1.) Kako opišemo hitrostno polje v tekočini? Kdaj je tok laminaren, stacionaren ali turbulenten? Kako izračunamo pretok skozi dano ploskev, če je znano hitrostno polje? Kaj veste o kontinuitetni enačbi?

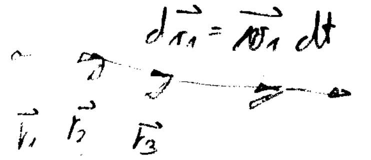
Pri poskusu opazujemo tok vode med dvema vzporednima steklenima ploščama. V vodo dovajamo po tankih cevkah na začetku tokovnega kanala črnilo, ki obarva vodo tako, da se vidijo tokovnice.

V skladu s tem poskusom, opišemo gibanje tekočine tako, da podamo hitrost kot funkcijo časa in kraja:
$\vec{v} = \vec{v}(\vec{r}, t)$ S tem opišemo <u>hitrostno polje</u>.

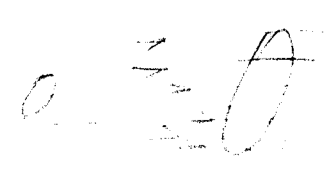
Premik delca na mestu $\vec{r}$ v času dt je potem:

$$d\vec{r} = \vec{v}(\vec{r}, t)\, dt$$

Če narišemo množico teh diferencialno majhnih premikov in jih zaporedoma povežemo dobimo tokovnico. Z njimi tokovnic opišemo tokovno cev.



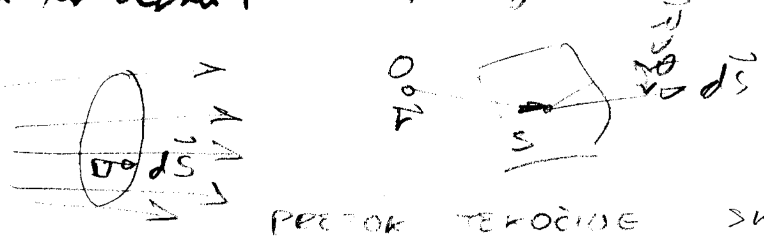
SLIKA TOKOVNICE – PREMIK DELCEV VZDOLŽ TOK.



SLIKA TOKOVNIC IN TOKOVNE CEVI

Pri <u>stacionarnem toku</u> se hitrost s časom ne spreminja. Pri njem je hitrost na posebej izbranem mestu od časa neodvisna. Od časa pa je neodvisna tudi tokovna cev. Zato je stacionaren tok $\vec{v} = \vec{v}(\vec{r})$. Na posebej izbranem mestu $\vec{r}$ v stacionarnem toku sta neodvisna od časa tako velikost hitrosti $|\vec{v}|$, kakor tudi njena smer, ki je opredeljena z vektorjem $\vec{v}/|\vec{v}|$.

skozi izbrani element površine prispeva samo komponenta hitrosti, ki je pravokotna na površino in ima velikost $v \cos\theta$. Zato preteče skozi element v enoti časa tekočina, ki zapolnjuje volumen.



PRETOK TEKOČINE SKOZI ELEMENT POVRŠINE

$$dV = v \cos\theta \, dt \, dS$$

Ko delimo ta volumen z dt dobimo volumski pretok skozi izbrani element $d\Phi_v = v \cos\theta \, dS$, ki mu ustreza masni pretok $d\Phi_m = \rho v \cos\theta \, dS$, iz definicije orientiranega elementa površine izhaja: $v \cos\theta \, dS = \vec{v} \cdot d\vec{S}$ in je zato

$d\Phi_v = \vec{v} \cdot d\vec{S}$, $d\Phi_m = \rho \vec{v} \, d\vec{S}$

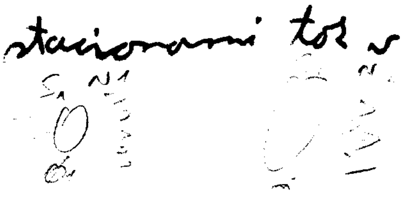
Z integracijo pretoka po izbrani ploskvi S, dobimo ras. volumski in masni pretok skozi izbrano ploskev S:

$$\Phi_v = \iint_S \vec{v} \cdot d\vec{S} \quad \text{volumski pretok}$$

$$\Phi_m = \iint_S \rho \vec{v} \cdot d\vec{S} \quad \text{masni pretok.}$$

Kadar je tekočina nestisljiva, je ρ konstanta in $\Phi_m = \rho \Phi_v$.

Opazujemo stacionarni tok v tokovni cevi s spremenljivim presekom.



Na preseku S_1 vstopi tok Φ_{m1} na preseku S_2 pa izteka iz tokovne cevi tok Φ_{m2}. Če v tokovni cevi ni izvorov ali ponorov, in če tekočina ni stisljiva, mora toliko mase kot je priteče tudi odteči, ker preko bokov ~~...~~ cevi masa ne odteka. Zato velja masna enakost masnih pretokov $\Phi_{m1} = \Phi_{m2}$.

Iz enačbi pravimo <u>kontinuitetna enačba za stacionarni</u> tok. Za nestisljive tekočine je $\Phi_{m1} = \Phi_{v1} S = \Phi_{m2} = \Phi_{v2} S$ od koder dobimo enakost volumskih pretokov $\Phi_{v1} = \Phi_{v2}$. Če je hitrost hitrost konstantna na po preseku in povsod pravokotna nanj $\theta = 0$ velja $\iint_S v\,dS = vS$. Zato velja $v_1 S_1 = v_2 S_2$. Pri konstantnem pretoku je torej hitrost tem večja čim manjši je presek tokovne cevi. $v_2 = \frac{S_1 v_1}{S_2}$.

Pri turbolentnih tokovih pa moramo upoštevati povprečno hitrost.

2.) Kako je definirana sprememba entropije pri reverzibilnem procesu in kako jo določimo za ireverzibilne procese? Izpeljite izraz za spremembo entropije pri reverzibilnem segrevanju vode od tališča do vrelišča.

<u>Sprememba entropije pri reverzibilnem procesu</u>: ● Dejstvo da je kvocient Q/T pri reverzibilnem prehodu po izotermi iz ene adiabate na drugo neodvisen od temperature izotermnega prehoda, lahko uporabimo za karakterizacijo adiabat podobno, kakor uporabimo temperaturo in tlak za karakterizacijo izoterm in izobar. Če dovedemo sistemu malo toplote dQ na reverzibilni način pri temperaturi T, se stanje sistema premakne do bližnje adiabate. Čim večji je kvocient dQ/T, tem bolj je končna adiabata odmaknjena od začetne. Za povratno adiabatno spremembo pa je $dQ/T = 0$ in stanje sistema ostane na isti adiabati. Izberemo neko adiabato kot referenco za karakterizacijo preostalih in si zamislimo, da reverzibilno dovedemo snovi toploto dQ pri absolutni temperaturi T. S spremenljivko $dS = dQ/T$ opišemo na [illegible]

posamezni deli
Če so/ sistema v različnih ravnovesnih stanjih. Izračunamo entropijo za vsak del posebej in jo nato seštejemo.
Pri sistemu, ki se začne in konča v istem termodinamičnem stanju, adiabata entropija na začetku enaka kot na koncu. Zato je sprememba entropije enaka 0.

$\Delta S = 0$.

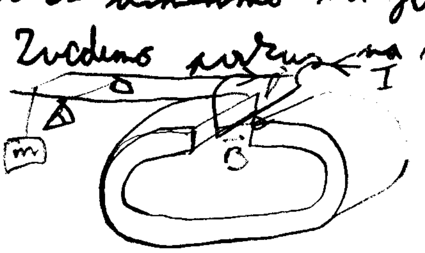
Proces v izoliranem sistemu obravnavamo tako, da se ne oziramo na tiste dele, pri katerih se zgodi končna sprememba. Zato sklepamo, da je sprememba entropije izoliranega sistema vedno pozitivna ali kvečjemu enaka nič. $\Delta S \geq 0$. Enakost velja če je sistem reverzibilen, neenakost pa če je ireverzibilen. To velja imenujemo drugi zakon termodinamike.

Sprememba entropije pri reverzibilnem segrevanju vode od tališča do vrelišča: $T_1 = 273\,K$ $T_2 = 373\,K$

$$\Delta S = \int_{1\to 2} \frac{dQ}{T} = \int_{1\to 2} \frac{m c_p\, dT}{T} = m c_p \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right)$$

3.) Kako sta definirani magnetna poljska gostota in pretok magnetnega polja skozi dano ploskev? Enoti? Kolikšen je pretok magnetnega polja skozi zaključeno ploskev? Izpeljite izraz za induktivnost tuljave.

Za glavni demonstracijski pripomoček smo izbrali magnetno iglo kompasa, ki se ob prisotnosti magnetnega polja postavi v različnih točkah prostora na splošno različno. S to opredelimo smer vektorja magnetne poljske gostote $\vec{B}$. Ta vektor usmerimo od južnega konca k severnemu koncu igle $S \to N$.
Zvedemo poskus na način tokovodnik v magnetnem polju.



Tako vidimo, ki so silnice električnega toka tudi sklenjene, da so magnetne smernice sklenjene. To je bistvena razlika glede na električno polje, pri katerem silnice izvirajo na pozitivnem in ponirajo na negativnem ~~polju~~ naboju. Ker so smernice pri magnetnem polju sklenjene sklepamo, da ni magnetnih nabojev. To značilnost izrazimo z zakonom, ki pravi, da je v statičnem primeru magnetni pretok skozi sklenjeno ploskev O enak nič

$$\Phi_m = \oint_O \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$$

To pomeni, da toliko smernic, kolikor jih skozi vstopa, tudi iz nje izstopi.

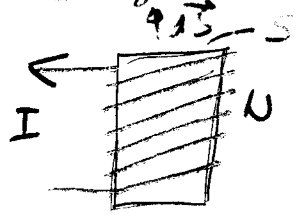
Induktivnost tuljave

Magnetni pretok skozi en ovoj tuljave

$$\Phi_{m1} = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

~~Ker~~ Normala $\vec{n}$ na prečni prerez tuljave ima enako smer kot vektor $\vec{B}$ in ker je $\vec{B}$ v prerezu tuljave približno konstanten sledi: $\Phi_{m1} = \vec{B} \cdot \vec{S} = \vec{B}\vec{n}S = BS$.

- Magnetno polje povzroča tok, ki teče čez tuljavo



$$B = \mu_0 \mu \frac{NI}{l}$$

– število ovojev

dolžina tuljave

permeabilnost za vakuum

permeabilnost snovi

$$\Phi_{m1} = \mu\mu_0 \frac{NI}{l} S$$ Magnetni pretok skozi 1 ovoj

$$\Phi_m = N\Phi_{m1} = \mu\mu_0 \frac{N^2 I}{l} S$$ — " — skozi N ovojev

V ta izraz vpeljemo parameter INDUKTIVNOST TULJAVE

Enota HENRY $[L] = \frac{Vs}{A} = H$

$$L = \mu\mu_0 \frac{N^2 S}{l}$$

Zgoščine se pogosto dogajajo tako hitro, da temperatura v območju motnje ni konstantna. Prilagajanje snovi na tlak moramo tedaj opisati z adiabatno stisljivostjo. Za idealni plin, je adiabatna stisljivost:

$$\chi_a = \frac{1}{\kappa p}$$

Pri tem je κ adiabatna konstanta, ki je za zrak enaka 1,4. Adiabatno stisljivost, ki jo moramo upoštevati pri računanju hitrosti širjenja zvočnih motenj zgoščin, se le-tej za faktor $1/\kappa$ razlikuje od izotermne stisljivosti. Hitrost širjenja $c = \sqrt{\frac{\kappa p}{\rho}}$

je zato večja, kakor v izotermnem ~~idealnem~~ primeru. Ko upoštevamo splošni plinski zakon, dobimo

$$c = \sqrt{\frac{\kappa R T}{M}}$$

Zvočna motnja [illegible]. Hitrost širjenja zvoka v plinu je odvisna od temperature in molekulske mase. Pri temperaturi 25°C je hitrost zvoka v zraku $c \approx 333\,\mathrm{m\,s^{-1}}$.

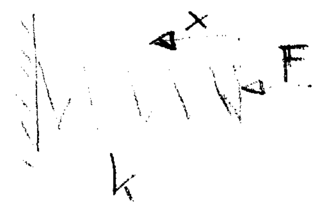
5) Razložite pojem konzervativne sile in potencialne energije. Definicija mehanske energije in zakon o njeni ohranitvi. Naštej vse tri potencialne energije in zapišite zanje ustrezne enačbe.

Izračunajmo delo, ki ga opravi sila prožne vijačne vzmeti $F = -kx$ pri premočrtnem premiku mase od točke s koordinato x_1 do točke s koordinat x_2

$$A = \int_{x_1}^{x_2} kx\,dx = -\frac{1}{2}kx^2\Big|_{x_1}^{x_2} = \frac{1}{2}k(x_2^2 - x_1^2).$$

Potencialna energija vijačne vzmeti

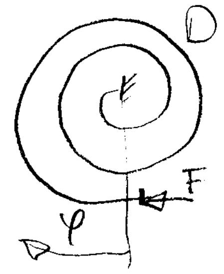
$W_p = \frac{1}{2} k x^2$



$x = [m]$
$k = [N/m]$

Potencialna energija spiralne vzmeti

$W_p = \frac{1}{2} D \varphi^2$



$\varphi = [rad]$
$D = [Nm/rad]$

Potencialna energija na površju zemlje

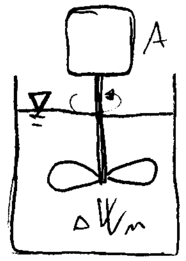
$W_p = m g z$

z – je višina na kateri se naša masa nahaja [m]
$g = [m/s^2]$ – zemeljski pospešek
$m = [kg]$ – masa

• Višinsko ničlo kjer je potencialna energija = 0 lahko poljubno izberemo

6.) Zapiši prvi zakon termodinamike in pojasni pomen količin, ki v njem nastopajo. Od česa je odvisna notranja energija idealnih plinov. Izpelji izraz za razliko specifičnih toplot idealnega plina.

Izvedemo poskus za določitev mehanskega ekvivalenta toplote.



