NOŢIUNI TEORETICE DE FIZICĂ

PENTRU EXAMENELE DE BACALAUREAT

ŞI ADMITERE ÎN FACULTĂŢI DE PROFIL TEHNIC

PROFESOR,

MAN TIBERIU

1. MECANICA

1.1. CINEMATICA

1.1.1.VITEZA ŞI ACCELERAŢIA

I. VITEZA

A. Pentru mişcarea rectilinie

Viteza medie $v_m = \dfrac{\Delta x}{\Delta t} = \dfrac{deplasare}{timp}$

Viteza momentană $v = \dfrac{dx}{dt} = x'(t)$, unde $x = x(t)$ reprezintă legea de mişcare. $[v]_{SI} = m/s$

B. Pentru mişcarea curbilinie

Vectorul viteză medie $\vec{v}_m = \dfrac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}$ unde $\vec{r}$ este vectorul de poziţie, iar $\Delta\vec{r}$ este vectorul deplasare.

Vectorul viteză momentană $\vec{v} = \dfrac{d\vec{r}}{dt} = \vec{r}\,'(t)$.

II. ACCELERAŢIA

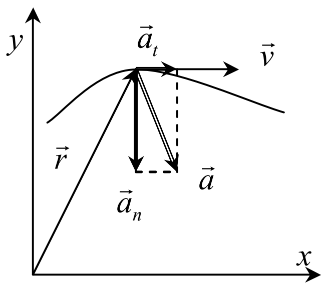
A. Pentru mişcarea rectilinie

Acceleraţia medie $a_m = \dfrac{\Delta v}{\Delta t}$

Acceleraţia (momentană) $a = \dfrac{dv}{dt} = v'(t)$, $[a]_{SI} = m/s^2$

B. Pentru mişcarea curbilinie

Vectorul acceleraţie medie $\vec{a}_m = \dfrac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}$



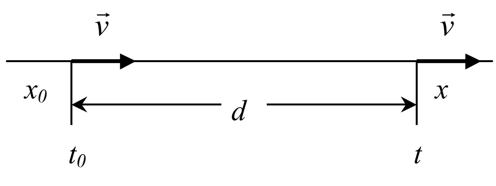
Vectorul acceleraţie (momentană) $\vec{a} = \dfrac{d\vec{v}}{dt} = \vec{v}\,'(t)$.

Obs. Vectorul viteză este orientat tangent la traiectorie, iar vectorul acceleraţie este orientat către interiorul curburii şi are două componente:
- acceleraţia tangenţială a_t – datorată variaţiei vitezei ca valoare;
- acceleraţia normală a_n – datorată variaţiei vitezei ca orientare.

1.1.2. TIPURI DE MIŞCĂRI ALE PUNCTULUI MATERIAL

I. MIŞCAREA RECTILINIE UNIFORMĂ

Traiectoria este rectilinie
Viteza este constantă
Legea de mişcare este:



$\boxed{x - x_0 = v(t - t_0)}$, sau, dacă notăm deplasarea cu $d = \Delta x = x - x_0$ şi presupunem $t_0 = 0$, se poate scrie mai simplu $\boxed{d = v \cdot t}$.

II. MIŞCAREA RECTILINIE UNIFORM VARIATĂ

Traiectoria este rectilinie
Acceleraţia este constantă

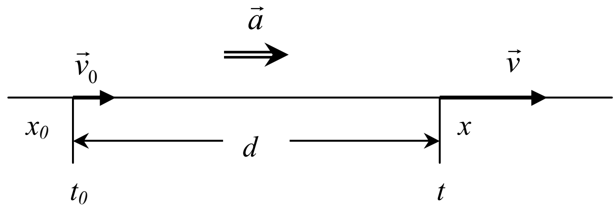
Dacă $a>0$ – mişcarea este rectilinie <u>uniform accelerată</u>
Dacă $a<0$ – mişcarea este rectilinie <u>uniform frânată</u>

Mişcarea este caracterizată de trei ecuaţii dependente:

Legea vitezei $v = v_0 + a(t - t_0)$

Legea spaţiului $x - x_0 = v_0(t - t_0) + \dfrac{a(t - t_0)^2}{2}$

Ecuaţia Galilei $v^2 = v_0^2 + 2a(x - x_0)$



Dacă facem simplificarea notaţiilor ca şi la mişcarea rectilinie uniformă, sistemul de relaţii devine:

$$\boxed{\begin{cases} v = v_0 + at \\ d = v_0 t + \dfrac{at^2}{2} \\ v^2 = v_0^2 + 2ad \end{cases}}$$

Un caz particular al acestei mişcări îl reprezintă **mişcarea în câmp gravitaţional pe verticală**:

a) la coborâre

$$\begin{cases} v = v_0 + gt \\ h = v_0 t + \dfrac{gt^2}{2} \\ v^2 = v_0^2 + 2gh \end{cases}$$

b) la urcare

$$\begin{cases} v = v_0 - gt \\ h = v_0 t - \dfrac{gt^2}{2} \\ v^2 = v_0^2 - 2gh \end{cases}$$

unde $g \cong 9{,}81 m/s^2$ - acceleraţia gravitaţională.

III. MIŞCAREA CIRCULARĂ UNIFORMĂ

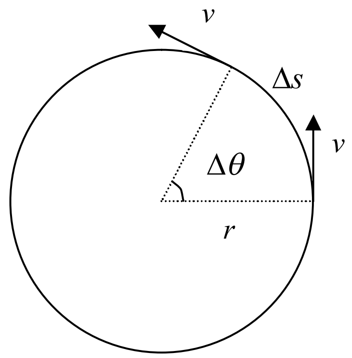
Traiectoria este circulară
Viteza este constantă în modul (nu şi ca orientare)

Mişcarea circulară este o mişcare periodică.

Se definesc patru mărimi:

a) <u>Perioada</u> T = timpul în care se parcurge un cerc complet. $[T]_{SI} = s$

b) <u>Frecvenţa</u> υ = numărul de rotaţii efectuate în unitatea de timp: $\upsilon = \dfrac{N}{\Delta t}$, unde $[\upsilon]_{SI} = Hz(hertz)$.



c) <u>Viteza liniară</u> $v = \dfrac{\Delta s}{\Delta t}$, unde $[v]_{SI} = m/s$.

d) <u>Viteza unghiulară</u> $\omega = \dfrac{\Delta \theta}{\Delta t}$, unde $[\omega]_{SI} = rad/s$, iar radianul este unitatea de măsură din SI pentru unghiuri plane ($360° = 2\pi$ rad).

Relaţiile dintre cele patru mărimi se pot deduce uşor dacă în formulele ultimelor trei mărimi luăm $\Delta t = T$. Se obţin:

$\boxed{\upsilon = \dfrac{1}{T}}$, $\boxed{v = \dfrac{2\pi r}{T}}$, $\boxed{\omega = \dfrac{2\pi}{T}}$.

Înlocuind apoi pe T, se pot obţine şi celelalte trei relaţii.

1.2. DINAMICA

1.2.1. PRINCIPIILE MECANICII

I. Principiul inerţiei

Un corp îşi menţine starea de repaus sau de mişcare rectilinie uniformă cât timp asupra sa nu acţionează alte corpuri care să îi schimbe această stare de mişcare.

Măsura inerţiei este masa; se notează m sau M şi $[m]_{SI} = kg$. Masa unui corp omogen se poate exprima cu ajutorul densităţii ρ:

$\boxed{m = \rho \cdot V}$, unde V este volumul corpului şi $[\rho]_{SI} = kg/m^3$.

II. Principiul fundamental al dinamicii

$\boxed{\vec{F} = m \cdot \vec{a}}$

- Poate fi privit ca o definiţie a forţei
- De aici se deduce şi unitatea de măsură pentru forţă: $[F]_{SI} = kg \cdot m/s^2 = N(newton)$
- Atunci când asupra unui corp acţionează, simultan, mai multe forţe, $\vec{F}$ reprezintă rezultanta acestora

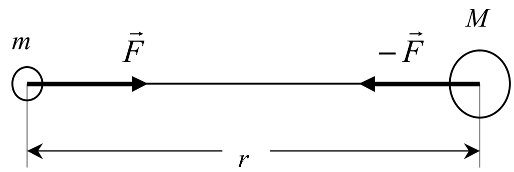
III. Principiul acţiunii şi reacţiunii

Dacă un corp acţionează asupra altui corp cu o forţă numită acţiune, cel de-al doilea reacţionează cu o forţă egală şi de sens contrar numită reacţiune.

1.2.2. TIPURI DE FORŢE

I. Forţa gravitaţională

Este forţa dintre două corpuri punctiforme (cu dimensiunile neglijabile în raport cu distanţa dintre ele) de masă M şi m aflate la distanţa r. Expresia este dată de legea atracţiei universale a lui Newton:



$\boxed{F = k\frac{M \cdot m}{r^2}}$,

unde $k = 6{,}67 \cdot 10^{-11}\ Nm^2/kg^2$ se numeşte constanta gravitaţională. Datorită acestei valori foarte mici, forţa gravitaţională este semnificativă numai dacă cel puţin unul dintre corpuri are masa foarte mare.

