абсолютного нуля, що переводять систему з одного рівноважного стану в інший, відбуваються без зміни ентропії. Третій закон термодинаміки передбачає виродження ідеального газу при дуже низьких температурах. Це означає, що ідеальний газ перестає вести себе згідно рівнянню Клапейрона, а підкоряється більш складному рівнянню, який враховує квантові ефекти. Таким чином, ентропія всіх кристалічних тіл перетворюється в нуль при абсолютному нулі, і отже, вона має додатне значення.

4.5. Термодинамічні цикли

Термодинамічний цикл (англ. thermodynamic cycle) — замкнений круговий процес, який здійснює термодинамічна система, тобто такий процес, у якому початкові й кінцеві параметри, що визначають стан робочого тіла системи (тиск, об'єм, температура, ентропія), збігаються.

Термодинамічні цикли є моделями процесів, що відбуваються в реальних теплових машинах для перетворення тепла на механічну роботу або навпаки, перенесення теплової енергії від менш нагрітого тіла до нагрітого більше за рахунок виконання роботи.

Компонентами будь-якої теплової машини є робоче тіло, а також, нагрівник та холодильник (за допомогою яких змінюється стан робочого тіла).

У термодинамічних циклах можуть відбуватись такі термодинамічні процеси:

Адіабатичний процес: Відсутня передача енергії у вигляді тепла на певній ділянці циклу, що розглядається ($\delta Q = 0$). Це не виключає передачу енергії у вигляді роботи.

Ізотермічний процес: Відбувається при постійній температурі на певній ділянці циклу ($T = \text{constant}$, $\delta T = 0$). Це не виключає перенесення енергії у вигляді тепла чи роботи.

Ізобаричний процес: На певній ділянці циклу тиск не змінюється ($p = \text{constant}$, $\delta p = 0$). Це не виключає перенесення енергії у вигляді тепла або роботи.

Ізохоричний процес: Процес відбувається за сталого об'єму ($V = \text{constant}$, $\delta V = 0$). Це не виключає перенесення енергії у вигляді тепла або роботи.

Ізоентропійний процес: Процес, що відбувається при незмінній ентропії ($S = \text{constant}$, $\delta S = 0$). Це не виключає перенесення енергії у вигляді тепла або роботи.

Цикл Карно (рис.4.5.) передбачає виконання таких фаз:

Фаза 1. Робоче тіло з температурою, що дорівнює температурі нагрівника, уводиться в контакт з нагрівником. Нагрівник надає робочому тілу тепла в ізотермічному процесі (при постійній температурі), при цьому об'єм робочого тіла зростає.

Фаза 2. Робоче тіло від'єднується від нагрівника і продовжує розширюватись адіабатично (без теплообміну з навколишнім середовищем). При цьому його температура зменшується до температури холодильника.

Фаза 3. Робоче тіло приводиться в контакт з холодильником і передає йому тепла в ізотермічному процесі. При цьому об'єм робочого тіла зменшується.

Фаза 4. Робоче тіло адіабатично стискається до вихідного розміру, і його температура збільшується до температури нагрівника.

Цикл Отто (рис.4.6.) (англ. Otto cycle) — ідеалізований термодинамічний цикл, на якому ґрунтується робота чотиритактного

двигуна внутрішнього згорання поршневого типу. Цикл складається із двох адіабатичних та двох ізохоричних процесів.

IRODALOMJEGYZÉK

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

Жихарєв В.М., Ковач Є.Т., Різак В.М., Різак І.М. Механіка у прикладах і задачах. Навчальний посібник. – Ужгород. Мистецька лінія. – 2004. – 267 с.

Сивухин Д. В. Общий курс физики. В 5 т. Том I. Механика. 4-е изд. М.: Физматлит; Изд-во МФТИ, 2005. — 560 с.

Сивухин Д. В. Общий курс физики. — 5-е изд. — М. : Физматлит, 2005. — Т. II. — 544 с. — ISBN 5-9221-0601-5.

Яворский Б. М., Детлаф А. А. Физика для школьников старших классов и поступающих в вузы: учебное пособие. М.: Дрофа, 2002. — 800 с. — ISBN 5-7107-5956-3

Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Часть 1 // Теоретическая физика. — М. : Физматлит, 2005. — Т. 5. — 616 с.

Barkáts Jenő. A fizika és geofizika alapjai. Jegyzet. Beregszász. 2008. 198.

Bérces György, Skrapits Lajos, Dr. Tasnádi Péter: Mechanika I. - Általános fizika, Budapest, Ludovika Egyetemi Kiadó Nonpr.Kft., 2013, 448с

Nagy Sándor, Sinóros - Szabó Botond. A bio- és környezetfizika alapjai. Egyetemi jegyzet. Budapesti Corvinus Egyetem Kertészettudományi Kara. Budapest.223.