Pri poskusu merimo moč motorja, ki meša tekočino določen čas, med tem pa merimo spremembo temperature. Pri mešanju opazimo

Za majhno temperaturno spremembo ΔT je dovedena toplota Q približno sorazmerna ΔT, zato zapišemo povezavo med njima v obliki produkta $Q = C \Delta T$. Parameter C imenujemo toplotna kapaciteta snovi ali sistema. Če vemo koliko toplote je potrebno za 1 kg snovi. ~~in dajemo količino je sprememba pri dragi snovi~~ Za isto spremembo pri k kratni masi je potrebna k krat večja toplota. Ker je toplota sorazmerna masi velja to tudi za toplotno kapaciteto. V skladu s tem opišemo zvezo med razliko temperature in toploto kar z enačbo

$$Q = c\, m\, \Delta T$$

Parameter c imenujemo SPECIFIČNA TOPLOTA snovi. Dejansko je dovedena toplota, ki povzroča določeno spremembo temperature, samo približno sorazmerna spremembi temperature, specifična toplota je odvisna od temperature. ~~iz~~ Specifična toplota je odvisna tudi od tega pod kakšnimi pogoji poteka segrevanje. Običajno navajamo specifično toploto pri stalnem tlaku ali stalnem volumnu in zapišemo:

$$Q = c_p\, m\, \Delta T \qquad p = \text{konst}$$
$$Q = c_v\, m\, \Delta T \qquad V = \text{konst}$$

Pri trdnih snoveh ni bistvena razlika med c_p in c_v.

Kako opišemo vpliv prisotnosti snovi na magnetno polje? Lastnosti diamagnetnih, paramagnetnih in feromagnetnih snovi. Kaj veš o histerezni zanki železa.

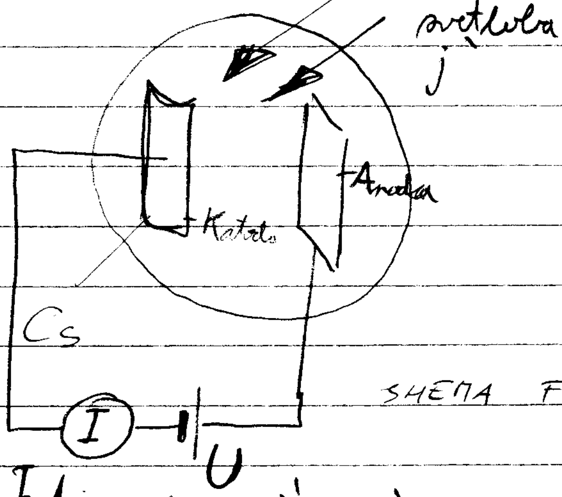
Če je košček na občutljivi tehtnici ali obešen na nitko, lahko opazimo, da feromagnetna snov sili v področje močnejšega magnetnega polja. Tudi paramagnetne

LASTNOSTI PARAMAGNETNIH, DIAMAGNETNIH IN FEROMAGNETNIH SNOVI

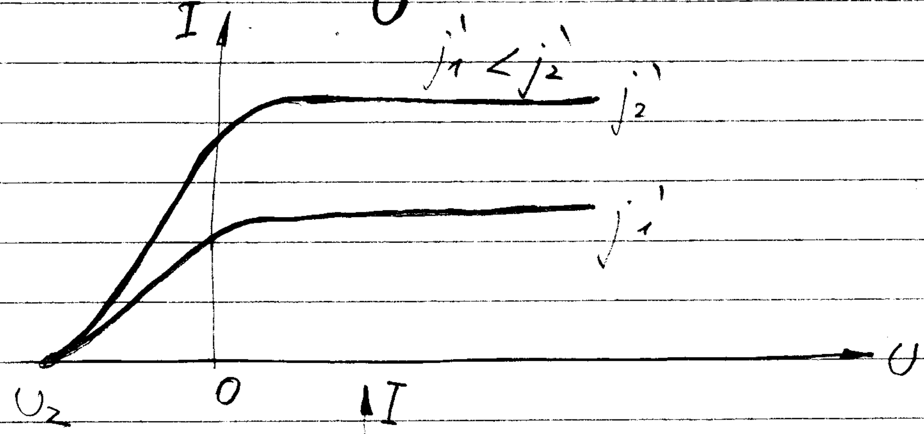
Paramagnetne snovi silijo v magnetno polje – permeabilnost imajo malo večjo od 1 (Cr, Pt, O_2).
Diamagnetne snovi silijo iz magnetnega polja – " – permeabilnost imajo malo manjšo od 1 (Bi, Sb, Au)
Feromagnetne snovi silijo v magnetno polje – permeabilnost pa je dosti večja od 1 (Fe, Ni).

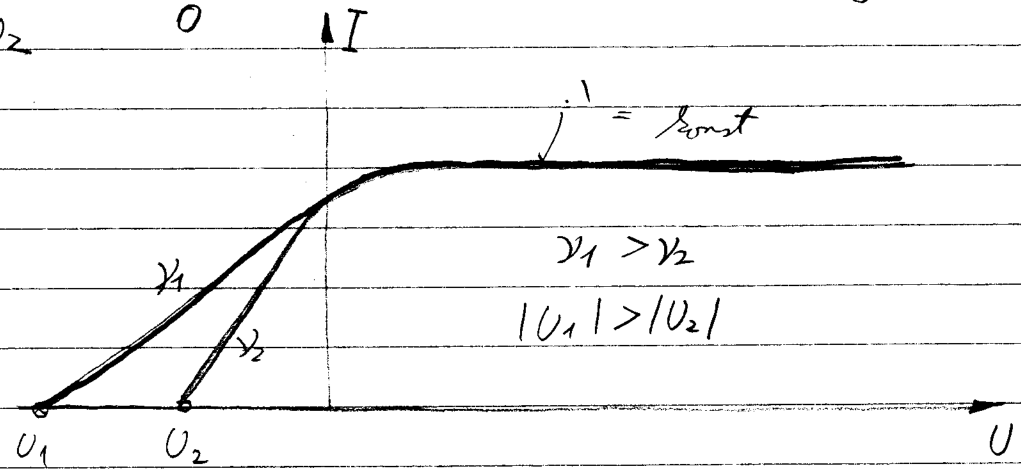
Pri diamagnetnih in paramagnetnih snoveh je permeabilnost skoraj konstantna, pri feromagnetnih snoveh pa je odvisna od magnetne poljske jakosti.
V poskusu z jedrom iz nekega železa (nenamagnetenega), ki ga je priključimo na omrežno izmenično napetost. Za napetost požene v tuljavi izmenični tok, ki povzroči v njej izmenično poljsko jakost. Na osciloskopu dobimo ~~krivuljo~~, ki jo imenujemo ~~krivulja~~ HISTEREZNA ZANKA. Ko se začne dvigati magnetna poljska jakost v tuljavi z nenamagnetenim mehkim železom, začne magnetna poljska gostota najprej naraščati, nato pa se dviganje skoraj ustavi, kar pomeni da smo dosegli magnetno nasičenje. Značilno pa je da potem, ko začne magnetna poljska jakost H padati, magnetna poljska gostota ne pada tako, kakor se je prej zviševala, temveč loči ~~ta~~ počasi. Zaradi tega se krivulji naraščanja in padanja B ne pokrivata. Ko pade H na nič, še vedno ostane v tuljavi nekaj magnetne poljske gostote Br. Povzroča jo samo železo, ki se sedaj obnaša kot permanent magnet. Magnetni poljski gostoti Br pravimo remanentna poljska jakost. Če H spremeni smer in še nadalje pada, pada tudi B in doseže vrednost nič pri neki vrednosti Hc, ki jo imenujemo koercitivna poljska jakost. Nato pa začne

je kovina pozitivno nabita, ker se izbiti elektroni vrnejo na kovino. Če uporabimo namesto ultravijoličnega vidno svetlobo, tedaj pri cinkovi elektrodi ne opazimo fotoefekta. Toda če zamenjamo elektrodo s cezijevo, lahko opazimo fotoefekt tudi pri vidni svetlobi. Zaradi tega uporabljamo cezijevo elektrodo za detektiranje svetlobe v FOTOCELICI.



SHEMA FOTOCELICE





upoštevati, da sprejemajo elektroni energijo od svetlobe diskretno. Zato privzamemo da sestavljajo svetlobo posebni delci, ki jih imenujemo ~~fotoni~~ FOTONI. Vsak foton svetlobe z določeno frekvenco ν nosi enak kvant energije, ki je enak $W = h\nu$.

Vendar fotoni niso taki, kot običajni makroskopski delci. Pri slednjih namreč ne opazimo interferenčnega pojava. ~~Poleg~~ Poleg tega pa fotoni niso zaradi diskretnosti oddajanja energije tudi niso valovi. Fotoni so hkrati podobni delcem in valovom. Fotoni so tipični objekti iz mikrosveta.

Če obravnavamo fotone kot delce, jim moramo pripisati svetlobno hitrost. Ker je energija fotona $W = h\nu$ omejena, mora biti v skladu s teorijo relativnosti mirovna masa fotona enaka nič, kar pomeni, da ni mirujočih fotonov. Na podlagi Einsteinove formule je masa fotona opredeljena z njegovo energijo

$$m = \frac{W}{c^2}$$

Gibalna količina fotona pa je $G = mc = \frac{W}{c} = \frac{h\nu}{c}$

Ker je valovna dolžina svetlobe s frekvenco ν enaka $\lambda = c/\nu$, dobimo za gibalno količino izraz $G = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} k$

Pri tem je $k = 2\pi/\lambda$ valovno število

Tako smo iz opazovanja fotoefekta in izraza za relativistično maso dobili dve enačbi, ki povezujeta energijo in gibalno količino fotona z njegovo frekvenco in valovno dolžino

$$\begin{matrix} W = h\nu \\ G = \frac{h}{\lambda} \end{matrix} \xrightarrow{\text{ko predelamo}} \begin{matrix} W = \frac{h}{2\pi}\omega \\ G = \frac{h}{2\pi}k \end{matrix}$$

To sta osnovni enačbi kvantne mehanike. Izpeljali smo jo samo za fotone, vendar se takoj ~~spra~~ vprašamo ali je narava res oblikovala samo svoto delcev iz mikrosveta s korpuskularno-valovnim značajem? Ali ni morda mogoče vsakega delca tudi materialnega, opisati kot val? V tem primeru ~~...~~ bi pričakovali da sta zapisani enačbi splošni, saj sta v njih energija in gibalna količina povezana s količinama opisujočima dinamiko materialnega delca

Z integriranjem od začetne do končne točke po izbrani poti C dobimo iz zadnje enakosti:
$$\int_0 \vec{F}(\vec{r})\,d\vec{r} = \frac{m}{2}\int_{v_1}^{v_2} d(v^2)$$

Z krivuljnim integralom
$$A = \int_C \vec{F}(\vec{r})\cdot d\vec{r}$$

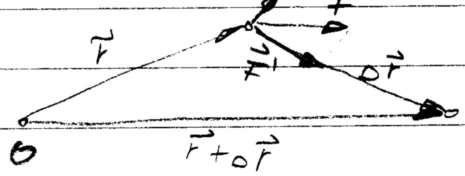
Vpeljemo novo ~~silo~~ spremenljivko, ki jo imenujemo delo sile po poti C od ~~začetka~~ začetne točke $\vec{r}_1$ do končne točke $\vec{r}_2$.
Integral na desni pa lahko takoj izračunamo:
$$\frac{m}{2}\int_{v_1}^{v_2} d(v^2) = \frac{m}{2}\left(v_2^{\,2} - v_1^{\,2}\right)$$

Spremenljivko $W_k = \frac{mv^2}{2}$ imenujemo kinetično energijo. Delo in energija imata isto enoto JOULE
$[Wm] = J$

Rešitev na začetku postavljene naloge zato izrazimo z zakonom $A = W_{k_2} - W_{k_1}$, ki pravi, da je delo sile po izbrani poti C od začetka do konca enaka razliki kinetične energije.

Zaradi krajšega pisanja pa vpeljemo oznake:
$$W_{k_2} - W_{k_1} = \Delta W$$
$$\int_C \vec{F}(\vec{r})\cdot d\vec{r} = \int_{r_1}^{r_2} \vec{F}(\vec{r})\,d\vec{r}$$

Pri tem načinu označevanja pa se moramo zavedati, da je delo na splošno odvisno od izbrane poti C, čeprav sta začetna in končna točka enaki.



Ponovno upoštevajmo element dela, ki je skalarni produkt sile $\vec{F}$ in premika $d\vec{r}$.
$$dA = \vec{F}\cdot d\vec{r} = F\cos\theta\,dr = F'\,dr$$

Sestavljeno gibanje - translacija + rotacija

$$dW_k = \vec{F} \cdot d\vec{r}_c + \vec{M}^* \cdot d\vec{\varphi}$$

$$W_k = \frac{1}{2} m v_c^2 + \frac{1}{2} J_\omega \omega^2$$

translacija rotacija

Zakon o ohranitvi mehanske energije

Silo, katere delo je odvisno samo od začetnega in končnega položaja, splošno imenujemo KONSERVATIVNA SILA. Delo konservativne sile po sklenjeni poti, ki se začne in konča v isti točki, je enako nič.

$$A = \oint \vec{F} \cdot d\vec{r} = 0$$

Zvezo med potencialno in kinetično energijo zato zapišemo v obliki OHRANITVENEGA ZAKONA

$$W_{k1} + W_{p1} = W_{k2} + W_{p2}$$

$W_m = W_k + W_p$ Mehanska energija se pri konservativnih sistemih ohranja.

Izraz za potencialno energijo napete vijačne vzmeti:

Izračunajmo delo, ki ga opravi sila prožne vijačne vzmeti $F=-kx$ pri premočrtnem premiku mase od točke s koordinato x_1 do točke s koordinato x_2

$$A = \int_{x_1}^{x_2} F \cdot dx = -\int_{x_1}^{x_2} kx\,dx = -\frac{1}{2} kx^2 \Big|_{x_1}^{x_2} = -\frac{1}{2} k \left(x_2^2 - x_1^2\right)$$

To delo je odvisno samo od začetne do končne koordinate. Silo, ki je odvisna samo od začetnega in končnega položaja, imenujemo KONSERVATIVNA SILA.