Dacă M reprezintă masa unei planete (de exemplu Pământul), iar m este masa unui corp oarecare, forţa gravitaţională devine **greutatea corpului**:

$\boxed{G = m \cdot g}$

unde $g = k\frac{M}{r^2}$ este acceleraţia gravitaţională, iar $r = R + h$, R fiind raza planetei şi h altitudinea. La nivelul solului, pentru $h = 0$, se obţine $g = k\frac{M}{R^2}$. Pentru Pământ, la nivelul solului, $g \cong 9{,}81 m/s^2$, iar $R \cong 6370 km$ (valori medii).

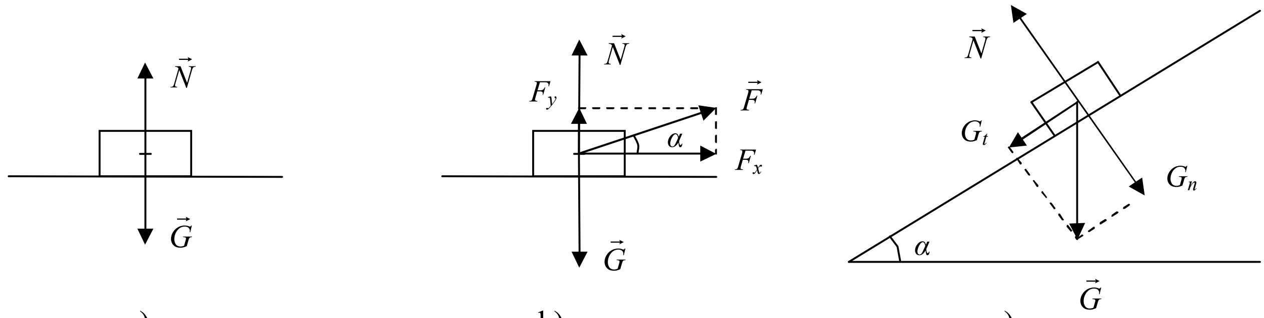
Se poate defini şi intensitatea câmpului gravitaţional al corpului ceresc de masă M:

$\vec{\Gamma} = \frac{\vec{F}}{m}$, cu mărimea $\Gamma = k\frac{M}{r^2}$, unde $[\Gamma]_{SI} = N/kg$.

II. Reacţiunea normală

Este forţa cu care reacţionează o suprafaţă la apăsarea exercitată de un corp asupra ei. Se notează cu N şi este orientată întotdeauna perpendicular pe suprafaţă.

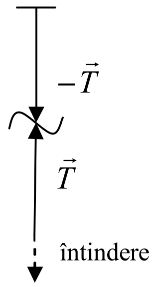
Ea nu este egală întotdeauna cu greutatea, ci cu forţa de apăsare normală. Exemple:



a) b) c)

- în cazul a) $N = G = mg$;
- în cazul b) $N = G - F_y = mg - F\sin\alpha$, unde $F_x = F\cos\alpha$ şi $F_y = F\sin\alpha$ sunt componentele forţei $\vec{F}$ pe direcţiile orizontală şi verticală;
- în cazul c) $N = G_n = mg\cos\alpha$, unde $G_t = mg\sin\alpha$ şi $G_n = mg\cos\alpha$ sunt, respectiv, greutatea tangenţială şi greutatea normală, sau componentele greutăţii pe planul înclinat.

III. Tensiunea în fir



Este forţa care apare într-un fir inextensibil ca reacţiune la forţa de întindere ce acţionează asupra sa.

- În orice secţiune a firului apar două tensiuni egale şi de sens contrar; una acţionează asupra unui capăt al firului, iar a doua asupra celuilalt.
- De-a lungul unui fir ideal, tensiunea are aceeaşi valoare în orice punct.

IV. Forţa de frecare

Este forţa care apare la contactul dintre două corpuri, opunându-se deplasării relative a acestora.

Este de două tipuri:

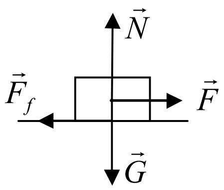
- Forţă de frecare statică – apare cât timp corpurile nu alunecă; ea nu are valoare constantă ci variază de la zero la o valoare maximă, fiind în permanenţă egală în modul cu forţa rezultantă care tinde să deplaseze corpurile unul faţă de celălalt;
- Forţă de frecare la alunecare – apare din momentul în care corpurile încep să se mişte unul faţă de celălalt.

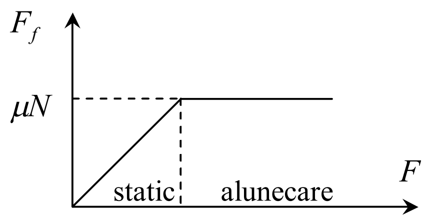
Legile frecării

1. Forţa de frecare la alunecare nu depinde de aria suprafeţelor în contact.
2. Forţa de frecare la alunecare este direct proporţională cu forţa de apăsare exercitată de un corp asupra celuilalt.

$\boxed{F_f = \mu \cdot N}$, unde μ este *coeficientul de frecare la alunecare.*

Această forţă de frecare la alunecare reprezintă, teoretic, limita maximă a forţei de frecare statică:

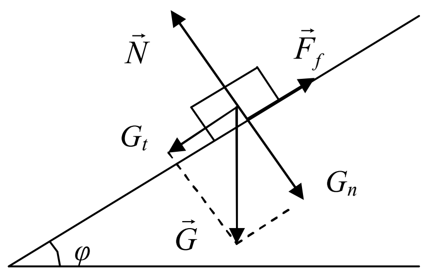




Unghiul de frecare

Reprezintă unghiul planului înclinat pentru care un corp alunecă uniform pe plan:

$$\begin{cases} N = G_n \\ G_t - F_f = m \cdot a \end{cases} \text{ şi}$$



înlocuind $\begin{matrix} G_n = mg\cos\varphi \\ G_t = mg\sin\varphi \end{matrix}$; $\begin{matrix} F_f = \mu N \\ a = 0 \end{matrix}$

se obţine $\boxed{tg\varphi = \mu}$

Randamentul planului înclinat

Se poate calcula ca raportul dintre:

- lucrul mecanic util – necesar pentru a ridica uniform un corp direct pe verticală până la o înălţime oarecare;

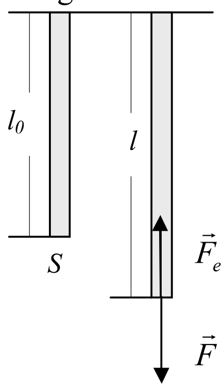
- lucrul mecanic consumat – necesar pentru a ridica uniform acelaşi corp, până la aceeaşi înălţime, pe planul înclinat cu frecare.

$\boxed{\eta = \frac{L_u}{L_c} = \frac{\sin\alpha}{\sin\alpha + \mu\cos\alpha}}$, unde α este unghiul planului, iar μ este coeficientul de frecare la alunecare dintre corp şi plan.

V. Forţa elastică

Este forţa care apare într-un corp deformabil elastic şi se opune deformării.

Pentru un corp elastic liniar omogen, proprietăţile elastice sunt descrise de legea lui Hooke:



$\boxed{\frac{F}{S} = E\frac{\Delta l}{l_0}}$, unde

F = forţa deformatoare

S = secţiunea corpului

$\Delta l = l - l_0$ = alungirea corpului

l_0 = lungimea corpului în stare nedeformată

E = modulul de elasticitate (modulul lui Young) care depinde de material, unde $[E]_{SI} = N/m^2$.

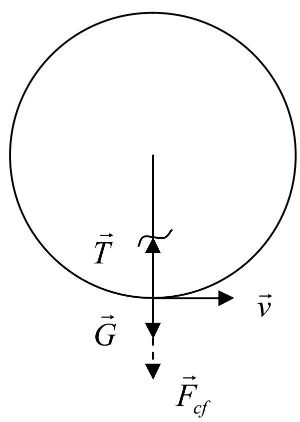
Legea se mai poate scrie sub o formă concentrată:

$\boxed{\sigma = E\cdot\varepsilon}$, unde $\sigma = \frac{F}{S}$ se numeşte efortul unitar, iar $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0}$ este alungirea relativă.

Cum forţa elastică este egală în modul cu forţa deformatoare, din legea lui Hooke rezultă $F = \frac{E\cdot S}{l_0}\cdot\Delta l$ şi dacă presupunem că secţiunea este practic constantă, raportul $k = \frac{E\cdot S}{l_0}$ reprezintă constanta elastică a corpului. Atunci, $\boxed{F_e = k\cdot\Delta l}$, iar vectorial, deoarece forţa elastică se opune deformării, $\boxed{\vec{F}_e = -k\cdot\Delta\vec{l}}$.

Constanta elastică este o proprietate a fiecărui corp în parte. $[k]_{SI} = N/m$.

