

EXAMEN LICENTA 2016

**REZUMATELE SUBIECTELOR
SI BIBLIOGRAFIA RECOMANDATA
PENTRU PROBA 1 (EXAMEN ORAL)**

SPECIALIZAREA FIZICA

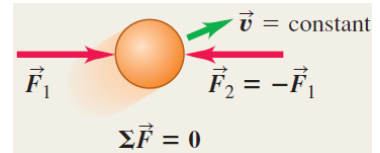
SUBIECTUL 1

Principiile mecanicii newtoniene

Mecanica clasică, elaborată în esență de Isaac Newton, se bazează pe trei legi foarte generale, numite *principii*. Separat de aceste principii Newton a formulat principiul independenței acțiunii forțelor. Toate celelalte legi ale mecanicii newtoniene se deduc din aceste principii, ca *teoreme*. Formularea principiilor mecanicii newtoniene ține cont de următoarele ipoteze: a) spațiul și timpul sunt absolute, b) masa este independentă de viteză, c) masa unui sistem de corpuri închis este independentă de procesele interne din acel sistem (masa nu se creează și nu dispare).

Principiul inerției (principiul întâi). A fost descoperit de Galilei (1632) și formulat de Newton (1686): *Un punct material își menține starea de repaus sau de mișcare rectilinie uniformă atât timp cât asupra sa nu acționează alte corpuri care să-i schimbe această stare de mișcare.* Proprietatea corpurilor de a-și menține starea de repaus sau de mișcare rectilinie uniformă, în absența

acțiunilor exterioare, respectiv de a se opune la orice acțiune exterioară care încearcă să le schimbe starea de repaus sau de mișcare rectilinie uniformă se numește *inerție*. O măsură a inerției este *masa*. Sistemele de referință în care este valabil principiul inerției se numesc *sisteme de referință inerțiale*. Principiile mecanicii newtoniene sunt valabile în sistemele de referință inerțiale.



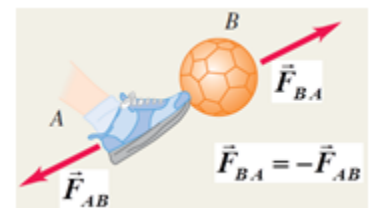
Principiul fundamental (principiul al doilea, al forței). Corpurile care interacționează exercită unul asupra celuilalt câte o *forță*. O forță aplicată unui corp poate modifica mărimea și direcția vitezei corpului, adică îi imprimă o *acelerație*. *Principiul al doilea stabilește proporționalitatea directă între accelerație și forța care a produs-o, accelerația*

și forța fiind vectori care au aceeași direcție și același sens: $\vec{a} = \vec{F} / m$; în această ecuație a principiului al doilea m este masa corpului. Principiul al doilea, scris sub forma $\vec{a} = \vec{F} / m$, reprezintă o relație cauzală care arată cum efectul ($\vec{a}$) depinde de cauză ($\vec{F}$). Dacă se cunosc masa și accelerația se poate determina forța care a produs accelerația:

$\vec{F} = m\vec{a}$. În ecuațiile de mai sus nu se spune nimic despre natura forței: ea poate fi de natură gravitațională, electrică, elastică, de frecare, etc. De aceea, pentru determinarea mișcării unui corp trebuie cunoscută și *legea forței* (de exemplu, legea atracției gravitaționale, legea interacțiunii electrice, legea lui Hooke, etc).

Definind impulsul punctului material ca $\vec{p} = m\vec{v}$ rezultă că forța este egală cu viteza de variație a impulsului punctului material: $\vec{F} = d\vec{p} / dt$. În mecanica clasică, relațiile $\vec{F} = m\vec{a}$ și $\vec{F} = d\vec{p} / dt$ scrise pentru un punct material sunt echivalente.

Principiul acțiunii și reacțiunii (principiul al treilea). Enunțul principiului este următorul: *Dacă un corp acționează asupra altui corp cu o forță, numită acțiune, cel de-al doilea corp acționează asupra primului cu o forță egală în modul și de sens opus, numită reacțiune.* Cele două forțe, acțiunea și reacțiunea, sunt aplicate unor corpuri diferite și acționează *simultan*. Mai trebuie menționat faptul că acest principiu se aplică în mecanică atât în cazul contactului direct dintre corpuri, cât și în cazul acțiunilor ”la distanță” (de exemplu, în cazul atracției gravitaționale).



Principiul independenței acțiunii forțelor. Enunțul principiului este următorul: *Dacă asupra unui punct material acționează simultan mai multe forțe, accelerația imprimată punctului material este egală cu suma vectorială a accelerațiilor pe care le-ar avea punctul material sub acțiunea separată a fiecărei forțe:*

$$\vec{a} = \sum_i \vec{a}_i = \sum_i (\vec{F}_i / m) = \vec{F} / m, \text{ unde } \vec{F} = \sum_i \vec{F}_i.$$



Bibliografie: A. Hristev, *Mecanică și acustică*, Editura Didactică și Pedagogică, București, 1984

SUBIECTUL 2

Lucrul mecanic și energia mecanică în cazul punctului material

Lucrul mecanic al unei forțe constante în mișcarea pe o dreaptă. Forțele pot produce deplasări ale corpurilor pe o direcție oarecare. O măsură a efectului util al forței în acest proces este dată de lucrul mecanic, definit prin produsul dintre deplasare și componenta forței pe direcția deplasării; componenta normală a forței nu poate contribui la deplasarea dată, deci ea nu efectuează lucru mecanic. Astfel, lucrul mecanic efectuat de o forță constantă $\vec{F}$ la deplasarea $\vec{s}$ a unei particule de-a lungul unei drepte se definește ca fiind egal cu produsul scalar dintre forță și deplasare, $L = \vec{F} \cdot \vec{s} = F s \cos \phi$, unde ϕ este unghiul dintre $\vec{F}$ și $\vec{s}$.