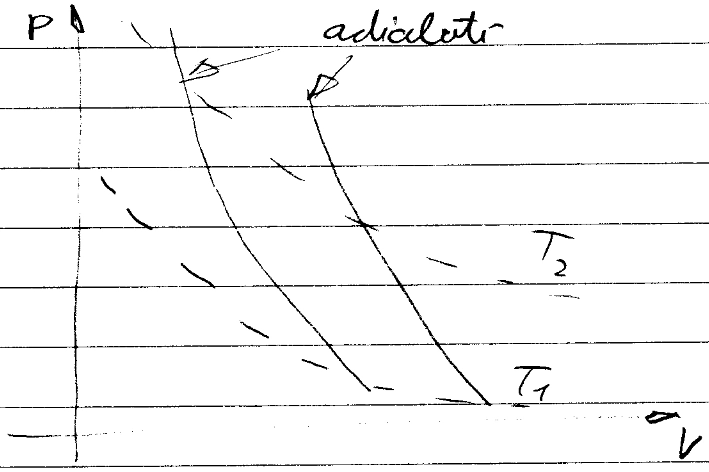
Pri tem označimo spremenljivke z indeksom 0 poljubno izbrano začetno stanje, spremenljivke brez indeksa pa končno stanje pri adiabatni spremembi. Zadnji izraz preuredimo tako, da združimo spremenljivki, ki se nanašata na določeno stanje na eni strani enačbe in dobimo po integriranju naslednjo enakost

$$TV^{\varkappa-1} = T_0 V_0^{\varkappa-1}$$

Produkt $TV^{\varkappa-1}$ je torej neodvisen od stanja, kar pomeni da je konstanten. Če upoštevamo enačbo idealnega plina $pV/T = p_0 V_0/T_0$ prevedemo zadnji izraz v novi izraz

$$pV^{\varkappa} = p_0 V^{\varkappa}$$

$$Tp^{\frac{1-\varkappa}{\varkappa}} = T_0 p_0^{\frac{1-\varkappa}{\varkappa}}$$



$$dA = -p\,dV$$

$$w = A = -\int_{V_1}^{V_2} p\,dV \qquad \frac{W}{m} = w$$

$$w = \frac{p_0 v_0^{\varkappa}}{1-\varkappa}\left(v_2^{1-\varkappa} - v_0^{1-\varkappa}\right)$$

$$w = \frac{p_0 v_0}{\varkappa-1}\left[1-\left(\frac{v_0}{v}\right)^{\varkappa-1}\right]$$

Konstanta k je enaka:

$$k = 9 \cdot 10^{9}\, Nm^{2} C^{-2}$$

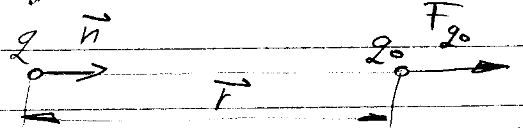
Za nadaljno obravnavo je ugodno Coulombov zakon zapisati v obliki:
$$F = \frac{q_0 q_1}{4\pi \varepsilon_0 r^2}$$

Pri tem so ε_0 imenujemo INFLUENČNA KONSTANTA, določena pa je z izrazom $\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi k} = 8{,}85 \cdot 10^{-12}\, C^2/Nm^2$. Vanj vpeljemo enoto VOLT $V = \frac{W}{A}$ tako da je $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm}$.

ELEKTRIČNA POLJSKA JAKOST

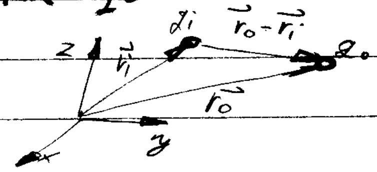
Za pozitivna naboja ima sila smer veznice med nabojema in usmerjenost od q k q_0, ki jo opišemo z enotskim vektorjem $\vec{n} = \vec{r}/r$. Silo nato opišemo z vektorjem

$$\vec{F}_{q_0} = \frac{q_0 q\, \vec{n}}{4\pi \varepsilon_0 r^2} = \frac{q_0 q\, \vec{r}}{4\pi \varepsilon_0 r^3}$$



V primeru, ko se nahaja množica točkastih nabojev q_i; $i=1,\ldots N$ v prostoru, opišemo njihovo lego s krajevnimi vektorji: $\vec{r}_i$; $i=1,\ldots,N$. Če upoštevamo, da je $\vec{r}_0-\vec{r}_i$ vektor od q_i do q_0, lahko zapišemo vektor v smeri od q_i k q_0 v obliki

$$\vec{n}_{i0} = \frac{\vec{r}_0 - \vec{r}_i}{|r_0 - r_i|}$$



Silo, s katero i-ti naboj deluje na preizkusnega

$$\vec{F}_{i0} = \frac{q_0 q_i}{4\pi \varepsilon_0} \frac{\vec{r}_0 - \vec{r}_i}{|\vec{r}_0 - \vec{r}_i|^3}$$

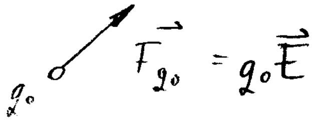
Silo, s katero deluje množica N nabojev na preizkusnega

$$\vec{F}_{q_0} = \frac{q_0}{4\pi \varepsilon_0} \sum_{i=1}^{N} q_i \frac{\vec{r}_0 - \vec{r}_i}{|\vec{r}_0 - \vec{r}_i|^3} = q_0 \vec{E}$$

Spremenljivko:
$$\vec{E} = \frac{\vec{F}_{q_0}}{q_0} = \frac{1}{4\pi \varepsilon_0} \sum_{i=1}^{N} \frac{\vec{r}_0 - \vec{r}_i}{|\vec{r}_0 - \vec{r}_i|^3} q_i$$

imenujemo ELEKTRIČNA POLJSKA JAKOST. Njena enota

enota je $[E] = \frac{N}{As} = \frac{V}{m}$



V prejšnjem smo vpeljali amplitudo tlaka: $p_0 = \frac{1}{\chi} s_0 k$
Tlak torej tudi harmonično valuje, če harmonično valuje premik. Toda v fazi sta medsebojno premaknjena za $\pi/2$. Na izbranem mestu se najprej spremeni tlak, nato temu sledi premik. Zaradi valovanja imajo delci novo hitrost:

$$v = \frac{dz}{dt} = -s_0 \omega \cos(kx - \omega t) = v_0 \sin\left(kx - \omega t - \frac{\pi}{2}\right)$$

Njen je amplituda hitrosti $v_0 = s_0 \omega$. Iz izraza za tlak p in hitrost v vidimo, da je njuna sprememba usklajena v fazo.

DEFINICIJA GOSTOTE ENERGIJSKEGA TOKA

$$j = \frac{dW}{S\,dt} = \overline{w} c = \frac{\rho \omega^2 s_0^2}{2} c = \frac{\rho v_0^2}{2} c.$$

Zgornji izraz $j = \overline{w} c$ se imenuje gostota energijskega toka zvočnega valovanja. Njena enota $[j] = \frac{W}{m^2}$

JAKOST ZVOKA

Na podlagi gostote energijskega toka definiramo jakost zvoka z izrazom: $J = 10 \log \frac{j}{j_0} = 20 \log \frac{p}{p_0}$

in je po definiciji brez dimenzije. Kadar je $j = 10 j_0$ pravimo, da je jakost 1 bel = 1 B ali 10 dB (dB = decibel). Čeprav je jakost zvoka brez dimenzije, pripišemo pri podajanju jakosti enoto dB, da podamo način opredelitve jakosti. Jakost vpeljemo z logaritemsko ~~skalo~~ funkcijo, ker je intenziteta občutka v ušesu približno logaritemsko odvisna od gostote energijskega toka. ~~Fiziološka~~ enota prilagojena za opis občutka v ušesu je za normalni ton z 10 dB enaka 1 fon = 1 ph.

IZKORISTEK CARNOTOVEGA STROJA

Izračun ~~dovedenega~~ toplote dovedenega plina, ki ga izotermno razpnemo od volumna V_a do volumna V_b. Pri izotermnem razpenjanju se notranja energija idealnega plina ohrani, zato je $dW_n = dQ - pdV = 0$

$dQ = pdV$

$$Q = \int_{V_a}^{V_b} p\,dV = nRT_2 \int_{V_a}^{V_b} \frac{dV}{V}$$

Prehod od a do b torej povzroči dovedena toplota

$$Q_2 = nRT_2 \ln\frac{V_b}{V_a}$$

prehod od c do d pa toplota $Q_1 = nRT_1 \ln\frac{V_d}{V_c}$

Zaradi adiabatnih sprememb so volumni in temperature med seboj povezani z enačbama:

$$T_2 V_b^{\kappa-1} = T_1 V_c^{\kappa-1}$$

$$T_2 V_a^{\kappa-1} = T_1 V_d^{\kappa-1}$$

$$\frac{V_b}{V_a} = \frac{V_c}{V_d} = \left(\frac{V_d}{V_c}\right)^{-1}$$

Ko upoštevamo to enačbo v enačbah za toploti, dobimo

$$\frac{Q_2}{T_2} = \frac{-Q_1}{T_1}$$

Pri tem je $-Q_1$ odvedena toplota pri prehodu od c do d. Zadnjo enačbo lahko zapišemo tudi v obliki $\frac{Q_2}{-Q_1} = \frac{T_2}{T_1}$

Dejstvo, da je razmerje dovedene in odvedene toplote pri Carnotovem procesu enako razmerju absolutnih temperatur.

Določimo še delo, ki ga odda delovna snov pri enem Carnotovem ciklu. Ker je sprememba notranje energije pri tem enaka nič je $Q_2 + Q_1 - A_0 = 0$ ali

$$A_0 = Q_2 + Q_1 = Q_2\left(1+\frac{Q_1}{Q_2}\right) = Q_2\left(1-\frac{T_1}{T_2}\right).$$

ki je pravokoten na omenjeno ravnino. Ta vektor imenujemo VEKTOR VRTILNE KOLIČINE glede na koordinatno izhodišče O. Enota vrtilne količine je $[\Gamma] = \frac{kg\,m^2}{s}$

Velikost vektorja vrtilne količine je: $|\vec{\Gamma}| = rG\sin\theta = Gr'$
Tu je $r\sin\theta = r'$ razdalja trajektorije od točke O in θ kot med vektorjema $\vec{r}$ in $\vec{G}$. Ker se ohranja velikost gibalne količine G in razdalja trajektorije od izhodišča r', se v obeh primerih ohranja tudi velikost vektorja vrtilne količine Γ, ohranja pa se tudi njegova usmerjenost.

POVEZAVA Z VRTILNIM MOMENTOM

Spreminjanje gibalne količine masne točke opisuje Newtonov zakon
$$\frac{d\vec{G}}{dt} = \vec{F}$$

Podoben zakon želimo izpeljati tudi za vrtilno količino z odvajanjem vektorja Γ po času:
$$\frac{d\vec{\Gamma}}{dt} = \frac{d}{dt}(\vec{r}\times\vec{G}) = \frac{d\vec{r}}{dt}\times\vec{G} + \vec{r}\times\frac{d\vec{G}}{dt} = \vec{v}\times\vec{G} + \vec{r}\times\vec{F}$$
Ker je $\vec{v}\times\vec{G} = \vec{0}$ zaradi kolinearnosti $\vec{v}$ in $\vec{G}$, dobimo:
$$\boxed{\frac{d\vec{\Gamma}}{dt} = \vec{r}\times\vec{F} = \vec{M}}$$

Vektorski produkt $\vec{M} = \vec{r}\times\vec{F}$ imenujemo navor ali tudi vrtilni moment. Enota vrtilnega momenta je $[M] = Nm$

KOTNA HITROST PRECESIJSKE VRTAVKE

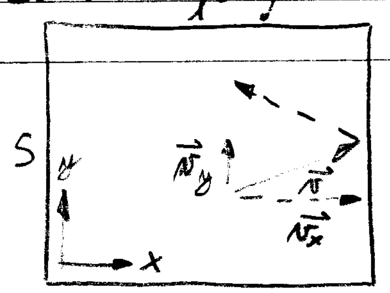
Vrtavka ima eno izmed glavnih osi vzdolž simetrijske osi. Če jo zavrtimo okrog te osi in jo podpremo pod težiščem, ne deluje nanjo noben vrtilni moment, zato se njena vrtilna količina ohranja. Pritisnemo za trenutek na os vrtavke s silo. Sprememba vrtilne količine je enaka smer pa pravokotna na $\vec{\Gamma}$. Pod vplivom tega momenta se spreminja pravokotna komponenta vrtilne količine glede na navpično os, ki ima velikost $\Gamma_1 = \Gamma \sin\delta$. Vrtilni moment povzroča potovanje vektorja vrtilne količine po plašču stožca. To potovanje je posledica komponente vrtilne količine v ravnini kroženja, ki je pravokotna na navpično os. V času dt se vrtilna količina spremeni za $d\Gamma = M\,dt$. To spremembo izrazimo s spremembo kota $d\varphi$, ki je posledica precesije: $d\Gamma = \Gamma_1 d\varphi$. Iz obeh izrazov dobimo najprej izraz $\Gamma \sin\delta\, d\varphi = mgl \sin\delta\, dt$ in iz njega določimo precesijsko kotno hitrost $\omega_p = d\varphi/dt$:

$$\omega_p = \frac{mgl}{\Gamma} = \frac{mgl}{J\omega}$$

Precesijska kotna hitrost kroženja vektorja vrtilne količine in z njim osi vrtenja po plašču stožca. Iz izpeljane formule vidimo, da se s povečanjem kotne hitrosti ω zmanjša kotna hitrost precesije in da ω_p ni odvisna od nagiba osi vrtavke. To lastnost lahko potrdimo s poskusom.

Kako si razlagamo tlak idealnega enoatomnega plina in kako izpeljemo povezavo med temperaturo in notranjo energijo plina. Izpeljite izraz za c_v.