VI. Forţa centrifugă



Mişcarea circulară uniformă, ca orice mişcare curbilinie, este o mişcare accelerată. În acest caz, acceleraţia are orientarea pe direcţia razei (normal la traiectorie), spre centrul cercului. Ea se datorează variaţiei vectorului viteză ca orientare, modulul rămânând constant. Această acceleraţie se numeşte _acceleraţie centripetă_ şi are expresia:

$$\boxed{a_{cp} = \frac{v^2}{r} = \omega^2\cdot r}$$

Dinamica mişcării circulare uniforme poate fi tratată în două moduri:

1. _Inerţial_

Aplicăm principiul fundamental al dinamicii şi spunem că rezultanta tuturor forţelor care acţionează asupra corpului este egală cu masa înmulţită cu acceleraţia centripetă $\vec{R} = m \cdot \vec{a}_{cp}$.

2. *Neinerţial*

Ne plasăm, imaginar, în centrul traiectoriei, cu faţa spre corp şi presupunem că acesta este tot timpul în echilibru. În acest caz, este necesar să introducem o forţă suplimentară, în sens invers acceleraţiei centripete, pe care o numim forţă centrifugă:

$$\boxed{F_{cf} = \frac{mv^2}{r} = m\omega^2 r}.$$

Exemplu:

Un om roteşte cu viteză constantă un corp de masă m, cu ajutorul unui fir, în plan vertical. Care este tensiunea în fir în punctul inferior?

Metoda I (inerţial):

Asupra corpului acţionează greutatea şi tensiunea în fir. Din principiul fundamental, $\vec{G} + \vec{T} = m \cdot \vec{a}_{cp}$ şi dacă ţinem cont de orientare (acceleraţia centripetă este orientată vertical în sus), $T - G = m \cdot a_{cp}$. Înlocuind expresiile greutăţii şi acceleraţiei centripete, obţinem $T = m\left(g + \frac{v^2}{r}\right)$.

Metoda II (neinerţial):

La acelaşi rezultat se ajunge dacă introducem forţa centrifugă şi presupunem echilibrul corpului:

$\vec{G} + \vec{T} + \vec{F}_{cf} = 0$ şi dacă ţinem cont de orientare, $T = G + F_{cf}$, deci $T = mg + \frac{mv^2}{r}$, sau $T = m\left(g + \frac{v^2}{r}\right)$.

Observaţie: Denumirea de *forţă centripetă* este oarecum improprie. Ea nu este o forţă de sine stătătoare aşa cum sunt greutatea, tensiunea în fir etc. Mai corect ar fi să spunem că rezultanta forţelor care acţionează asupra corpului şi care face ca acesta să se mişte pe traiectoria circulară este de tip centripet, adică este orientată spre interiorul traiectoriei.

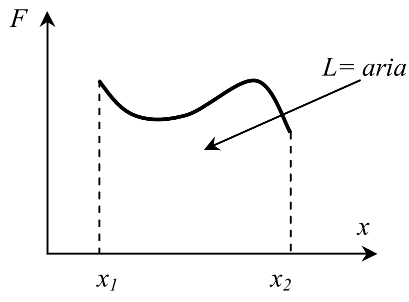
1.2.3. ENERGIA MECANICĂ

I. LUCRUL MECANIC

Lucrul mecanic al unei forţe constante F al cărei punct de aplicaţie se deplasează pe distanţa d şi care face unghiul cu θ cu deplasarea este:

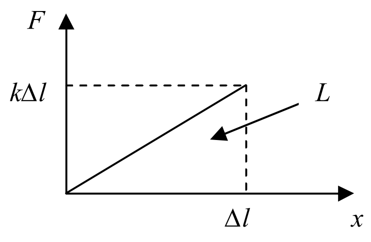
$\boxed{L = F \cdot d \cdot \cos\theta}$, unde $[L]_{SI} = J(joule)$.

- Dacă forţa este în sensul deplasării, $cos\,\theta > 0$, deci $L > 0$ şi forţa se numeşte *forţă motoare*;
- Dacă forţa este în sens invers deplasării, $cos\,\theta < 0$, deci $L < 0$ şi forţa se numeşte *forţă rezistentă*;
- Dacă forţa este perpendiculară pe direcţia deplasării, $cos\,\theta = 0$ şi $L = 0$.



Lucrul mecanic este o mărime scalară care se poate scrie şi ca produsul scalar dintre vectorul forţă şi vectorul deplasare:

$$L = \vec{F} \cdot \vec{d}$$



Pentru forţe care nu sunt constante, se poate calcula lucrul mecanic geometric, ca fiind egal numeric cu aria cuprinsă sub graficul forţei în funcţie de deplasare:

Metoda se poate aplica, de exemplu, pentru forţa elastică.

$F_e = k \cdot \Delta l$

Calculând aria de sub grafic, se obţine:

$L_{F_e} = -\frac{k\cdot(\Delta l)^2}{2}$ unde semnul – se datorează faptului că forţa elastică este în sens invers deformării, deci este o forţă rezistentă ($\theta = 180°,\ cos\theta = -1$).

II. PUTEREA MECANICĂ

Este mărimea care descrie capacitatea unui sistem de a face lucru mecanic L într-un timp t cât mai scurt.

$\boxed{P = \frac{L}{t}}$, unde $[P]_{SI} = W(watt)$. Pentru o forţă motoare constantă care acţionează asupra unui corp, se defineşte puterea instantanee $P = \frac{F\cdot d}{t} = F\cdot v$, unde v este viteza corpului.

III. ENERGIA MECANICĂ

Este mărimea care descrie capacitatea unui sistem de a efectua lucru mecanic. Este de două tipuri:

- energie cinetică
- energie potenţială

A. Energia cinetică

Este energia pe care o au corpurile în mişcare. Se poate defini plecând de la mişcarea rectilinie uniform variată, folosind ecuaţia Galilei şi principiul fundamental al dinamicii. Considerăm un corp de masă m care sub acţiunea forţei $\vec{F}$ se mişcă cu acceleraţia $\vec{a}$ şi îşi modifică viteza de la $\vec{v}_1$ la $\vec{v}_2$. Din ecuaţia Galilei,

$v_2^2 = v_1^2 + 2ad$ şi înmulţind cu $\frac{m}{2}$ şi ştiind că $F = m\cdot a$, obţinem relaţia

$\frac{mv_2^2}{2} = \frac{mv_1^2}{2} + m\cdot a\cdot d$, sau $\frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} = F\cdot d$.

Termenul $\boxed{E_c = \frac{mv^2}{2}}$ reprezintă energia cinetică a corpului, unde $[E_c]_{SI} = J$. Ultima relaţie se mai poate scrie: $E_{c_2} - E_{c_1} = L$, sau

$\boxed{\Delta E_c = L}$.

Această ultimă relaţie reprezintă *teorema variaţiei energiei cinetice* a punctului material: variaţia energiei cinetice a unui punct material este egală cu lucrul mecanic total efectuat asupra sa.

B. Energia potenţială

Forţele care acţionează asupra unui punct material pot fi împărţite în două categorii:

- forţe conservative – pentru care lucrul mecanic nu depinde de drum;
- forţe neconservative.

În mecanică, singurele forţe conservative sunt forţa gravitaţională (greutatea) şi forţa elastică. Pentru aceste forţe se defineşte energia potenţială prin relaţia:

$\boxed{\Delta E_p = -L_{cons}}$ (variaţia energiei potenţiale este egală cu minus lucrul mecanic al forţelor conservative). $[E_p]_{SI} = J$.

a) <u>Energia potenţială gravitaţională</u>

Se defineşte prin relaţia $\Delta E_p = -L_G$. Dacă un corp se mişcă în câmp gravitaţional sub acţiunea greutăţii de la înălţimea h_0 la înălţimea h, $L_G = mg(h-h_0)$ şi deci $\Delta E_p = mgh - mgh_0$. Se poate scrie că energia potenţială a corpului la înălţimea h este $E_p = mgh + E_{p_0}$, unde termenul E_{p_0} este o constantă arbitrară.

De regulă, preferăm să scriem că $\boxed{E_p = mgh}$ şi socotim înălţimea h faţă de nivelul minim la care poate să ajungă corpul în mişcarea sa.

b) <u>Energia potenţială elastică</u>

Se defineşte din relaţia $\Delta E_p = -L_{F_e}$, unde $L_{F_e} = -\frac{k \cdot (\Delta l)^2}{2}$. Atunci $\boxed{E_{p_e} = \frac{k \cdot (\Delta l)^2}{2}}$, unde am presupus că energia potenţială elastică este nulă atunci când $\Delta l = 0$ (corp nedeformat).

Legea conservării energiei mecanice

Definim energia mecanică totală a unui sistem ca fiind suma energiilor cinetică şi potenţiale pe care le are acesta la un moment dat: $E = E_c + E_p$. Din teorema variaţiei energiei cinetice, $\Delta E_c = L$, unde lucrul mecanic se poate defalca pe forţe conservative şi neconservative:

$\Delta E_c = L_{cons} + L_{necons}$, iar $\Delta E_p = -L_{cons}$. Prin înlocuire, se obţine că $\Delta\left(E_c + E_p\right) = L_{necons}$, sau $\Delta E_{tot} = L_{necons}$. De aici rezultă legea conservării energiei:

Energia totală a unui sistem aflat în câmp conservativ de forţe se conservă.