Lucrul mecanic al unei forțe variabile în mișcarea pe o dreaptă. Dacă particula se deplasează de-a lungul axei x iar forța depinde de poziția particulei, adică $F = F_x(x)$, lucrul mecanic este $L = \int_{x_1}^{x_2} F_x dx$ și este numeric egal cu aria cuprinsă între graficul forței și axa x (între x_1 și x_2).

Lucrul mecanic al unei forțe variabile în mișcarea pe o curbă. Dacă particula se mișcă pe o curbă oarecare și poziția ei este specificată cu ajutorul vectorului de poziție $\vec{r}$ lucrul mecanic este dat de integrala curbilinie $L = \int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} \vec{F}(\vec{r}) \cdot d\vec{r}$. În general, rezultatul integrării depinde de curba pe care se deplasează particula între punctele $\vec{r}_1$ și $\vec{r}_2$.

Dacă rezultatul integrării nu depinde de drum ci doar de poziția punctelor $\vec{r}_1$ și $\vec{r}_2$ se spune că forța $\vec{F}(\vec{r})$ este *conservativă* (exemple: forța de atracție gravitațională, forța elastică). Lucrul mecanic al unei forțe conservative pe un drum închis este zero. O altă condiție prin care se poate verifica dacă o forță este conservativă este ca $\nabla \times \vec{F} = 0$.

Teorema energiei cinetice. Variația energiei cinetice a unei particule la deplasarea între două puncte din spațiu este egală cu lucrul mecanic efectuat de rezultanta forțelor (*conservative* și *neoconservative*) pentru deplasarea particulei între cele două puncte, pe un anumit drum: $\Delta E_c = E_c(2) - E_c(1) = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} = \int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} \vec{F}(\vec{r}) \cdot d\vec{r} = L$. În formă diferențială, teorema energiei cinetice se scrie $dE_c = dL$.

Energia potențială. În cazul forțelor *conservative* integrala $\int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} \vec{F}(\vec{r}) \cdot d\vec{r}$ depinde doar de poziția punctelor $\vec{r}_1$ și $\vec{r}_2$ și atunci se poate defini o funcție de poziție $U(\vec{r})$ astfel încât să putem scrie $\int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} \vec{F}(\vec{r}) \cdot d\vec{r} = -U(\vec{r}_2) + U(\vec{r}_1)$. $U(\vec{r})$ se numește *energia potențială* a particulei. Folosind și teorema energiei cinetice, rezultă că în cazul forțelor conservative avem $E_c(1) + U(1) = E_c(2) + U(2) = E$. E se numește *energie mecanică totală* a particulei. Ultimul rezultat arată că atunci când asupra particulei acționează doar forțe conservative energia mecanică totală se conservă. Dacă se cunoaște energia potențială a particulei se poate afla forța care acționează asupra acesteia folosind operatorul gradient: $\vec{F} = -\nabla U$.

Teorema energiei mecanice. Variația energiei mecanice totale a unei particule la deplasarea între două puncte din spațiu este egală cu lucrul mecanic efectuat de rezultanta forțelor *neoconservative* pentru deplasarea particulei între cele două puncte, pe un anumit drum: $\Delta E = E(2) - E(1) = \int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} \vec{F}^{nc}(\vec{r}) \cdot d\vec{r} = L^{nc}$. Dacă asupra particulei *nu* acționează forțe neconservative atunci $L^{nc} = 0$ și rezultă că energia mecanică a particulei *se conservă*.

Bibliografie: A. Hristev, *Mecanică și acustică*, Editura Didactică și Pedagogică, București, 1984

SUBIECTUL 3**Proprietatile conductoarelor în echilibru.****a) Câmpul electric este zero în toate punctele**

De fapt, dacă nu ar fi zero, sarcinile electrice libere în conductor ar fi supuse acțiunii câmpului, forțelor care dau naștere la mișcarea sarcinilor. De aici ar rezulta curenți în conductor, ceea ce ar fi în contradicție cu ipoteza de echilibru al conductorului.

Deci :

într-un conductor în echilibru $\vec{E} = 0$

b) Potențialul este constant în interior

Această proprietate rezultă din cea precedentă, câmpul electric $\vec{E}$ derivând dintr-un potențial :

$$\vec{E} = -\text{grad } V \quad \text{cu} \quad \vec{E} = 0$$

De unde :

într-un conductor în echilibru $V = \text{CONSTANT}$

Suprafața conductorului este o suprafață echipotențială.

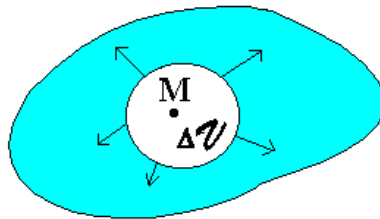
c) Densitatea de sarcină în volum este nulă.