Tlak plina na stene posode obravnavamo kot posledico trkov mnogih molekul na steno. Zato, da tlak izrazimo s hitrostjo molekul, obravnavamo najprej eno samo molekulo, ki se odbija od sten kockaste posode s stranico l, katere presek prikazuje slika ~~spodaj~~ na drugi strani. Nadalje analiziramo razmere pri trku na steno, ki je pravokotna na os x in ima ploščino S. Naj bo vpadna hitrost molekule:

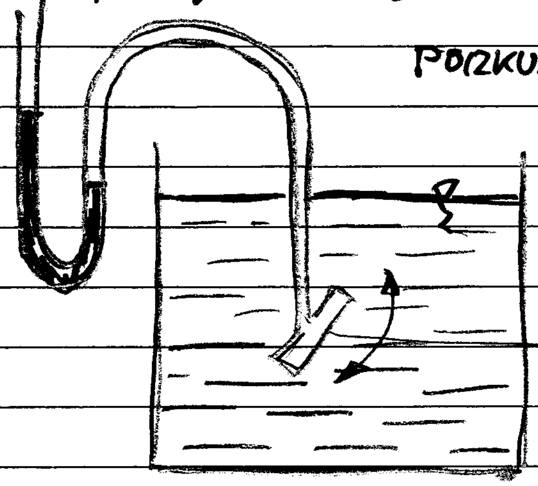


$\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$

Goriščna razdalja f je odvisna od razlike ukrivljenosti površin: $1/R_1 - 1/R_2$ in je lahko pozitivna ali pa negativna. V našem primeru je leča zbiralna ali bikonveksna leča. $f > 0$.

Kako pokažemo s poskusom in kako izpeljemo sklep, da je tlak v mirujoči tekočini skalar? Kako izrazimo delo tlaka pri kompresiji idealnega plina od tlaka p_1 do p_2?

POSKUS – TLAK V MIRUJOČI SE TEKOČINI JE SKALAR



MEMBRANA

Pri poskusu potopimo v vodo majhno membrano in merimo tlak nanjo. Z vrtenjem membrane ugotovimo, da je tlak neodvisen od orientacije membrane.

DELO TLAKA PRI KOMPRESIJI IDEALNEGA PLINA

Kadar sta dovedeno delo in dovedena toplota majhna, zapišemo prvi zakon termodinamike v obliki: $dW_n = dQ + dA$

Ko delo opravlja tlak s stiskanjem ali razpenjanjem je $dA = -pdV$ in tedaj je: $dW_n = dQ - pdV$

Pri adiabatni kompresiji je dovedena toplota dQ enaka nič in je zato sprememba notranje energije opredeljena samo z dovedenim delom

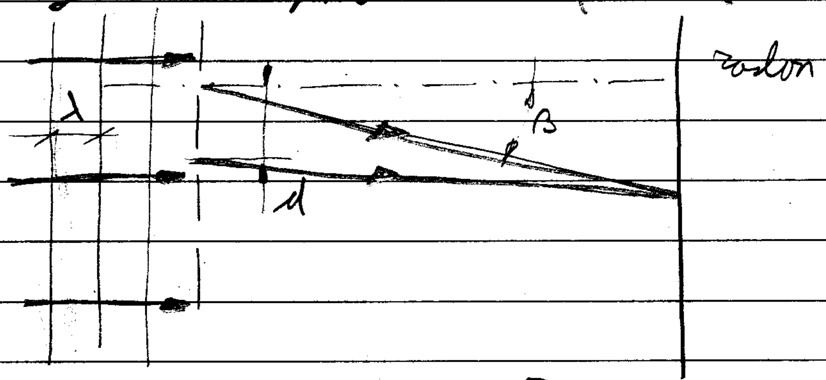
$$dW_n = -pdV$$

$$dW_n = \frac{p_1 V_1}{\kappa - 1}\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right]$$

Kateri poizkus kaže, da je svetloba valovanje. Izpeljite ustrezne zakone na osnovi Huyghensovega principa. Izpeljite izraz, ki veže položaj slike in predmeta pri preslikavi na bikonveksni leči. Kako je definirana goriščna razdalja leče?

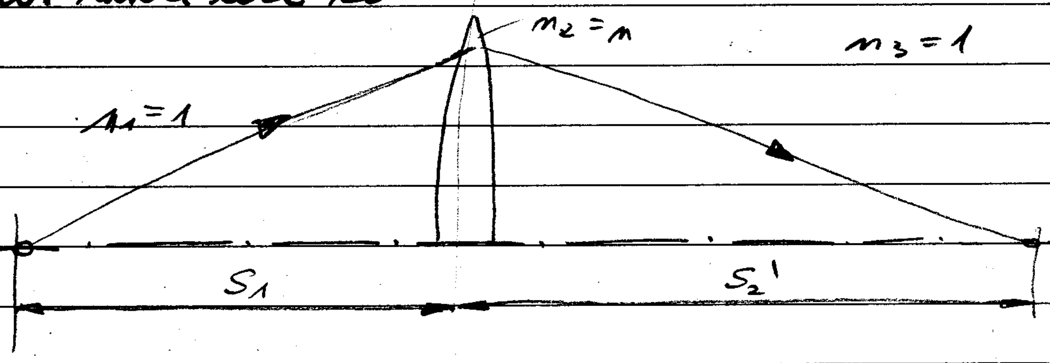
POISKUS KI KAŽE DA JE SVETLOBA VALOVANJE

Je že bil opisan Interferenca svetlobe na periodični mreži



BIKONVEKSNA LEČA

Tanka leča: Prehod žarka in spremenljivke za opis enačbe tanke leče so:



Osnovni enačbi sta: $\frac{1}{s_1} + \frac{n}{s_1'} = \frac{n-1}{R_1}$ za prvo ploskev

$\frac{n}{s_2} + \frac{1}{s_2'} = \frac{1-n}{R_2}$ za drugo ploskev

s_1' je razdalja slike A_1' od prve ploskve. Točko A_1' obravnavamo kot točko A_2, ki jo nadalje preslikamo z drugo ploskvijo. Iz definicije razdalje predmeta in slike od lomne ploskve sledi $s_1' + s_2 = L$, kjer je L debelina leče. Če je leča tanka, je razdalja L med obema ~~ploskama~~ ploskvama zanemarljiva.

NAPETOST IN NABOJ NA KONDENZATORJU

Posledica nabojev na ploščah kondenzatorja je električno polje, oziroma električna napetost med ploščama. Pogosto potrebujemo zvezo med napetostjo in nabojem. V ta namen predpostavimo, da je polje v kondenzatorju homogeno in uporabimo enačbo za napetost med negativno in pozitivno nabito ploščo

$$U = -\int_C \vec{E}\, d\vec{s}$$

Kjer je C poljubna krivulja od negativne k pozitivni plošči.

Izračunajmo s to enačbo električno napetost med ravnima vzporednima ploščama, ki nosita raznoimenska naboja $-Q$ in Q. Takšnemu sistemu pravimo ploščati kondenzator. Razdalja med ploščama naj bo l, njuna ploščina pa S.

$$U = -\int_C \vec{E}\, d\vec{s} = \int_0^l E\, ds = El$$

Če je kondenzator napolnjen z dielektrikom je $E = \sigma/\varepsilon\varepsilon_0$, $E = Q/\varepsilon\varepsilon_0 S$, zato lahko prejšnjo enačbo zapišemo v obliki:

$$U = \frac{Ql}{\varepsilon\varepsilon_0 S}$$

Pogosto nas zanima odvisnost naboja od napetosti na kondenzatorju, ki jo zapišemo v obliki: $Q = CU$

Pri tem je $C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{l}$ kapacitivnost ploščatega kondenzatorja.

Kapacitivnost ima enoto FARAD $[C] = \frac{As}{V} = F$.

Kako sta definirani in medsebojno povezani električna poljska jakost in napetost? Izpeljite izraz, ki povezuje napetost in naboj na kondenzatorju. Kako definiramo in izmerimo dielektričnost snovi in kako jo v opis kapacitivnosti kondenzatorja?

POVEZAVA MED ELEKTRIČNO POLJSKO JAKOST IN NAPETOST

Zaradi krajevne odvisnosti Coulombovega zakona sklepamo, da je tudi električna sila konservativna. Zato tudi tukaj vpeljemo električno potencialno energijo z negativnim delom električne sile na preizkusni naboj.

Ko označimo položaj preizkusnega naboja q_0 z vektorjem r in električno silo na preizkusni naboj z $\vec F(\vec r) = q_0 \vec E(\vec r)$, definiramo razliko električne potencialne energije ~~preizkusnega~~ preizkusnega naboja pri premiku od začetne točke $\vec r_z$ h končni točki $\vec r_k$ z

$$\Delta W_p = W(\vec r_k) - W(\vec r_z) = -A = -\int_{\vec r_z}^{\vec r_k} \vec F \cdot d\vec r = -q_0 \int_{\vec r_z}^{\vec r_k} \vec E \cdot d\vec r$$

Obravnavajmo najprej primer, ko povzroča električno silo na preizkusni naboj q_0 pri $\vec r$ en sam naboj q_i pri $\vec r_i$ in je

$$\vec E = \frac{q_0 q_i}{4\pi\varepsilon_0} \frac{\vec r - \vec r_i}{|\vec r - \vec r_i|^3}$$

vpeljemo: $\vec r - \vec r_i = \vec s$, $d\vec r = d\vec s$

$$E = \frac{q_0 q_i}{4\pi\varepsilon_0} \frac{\vec s}{s^3}$$

Pri premiku $\vec s_z$ do $\vec s_k$ je delo električne sile

$$A = \frac{q_0 q_i}{4\pi\varepsilon_0} \int_{s_z}^{\vec s_k} \frac{\vec s \, d\vec s}{s^3} = \frac{q_0 q_i}{4\pi\varepsilon_0} \int_{\vec s_z}^{\vec s_k} \frac{ds}{s^2} = -\frac{q_0 q_i}{4\pi\varepsilon_0} \left(\frac{1}{s_k} - \frac{1}{s_z} \right)$$

Ustrezna sprememba potencialne energije

$$\Delta W_p = \frac{q_0 q_i}{4\pi\varepsilon_0} \left(\frac{1}{s_k} - \frac{1}{s_z} \right)$$

Ob upoštevanju izraza za silo vzmeti dobimo:

$$\ddot{x} m = -Kx$$

Tej enačbi pravimo diferencialna enačba harmoničnega nihanja. Da rešimo to ~~enač~~ enačbo uporabimo nastavek:

$$x(t) = x_0 \sin(\omega t - \varphi_0)$$

Z x_0 smo označili amplitudo, z ω krožno frekvenco in s φ_0 konstantni fazni kot. Pogosto izrazimo fazni kot v obliki $\varphi_0 = \omega t_0$ v takem ~~primeru~~ pomeni t_0 je konstantni čas. Z njim zapišemo nastavek v obliki: $x = x_0 \sin \omega(t - t_0)$

Nastavek nato odvajamo:

$$x(t) = x_0 \sin(\omega t - \varphi_0)$$
$$\dot{x}(t) = x_0 \omega \cos(\omega t - \varphi_0)$$
$$\ddot{x}(t) = -x_0 \omega^2 \sin(\omega t - \varphi_0)$$

Nato dobljeni nastavek vstavimo v diferencialno enačbo

$$\ddot{x} m = -Kx$$
$$-m x_0 \omega^2 \sin(\omega t - \varphi_0) = -K x_0 \sin(\omega t - \varphi_0)$$

Enačba je izpolnjena za vsak čas t, če je

$$K = m\omega^2$$

Krožna frekvenca in ~~iz~~ nje izhajajoča perioda nihanja, sta torej določeni s parametroma K in m.

$$\omega = \sqrt{\frac{K}{m}} \qquad T = 2\pi\omega = 2\pi\sqrt{\frac{m}{K}}$$

Lastna krožna frekvenca $\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{m}}$

x_0 pa je poljubna konstanta.
φ_0 lahko tudi izberemo - zato je za izpolnitev diferencialne enačbe določiti začetni odmik in in hitrost.

Najpogosteje zapišemo diferencialno enačbo:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0$$

Njeno splošno rešitev pa je

$$x = x_0 \sin(\omega_0 t - \varphi_0)$$

Pri tem smo z $\Delta \vec{v}_i$ označili spremembo hitrosti, z 1 ali 2 pa indeks opazovanega vozička. Če delimo obe strani enačbe z dolžino časovnega intervala Δt, v katerem je bila sprememba opravljena, dobimo enačbo $m_1 \vec{a}_1 = -m_2 \vec{a}_2$. Če upoštevamo definicijo sile, dobimo iz te enačbe zakon, ki opisuje medsebojno vplivanje teles: $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$

Po označuje $\vec{F}_{21}$ silo, s katero prvo telo deluje na drugo in $\vec{F}_{12}$ silo, s katero deluje drugo telo na prvo. Eno silo imenujemo akcija, nasprotno pa reakcija. Te dve sili sta si nasprotni. Rezultat opisuje tretji Newtonov zakon.

III Kadarkoli deluje prvo telo na drugo telo s silo $\vec{F}_{21}$ deluje drugo telo na prvega z nasprotno silo $\vec{F}_{12}$.

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$$

GRAVITACIJSKI ZAKON

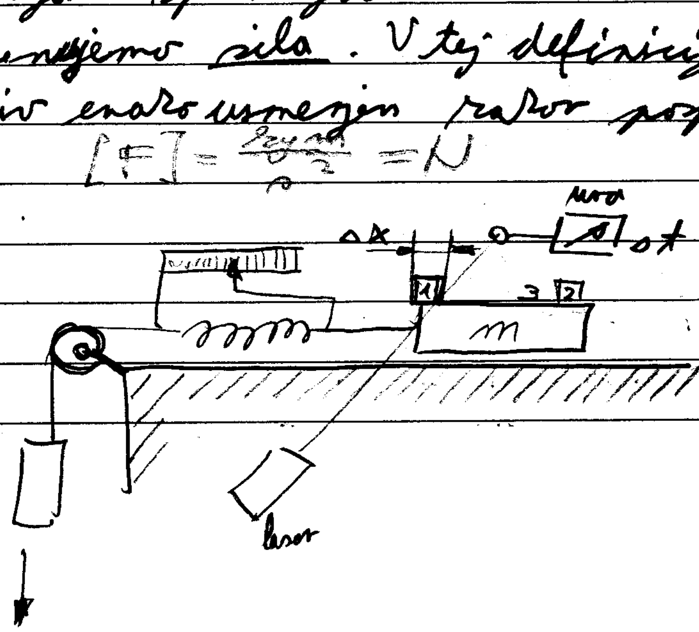
Mase, razporejene po prostoru, se medsebojno privlačijo. Ta medsebojni vpliv opisujemo z gravitacijskim zakonom. Padanje predmetov na zemljo je enakomerno pospešeno, izven tudi zemlja pada k predmetu a je vpliv zanemarljiv. Ta pospešek opisujemo označimo z $\vec{g}$ "gravitacijski pospešek". Gravitacijsko silo, s katero Zemlja privlači telesa pravimo teža. Opišemo pa jo z izrazom $\vec{F} = m\vec{g}$.