$L_{necons} = 0 \Rightarrow \Delta E_{tot} = 0$ şi deci $\boxed{E_{tot} = const.}$

1.2.4. IMPULSUL MECANIC

I. IMPULSUL PUNCTULUI MATERIAL

Se defineşte plecând de la principiul fundamental al dinamicii:

$\vec{F} = m \cdot \vec{a}$, unde $\vec{a} = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}$. Înlocuind, rezultă $\vec{F} = m\frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{\Delta\left(m\vec{v}\right)}{\Delta t}$.

Mărimea vectorială $\boxed{\vec{p} = m\vec{v}}$ reprezintă impulsul punctului material, unde $\left[p\right]_{SI} = kg\frac{m}{s}$.

Cu această definiţie, principiul fundamental se mai poate scrie sub forma:

$\boxed{\vec{F} = \frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t}}$, relaţie care reprezintă <u>*teorema variaţiei impulsului punctului material.*</u>

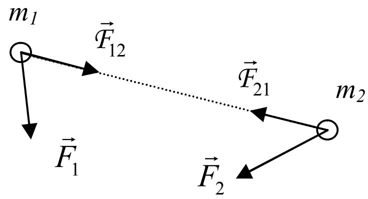
Din această teoremă, rezultă <u>legea conservării impulsului</u> punctului material: *Impulsul unui punct material izolat se conservă* (dacă $\vec{F} = 0$, atunci $\Delta \vec{p} = 0$, adică $\vec{p} = const.$).

II. IMPULSUL UNUI SISTEM DE PUNCTE MATERIALE

Considerăm două puncte materiale care interacţionează. Apar două tipuri de forţe:

- forţe interne – sunt egale şi de sens contrar ($\vec{\mathcal{F}}_{12} = -\vec{\mathcal{F}}_{21}$)
- forţe externe $\vec{F}_1$ şi $\vec{F}_2$.

Aplicând teorema variaţiei impulsului pentru fiecare punct material, rezultă:



$$\begin{cases} \vec{F}_1 + \vec{\mathcal{F}}_{12} = \frac{\Delta \vec{p}_1}{\Delta t} \\ \vec{F}_2 + \vec{\mathcal{F}}_{21} = \frac{\Delta \vec{p}_2}{\Delta t} \end{cases}$$

, de unde, prin însumare, reducându-se forţele interne, obţinem: $\vec{F}_1 + \vec{F}_2 = \frac{\Delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2)}{\Delta t}$, sau $\boxed{\vec{F}_{ext} = \frac{\Delta \vec{P}_{tot}}{\Delta t}}$,

relaţie care reprezintă <u>*teorema variaţiei impulsului pentru sistemul de puncte materiale*</u>: Variaţia impusului total al sistemului în raport cu timpul este egală cu rezultanta forţelor externe (forţele interne nu contribuie la modificarea impulsului total).

De aici se obţine <u>legea conservării impulsului</u>: *Impulsul total al unui sistem izolat de puncte materiale se conservă* ($\vec{F}_{ext} = 0$, rezultă $\vec{P}_{tot} = const.$).

2. TERMODINAMICA

2.1. NOŢIUNI TERMODINAMICE DE BAZĂ

2.1.1. MĂRIMI SPECIFICE STRUCTURII SUBSTANŢEI

I. <u>Masa atomică</u> = masa unui atom

Exprimată în kg, aceasta are valori foarte mici. De aceea se foloseşte *„unitatea de masă atomică”*: $1u = \frac{1}{12} m_{{}^{12}_{6}C} = 1,66 \cdot 10^{-27} kg$

Toate masele atomice ale elementelor chimice exprimate în u sunt foarte apropiate de numere întregi. Numărul întreg cel mai apropiat se numeşte număr atomic de masă A.

II. <u>Masa moleculară</u> = masa unei molecule de substanţă

Se calculează ca suma maselor atomice ale atomilor componenţi.

Exemplu: pentru molecula de apă, H_2O, avem: ${}^{1}_{1}H$ şi ${}^{16}_{8}O$ cu masele atomice $m_{{}^{1}_{1}H} = 1u$, $m_{{}^{16}_{8}O} = 16u$, rezultă $m_{H_2O} = 2 \times 1u + 1 \times 16u = 18u$. Asemănător, se pot exprima toate masele atomice şi moleculare exprimate în u.

III. <u>Molul</u> = cantitatea de substanţă care, exprimată în grame, este numeric egală cu masa moleculară exprimată în u.

Exemplu: 1mol de hidrogen atomic are masa de *1* gram; 1 mol de hidrogen molecular H_2 are masa de *2 g*; 1 mol de apă are masa de *18 g*.

a) **<u>masa molară</u> *μ*** = masa unui mol de substanţă. Se exprimă în g/mol sau kg/kmol.

Exemplu: $\mu_{H_2O} = 18 g/mol$ dar, în SI, $\mu_{H_2O} = 18 \cdot 10^{-3} kg/mol$.

b) **<u>numărul de moli</u> *υ***:

Se poate exprima în funcţie de masa totală de substanţă m şi masa molară μ: $\boxed{\upsilon = \frac{m}{\mu}}$.

c) **<u>Numărul de molecule dintr-un mol</u>** $N_A = 6,023 \cdot 10^{23} mol^{-1}$ (numărul lui Avogadro) – este acelaşi pentru toate substanţele. Dacă notăm cu N numărul total de molecule de substanţă, atunci se poate scrie: $\boxed{\upsilon = \frac{N}{N_A}}$.

d) **<u>Volumul molar</u> V_μ** = volumul unui mol de substanţă. Pentru gaze, în condiţii normale de presiune şi temperatură ($p_0 = 101325 N/m^2$, respectiv $t_0 = 0°C$), volumul molar are aceeaşi valoare $V_{\mu_0} = 22,42 \cdot 10^{-3} m^3/mol$. Dacă V este volumul total de substanţă, atunci: $\boxed{\upsilon = \frac{V}{V_\mu}}$.

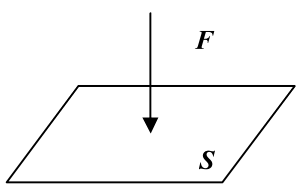
2.1.2. PARAMETRII DE STARE AI SISTEMELOR TERMODINAMICE

Parametrii de stare ai unui sistem termodinamic sunt mărimi fizice care caracterizează starea acestora la un moment dat. Exemple:

I. <u>Volumul</u> *V* – $[V]_{SI} = m^3$

Pentru o coloană de fluid de lungime l şi arie a bazei S, volumul este $\boxed{V = S \cdot l}$.

II. <u>Presiunea</u> *p* – se defineşte ca raportul dintre forţă (normală) şi suprafaţă:



$\boxed{p = \frac{F}{S}}$, de unde rezultă şi unitatea de măsură $[p]_{SI} = N/m^2 = Pa$

Alte unităţi de măsură folosite pentru presiune:

1 atm = 101325 N/m^2

1 *torr* = 1 *mm col Hg* = 1/760 *atm*
1 *bar* = 10^5 N/m^2

Pentru o coloană de lichid cu înălţimea *h* şi densitatea *ρ*, presiunea hidrostatică exercitată de aceasta este $\boxed{p = \rho g h}$.

III. Temperatura ***T*** – se măsoară în kelvin: $[T]_{SI} = K$

Se mai folosesc şi scările empirice de temperatură, Celsius şi Fahrenheit. Legăturile dintre ele sunt:

$\boxed{T(K) = t(°C) + 273{,}15}$, unde zecimalele se neglijează şi $\boxed{\Delta T(K) = \Delta t(°C)}$

$\boxed{t(°F) = \frac{9}{5}t(°C) + 32}$.

IV. Densitatea ***ρ*** – se defineşte ca raportul dintre masă şi volum:

$\boxed{\rho = \frac{m}{V}}$, de unde $[\rho]_{SI} = kg/m^3$.

V. Concentraţia ***n*** – se defineşte ca raportul dintre numărul de molecule şi volum:

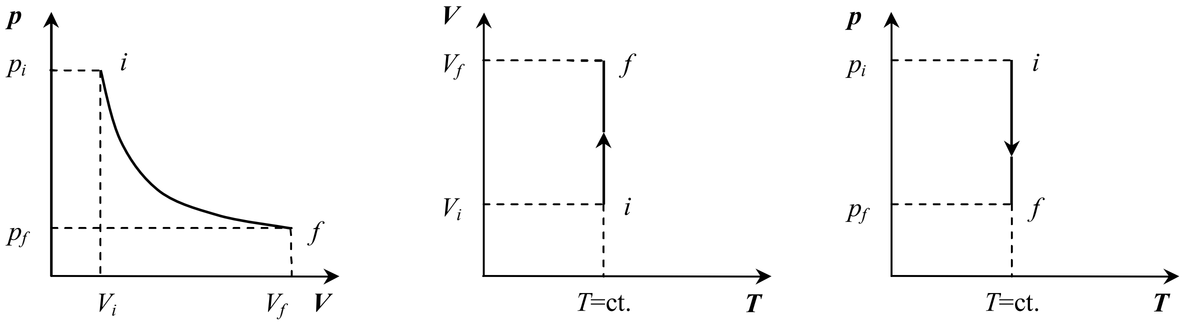
$\boxed{n = \frac{N}{V}}$, de unde $[n]_{SI} = m^{-3}$.