Figura 1

Fie un element de volum ΔV în jurul punctului oarecare M dintr-un conductor în echilibru și (ΔS) suprafața care limitează acest element de volum. Fie ρ densitatea de sarcină în M. Aplicarea teoremei Gauss la suprafața închisă (ΔS) conduce la :

$$\oint_{(\Delta S)} \vec{E} \cdot \vec{n} \, dS = \frac{1}{\epsilon_0} \rho \Delta V$$

Câmpul $\vec{E}$ fiind nul , rezultă același lucru pentru r.

într-un conductor în echilibru $\rho = 0$
--

OBSERVAȚII

a) Condiția $\rho = 0$ pare să fie în contradicție cu prezența sarcinilor libere într-un conductor. Dar, ρ este o mărime macroscopică și relația $\rho = 0$ semnifică faptul , că orice element de volum , de dimensiuni mari pe scară atomică , este neutru din punct de vedere electric.

b) Dacă un conductor este încărcat electric, sarcina se găsește pe suprafața conductorului.

SUBIECTUL 4

Forța Lorentz.

Fie o sarcină q care se mișcă cu viteza v într-o porțiune din spațiu în care există un câmp magnetic de inducție magnetică B . Asupra sarcinii se va exercita o forță magnetică F , numită forța Lorentz, dată de relația:

$$\vec{F} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$$

Forța Lorentz este perpendiculară pe planul determinat de vectorii qv și B , iar direcția se poate afla prin regula mâinii drepte, regula burghiului, sau matematic.

Modulul forței Lorentz este: $F = qvB \sin \alpha$ unde α este unghiul făcut între vectorii qv și B .

În Figura 2 sunt ilustrate forțele Lorentz pentru cazurile $q > 0$ și

$q < 0$. De observat, că vectorul qv nu are același sens cu vectorul v dacă sarcina este negativă!

Regula mâinii drepte: *degetele de la mână dreaptă sunt îndoite în direcția de rotire de la vectorul qv spre vectorul B , iar degetul mare indică sensul forței Lorentz (forței magnetice) F .*

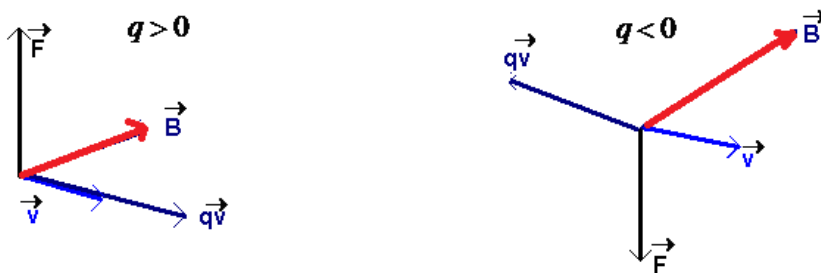


Figura 2.

În cazul aplicării concomitente a unui câmp electric E și a unui câmp magnetic de inducție B , forța F care va acționa asupra unei sarcini q aflată în mișcare cu viteza v , va fi:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

Câmpul magnetic are o acțiune asupra sarcinii q **doar dacă** aceasta se mișcă (dacă $v = 0 \Rightarrow F = 0$).

Unitatea de măsură pentru inducția magnetică este Tesla, care se notează cu T.

Bibliografie:

Notite de curs

SUBIECTUL 5**Principiul I al termodinamicii**

Idei principale:

- menționarea experimentului lui Joule, care a stat la baza Principiului I al Termodinamicii (În 1842 Joule a demonstrat că lucrul mecanic se poate transforma în căldură și invers. Experiență sa demonstrează echivalența lucrului mecanic și a căldurii. Generalizarea acestui rezultat constituie prima variantă a principiului întâi al termodinamicii.)
- formularea lui Clausius a Principiului I („Variația energiei interne a unui sistem închis în cursul unei transformări este egală cu suma dintre lucrul mecanic și căldura primită în cursul acestei transformări).
- expresia matematică (cu variații finite): $\Delta U = Q + L$
- expresia matematică pentru o transformare infinitezimală: $dU = dQ + dL$
- Principiul I ca Lege de Conservare a Energiei (Primul principiu al termodinamicii nu este altceva decât enunțul unui postulat mai general și anume al conservării energiei: energia nu dispare și nu se produce în nici un fenomen din natură, ci doar se transformă dintr-o formă de energie în alta și poate fi transmisă de la un sistem la altul.)
- imposibilitatea realizării unui perpetuum mobile de speța I (“Nu se poate construi o mașină care să efectueze lucru mecanic fără consum de energie și fără a primi căldură din exterior.” sau “Este imposibil să se realizeze în natură un perpetuum mobile de speța I, adică un dispozitiv care să funcționeze periodic și să producă lucru mecanic mai mare decât energia primită din exterior.”)