Planeti se gibljejo okoli Sonca približno po krožnicah. Sonce je veliko v primerjavi s planeti in majhno v primerjavi z radiji krožnic. Zato lahko planete in Sonce približno obravnavamo kot masne točke. Med radiji krožnice in obhodnimi dobami velja Keplerjev zakon: $\frac{r^3}{t^2} = K$

v katerem je K Keplerjeva konstanta. Sonce je veliko v primerjavi s planeti, zato njegov pospešek zanemarimo. Gibanje maso. V ta namen položimo na ravno blazino voziček z maso m in opazujemo vplive in gibanje v vodoravni smeri. Hitrost v in pospešek a mase merimo z električno štoparico, ki jo sproži svetlobni curek. V ta namen je voziček opremljen s štirimi tankimi in enako razmaknjenimi zaslonkami, ki zaporedno prožijo uro. Na uri tri ločene številčnice prikazujejo čase preleta ~~razmikov~~ razmikov med zaslonkami. Če voziček rahlo sunemo in ga prepustimo samemu sebi, tako da so vsi vplivi medsebojno uravnoteženi, izmerimo konstantno hitrost gibanja. To hitrost, opiše prvi Newtonov zakon:

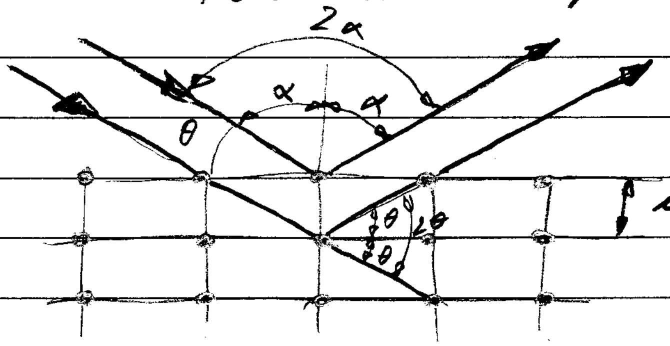
I Telo vztraja v stanju mirovanja ali premega enakomernega gibanja, če so zunanji vplivi, ki delujejo nanj, uravnoteženi.

Nato opremimo voziček z vrvico, ki teče preko škripca in je nadalje preko vzmeti pritrjena na utež. Raztezek vzmeti kaže vpliv, s katerim utež deluje na voziček. Spustimo voziček in izmerimo čas potreben za prelet izbranih premikov. Ko izračunamo pospeške ugotovimo da je ~~pospešek~~ gibanje enakomerno pospešeno. Če opazujemo raztezek vzmeti, se ta med gibanjem ne spreminja, če pa dodamo še eno vzmet se pospešek poveča. To pomeni, da je vpliv v ponovljenih poskusih približno enak produkt mase in pospeška. Zato je smiselno za opis vpliva vzeti spremenljivko $\vec{F} = m\vec{a}$
ki jo imenujemo <u>sila</u>. V tej definiciji smo že upoštevali, da je vpliv enako usmerjen kakor pospešek. Enota sile je Newton $[F] = \frac{kg\,m}{s^2} = N$



je dosti manj kakor razdalja med rezami na najboljših finih optičnih ~~mrežah~~ uklonskih mrežicah. Eksperimenti so potrdili Lauejeve domneve, naj rentgenski žarki, spuščeni skozi kristal res dajo uklonsko sliko. W. H. BRAGG je za analizo rentgenskih žarkov na kristalni rešetki uporabljal namesto prepuščenih raje odbite rentgenske žarke. Njihovo razporeditev si lahko razložimo na podlagi sheme na sliki.

$$2\theta = \pi - 2\alpha$$
$$\alpha = \frac{\pi}{2} - \theta$$
$$\theta = \frac{\pi}{2} - \alpha$$



Zamislimo si dve plasti atomov v kristalu, ki sta oddaljeni za d, kakor prikazuje slika zgoraj. Ko pade vhodni žarek na kristalno plast, deluje vsak atom kakor izvor valov. Iz teh izvorov izhajajoča valovanja se konstruktivno seštevajo, če so izpolnjeni podobni pogoji kakor pri odboju svetlobe na takih plasteh. Konstruktivno se seštevajo samo žarki, ki oklepajo z normalo na plasti enak kot, kakor vpadni žarki:

$$\alpha = \alpha'$$

To je dejansko pogoj regularnega optičnega odboja. Poleg tega morajo biti odboji z različnih plasti atomov konstruktivni. Razlika poti med valovnimi frontama, ki se odbijeta na prvi ali drugi plasti je v tem primeru celi mnogokratnik valovne dolžine, kar je Braggov pogoj: $2d\cos\alpha = n\lambda$

Pri eksperimentalnem delu je ugodneje uporabljati kot $\theta = \frac{\pi}{2} - \alpha$ med plastjo in žarkom, s katerim zapišemo Braggov pogoj v obliki:

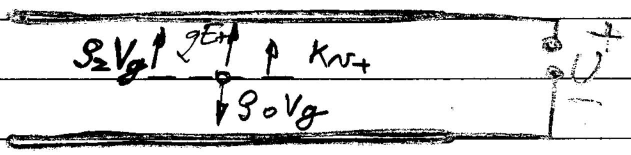
$$2d\sin\theta = n\lambda$$

Pri poskusu razpršimo med plošči kondenzatorja oljne kapljice. Gibanje teh kapljic opazujemo z mikroskopom. Ko priključimo na plošči električno napetost, opazimo, da se vertikalna komponenta hitrosti nekaterih kapljic spremeni. Zato sklepamo, da se nekatere kapljice naelektrijo pri drgnjenju med razprševanjem. Iz podatkov o gibanju kapljic lahko ~~sklepamo~~ določimo njen naboj.

V zraku delujeta na mirujočo kapljico teža in vzgon. Na gibajočo se kapljico v električnem polju pa delujeta še sila viskoznega upora zraka in električna sila. Če je gibanje kapljice enakomerno, je vsota vseh teh sil enaka nič:

$$(\rho_0-\rho_z)V\vec{g}-q\vec{E}-K\vec{v}=0$$

Tu je $\rho_0-\rho_z$ razlika gostot $\Delta\rho$ olja in zraka in $K=6\pi r\eta$ sorazmernostna konstanta med silo zaradi viskoznosti η zraka in hitrostjo kapljice.



V gibalni enačbi sta neznanki naboj q in polmer r kapljice, zato enačbe ne moremo takoj rešiti. Pomagamo si tako, da med poskusom obrnemo smer električne poljske jakosti $\vec{E}\to-\vec{E}$ in za obe usmeritvi zapišemo ustrezni enačbi:

$$\Delta\rho V\vec{g}+q\vec{E}+K\vec{v}_+=0$$
$$\Delta\rho V\vec{g}-q\vec{E}+K\vec{v}_-=0$$

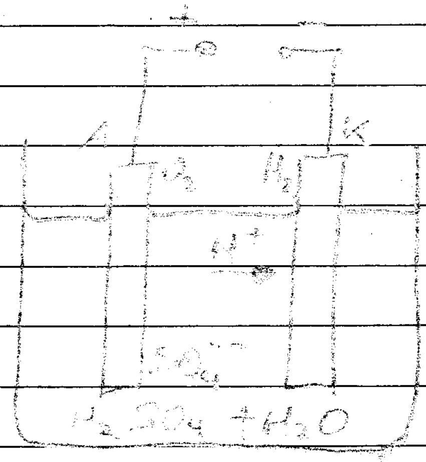
Ko enačbi seštejemo, dobimo izraz za neznani polmer kapljice:

$$r=\sqrt{\frac{9\eta(v_+-v_-)}{\Delta\rho g}}$$

Ko pa enačbi odštejemo, dobimo izraz za neznani naboj kapljice.

$$q=\frac{K(v_-+v_+)}{2E}$$

Pri poskusu dodamo v vodo malo žveplene kisline, zato da povečamo njeno prevodnost. Nato v vodo potopimo dve platinasti elektrodi in ju priključimo na izvor napetosti. Pri tem opazimo, da se začno izločati ob elektrodah mehurčki plina. Na pozitivni elektrodi se izloča kisik, na negativni pa vodik.



Vodik se sprošča zato, ker prejema elektrone od negativne elektrode ali katode; kisik pa se izloča zato, ker oddaja na pozitivni elektrodi ali anodi elektrone. Masa na elektrodi izločene snovi je v stacionarnem primeru tem večja, čim večji je tok in čim dalj časa teče in je zato sorazmerna naboju prenesenemu preko elektrode. Faraday je s poskusi ugotovil, da moramo prenesti vedno enak naboj, če želimo izločiti en kilogramekvivalent katerekoli snovi. Ta naboj znaša:

$$Q_F = 9,6 \cdot 10^7 \, As$$

in ga imenujemo Faradayev naboj. Preneseni naboj Q torej izloči naslednje število kilogramekvivalentov snovi

$$n = \frac{Q}{Q_F}$$

Ustrezna masa snovi je $m = \frac{nM}{z} = \frac{MQ}{z\,Q_F}$ kjer je z valenca, M pa atomska masa snovi. Pri elektrolizi prenese tok I v času t naboj $Q = It$ in je zato masa na elektrodi izločene snovi.

$$m = \frac{M}{z\,Q_F} It$$ To enačbo imenujemo

FARADAYEV ZAKON ELEKTROLIZE.

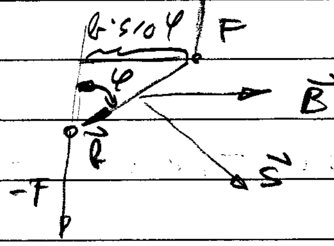
stranico a. V primeru, ko je normala ~~...~~ na zanko vzporedna z vektorjem $\vec{B}$, pa ta moment izgine.

Razložimo ta pojav z zakonom o sili na električni vodnik v magnetnem polju.

Sila na stranico z dolžino $\vec{a}$ $\quad \vec{F} = IaB$

Na nasprotni strani deluje nasprotna sila zaradi nasprotnega toka. Zato je moment dvojice sil

$$\vec{M} = Fb\sin\varphi = IabB\sin\varphi = ISB\sin\varphi$$



S=a·b ploščina tokovne zanke

$$\vec{M} = I\vec{S}\times\vec{B}$$

Enak izraz dobimo tudi pri različni meri stranic ali poljubni obliki ravninske zanke. Lahko ga tudi posplošimo na zanko z N ovoji. Takrat imamo zaradi aditivnosti momenta : $M = NI\vec{S}\times\vec{B}$

Če vpeljemo magnetni moment tokovne zanke

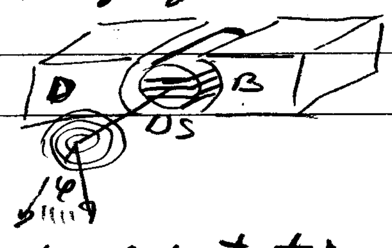
$$\vec{p_m} = NI\vec{S} \qquad [p_m] = Am^2$$

z njim izrazimo vrtilni moment

$$\vec{M} = \vec{p_m}\times\vec{B}$$

KAKO LAHKO TA POJAV IN USTREZNI IZRAZ UPORABIMO?

Ker je vrtilni moment na zanko sorazmeren toku I, ga lahko uporabimo za merjenje toka v ampermetrih na z vrtljivo tuljavo



$$M = NUSB$$
$$M = D\varphi$$
$$\varphi = \frac{NUSB}{D}$$

Zasuk kazalke kot φ meri smer in I velikost toka.

TROJNA TOČKA

Opazujmo obnašanje vode pri zniževanju tlaka nad gladino. Voda vre vedno pri nižji temperaturi in ko se približamo 0°C, obstaja voda le še v ozkem temperaturnem razponu med lediščem in vreliščem. Ta razpon se z nižanjem tlaka oži in pri približno 0,006 bar izgine, tako da začne led direktno prehajati v paro. Z temperaturo in tlakom, pri katerih obstajajo hkrati led, voda in para je definirana trojna točka vode. Pri nižjih tlakih led direktno prehaja v paro, če ga segrevamo. Takšnemu prehodu pravimo SUBLIMACIJA. Temperatura in tlak trojne točke sta značilna parametra snovi.

KRITIČNA TOČKA

Prehod prek kritične točke opazujemo tako, da zapremo eter v ampulo in jo počasi segrevamo. ~~Zad~~ Zaradi izhlapevanja se zvišuje tlak v ampuli in ~~zaradi~~ segrevanja tudi temperatura. Tako da dosežemo kritično točko, pri kateri nastanejo v etru najprej meglice, nato pa postane eter neprozoren. Pri temperaturi nad kritično točko gladina izgine, eter pa je spet prozoren. Podobno se pri ohlajanju pod kritično točko pojavi najprej neprozornost, nato pa se eter razdeli na kapljevino in paro, ki sta med seboj ločeni z gladino. Neprozornost je posledica tega, da sta gostoti pare in kapljevine enaki, inče zato kapljevina se zbere na dnu ampule. Spremenljivke v kritični točki - temperatura T_K, gostota ρ_K in tlak p_K so na splošno značilni parametri snovi.

TALILNA TOPLOTA

~~Podobne pojave kakor pri vretju, lahko opazimo tudi pri zmrzovanju. Ko vodo ohladimo na 0°C se običajno pojavijo kristali ledu. Temperatura vode ostane nato na 0°C, dokler se vsa voda ne spremeni v led. Led nato še lahko ohladimo pod lediščem. V zelo čistih posodah pa lahko vodo tudi podhladi~~

Odvod $d\vec{r}_c/dt$ je hitrost središča $\vec{v}_c$. Vsota vseh gibalnih količin $\vec{g}_i$ posameznih masnih točk imenujemo celotna gibalna količina sistema in jo označimo z $\vec{G}_c = \sum_{i=1}^{n} \vec{g}_i$.
Z tema oznakama dobimo: $m\vec{v}_c = \vec{G}_c$.