2.1.3. TRANSFORMĂRILE SIMPLE ALE GAZULUI IDEAL

I. Transformarea izotermă – este transformarea unui gaz în care temperatura rămâne constantă (*T* = const.).

Legea transformării izoterme – Boyle-Mariotte: $\boxed{p \cdot V = const.}$ sau $\boxed{p_i \cdot V_i = p_f \cdot V_f}$.

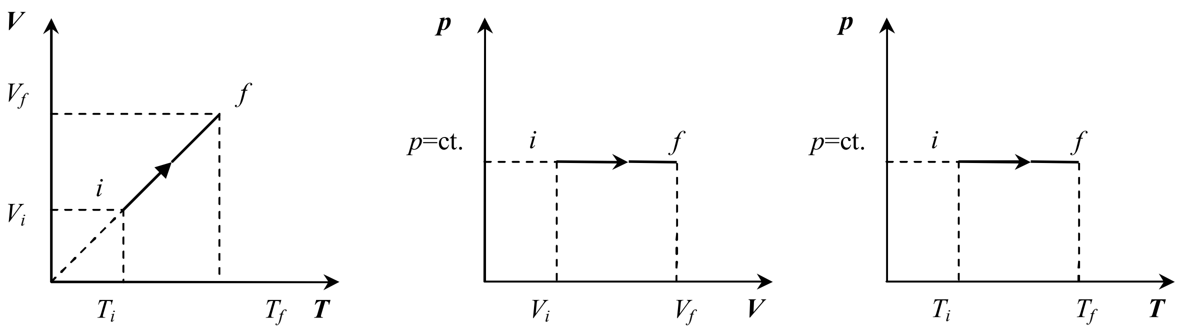
Grafic, o transformare izotermă se reprezintă astfel:



II. Transformarea izobară – este transformarea unui gaz în care presiunea rămâne constantă (*p* = const.)

Legea transformării izobare – Gay-Lussac: $\boxed{\frac{V}{T} = const.}$ sau $\boxed{\frac{V_i}{T_i} = \frac{V_f}{T_f}}$.

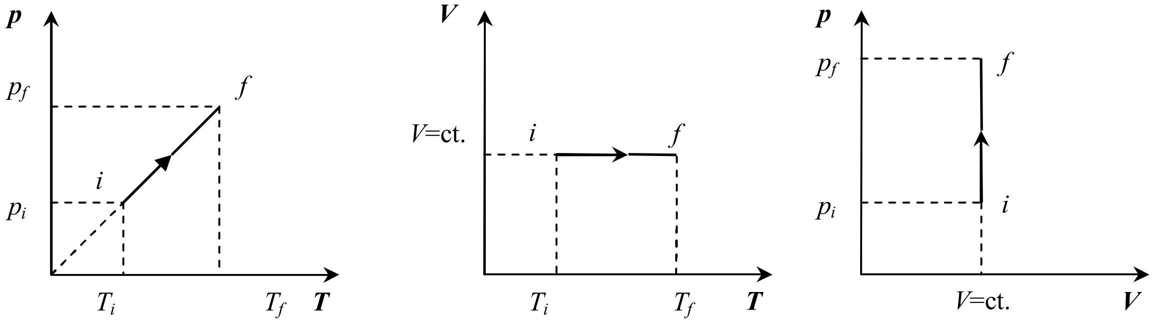
Grafic, o transformare izobară se reprezintă astfel:



III. Transformarea izocoră – este transformarea unui gaz în care volumul rămâne constant (*V* = const.)

Legea transformării izocore – Charles: $\boxed{\frac{p}{T} = const.}$ sau $\boxed{\frac{p_i}{T_i} = \frac{p_f}{T_f}}$.

Grafic, o transformare izocoră se reprezintă astfel:



<u>Transformarea generală</u> – este o transformare în care toţi cei trei parametri ai gazului p, V şi T se pot modifica.

Legea transformării generale este: $\boxed{\frac{pV}{T} = const.}$ sau $\boxed{\frac{p_iV_i}{T_i} = \frac{p_fV_f}{T_f}}$.

<u>Ecuaţia termică de stare</u> – face legătura între parametrii de stare ai unui gaz ideal la un moment dat. Se poate deduce din legea transformării generale:

Pentru un mol de gaz aflat în condiţii normale $\frac{p_0V_{\mu 0}}{T_0} = \frac{pV_\mu}{T}$, unde raportul

$\boxed{R = \frac{p_0V_{\mu 0}}{T_0} = \frac{101325\, N/m^2 \cdot 22{,}42 \cdot 10^{-3}\, m^3/mol}{273{,}15} = 8{,}31\, J/mol \cdot K}$ reprezintă constanta universală a gazelor. Se obţine $\frac{pV_\mu}{T} = R$, deci $pV_\mu = RT$ şi cum $\upsilon = \frac{V}{V_\mu}$, rezultă relaţia:

$\boxed{pV = \nu RT}$ – ecuaţia termică de stare.

2.2. PRINCIPIILE TERMODINAMICII

2.2.1. LUCRUL MECANIC ÎN TERMODINAMICĂ

Pentru o transformare în care volumul variază foarte puţin astfel încât să putem presupune presiunea constantă, lucrul mecanic se defineşte astfel: $\boxed{\delta L = p \cdot dV}$.

Lucrul mecanic pentru o transformare oarecare se va putea calcula după relaţia:

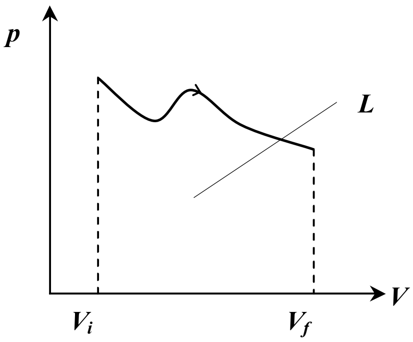
$\boxed{L = \int_{V_i}^{V_f} p(V)dV}$, $\qquad [L]_{SI} = J$.

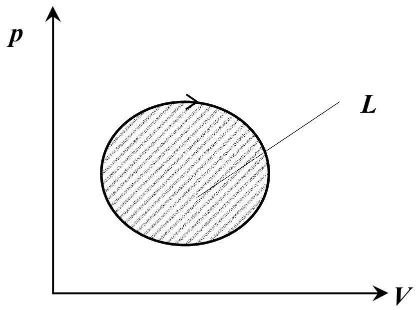
De exemplu:

- pentru o transformare <u>izocoră</u>, $V = ct.$ şi deci $\boxed{L = 0}$
- pentru o transformare <u>izobară</u>, $p = ct.$, $L = \int_{V_i}^{V_f} pdV = p\int_{V_i}^{V_f} dV = pV\Big|_{V_i}^{V_f} = p(V_f - V_i)$, deci $\boxed{L = p\Delta V}$.
- pentru o transformare <u>izotermă</u>, $T = ct.$ şi din ecuaţia termică de stare $pV = \upsilon RT$; deci

$L = \int_{V_i}^{V_f} pdV = \int_{V_i}^{V_f} \frac{\upsilon RT}{V}dV = \upsilon RT\int_{V_i}^{V_f} \frac{1}{V}dV = \upsilon RT \ln V\Big|_{V_i}^{V_f}$. Rezultă $\boxed{L = \upsilon RT \ln \frac{V_f}{V_i}}$

Definiţia integrală a lucrului mecanic arată că acesta este egal numeric cu aria cuprinsă sub graficul transformării în coordonate (p,V), iar pentru un ciclu termodinamic, lucrul mecanic este numeric egal cu aria ciclului:





Convenţie de semn:
- Dacă $L>0$, atunci gazul efectuează lucru mecanic
- Dacă $L<0$, asupra gazului se efectuează lucru mecanic din exterior.

2.2.2. ENERGIA INTERNĂ

Energia internă U a unui sistem termodinamic reprezintă suma energiilor cinetice şi potenţiale de interacţiune ale tuturor moleculelor.

$[U]_{SI} = J$

Pentru gazul ideal, moleculele sunt identice, deci au aceeaşi masă m_0 şi se neglijează interacţiunile dintre ele. Deci energia internă va fi suma energiilor cinetice ale celor N molecule:

$\boxed{U = N \cdot \varepsilon_T}$, unde $\boxed{\varepsilon_T = \dfrac{m_0 \overline{v^2}}{2}}$ reprezintă energia cinetică medie a unei molecule, numită şi energie termică, iar $\overline{v^2}$ este viteza pătratică medie (moleculele nu au aceeaşi viteză).

Energia termică depinde exclusiv de temperatură. Pentru gazul ideal monoatomic, există relaţia: $\boxed{\varepsilon_T = \dfrac{3}{2}kT}$, unde $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}\ J/K$ se numeşte constanta lui Boltzmann.