SUBIECTUL 6**Teoria cinetico-moleculară. Ecuația de stare a gazului ideal**

Idei principale:

- ce este un gaz perfect (ideal): toate moleculele care îl constituie sunt considerate punctuale, și nu interacționează la distanță. În general, orice gaz ideal poate fi considerat perfect dacă este suficient de diluat (adică dacă V este suficient de mare sau p este suficient de mică). Gazul ideal este un ansamblu de N atomi sau molecule identice, care nu interacționează între ele și sunt supuse la o agitație perpetuă și aleatorie.
- ipoteze ale Teoriei Cinetico-Moleculare: atomii sau moleculele gazului sunt assimilate unor particule punctuale caracterizate prin masa acestora; presiunea gazului este determinată de numeroasele ciocniri ale moleculelor cu pereții incintei; volumul ocupat de moleculele gazului este neglijabil în raport cu volumul ocupat de gaz; între moleculele care compun gazul nu acționează forțe intermoleculare; conform principiului inerției, neexistând forțele de interacțiune între particule, acestea se vor mișca rectiliniu și uniform; în procesele de ciocnire moleculele se consideră sfere perfect elastice; toate direcțiile de mișcare sunt la fel de probabile neexistând nici o relație între viteza și direcția de mișcare a moleculei (aceasta înseamnă că mișcarea moleculelor este total dezordonată, adică haotică).
- formula fundamentală a Teoriei Cinetico-Moleculare: $p = \frac{2}{3} n \frac{m_0 \langle c^2 \rangle}{2}$, unde $n = \frac{N}{V}$ este concentrația de molecule, m_0 masa unei molecule, $\langle c^2 \rangle$ viteza pătratică medie, iar $\langle \varepsilon \rangle = \frac{m_0 \langle c^2 \rangle}{2}$ energia cinetică medie a unei molecule
- ecuația de stare a gazului ideal (cu explicarea mărimilor ce intervin): $pV = \nu RT$
- legătura dintre formula fundamentală și ecuația de stare (în formula fundamentală ținem cont că $\langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{2} k_B T$, unde $k_B = \frac{R}{N_A}$ este constanta lui Boltzmann, rezultând ecuația de stare)

Bibliografie:

- [1] Dorina Andru Vangheli- Termodinamică și fizică statistică, Ed. Mirton Timișoara (1997).
- [2] Violeta Georgescu, Mardarie Sorohan- Fizică moleculară, Ed. Univ. Al. I. Cuza, Iași (1996).
- [3] Octavian Mădălin Bunoiu- Fizică Moleculară și Căldură, curs nepublicat.

SUBIECTUL 7**Ecuatiile Maxwell**

Ecuatiile care guvernează fenomenele electromagnetice sunt ecuațiile Maxwell. Pentru surse plasate în vid, în sistemul de unități Heaviside-Lorentz, ecuațiile Maxwell sunt:

$$\begin{aligned}\nabla \vec{E} &= \rho, \\ \nabla \vec{B} &= 0, \\ \nabla \times \vec{B} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{c} \vec{J}, \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}.\end{aligned}$$

Am notat cu **E** intensitatea câmpului electric și cu **B** inducția magnetică, iar ρ reprezintă densitatea de sarcină electrică și **J** densitatea de curent. În afara câmpurilor **E**, **B** și a surselor ρ , **J**, ecuațiile Maxwell cuprind un parametru c , care are dimensiunile unei viteze și este viteza luminii în vid. Ea este fundamentală pentru toate fenomenele electromagnetice și relativiste.

Prima ecuație Maxwell arată că câmpul electric este produs de sarcinile electrice. Altfel spus pot exista sarcini electrice libere care să producă câmpuri electrice. A doua ecuație din contră arată că nu este posibil să avem sarcini magnetice libere.

Din a treia ecuație se observă că câmpurile magnetice sunt produse de câmpuri electrice variabile în timp sau de distribuții localizate de curent. Cea de-a patra ecuație arată că și câmpurile magnetice variabile în timp pot produce câmpuri electrice.

Este de asemenea important să precizăm că pot exista câmpuri electromagnetice în regiuni ale spațiului în care nu avem surse. Câmpurile pot purta energie, impuls și moment cinetic și pot avea o existență total independentă de sarcini și curenți.

SUBIECTUL 8**Transformările Lorentz**

Constanta vitezei luminii, independent de mișcarea sursei sale, da naștere unor relații între spațiul și timpul din două sisteme de referință inerțiale, care sunt cunoscute sub numele de transformări Lorentz. Să considerăm o transformare Lorentz între două sisteme de referință inerțiale S și S' având viteza relativă v . Dacă ținem seama de faptul că spațiul și timpul sunt omogene și izotrope, legătura dintre cele două sisteme de coordonate este liniară. Axele celor două sisteme de referință sunt paralele și sunt orientate astfel încât sistemul S' se mișcă în sensul pozitiv al axei ox cu viteza v . Atunci legătura dintre coordonatele unui punct S' și coordonatele aceluiasi punct în S este dată de transformarea Lorentz:

$$\begin{aligned}t' &= \gamma \left(t - \frac{v}{c^2} x \right), \\ x' &= \gamma (x - vt), \\ y' &= y, \quad z' = z.\end{aligned}\tag{1}$$

Transformările Lorentz inverse sunt:

$$\begin{aligned}t &= \gamma(t' + \frac{v}{c^2}x'), \\x &= \gamma(x' + vt'), \\y &= y', \quad z = z'.\end{aligned}\tag{2}$$

Conform relatiilor (1), (2), coordonatele perpendiculare pe directia de miscare relativa raman neschimbate, iar coordonata paralela si timpul sunt modificate.

Ecuatiile Maxwell sunt invariante la transformari Lorentz. Adica forma acestor ecuatii nu se modifica atunci cand trecem de la un sistem de referinta inertial la alt sistem de referinta inertial folosind transformari Lorentz.

Bibliografie

1. J. D. Jackson , Electrodinamica clasica, vol I+II (Editura tehnica. 1991).
2. W. Greiner, Classical Electrodynamics, (Springer 1998).
3. D. Vulcanov, Curs de electrodinamica si teoria relativitatii, (Editura Mirton, Timisoara, 1998).