~~Odvod $d\vec{r}_c/dt$ je hitrost središča $\vec{v}_c$~~

Odvajamo še celotno gibalno količino po času

$$\frac{d\vec{G}_c}{dt} = \sum_{i=1}^{n} \frac{d\vec{g}_i}{dt} = \sum_{i=1}^{n}\left(\vec{F}_i + \sum_{j=1}^{n}\vec{f}_{ij}\right) = \sum_{i=1}^{n}\vec{F}_i + \cancel{\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{n}\vec{f}_{ij}} = 0$$

$$\frac{d\vec{G}_c}{dt} = \sum \vec{F}_i = \vec{F}$$

ta izraz kaže, da se lahko spreminja celotna gibalna količina sistema samo pod vplivom rezultante vseh zunanjih sil $\vec{F}$. Če izrazimo celotno gibalno količino s hitrostjo središča, dobimo izraz: $\frac{d\vec{G}_c}{dt} = m\frac{d\vec{v}_c}{dt} = m\vec{a}_c = \vec{F}$,

ki opisuje Newtonov zakon za gibanje ene same masne točke z maso m pod vplivom sil $\vec{F}$.

OPIS GIBANJA TOGEGA TELESA

Toga telesa so telesa, pri katerih se pod vplivom okolice razdalje med posameznimi točkami zanemarljivo malo spreminjajo. Toga telesa torej ohranjajo svojo obliko so „nedeformabilna".

Pri opisu gibanja togega telesa najprej obravnavamo gibanje masnega središča na podlagi masnih točk. Preostali del gibanja je vrtenje glede na masno središče. Vrtenje na splošno ni ravninsko, ker se lahko smer kotne hitrosti s časom spreminja. Splošno opisujemo vrtenje togega telesa tako, da podamo vektor kotne hitrosti v odvisnosti od časa. $\vec{\omega} = \vec{\omega}(t)$.

Kako je definirana gibalna količina masne točke in kako je povezana s sunkom sile? Definicija masnega središča in prehod do gibalne količine sistema masnih točk. Od česa je odvisna pospešek masnega središča in kako vplivamo nanj notranje sile? Kako opisujemo gibanje togega telesa?

Če je sila odvisna samo od časa $\vec{F}(t) = \vec{F}$ in nas zanima njeno gibanje. To določimo z Newtonovim zakonom $m\vec{a} = \vec{F}$, ki ga ob upoštevanja definicije pospeška $m\vec{a} = m\frac{d\vec{v}}{dt}$ prevedemo v obliko:

$$m\,d\vec{v} = d(m\vec{v}) = \vec{F}\,dt$$

Pri tem smo upoštevali da je masa konstantna. Podobno kakor s produktom mase in pospeška definiramo silo, definiramo s produktom mase in hitrosti novo fizikalno spremenljivko, ki jo imenujemo gibalna količina masne točke in jo označimo: $G = m\vec{v}$

Njena enota je: $[G] = \frac{kg\,m}{s}$

Iz Newtonovega zakona nato izhaja $d\vec{G} = \vec{F}\,dt$
Zat z integriranjem na časovnem intervalu od t_1 do t_2 dobimo izraz za spremembo gibalne količine

$$\vec{G}(t_2) - \vec{G}(t_1) = \Delta\vec{G} = \int_{t_1}^{t_2} \vec{F}\,dt$$

Integral na desni strani te enačbe imenujemo sunek sile.
Če je sunek sile enak nič, se gibalna količina masne točke ne spremeni, oziroma se ohrani v izbranem časovnem intervalu.

Kadar

To dejstvo razložimo na podlagi relativističnega izraza za energijo, ki prisodi masi energijo. Zato sklepamo, da ustreza masna razlika ΔM jedra izotopa energiji, ki jo oddata nevtron in proton, ko se spojita v to jedro.

Najprej določimo energijo, ki ustreza eni atomski masi $ame = \frac{1\,kg}{N_L} = 1{,}66 \cdot 10^{-27}\ kg$.

Ustrezno energijo $ame\, c^2$ izrazimo s pomočjo napetosti U, ki jo mora preleteti osnovni naboj e_0, da dobi to energijo: $ame\, c^2 = e_0 U$. Iz tega izraza dobimo:

$$ame\, c^2 = 1{,}5 \cdot 10^{-10}\ J = \frac{1{,}5 \cdot 10^{-10}\ Ws\ e_0}{e_0} = \frac{1{,}5 \cdot 10^{-10}\ e_0\ VAs}{1{,}6 \cdot 10^{-19}\ As} =$$

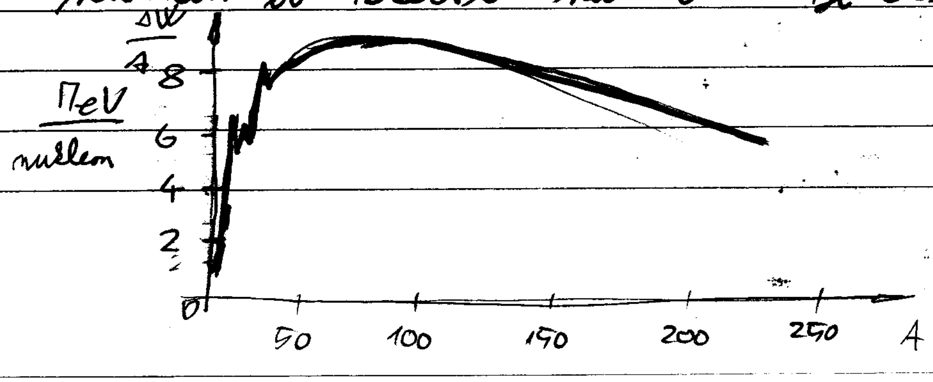
$$ame\, c^2 = 0{,}931 \cdot 10^{9}\ e_0 V$$

Pri obravnavi jeder običajno $e_0 V$ uporabljamo kot enoto za energijo, ki jo imenujemo ELEKTRONVOLT in označimo eV. Z njo nato izrazimo ekvivalent energije, ki ustreza atomski masni enoti: $W_{ame} = 931\ MeV$

Tej energiji tudi pravimo vezavna energija devterona. Najmanj toliko energije moramo devteronu dovesti, če ga hočemo razcepiti na proton in nevtron.

Energija, ki jo oddata nevtron in proton pri spojitvi v jedro, je enaka $\Delta M c^2 = \Delta W = 0{,}0224 \cdot 931\ MeV = 2\ MeV$

Vezavna energija se od jedra do jedra spreminja. Pri težjih jedrih je vezavna energija precej konstantna in približno enaka 8 MeV na nukleon. Odvisnost vezavne energije na nukleon od števila nukleonov je ilustrirana na sliki:



jo elektron seva pri prehodu z nivoja n_1 na nivo n_2. Ob tem prehodu se spremeni energija elektrona za:

$$W_2 - W_1 = \frac{m g^4 Z^2}{8 \varepsilon_0^2 h^2}\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right)$$

To energijo odnese izsevani foton, zato je njegova frekvenca določena z enačbo: $W_1 - W_2 = h\nu_{1,2} = \frac{hc}{\lambda_{1,2}}$

Valovna dolžina izsevane svetlobe je torej določena s formulo:

$$\frac{1}{\lambda_{1,2}} = \frac{-m g^4 Z^2}{8 \varepsilon_0^2 h^3 c}\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right) = R_y Z^2 \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2}\right)$$

Ulične zapišemo produkt vseh konstant z novo konstanto:

$$R_y = \frac{m g^4}{8 \varepsilon_0^2 h^3 c}$$

Ki jo imenujemo Rydbergova konstanta in je $R_y = 1{,}1 \cdot 10^7\ m^{-1}$. Za vodikov atom je $Z = 1$ in dobimo izraz

$$\frac{1}{\lambda} = R_y\left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2}\right)$$

ZELO REDKO!

Kako je sestavljeno atomsko jedro in kateri podatki to nakazujejo? Kaj pomenita A in Z? Kaj je masni defekt in kako izračunamo vezavno energijo jedra. Katere vrste razpada poznate in kakšne so ustrezne enačbe? Kako izračunamo maso radioaktivnega izotopa s pomočjo merjenja aktivnosti?

Ocene za premer jedra je $r \sim 10^{-14}$ m, kar je za približno štiri velikostne razrede manjše od premera atoma. Poskusi s sipanjem α žarki so tudi pokazali, da je naboj jedra $Z e_0$ cel mnogokratnik osnovnega naboja e_0. Rentgenske spektre in spektre vidne svetlobe lahko razložimo če vzamemo, da je število Z enako vrstnemu številu atoma v periodnemu ~~številu~~ sistemu elementov. Merjenja z masnim spektrografom so pokazala, da se lahko mase

Zaradi valovnega značaja lahko elektroni v atomu krožijo samo po tirnicah, katerih obseg je enak celemu mnogokratniku de Broglieve valovne dolžine: $2\pi r = n\lambda$

Tu je n naravno število, ki ga imenujemo glavno kvantno število. Če ne bi bilo tako, bi elektron sam s seboj interferiral in atom ne bi bil stabilen. Nadalje upoštevamo še izraz za de Broglievo valovno dolžino in dobimo enačbo: $2\pi r = n\frac{h}{G} = n\frac{h}{mv}$

s katero je opredeljena vrtilna količina elektrona v atomu: $\Gamma = Gr = n\frac{h}{2\pi}$

Elektron se torej giblje v atomu tako, da je njegova vrtilna količina Γ cel mnogokratnik $\frac{h}{2\pi}$. Še preden je de Broglie postavil svojo hipotezo, je to dejstvo predpostavil Bohr in iz tega izpeljal pravilne sklepe o energiji elektrona v atomu.

Iz enačbe za vrtilno količino $mvr = \frac{nh}{2\pi}$

in kinetično energijo $\frac{mv^2}{2} = \frac{1}{2}\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$

izpeljemo izraz za radij krožnice po kateri se giblje elektron: $\frac{1}{r} = \frac{\pi Z e^2 m}{\varepsilon_0 h^2 n^2}$

Radij je tem večji, čim večji je kvantno število n.

Določimo še notranjo energijo elektrona. Upoštevajmo, da mora biti električna sila med jedrom z nabojem Ze in elektronom enaka centripetalni sili: $\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r}$

Iz te enačbe dobimo za kinetično energijo izraz:

$$W_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{1}{2}\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$$

$$p_1 + \rho\frac{v_1^2}{2} + \rho g z_1 = p_2 + \rho\frac{v_2^2}{2} + \rho g z_2$$

Pri tem smo upoštevali, da je gostota $\rho = dm/dV$ konstantna. Spremenljivki $\rho v^2/2$ in $\rho g z$ imenujemo GOSTOTA KINETIČNE in GOSTOTA POTENCIALNE ENERGIJE. Po Bernoullijevi enačbi je vsota tlaka in gostote mehanske energije vzdolž tokovne cevi konstantna.

Poudarimo še enkrat, da smo Bernoullijevo enačbo izpeljali le za stacionarni tok nestisljive in neviskozne tekočine in velja samo vzdolž tokovne cevi. VENTURIJEVA CEV

Obravnavajmo stacionarni tok nestisljive neviskozne tekočine v vodoravni cevi s spremenljivim presekom. Zaradi vodoravnosti je $z_1 = z_2$ in velja

$$p_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} = p_2 + \frac{\rho v_2^2}{2}$$

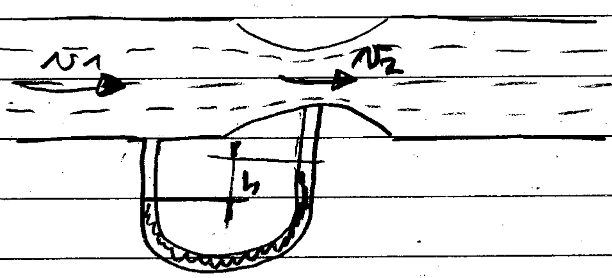
Zato je na dveh presekih razlika tlakov

$$\Delta p = p_2 - p_1 = -\frac{\rho}{2}\left(v_2^2 - v_1^2\right),$$

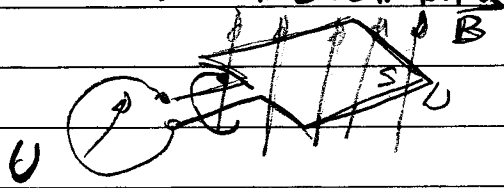
ki jo lahko izmerimo s tekočinskim manometrom. Ker je $v_1 S_1 = v_2 S_2$ je razlika tlakov

$$\Delta p = -\frac{\rho}{2}\left[\left(\frac{S_1}{S_2}\right)^2 - 1\right] v_1^2$$

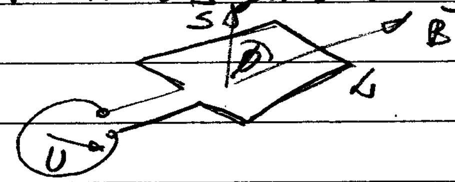
Iz te enačbe lahko določimo hitrost in pretok na podlagi izmerjeni tlačne razlike Δp. Napravo za merjenje hitrosti ali pretoka po tem principu imamo VENTURIJEVO CEV.



NAPETOST INDUCIRANA V ROTIRAJOČI TULJAVI



Spremenljivke pri računanju inducirane napetosti v rotirajoči tuljavi



$$\Phi_m = N\vec{S}\cdot\vec{B} = NSB\cos\phi$$

Pri enakomernem vrtenju tuljave je $\phi = \omega t + \phi_0$ in dobimo $U_i = -\frac{d\Phi_m}{dt} = \omega NSB \sin(\omega t + \theta_0)$

Zaradi enakomernega vrtenja tuljave se v njej inducira SINUSNA NIHAJOČA ELEKTRIČNA NAPETOST

$$U_i = U_0 \sin(\omega t + \phi_0)$$

z amplitudo

$$U_0 = \omega NSB$$

Z merjenjem amplitude lahko določimo poljsko gostoto $B = U_0/\omega NS$. Bolj pomemben razlog za možnost pa je spoznanje, da je tuljava, ki se vrti v magnetnem polju GENERATOR IZMENIČNE NAPETOSTI. Zato jo uporabljamo za spreminjanje mehanske energije v električno.