Se obţine $\overline{v^2} = \dfrac{3kT}{m_0}$. Dar masa totală de gaz fiind $m = N \cdot m_0$ şi $\upsilon = \dfrac{N}{N_A} = \dfrac{m}{\mu}$, rezultă $m_0 = \dfrac{m}{N} = \dfrac{\mu}{N_A}$ şi deci $\overline{v^2} = \dfrac{3kN_AT}{\mu}$. Produsul constant $\boxed{k \cdot N_A = R}$ reprezintă constanta universală a gazelor. Se obţine astfel relaţia $\overline{v^2} = \dfrac{3RT}{\mu}$.

Definim viteza termică a moleculelor gazului $\boxed{v_T = \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\dfrac{3kT}{m_0}} = \sqrt{\dfrac{3RT}{\mu}}}$.

Se poate obţine şi expresia energiei interne:

$U = N \cdot \dfrac{3}{2}kT = \dfrac{3}{2}\upsilon \cdot N_A kT$, de unde rezultă **ecuaţia calorică de stare**: $\boxed{U = \dfrac{3}{2}\upsilon RT}$.

De asemenea, din ecuaţia termică de stare $pV = \upsilon RT$, înlocuind $R = k \cdot N_A$ şi $\upsilon = \dfrac{N}{N_A}$, se obţine $pV = NkT$ şi cum $n = \dfrac{N}{V}$, rezultă forma primară a ecuaţiei termice de stare $\boxed{p = nkT}$ şi respectiv **formula fundamentală a teoriei cinetico-moleculare:** $\boxed{p = \dfrac{2}{3}n\varepsilon_T}$

Mai general, pentru gaze moleculare, energia cinetică medie a unei molecule este $\boxed{\varepsilon_T = \frac{i}{2}kT}$, unde *i* se numeşte *numărul de grade de libertate*.

Astfel, pentru:
- gazul monoatomic $i = 3$
- gazul biatomic $i = 5$
- gazul poliatomic $i = 6$.

Ecuaţia calorică de stare se scrie aşadar mai general: $\boxed{U = \frac{i}{2}\upsilon RT}$.

2.2.3. CĂLDURA

Căldura schimbată de un sistem termodinamic într-o transformare cu mediul exterior se defineşte astfel: $\boxed{Q = \Delta U + L}$, unde $[Q]_{SI} = J$.

Convenţie de semn:
- Dacă $Q>0$, sistemul primeşte căldură (Q_p)
- Dacă $Q<0$,sistemul cedează căldură (Q_c).

O transformare în care sistemul nu schimbă căldură cu mediul exterior ($Q=0$) se numeşte transformare adiabatică.

2.2.4. PRINCIPIUL I AL TERMODINAMICII

Enunţ: În orice transformare, variaţia energiei interne a unui sistem nu depinde de stările intermediare prin care trece sistemul, ci doar de starea iniţială şi starea finală.

Concluzie: ΔU nu depinde de tipul transformării.

Relaţia $\boxed{Q = \Delta U + L}$ se numeşte ecuaţia principiului I al termodinamicii.

Consecinţe:

1. Pentru o transformare adiabatică ($Q = 0$):

rezultă $\Delta U+L=0$, sau $L= U_i-U_f$. Deci sistemul poate efectua lucru mecanic fără să primească căldură pe baza energiei sale interne.

2. Pentru o transformare ciclică:

Starea iniţială şi cea finală coincid, deci $\Delta U=0$. Rezultă $Q=L$. Apar situaţiile:

a) $Q>0$, $L>0$ – sistemul primeşte căldură şi efectuează lucru mecanic (maşina termică);
b) $Q<0$, $L<0$ – asupra sistemului se efectuează lucru mecanic din exterior şi acesta cedează căldură (maşina termică inversă – frigiderul);
c) $Q=0$, $L=0$ – sistemul nu poate efectua lucru mecanic în mod ciclic, la nesfârşit, fără să primească căldură din exterior. Un sistem care ar putea face acest lucru se numeşte *perpetuum mobile de speţa I*.

Concluzie: Principiul I arată că nu se poate construi un perpetuum mobile de speţa I.

2.2.5. COEFICIENŢI CALORICI

Notăm: Q = căldura schimbată de un sistem cu mediul exterior
m = masa sistemului
υ = numărul de moli ai sistemului
ΔT = variaţia temperaturii

I. Capacitatea calorică $\boxed{C = \frac{Q}{\Delta T}}$, $[C]_{SI} = \frac{J}{K}$

II. Căldura specifică $\boxed{c = \frac{Q}{m \cdot \Delta T}}$, $[c]_{SI} = \frac{J}{kg \cdot K}$

Căldura specifică depinde de substanţă. Pentru apă, *c = 4180 J/kgK*. De aici se defineşte caloria: *1 cal = 4,18 J.*

Pentru gaze, căldura specifică depinde de transformarea în care se face schimbul de căldură. Astfel, notăm:

c_V = căldura specifică izocoră (la volum constant)

c_p = căldura specifică izobară (la presiune constantă).

III. <u>Căldura molară</u> $\boxed{C = \frac{Q}{\upsilon \cdot \Delta T}}$, $[C]_{SI} = \frac{J}{mol \cdot K}$

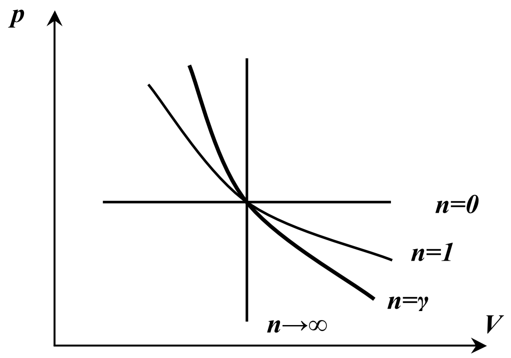
Se notează de asemenea: C_V = căldura molară izocoră (la volum constant)

C_p = căldura molară izobară (la presiune constantă).

Pentru gazul ideal acestea depind de numărul de grade de libertate: $C_V = \frac{i}{2}R$, $C_P = \frac{i+2}{2}R$

	Gaz monoatomic (i=3)	Gaz biatomic (i=5)	Gaz poliatomic (i=6)
C_V	$\frac{3}{2}R$	$\frac{5}{2}R$	$3R$
C_p	$\frac{5}{2}R$	$\frac{7}{2}R$	$4R$
$\gamma = \frac{C_p}{C_V}$	$\frac{5}{3}$	$\frac{7}{5}$	$\frac{4}{3}$

Raportul $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ se numeşte exponentul adiabatic.



Se demonstrează că ecuaţia unei transformări adiabatice se poate scrie sub forma: $\boxed{p \cdot V^{\gamma} = ct.}$. Ea reprezintă, ca şi cele trei transformări simple ale gazelor, un caz particular al „*transformării politrope*" $\boxed{p \cdot V^{n} = ct.}$. Astfel, pentru:

n=0 – transformare izobară
n=1 – transformare izotermă
n=γ – transformare adiabatică
n→∞ – transformare izocoră

2.2.6. CĂLDURA, VARIAŢIA ENERGIEI INTERNE ŞI LUCRUL MECANIC ÎN TRANSFORMĂRILE SIMPLE

TRANSFORMAREA	DEFINIŢIE	LEGE	***Q***	ΔU	***L***
Izocoră	*V = ct.*	$\frac{p}{T} = ct.$	$\upsilon C_V \Delta T$	$\upsilon C_V \Delta T$	*0*
Izobară	*p = ct.*	$\frac{V}{T} = ct.$	$v C_p \Delta T$	$\upsilon C_V \Delta T$	$p\Delta V$ sau $\upsilon R \Delta T$
Izotermă	*T = ct.*	$p \cdot V = ct.$	$\upsilon RT \ln \frac{V_f}{V_i}$	*0*	$\upsilon RT \ln \frac{V_f}{V_i}$
Adiabatică	*Q = 0*	$p \cdot V^{\gamma} = ct.$	*0*	$\upsilon C_V \Delta T$	$-\upsilon C_V \Delta T$

<u>Obs.</u> Din relaţia $Q = \Delta U + L$ pentru o transformare izobară, obţinem

$\boxed{C_p - C_V = R}$ – relaţia Robert - Mayer.

2.2.7. PRINCIPIUL II AL TERMODINAMICII

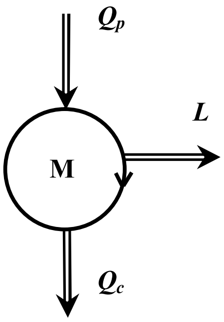
Principiul I arată că într-o transformare ciclică $\Delta U=0$ şi deci $Q=L$. Dacă $Q>0$, $L>0$ – sistemul primeşte căldură şi efectuează lucru mecanic (maşina termică). Se pune întrebarea: este posibil ca o maşină termică să transforme integral căldura primită în lucru mecanic? Experienţa a arătat că nu. O formulare aproximativă a principiului II este legată de acest răspuns:

<u>Enunţ</u>: Într-o transformare ciclică, un sistem termodinamic nu poate transforma integral căldura primită în lucru mecanic.