SUBIECTUL 9

Principiul minimei actiuni. Ecuatiile Euler-Lagrange

- Sistem mecanic. Coordonate. Coordonate, viteze si acceleratii generalizate. Exemple
- Principiul minimei actiuni :

Drumurile fizice in Spatiul Configuratiilor sunt cele pentru care integrala de actiune este stationara in raport cu toate variatiile infinitezimale care pastreaza fixate punctele de capat

Definim actiunea sistemului ca :

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L(t, q_1, q_2, \dots, q_s, \dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_s) dt$$

L este functia Lagrange (lagrangianul) sistemului

- Deducerea ecuatiilor de miscare folosind acest principiu :

rezulta (se cer calculele in detaliu) :

$$\delta S = \delta \int_{t_1}^{t_2} L(t, q_1, q_2, \dots, \dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots) dt = 0$$



ECUATIILE EULER-LAGRANGE

$$\frac{\partial L}{\partial q_i} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} = 0$$

- Proprietatile Lagrangianului si actiunii
- Lagrangianul si ecuatiile Euler-Lagrange pentru sisteme simple (punct material liber sau system de puncte in cimp exterior). Energia cinetica si energia potentiala

Bibliografie minimala :

- Landau, L. Lifshitz – Curs de Fizica Teoretica, vol. 1 – Mecanica – exista zeci de editii ale acestei carti, in engleza, franceza, inclusiv in romana la Editura Tehnica, 1966
- B. NDemsoreanu – Mecanica Teoretica – Timisoara, 2002
(<http://www.physics.uvt.ro/~brutus/mecanica.pdf>)
- D. Luca, C. Stan- Mecanica clasica, iasi, 2007 (http://newton.phys.uaic.ro/data/pdf/Mecanica_clasica.pdf)

SUBIECTUL 10

Ecuatia Schrodinger

Descrierea pe scurt a subiectului:

1. Motivarea Ecuatiei Schrodinger, forma functiei de unda pentru particular libera
2. Obtinerea Ecuatiei Schrodinger prin derivarea partiala de doua ori dupa coordonata si o data dupa timp a functiei de unda pentru particular libera.
3. Obtinerea ecuatiei Schrodinger atemporale
4. Generalizare, introducerea operatorului Hamilton.
5. Caz particular: Ecuatia Schrodinger pentru particular in camp de forte.

Bibliografie:

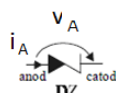
1. Serban Titeica, Mecanica Cuantica (Editura Academiei R.S.R. 1984).
2. A. Messiah, Mecanica Cuantica (Editura Stiintifica 1973).
3. I Cotaescu, Curs de mecanica cuantica (Tipografia Universitatii din Timisoara 1990).
4. Arno Bohm, Quantum Mechanics (Springer-Verlag 1994)
6. L. Landau, E.M. Lifshitz, Mecanica cuantica. (Editura Tehnica, Bucuresti 1968) .

SUBIECTUL 11

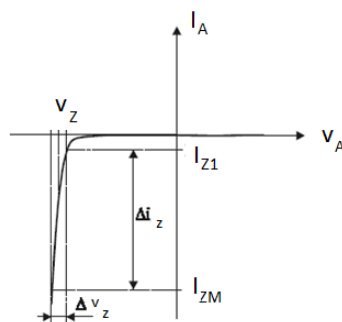
Dioda Zener (stabilizatoare de tensiune)

Este formată dintr-o JPN puternic dopată cu impurități și care funcționează normal în regim de polarizare inversă. Scopul urmărit este ca la terminalele dispozitivului să se obțină o tensiune aproximativ constantă la variații mari ale curentului.

- simbol pentru DZ



- caracteristica statică a DZ



• mecanisme de creștere a curentului:

- *multiplicarea în avalanșă* a purtătorilor de sarcină
- *efectul Zener* în care purtătorii de sarcină sunt generați chiar de către câmpul electric care se creează în joncțiune.

• parametrii caracteristici: - tensiunea de stabilizare Zener V_Z ; - curentul invers maxim I_{ZM} ; rezistența internă r_z ,

$$(r_z = \frac{\Delta V_Z}{\Delta I_Z})$$

SUBIECTUL 12

Derivatorul și integratorul cu amplificator operațional (AO)

S-punct de sumare;

v_o – tensiune de ieșire;

v_e – tensiune de eroare

Condiții:

1) condiția de punct de sumare;

$$v_e \cong 0$$

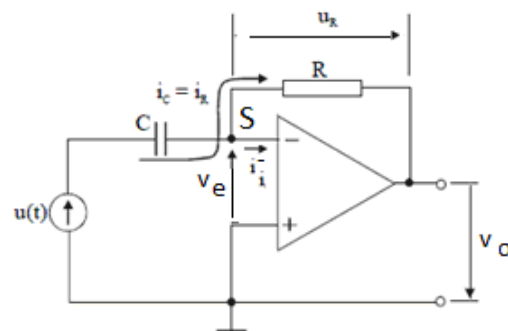
2) condiția de curent nul la intrare;