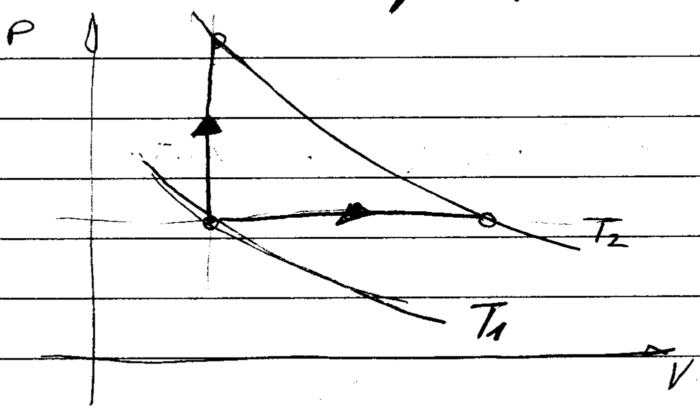
Izpeljite Bernoullijevo enačbo, pojasnite pomen členov v njej in navedite kdaj jo lahko uporabimo. Skicirajte Venturijevo cev, pojasnite zakaj jo uporabljamo in izpeljite ustrezno enačbo.

Izpeljimo še povezavo med hitrostjo tekočine in tlakom v primeru, ko je viskoznost tekočine zanemarljivo majhna -

prvega dela v drugega tako, da se tlaka izenačita v obeh posodah. Volumen pa se k krat poveča. Pri tem ugotovimo da se temperatura ne spremeni.

Celotno delo, opravljeno na sistemu, je enako nič, toplota pa se z okolico ne izmenja (poskus je zelo hiter). Zato se notranja energija izbrane mase m, plina ohrani. Če začetno stanje označimo z indeksom 1 in končno z indeksom 2. Potem velja $W_n(T_1, V_1) = W_n(T_2, V_2)$

Ker je $V_2 = kV_1$ in $T_1 = T_2$. Od tod dobimo enakost
$W_n(T_1, V_1) = W_n(T_1, kV_1)$. Te enačbe je lahko izpolnjena le, če je notranja energija izbrane mase idealnega plina neodvisna od volumna → je odvisna le od temperature, saj se le-ta dvigne, če plinu povišamo notranjo energijo tako, da na njem opravimo delo ali pa mu dovedemo toploto. $W_n = W_n(T)$



Za ta dva prehoda zapišemo

$$dW_n = m c_v \, dT \qquad \text{za } V = \text{konst}$$
$$dW_n = m c_p \, dT - p\,dV \quad \text{za } p = \text{konst}$$

Ker je $pV = mRT/M$ in p konst. je
$$p\,dV = \frac{m}{M} R\,dT$$

S tem dobimo iz enačbe zapisane za oba prehoda izraz za razliko specifičnih toplot idealnega plina pri konstantnem tlaku oziroma volumna:

$\ominus$ rot med $\vec{I}$ in $\vec{v} \times B$
$\ominus$ rot med $\vec{v}$ in B

NAPETOST INDUCIRANA V TULJAVI, ČE SE V NJEJ SPREMENI TOK.

Induciranje sunka električne napetosti zaradi izmikanja tuljave iz magnetnega polja. $d\Phi_m = d(BSN) = -U_i dt$

$$\Phi_m = BSN = \int U_i dt$$

Iz enačbe vidimo, da je NAPETOSTNI SUNEK $\int U_i dt$ sorazmeren magnetni poljski gostoti B. Ta napetostni sunek povzroči v galvanometru TOKOVNI SUNEK oziroma pretok naboja Q, ki je določen z enačbo:

$$Q = \int I dt = \frac{1}{R}\int U_i\, dt = \frac{NS}{R} B$$

R je upor galvanometra. Tokovni sunek povzroči odklon galvanometra, ki v tem primeru deluje kakor BALISTIČNO NIHALO.

$$\int I\, dt = \frac{1}{R}\int U_i\, dt$$

$$I \cancel{t} = \frac{1}{R} U_i \cancel{t} \qquad ?$$

$$\underline{I = \frac{1}{R} U_i}$$

IZRAZ ZA INDUKTIVNI UPOR

Obravnavajmo primer z $R=0$, $L \neq 0$, $\frac{1}{C} = 0$ in izberimo parameter $t_0 = -\pi/2$. Tedaj dobimo iz osnovne enačbe ~~Z dI/dt~~ $\frac{L\,dI}{dt} = U_0 \cos\omega t$. Z integriranjem dobimo ~~iz~~ te enačbe tok $I = U_0/\omega L \sin\omega t$. Integracijsko konstanto smo izbrali enako nič, ~~ker~~ vzamemo, da v verjui toka, če je napetost generatorja enaka nič. Tok harmonično niha z amplitudo $I_0 = \frac{U_0}{\omega L}$. Ker tudi ta izraz spominja na Ohmov zakon, je sorazmerna zunanji sili $F_1 = K x_1$, ki vzbuja nihanje. Kadar je ta sila enaka nič, se imenuje enačba HOMOGENA drugače pa je NEHOMOGENA. Če niha drog periodično je: Npr.

$$x_1 = x_{1,0} \sin \omega t \quad \text{in} \quad f_1 = f_0 \sin \omega t$$

V tem primeru opazimo, da niha tudi masa harmonično z enako frekvenco, kakor sila, ki nihanje povzroča. To lastnost opišemo z izrazom: $x(t) = x_0 \sin(\omega t - \varphi_0)$

V njem je φ_0 FAZNI PREMIK med nihanjem droga in mas.

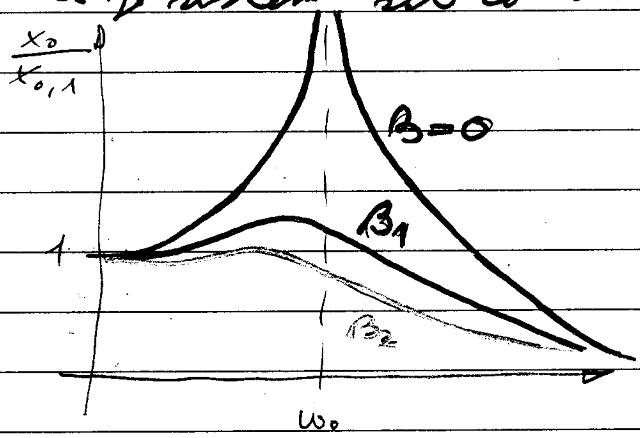
V diferencialno enačbo vstavimo nastavek

$x(t) = x_0 \sin(\omega t - \varphi_0)$.

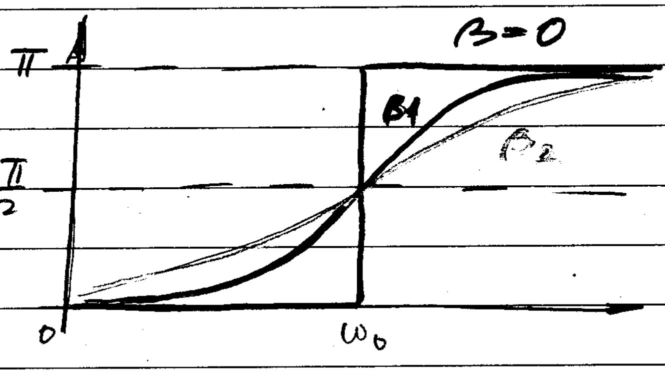
Enačba za amplitudo: $x_0 = \frac{x_{1,0}}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}}$

Enačba za fazni premik $\tan \varphi_0 = \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$

Kadar je $\omega \simeq \omega_0$ govorimo o RESONANČNO NIHANJE.
Če je sistem šibko dušen dobimo tu velike amplitude



RESONANČNI DIAGRAM



FAZNI DIAGRAM

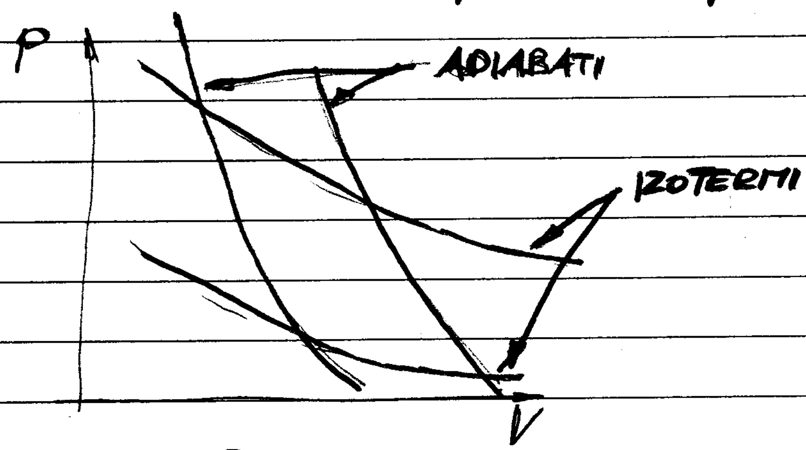
Izpeljite izraz za inducirano napetost v ravnem tokovodniku, ki se giblje v magnetnem polju. Izpeljite iz njega izraz za napetost inducirano v tuljavi, če se v njej spreminja električni tok. Izpeljite izraz za induktivni upor.

Zamislimo si, da položimo žico iz prevodne snovi v magnetno polje z gostoto B in jo premikamo s hitrostjo $\vec{v}$. Pri tem vpliva

Zadnji izraz preuredimo tako, da združimo spremenljivke, ki se nanašata na določeno stanje na ni strani enakosti in dobimo po antilogaritmiranju naslednjo enakost: $TV^{\varkappa-1} = T_0V_0^{\varkappa-1}$

Produkt $TV^{\varkappa-1}$ je konstanta. Ko upoštevamo enačbo idealnega plina $pV/T = p_0V_0/T_0$ in pretvorimo zadnji izraz v novi zenakosti: $pV^{\varkappa} = p_0V_0^{\varkappa}$

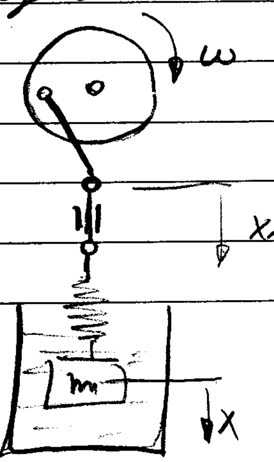
$$Tp^{\frac{1-\varkappa}{\varkappa}} = T_0p_0^{\frac{1-\varkappa}{\varkappa}}$$



DIAGRAM

Pojasnite kaj je vsiljeno nihanje in izpeljite ustrezno diferencialno enačbo za primer mase na vijačni vzmeti. Opiši pojav resonance, skicirajte resonančni krivulji in navedite njuno značilnost.

Poleg sil v sistemu deluje tudi ZUNANJA SILA. Ta sila naj bo odvisna le od časa, ne pa od stanja sistema. Če se ravno sila s časom periodično spreminja, povzroči nihanje sistema, ki ga imenujemo VSILJENO NIHANJE.



SHEMA VZBUJAJOČEGA VZMETNEGA NIHALA

Zloženi plinski zakon lahko izpeljemo za mešanico idealnih plinov. Za vsak plin posebej velja: $pV_1 = n_1RT$; $pV_2 = n_2RT$
Pri čemer je V_1 in V_2 delni ali parcialni volumen in n_1 in n_2 delni ali parcialni število kilomolov komponent v mešanici plinov. Od obeh enačb dobimo $p(V_1+V_2) = (n_1+n_2)RT$

$$V = V_1 + V_2 \qquad n = n_1 + n_2$$

$$pV = nRT$$

STISLJIVOST SNOVI 10 IZPELJAVA

Raztezanje teles pri temperaturnih spremembah opišemo z relativno spremembo dV/V volumna pri stalnem tlaku p:

$$\frac{dV}{V}\Big|_p.$$

Ta sprememba je pri majhnih temperaturnih spremembah sorazmerna spremembi temperature, kar opišemo z izrazom.

$$\frac{dV}{V}\Big|_p = \beta\, dT$$

v katerem je β koeficient volumskega termičnega raztezka snovi. Njegova enota je $[\beta] = K^{-1}$. Ker velja za idealni plin pri konstantnem tlaku p enačba: $\frac{dV}{V}\Big|_p = \frac{dT}{T}$

dobimo za volumski termični raztezek približno idealnega plina rezultat $\beta = \frac{1}{T}$

Za trdne snovi namesto volumskega raztezanega koeficient navedemo raje koeficient linearnega termičnega raztezka α, ki ga definiramo s pomočjo relativne spremembe dolžine dL/L opazovanega kosa snovi:

$$\frac{dL}{L} = \alpha\, dT$$

tekočine, je za vzdrževanje gibanja potrebna sila, ki je ~~soso~~ sorazmerna s hitrostjo, viskoznostjo tekočine in površino S, vzdolž katere polzi tekočina ob telesu. To izrazimo z linearnim zakonom upora v tekočini:

$$F = C_1 \frac{\eta v S}{h}$$

V njem smo s h označili dimenzijo, na kateri se spremeni hitrost od hitrosti telesa do hitrosti tekočine. C_1 imenujemo koeficient linearnega upora in je odvisen od oblike telesa. Parameter $R = C_1 \eta S / h$ imenujemo viskozni ali linearni upor telesa pri gibanju v tekočini. Z njim zapišemo linearni zakon upora v obliki $F = R \cdot v$

Kako pridemo do splošnega plinskega zakona. Kako je definirana stisljivost snovi in kako jo izpeljemo za adiabatne spremembe plina?

SPLOŠNI PLINSKI ZAKON

Temperaturi T, ki smo jo opredelili s tlakom idealnega plina pravimo tudi KELVINOVA, ABSOLUTNA ali TERMODINAMSKA TEMPERATURA. V praksi rabimo je CELZIJEVA TEMP., ki ima enako veliko enoto, kot ga ima, le da je ~~ВВК~~ 273,15K pri 0°C.

Pri opazovanju stisljivosti plinov smo ugotovili, da velja za plin v ~~termodi~~ termičnem ~~ss~~ ravnovesju pri dani temperaturi BOYLEOV zakon: $pV = konst = C_1$

Če se temperatura spremeni, se spremeni tudi konstanta C_1, tako da je pri konstantnem volumnu V_0 temperatura sorazmerna tlaku: $T \propto p$

Torej mora biti C_1 sorazmerna temperaturi $C_1 = C_2 T$, tako da je

$$pV = C_2 T$$

KAKO DELUJE?