Întotdeauna există pierderi, adică o căldură cedată. Căldura Q care apare în principiul I este de fapt o sumă între o căldură primită şi o căldură cedată:

$Q = Q_p+Q_c$ şi, deoarece $Q_c<0$, $Q = Q_p - |Q_c|$. Rezultă deci că $L = Q_p - |Q_c|$.

Schematic, maşina termică funcţionează astfel:



Randamentul maşinilor termice

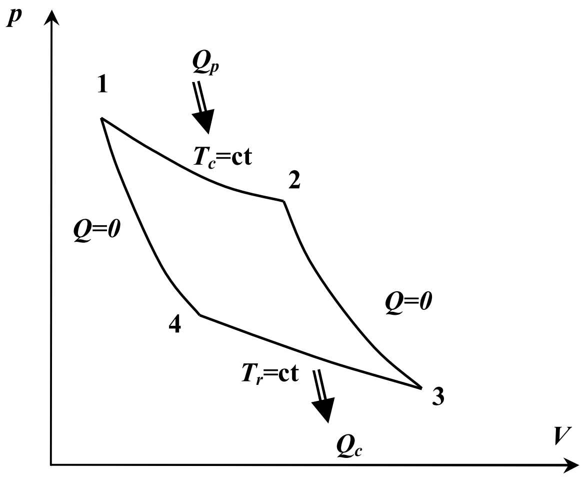
Prin definiţie, $\boxed{\eta = \frac{L}{Q_p}}$. Rezultă $\eta = \frac{Q_p - |Q_c|}{Q_p} = 1 - \frac{|Q_c|}{Q_p}$. Din principiul al II-lea, deoarece $Q_c \neq 0$ întotdeauna, rezultă că pentru orice maşină termică $\eta < 1$ sau $\eta < 100\%$.

Concluzie: Principiul II ne arată că nu se poate construi o maşină termică care să transforme integral căldura primită în lucru mecanic, adică să aibă randamentul de 100%. O maşină care ar putea face acest lucru se numeşte *perpetuum mobile de speţa a II-a*.

2.2.8. MOTOARE TERMICE

I. Ciclul Carnot

Ciclul Carnot este ciclul unui motor ideal cu valoare teoretică, el neputând fi realizat practic. Este format din două transformări izoterme şi două adiabatice:



1-2 şi 3-4 – izoterme

2-3 şi 4-1 – adiabatice

Randamentul se calculează astfel:

$\eta = 1 - \frac{|Q_c|}{Q_p}$, unde $Q_p = \upsilon R T_c \ln\frac{V_2}{V_1}$, iar $Q_c = \upsilon R T_r \ln\frac{V_4}{V_3}$, de unde $|Q_c| = \upsilon R T_r \ln\frac{V_3}{V_4}$.

Din legea transformării adiabatice $pV^\gamma = ct.$, cum $\frac{pV}{T} = ct.$, rezultă $TV^{\gamma-1} = ct.$

Scriind ecuaţia pentru cele două transformări adiabatice, obţinem: $T_2V_2^{\gamma-1} = T_3V_3^{\gamma-1}$, respectiv $T_4V_4^{\gamma-1} = T_1V_1^{\gamma-1}$, unde $T_1 = T_2 = T_c$, adică temperatura „sursei calde”, iar $T_3 = T_4 = T_r$ este temperatura „sursei reci”.

Se obţin relaţiile:

$\left.\begin{aligned} T_cV_2^{\gamma-1} &= T_rV_3^{\gamma-1} \\ T_cV_1^{\gamma-1} &= T_rV_4^{\gamma-1} \end{aligned}\right\} \Rightarrow \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$. Înlocuind în formulele căldurilor, obţinem expresia randamentului ciclului Carnot: $\boxed{\eta_C = 1 - \frac{T_r}{T_c}}$.

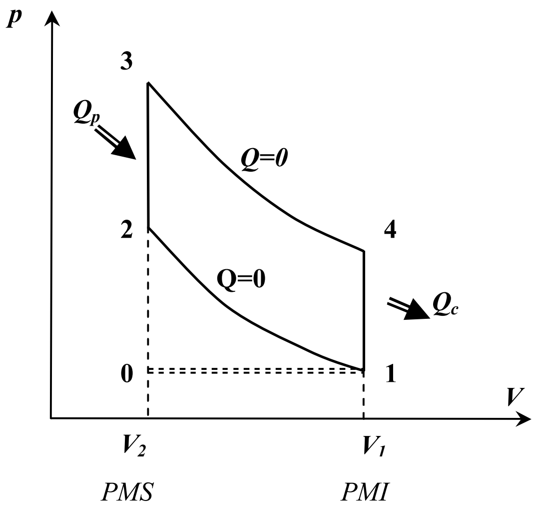
II. Motorul Otto

Este un motor:
- cu ardere internă
- în patru timpi
- cu aprindere prin scânteie
- cu benzină

Ciclul motorului Otto este format din două transformări adiabatice şi două transformări izocore:

1-2 şi 3-4 – adiabatice

2-3 şi 4-1 – izocore



Căldurile schimbate pe ciclu sunt $Q_p = \upsilon C_V(T_3 - T_2)$ şi $|Q_c| = \upsilon C_V(T_4 - T_1)$.

Scriind ecuaţiile celor două transformări adiabatice şi făcând înlocuirile de rigoare, se poate determina formula randamentului.

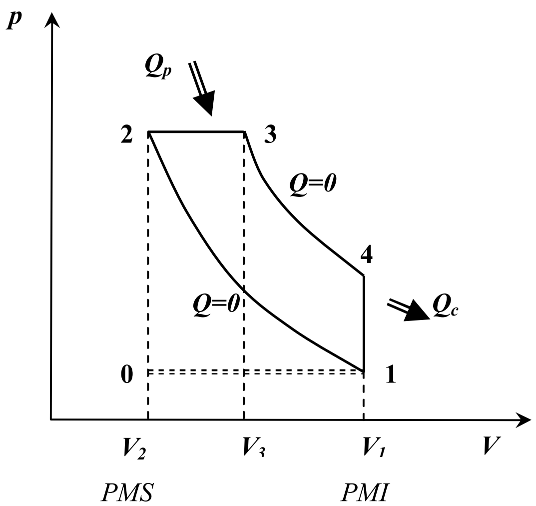
$\boxed{\eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\gamma-1}}}$, unde $\varepsilon = \frac{V_1}{V_2}$ se numeşte raportul de compresie.

Timpii motorului sunt:
1. Admisia (transformarea 0-1)
2. Compresia (transformarea 1-2)
3. Aprinderea şi detenta (transf. 2-3 şi 3-4)
4. Evacuarea (transf. 4-1 şi 1-0)

Fiecare timp corespunde unei mişcări între cele două volume extreme numite punct mort superior *PMS*, respectiv punct mort inferior *PMI*.

III. Motorul Diesel

Este un motor:
- cu ardere internă
- în patru timpi
- cu aprindere prin compresie
- cu motorină



Ciclul motorului Diesel este format din două transformări adiabatice, o transformare izobară şi una izocoră:

1-2 şi 3-4 – adiabatice

2-3 – izobară

4-1 – izocoră

Făcând calcule asemănătoare, se obţine formula randamentului:

$\boxed{\eta = 1 - \frac{\rho^{\gamma} - 1}{\gamma\varepsilon^{\gamma-1}(\rho - 1)}}$, unde se definesc rapoartele de compresie

$$\varepsilon = \frac{V_1}{V_2} \text{ şi } \rho = \frac{V_3}{V_2}.$$

3. CURENTUL CONTINUU

3.1. MĂRIMI SPECIFICE CURENTULUI ELECTRIC

I. Intensitatea curentului electric

Reprezintă cantitatea de sarcină ce străbate un conductor în unitatea de timp:

$\boxed{I = \frac{\Delta q}{\Delta t}}$, unde $[I]_{SI} = A(amper)$ $\quad 1A = 1\frac{C}{s}$

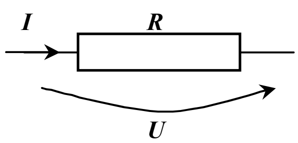
Pentru conductoare metalice, $\Delta q = N \cdot e$, unde N este numărul de electroni care trec prin conductor în timpul Δt, iar $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19} C$.

II. Tensiunea electrică

Reprezintă lucrul mecanic efectuat pentru a deplasa sarcina q printr-o porţiune de circuit: $\boxed{U = \frac{L}{q}}$, unde $[U]_{SI} = V(volt)$. Pentru un circuit simplu format dintr-o sursă şi un consumator, se defineşte tensiunea electromotoare a sursei $\boxed{E = U + u}$, unde U este tensiunea pe circuitul exterior, iar u este tensiunea pe rezistenţa internă a sursei.

III. Rezistenţa electrică

Reprezintă proprietatea unui corp de a se opune trecerii curentului electric. Se defineşte prin



relaţia $\boxed{R = \frac{U}{I}}$, unde $[R]_{SI} = \Omega(ohm)$.