$$i_i^- \cong 0$$

circuitul de derivare

$$i_R(t) = i_C(t) = C \frac{du_c(t)}{dt}$$

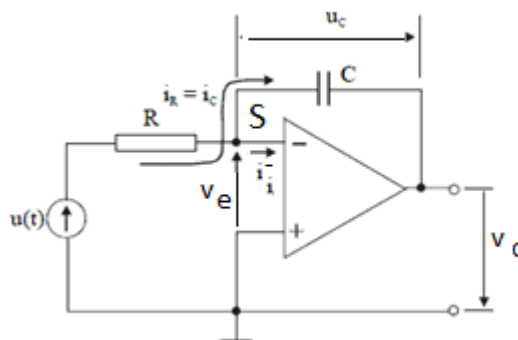
$$v = -RC \frac{du_c(t)}{dt}$$



circuit de integrare

$$i_C(t) = \frac{u(t)}{R}$$

$$v = -\frac{1}{RC} \int u(t) dt$$



SUBIECTUL 13

Modelul Bohr

- **Postulatele lui Bohr**

1. Atomii și sistemele atomice se pot găsi timp îndelungat numai în stări bine determinate, numite stări staționare, în care nu emit și nu absorb energie.

Energia sistemului atomic în aceste stări este cuantificată, adică ia valori ce alcătuiesc un șir discontinuu: $W_1, W_2, \dots, W_n$

2. La trecerea dintr-o stare staționară în alta, atomii emit sau absorb numai radiații monocromatice de frecvență bine determinată, dată de relația:

$$h \nu_{n,k} = W_n - W_k$$

- **Cuantificarea orbitelor circulare**

Electronul se va roti în jurul nucleului pe o orbită circulară de rază r_n , dacă forța centrifugă, ce acționează asupra sa, devine egală cu forța coulombiană de atracție dintre electron și nucleu, astfel încât să se asigure stabilitatea dinamică a sistemului.

$$\frac{mv_n^2}{r_n} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2}$$

Pe baza primului postulat, mișcarea electronului se poate face numai pe orbitele pentru care:

$$mv_n r_n = n \frac{h}{2\pi}$$

- **Expresiile energiei și razei orbitelor**

Energia totală a unui atom de hidrogen, aflat într-o anumită stare staționară, va fi egală cu suma dintre energia cinetică și cea potențială.

$$W_n = -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{m_0 Z^2 e^4}{8\epsilon_0^2 h^2}$$

Raza orbitei:

$$r_n = n^2 \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m_0 Z e^2}$$

- **Explicarea datelor experimentale, găsirea formulei Balmer**

$$\tilde{\nu}_{n,m} = \frac{1}{\lambda_{n,m}} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad n, m \in N^*; n < m$$

unde: $\nu_{n,m}$ - număr de undă, λ - lungime de undă, R - constanta Rydberg, specifică tipului de atom.

- **Importanța modelului și insuficiențele acestuia**

(de argumentat)

SUBIECTUL 14

Atomii cu mai mulți electroni

- **Aproximația câmpului central**

Studiul atomului cu mai mulți electroni este o problemă extrem de complexă. Punctul de plecare îl constituie aproximația câmpului central, în cadrul căreia se presupune că fiecare electron din atom se mișcă independent în câmpul cu simetrie sferică creat de nucleu și de către ceilalți electroni. În cadrul mișcării într-un câmp cu simetrie se conservă energia totală, momentul cinetic total, precum și proiecția acestuia pe o axă de coordonate arbitrar dată, astfel că starea fiecărui electron din atom, neglijând interacțiunea spin-orbită, este caracterizată de patru numere cuantice : n, l, m_l și m_s .

- **Configurația electronică**

Distribuția electronilor pe diferite straturi și păaturi electronice se face în funcție de energia acestora. Energia electronilor în atomul cu mai mulți electroni depinde de numărul cuantic principal n cât și de numărul cuantic orbital l .

- **Cuplajul LS, notarea termenilor**

În cazul atomilor ușori și medii, interacțiunea spin-orbită este mult mai slabă decât interacțiunea dintre momentele orbitale, precum și decât cea dintre spini, fapt dovedit experimental. Astfel se consideră atomul ca fiind un sistem neperturbat, în care au loc doar interacțiunile dintre electroni și nucleu și cele coulombiene dintre electroni. Un termen spectral va fi caracterizat de numerele cuantice L și S . Pentru a găsi aceste numere trebuie să compunem momentele cinetice conform cuplajului normal.

Vom nota termenii energetici sub forma:

$$^{2S+1}L.$$

- **Structura fină a termenilor**

Dacă luăm în considerare interacțiunea spin-orbită, momentul orbital și momentul de spin nu se mai conservă separat. În acest caz se conservă momentul cinetic total:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}.$$

În urma despicării termenilor LS în componente, acestea diferă între ele prin valoarea momentului cinetic total J . Această despicare se numește despicare fină sau despicare de multiplet. Notăția:

$$^{2S+1}L_J$$

Bibliografie

1. Note de curs
2. N. Avram, "Fizica Atomului și Moleculei", Univ. Timișoara, 1986
3. B. H. Brandsen, C. J. Joachain, "Fizica atomului și a moleculei", Ed. Tehnica, București, 1998
4. G. Semenescu, S. Rapeanu, T. Magda "Fizica Atomica și Nucleară", Ed. Tehnica, București, 1976

SUBIECTUL 15**Radioactivitatea. Legea dezintegrării radioactive****➤ Definiția radioactivității**

Radioactivitatea este proprietatea unor specii nucleare naturale sau artificiale, numiți nuclizi radioactivi, de a emite în mod spontan diferite tipuri de particule (de exemplu: fotoni, electroni, neutrini, nuclee de heliu) reunite sub denumirea de radiații.