Zamislimo si, da je ob nekem času kondenzator nabit do napetosti U_0, tok v tuljavi pa enak $I=0$. Napetost požene tok in kondenzator se začne prazniti. Tok je največji, ko se kondenzator izprazni. Naraščanju toka se v tuljavi upre z ~~induciranjem~~ inducirano napetostjo, zato se tok ne more v trenutku povečati in tudi ne zmanjšati. Sedaj prevzame vlogo gonilnika toka tuljava, ki z inducirano napetostjo začne polniti kondenzator, vendar v nasprotni smeri. Izmenjavanje ustreza ~~harmonič~~ harmoničnemu nihanju ~~$\ddot{U}+\omega_0^2 U=0$~~ napetosti.

$$U(t) = U_0 \sin(\omega t + \phi_0)$$

naboj na kondenzatorju $Q=CU$ in tok $I = \dot{Q} = C\dot{U} \Rightarrow$ tudi tok niha harmonično, vendar je v fazi za $\phi_0 = \pi/2$ glede na napetost na kondenzatorju: $I(t) = I_0 \cos(\omega t + \phi_0)$

amplituda toka $I_0 = C\omega U_0$. Zaradi napetosti na ~~konden~~ kondenzatorju in toka v tuljavi, vsebuje električni nihalni krog električno in magnetno energijo $W = \frac{LI^2}{2} + \frac{CU^2}{2}$

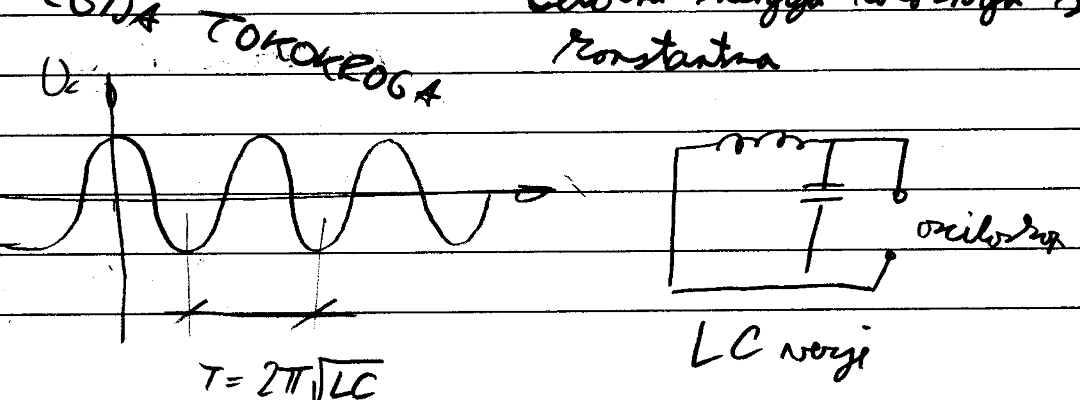
V enačbo vstavimo izraz za tok $I = C U_0 \omega \cos(\omega t + \phi_0)$

$$W = \left[\frac{LC^2\omega^2}{2}\cos^2(\omega t + \varphi_0) + \frac{C}{2}\sin^2(\omega t+\varphi_0)\right]U_0^2 = \frac{CU_0^2}{2}$$

Ko izrazimo amplitudo napetosti z amplitudo toka pa dobimo

$$W = \frac{LI_0^2}{2}$$

ENERGIJA TOKOKROGA $\Rightarrow$ Celotna energija tokokroga je konstantna



sorazmerna razdalji med tokovodnikoma

$$F = konst\ I_0\, l \frac{I}{r}$$

Z merjenjem določimo vrednost sorazmernostne konstante, ki je v tem primeru enaka $\mu_0/2\pi$, tako da dobimo za silo med vzporednima vodnikoma izraz: $F = \frac{\mu_0 l}{2\pi r} I_0 I = 2{,}10^{-7} \frac{l}{r} I_0 I \frac{Vs}{Am}$

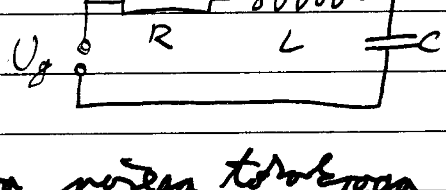
Za poljsko gostoto, ki jo ob ravnem tokovodniku povzroča tok I, velja tak izraz: $B = \mu_0 \frac{I}{2\pi r}$

Izraz za silo med vzporednima vodnikoma je podlaga za definicijo osnovne enote električnega toka amper = A. V skladu z njo velja:

En AMPER je tok, ki povzroči med dolgima vzporednima vodnikoma na medsebojni razdalji 1m silo $F = 2\cdot 10^{-7}$ N na dolžini 1m vodnika.

Izpeljite enačbo, ki opisuje nihanje električnega nihajnega kroga, zapišite splošno rešitev ter izraz za resonančno frekvenco. Kolikšna je energija nihajočega kroga in kakšen je pomen posameznih členov v enačbi?

Pri obravnavi pojavov v električnem vezju R-L-C smo omenili, da opazimo iznihavanje toka v primeru ko so v tokokrogu vsi trije elementi.



Diferencialna enačba našega tokokroga $L\dot{I} + RI + \frac{Q}{C} = U_g$

Ker je napetost na kondenzatorju $U = \frac{Q}{C}$ in tok $I = \dot{Q}$ dobimo

Pri tem smo upoštevali nekatere odvisnosti novo uvedenih spremenljivk od časa. S tem spremenljivkami nato dobimo.

$$\vec{r} = r\vec{e_1}$$
$$\vec{v} = v\vec{e_2}$$
$$\vec{a} = a_t\vec{e_2} - a_r\vec{e_1}$$

Pospešek pri kroženju določata dve komponenti: prva v smeri hitrosti e_1 se imenuje <u>tangencialna</u> in ima velikost $a_t = r\alpha$, druga v nasprotni smeri radij vektorja $-\vec{e_1}$, se imenuje <u>radialna</u> ali <u>centripetalna</u> in ima velikost $a_r = r\omega^2$. Tangencialna komponenta opisuje kako hitro se spreminja velikost hitrosti, radialna komponenta pa opisuje kako hitro se pri kroženju spreminja smer hitrosti. Do te razlage pridemo, če odvajamo vektor v po času in upoštevamo pravilo za odvod produkta:

$$\dot{\vec{v}} = (v\vec{e_2})^{\cdot} = \dot{v}\vec{e_2} + v\dot{\vec{e_2}} = a_t\vec{e_2} - a_r\vec{e_1}$$

Lega točke je podana z lokom $l = r\omega t$. Času T, ki je potreben za obhod krožnice, pravimo OBHODNA DOBA. Ker je obseg krožnice $2\pi r$, je kotna hitrost enakomernega kroženja določena z izrazom $\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{2\pi}{T}$

$$T = \frac{2\pi}{\omega}$$

Recipročna vrednost obhodne dobe $\nu = \frac{1}{T}$, ki jo imenujemo FREKVENCA KROŽENJA. Kotna hitrost je sorazmerna frekvenci $\omega = 2\pi\nu$

Enota frekvence je HERTZ $[\nu] = \frac{1}{s} = Hz$

interference. Iz enačbe $2d = N\lambda_2$ sledi pričakovali za $d=0$ ojačano interferenco odbitih žarkov, ker je ta pogoj izpolnjen za $N=0$. Na zelo tanki plasti gre v prvem prehodu žarek iz zraka, kjer je hitrost svetlobe velika, v milnico, kjer je hitrost manjša. Milnica je optično gostejše sredstvo kakor zrak in sklepamo, da se pri tem faza odbitega valja spremeni. Pri drugem prehodu pa se del žarka odbije na optično redkejšem sredstvu in sklepamo da se faza vala ne spremeni. V skladu s tem tedaj ko je $n_1 < n_2$ in $n_2 > n_3$ ali $n_1 > n_2$ in $n_2 < n_3$ zapišemo za konstruktivno interferenco pogoj:

$$2d = N\lambda_2 + \frac{\lambda_2}{2} = \left(N + \frac{1}{2}\right)\lambda_2$$

Če pa se faza odbitega vala na robovih vselej meji ne obrne oziroma tedaj ko se obrne na obeh mejah naenkrat:

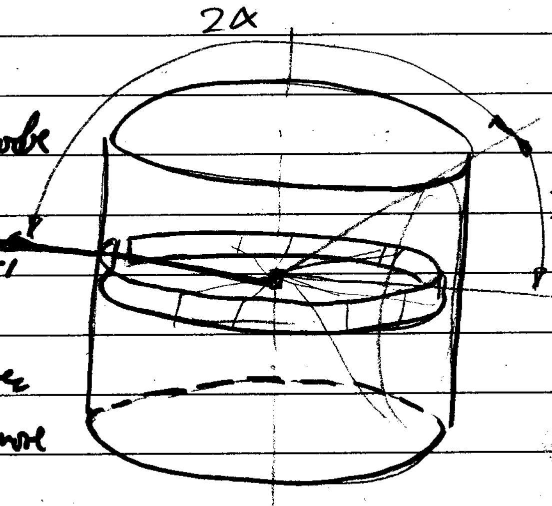
$n_1 > n_2 > n_3$ ali $n_1 < n_2 < n_3$

Velja za ojačani odboj $2d = N\lambda_2$

REDKO

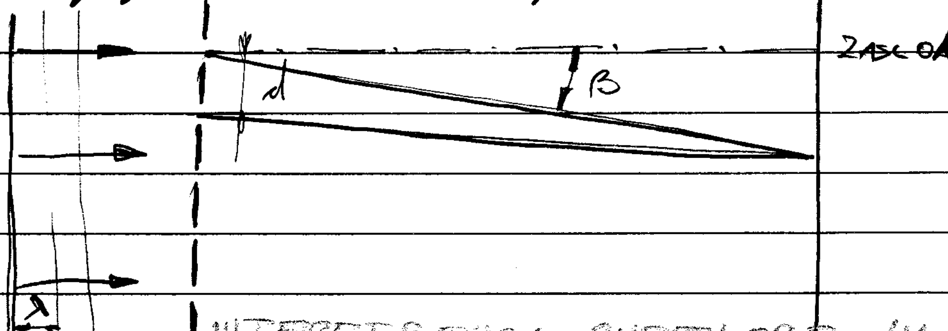
Skicirajte kako je sestavljen masni spektrograf, pojasnite kako deluje in izpolnite ~~povezavo~~ povezavo med maso in polmerom trajektorije. Opišite kako z njim določimo maso jeder in kako opredelimo pojem protona in neutrona? Kaj je masni defekt jedra in kako si ga razlagamo?

Sipanje rentgenske svetlobe na polikristalni snovi. Sipano svetlobo detektiramo s filmom v valjasti komori, vzorec pa je nameščen na osi komore



GLEJ STRAN 25?

žarka, se spremenijo tudi smeri ojačane in oslabljene svetlobe. Ta pojav razložimo tudi pri svetlobi kot interferenco valovanja.



INTERFERENCA SVETLOBE NA PERIODIČNI MREŽI

Razdalja med režami mreže naj bo d. Označimo z β kot med normalo na mrežo in smerjo, v kateri gledamo od daleč na mrežo. Razložimo pojav za mrežo na podlagi predpostavke, da je svetloba valovanje z valovno dolžino λ. Takšno valovanje mora za mrežo interferirati. Vsako režo mreže lahko obravnavamo kakor izvor krožnega valovanja. Valovanja iz posameznih rež mreže interferirajo. V smeri pod kotom β glede na normalo k mreži, je razlika poti od dveh sosednjih rež pri pravokotnem vpadnem žarku daleč od mreže enaka:

$$\Delta s = d \sin\beta$$

Če je ta razlika cel mnogokratnik $N\lambda$ valovne dolžine λ:

$$d \sin\beta = N\lambda,$$

se v izbrani smeri valovanja konstruktivno sestavijo in dobimo ojačano svetlobo. Če pa je izpolnjen pogoj:

$$d \sin\beta = \left(N + \frac{1}{2}\right)\lambda$$

Če poznamo razdaljo med režami mreže, lahko z merjenjem kota β določimo valovno dolžino svetlobe.

$$\lambda = \frac{d \sin\beta}{N}$$

komponente hitrosti v smeri x. Izraz za tlak lahko zato zapišemo v obliki: $p = \frac{mN\overline{v_x^2}}{V}$

Vemo da so hitrosti v vse smeri enakopravne od tod sledi
$\overline{v^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2}$. ~~Ker so smeri ena~~
Smeri so enakovredne $\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}$
S tem dobimo $\overline{v^2} = 3\,\overline{v_x^2}$
in $pV = mN\overline{v_x^2} = mN\frac{\overline{v^2}}{3}$

Namesto s povprečnim kvadratom hitrosti, raje delamo s POVPREČNO KINETIČNO ENERGIJO $\overline{W_k} = \frac{m\overline{v^2}}{2}$

Z njo dobimo: $pV = N\frac{2}{3}\overline{W_k}$

Ta izraz povezuje tlak in volumen plina s povprečno translacijsko energijo molekule v njem. Če upoštevamo splošni plinski zakon $pV = nRT$, dobimo za povprečno kinetično energijo izraz: $\overline{W_k} = \frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{3}{2}\frac{n}{N}RT$

Vanj uvedemo še Loschmidt-Avogadrovo število $N_L = N/n$

$$\overline{W_k} = \frac{3}{2}\frac{RT}{N_L}$$

V zadnjo enačbo vpisano vpeljemo BOLCMANOVO KONSTANTO

$$k = \frac{R}{N_L} = 1{,}38 \cdot 10^{-23}\,\frac{J}{K}$$

tako da je zveza med povprečno kinetično energijo molekul idealnega plina in temperaturo $\overline{W_k} = \frac{3}{2}kT$

Iz te enačbe lahko ocenimo povprečno hitrost termičnega gibanja molekul. $\frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{3}{2}\frac{RT}{N_L}$

$$\overline{v^2} = \frac{3RT}{N_L m} = 3\frac{RT}{M}$$

$$v_{ksk} = \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{3RT/M}$$

Pri tem indeks „ksk" pomeni koren srednjega kvadrata.