Pentru un conductor liniar, rezistenţa electrică este

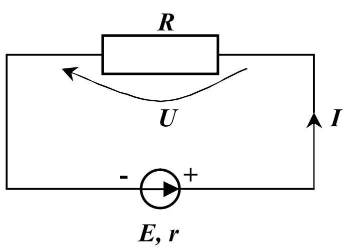
$\boxed{R = \rho\frac{l}{S}}$, unde l este lungimea conductorului, S este secţiunea acestuia, iar ρ este rezistivitatea acestuia, mărime care depinde de material. $[\rho]_{SI} = \Omega \cdot m$. Ea depinde de temperatură, în general, după relaţia: $\boxed{\rho = \rho_0(1 + \alpha \cdot t)}$, unde ρ_0 este rezistivitatea la 0°C, α este coeficientul de temperatură al rezistivităţii, iar t este temperatura în grade Celsius.

Dacă se neglijează efectul dilatării, se poate scrie o relaţie asemănătoare şi pentru rezistenţa electrică:

$\boxed{R \cong R_0(1 + \alpha \cdot t)}$

3.2. LEGILE CIRCUITELOR ELECTRICE

3.2.1. CIRCUITUL SIMPLU. LEGEA LUI OHM



- Pentru o porţiune de circuit: $\boxed{U = I \cdot R}$
- Pentru circuitul simplu:

$$\left.\begin{aligned} U &= I \cdot R \\ u &= I \cdot r \end{aligned}\right\} \Rightarrow \boxed{E = I(R + r)}$$

Apar două situaţii extreme:

- la mersul în gol, $R \to \infty$ şi deci $I_{gol} = 0$
- la scurtcircuit, $R=0$ şi deci $I_{sc} = \frac{E}{r} = \max$.

3.2.2. REŢEAUA ELECTRICĂ. LEGILE LUI KIRCHHOFF

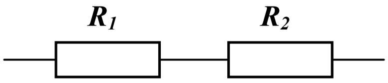
Reţeaua electrică este formată din:
- noduri
- ramuri
- ochiuri

Legea I: Suma intensităţilor curenţilor care intră într-un nod este egală cu suma intensităţilor curenţilor care ies din acel nod. Sau: $\boxed{\sum I_k = 0}$, unde se iau cu plus curenţii care intră şi cu minus curenţii care ies.

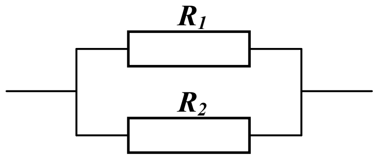
Legea II: Suma algebrică a t.e.m. E de pe un ochi este egală cu suma algebrică produselor $R \cdot I$ de pe acel ochi. Sau: $\boxed{\sum E_i = \sum R_j \cdot I_k}$, unde se alege un sens de parcurgere a ochiului, iar semnele lui E_i şi respectiv $R_j \cdot I_k$ se stabilesc în funcţie de modul în care sunt polarităţile surselor şi sensurile curenţilor faţă de sensul arbitrar ales.

Grupările rezistoarelor

a) În serie



b) În paralel



Rezistenţa echivalentă este dată de relaţiile:

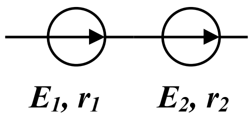
$\boxed{R_s = R_1 + R_2}$, respectiv $\boxed{\frac{1}{R_p} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}}$,

relaţii ce se pot deduce din legile lui Ohm şi Kirchhoff.

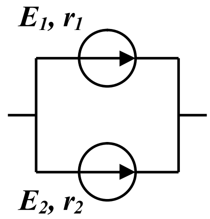
Pentru mai multe rezistoare, relaţiile se pot generaliza. Dacă sunt n rezistoare identice, egale cu R, $\boxed{R_s = n \cdot R}$ respectiv $\boxed{R_p = \frac{R}{n}}$

Grupările generatoarelor

a) În serie



b) În paralel



Se pot demonstra relaţiile:

$\boxed{E_s = E_1 + E_2}$; $\boxed{r_s = r_1 + r_2}$ $\boxed{E_p = \frac{\frac{E_1}{r_1} + \frac{E_2}{r_2}}{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}}}$; $\boxed{\frac{1}{r_p} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}}$

La fel, pentru mai multe generatoare, relaţiile se pot generaliza. Iar dacă sunt n generatoare identice, $\begin{cases} E_s = n \cdot E \\ r_s = n \cdot r \end{cases}$, respectiv $\begin{cases} E_p = E \\ r_p = \dfrac{r}{n} \end{cases}$

3.2.3. ENERGIA ELECTRICĂ. LEGEA LUI JOULE. PUTEREA ELECTRICĂ

Pentru orice consumator, se defineşte:

Energia electrică - pentru orice consumator, se defineşte: $\boxed{W = U \cdot I \cdot \Delta t}$, cu $[W]_{SI} = J$, unde U este tensiunea aplicată consumatorului, I este intensitatea curentului care trece prin acesta, iar Δt este timpul de funcţionare.

Pentru un rezistor, din legea lui Ohm, $U = I \cdot R$, se pot obţine şi alte formule ale energiei: $\boxed{W = R \cdot I^2 \cdot \Delta t}$ sau $\boxed{W = \frac{U^2}{R} \cdot \Delta t}$.

Această energie, pentru un conductor, se transformă în căldură, iar expresia acesteia este cunoscută sub numele de *legea lui Joule*: $\boxed{Q = R \cdot I^2 \cdot \Delta t}$.

Puterea electrică se defineşte ca energia degajată în unitatea de timp:

$\boxed{P = \frac{W}{\Delta t} = U \cdot I}$, unde $[P]_{SI} = W(watt)$.

Pentru un consumator rezistiv, se pot obţine formulele echivalente: $\boxed{P = R \cdot I^2}$, sau $\boxed{P = \frac{U^2}{R}}$.

Din relaţia $W = P \cdot \Delta t$, dacă exprimăm puterea în kW şi timpul în ore, obţinem unitatea de măsură folosită în practică pentru energie, *kWh*, unde $1kWh = 3{,}6 \cdot 10^6 J$.

<u>Puterea maximă</u> absorbită de la sursă pentru un circuit simplu se poate calcula astfel:

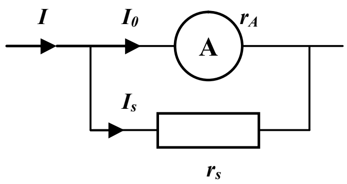
Puterea pe rezistenţa exterioară este dependentă de valoarea acesteia: $P(R) = R \cdot I^2 = R \cdot \frac{E^2}{(R+r)^2}$. Derivând relaţia şi studiind monotonia acestei funcţii, se obţine că puterea maximă este $\boxed{P_{max} = \frac{E^2}{4r}}$, pentru $R = r$.

<u>Randamentul circuitului simplu</u> se defineşte astfel: $\boxed{\eta = \frac{P_{ext}}{P_{total}}}$, unde $P_{ext} = R \cdot I^2$, iar $P_{total} = (R+r) \cdot I^2$. Se obţine $\boxed{\eta = \frac{R}{R+r}}$.

3.3. MĂSURĂRI ELECTRICE

I. <u>Ampermetrul. Şuntul ampermetrului</u>

Ampermetrul:
- măsoară intensitatea curentului electric;
- se montează în serie în circuit;
- are rezistenţa internă r_A foarte mică.



Şuntul ampermetrului este o rezistenţă suplimentară care se montează în paralel cu ampermetrul pentru a extinde intervalul de măsurare al acestuia.

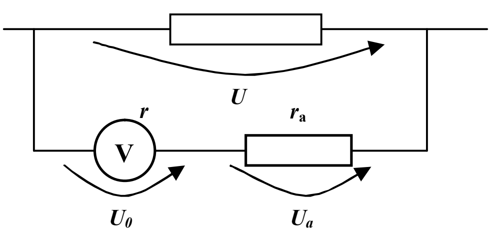
Dacă I_0 este intensitatea maximă pe care o poate măsura ampermetrul şi I este intensitatea maximă (extinsă) pe care vrem să o măsurăm, unde $I = n \cdot I_0$, atunci se poate deduce, cu ajutorul figurii alăturate, că rezistenţa şuntului trebuie să aibă valoarea:

$\boxed{r_s = \frac{r_A}{n-1}}$, unde n este extinderea intervalului de măsurare.

II. <u>Voltmetrul. Rezistenţa adiţională a voltmetrului</u>

Voltmetrul:
- măsoară tensiunea electrică;
- se montează în paralel cu porţiunea de circuit pe care măsurăm tensiunea;
- are rezistenţa internă r_V foarte mare.

Rezistenţa adiţională a voltmetrului este o rezistenţă suplimentară care se montează în serie cu voltmetrul pentru a extinde intervalul de măsurare al acestuia.



Dacă U_0 este tensiunea maximă pe care o poate măsura voltmetrul şi U este tensiunea maximă (extinsă) pe care vrem să o măsurăm, unde $U = n \cdot U_0$, atunci se poate deduce, cu ajutorul figurii alăturate, că rezistenţa adiţională trebuie să aibă valoarea:

$\boxed{r_a = r_V \cdot (n-1)}$, unde n este extinderea intervalului de măsurare.

CUPRINS