➤ Tipuri de dezintegrare radioactivă

- dezintegrarea α (emisie de nuclee de heliu)
- dezintegrarea β și captura electronică
- emisia γ și conversia internă

➤ Expresia legii dezintegrării radioactive

Probabilitatea de dezintegrare a unui nucleu în unitatea de timp este λ și se numește constanta de dezintegrare. Unitatea de măsură în S.I este s^{-1} .

$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t}$, unde N_0 reprezintă numărul de nuclizi radioactivi din eșantion la momentul $t = 0$, $N(t)$ este numărul de nuclizi radioactivi care au rămas nedezintegrați după timpul t .

➤ Perioada de înjumătățire și timpul mediu de viață al nucleelor radioactive

Perioada de înjumătățire $T_{1/2}$ reprezintă intervalul de timp după care numărul de nuclee rămase nedezintegrate în sursă se reduce la jumătate.

$$N(T_{1/2}) = \frac{N_0}{2} = N_0 \cdot e^{-\lambda T_{1/2}} \Rightarrow \ln 2 = \lambda T_{1/2} \Rightarrow T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

Gradul de instabilitate al unui nucleu într-o stare dată este exprimat prin „durata medie de viață τ ” sau prin probabilitatea de dezintegrare în unitatea de timp care este o mărime constantă în timp (constantă de dezintegrare $\lambda = 1/\tau$).

➤ Activitatea surselor radioactive

Activitatea $\Lambda(t)$ a unei surse radioactive este definită ca numărul de nuclee ce se dezintegrează în unitatea de timp:

$$\Lambda(t) = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda \cdot N(t) = \Lambda_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}$$

unde:

$$\Lambda_0 = \lambda \cdot N_0$$

Activitatea are ca unitate de măsură becquerel-ul. Un becquerel este egal cu o dezintegrare radioactivă pe secundă: $1 \text{ Bq} = 1 \text{ s}^{-1}$. Are ca unitate tolerată curie-ul (Ci) care corespunde la $3,700 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ ($1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$).

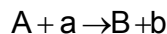
SUBIECTUL 16

Reacții nucleare

➤ *Definiție, caracteristici generale*

O reacție nucleară constă într-o ciocnire dintre un nucleu și o particulă (care poate fi și un alt nucleu) în urma căreia rezultă un nou nucleu și o altă particulă.

Reacția nucleară se poate scrie simbolic sub forma:



➤ *Bilanțul energetic*

O reacție nucleară este caracterizată de energia de reacție Q care se calculează cu formula:

$$Q = [(M_A + m_a) - (M_B + m_b)] \cdot c^2.$$

Reacția nucleară este exotermă dacă $Q > 0$ și endotermă dacă $Q < 0$.

➤ *Energia de prag a reacțiilor nucleare*

$$E_{\text{prag}} = |Q| \frac{m + M}{M}$$

➤ *Tipuri de reacții nucleare*

(reacții (n, γ) , (n, p) , (n, α) , reacții cu formare de mai mulți nucleoni.)

➤ *Mecanismul reacțiilor nucleare*

(formarea nucleului intermediar și dezexcitarea nucleului intermediar)

Bibliografie

1. Note de curs
2. L. Volkmann, „Fizică nucleară”, Tipografia Universității din Timișoara, 1994
3. G. Semenescu, S. Rapeanu, T. Magda "Fizica Atomica si Nucleara", Ed. Tehnica, București, 1976

SUBIECTUL 17

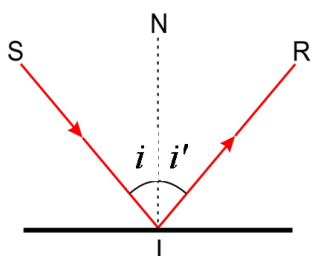
Principiul lui Fermat

- Între două puncte, lumina se propagă întotdeauna pe acel drum pentru care timpul de propagare este extrem (minim, maxim sau staționar, în general fiind minim).
- Între două puncte, lumina se propagă întotdeauna pe acel drum pentru care drumul optic este extrem (minim, maxim sau staționar, în general fiind minim).

Legile reflexiei și refracției

Dacă lumina cade pe suprafața de separație dintre două medii, în cazul general, se produc două fenomene: reflexia și refracția. Reflexia este fenomenul prin care raza de lumină își schimbă direcția de propagare, întorcându-se în mediul din care a provenit, iar refracția este fenomenul prin care raza de lumină își schimbă direcția de propagare, trecând în cel de-al doilea mediu.

a) Legile reflexiei



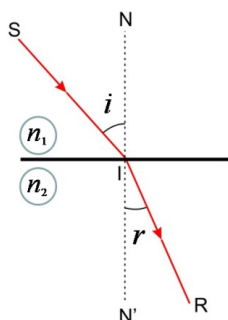
- SI** – raza incidentă
- NI** – normala la suprafața de separație dintre medii
- IR** – raza reflectată
- i** – unghi de incidență
- i'** – unghi de reflexie

1. Raza incidentă, raza reflectată și normala la suprafața de separație dintre medii în punctul de incidență sunt coplanare.

2. Unghiul de incidență este egal cu unghiul de reflexie.

$$i = i'$$

b) Legile refracției



- SI** – raza incidentă
- NI** – normala la suprafața de separație dintre medii
- IR** – raza refractată
- i** – unghi de incidență
- r** – unghi de refracție

1. Raza incidentă, raza refractată și normala la suprafața de separație dintre cele două medii în punctul de incidență sunt coplanare.

2. Între unghiul de incidență i și unghiul de refracție r există următoarea relație (legea Snellius - Descartes):

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$$

în care: n_1 este indicele de refracție al mediului din care provine lumina, n_2 este indicele de refracție al mediului în care trece lumina, iar n_{21} este indicele de refracție relativ al mediului în care trece lumina, față de mediul din care provine lumina.

SUBIECTUL 18

Construcții de imagini în sisteme optice centrate

Construcțiile de imagini în sisteme optice centrate se realizează ținând cont de următoarele reguli:

1. O rază de lumină paralelă cu axa optică a unui sistem optic centrat și incidentă pe suprafața acestuia, dincolo de sistem se va propaga pe direcția focarului imagine al sistemului.
2. O rază de lumină care se spropaga pe direcția focarului obiect al unui sistem optic centrat, fiind incidentă pe suprafața sistemului, dincolo de sistem se va propaga paralel cu axa optică a acestuia.

Formula lentilelor subțiri

Pentru o lentilă subțire, cu fețele în același mediu, distanța focală f a lentilei este dată de relația:

$$\frac{1}{f} = (n_r - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

în care n_r este indicele de refracție relativ al lentilei față de mediul exterior ($n_r = \frac{n}{n_0}$, n fiind indicele de refracție al lentilei, iar n_0 cel al mediului exterior), iar R_1 și R_2 sunt razele de curbură ale suprafețelor lentilei.

Dacă un obiect se află în fața unei lentile subțiri, la distanța p față de lentilă, și dacă lentila are fețele în același mediu, atunci imaginea obiectului dată de lentilă se va forma la distanța p' față de lentilă, relația dintre p și p' fiind:

$$\frac{1}{p'} - \frac{1}{p} = \frac{1}{f}$$

unde f este distanța focală a lentilei.

Formula oglinzilor sferice

Dacă un obiect se află în fața unei oglinzi sferice, la distanța p față de oglindă, atunci imaginea obiectului dată de oglindă se va forma la distanța p' față de oglindă, relația dintre p și p' fiind:

$$\frac{1}{p'} + \frac{1}{p} = \frac{2}{R} = -\frac{1}{f}$$

unde R este raza de curbură a oglinzii, iar f este distanța focală a oglinzii.

SUBIECTUL 19

Valoarea medie, Deviatia, Dispersia si Deviatia standard

Daca o functie $f(x)$ poate lua valorile $f(x_i)$, $i=1, N$ cu probabilitatile $P(x_i)$, atunci **valoarea medie** a functiei poate fi calculata:

$$\overline{f(x)} = \sum_{i=1}^N P(x_i) f(x_i)$$

In cazul unei distributii continue de probabilitate, valoarea medie a functiei $f(x)$ intr-un interval (a, b) va fi

$$\overline{f(x)} = \int_a^b P(x) f(x) dx$$

In ambele cazuri fiind indeplinite conditiile de normalizare: $\sum_{i=1}^N P(x_i) = 1$, respectiv $\int_a^b P(x) dx = 1$.

Alte marimi relevante pentru calculele statistice sunt:

Deviatia $\Delta f = f(x) - \overline{f(x)}$;

Dispersia $\overline{\Delta f(x)^2} = \overline{(f(x) - \overline{f(x)})^2}$ si

Deviatia standard $\sigma_f = \sqrt{\overline{\Delta f(x)^2}}$.

Este de asteptat sa fie prezentate si proprietatile acestor marimi si exemple simple care sa arate utilitatea acestora.

SUBIECTUL 20

Ansamblu canonic. Calculul valorilor medii intr-u ansamblu canonic.

Distributia canonică este caracteristică unui sistem Σ_0 care are numărul de particule N , volumul V și temperatura T bine determinate, dar care schimbă energie cu un termostat Σ_R . Astfel, Σ_0 are mult mai putine grade de libertate decat Σ_R . Sistemul $\Sigma_0 + \Sigma_R$ este considerat izolat fata de mediul exterior. Problema care trebuie tratata este gasirea, in caz de echilibru termic, a probabilitatii ca sistemul Σ_0 sa se afle intr-o microstare particulara i de energie U_i si sa se calculeze energia medie $\bar{U}$ a sistemului Σ_0 folosind functia de partitie.

Daca Σ_0 este intr-o stare definita i , atunci numarul starilor accesibile pentru $\Sigma_0 + \Sigma_R$ este egal cu numarul starilor accesibile pentru Σ_R , adica $\Omega_R(U_R)$. Daca U_T este energia sistemului $\Sigma_0 + \Sigma_R$, atunci probabilitatea P_i ca Σ_0 sa se afle in starea i este direct proportionala cu $\Omega_R(U_R) = \Omega_R(U_T - U_i)$.

Folosind relatiile: $S = k \ln \Omega$, $\frac{1}{T} = \frac{\partial S}{\partial U}$ si tinand cont ca $U_i \ll U_T$ se obtine distributia canonica :

$$P_i = C e^{-\frac{U_i}{kT}}, \text{ cu } C^{-1} = \sum_i e^{-\frac{U_i}{kT}}$$

Folosind definitia energiei medii: $\bar{U} = \sum_i U_i P_i$ se poate usor arata ca:

$$\bar{U} = -\frac{\partial \ln Z}{\partial \beta}; \text{ unde } \beta = 1/kT \text{ si } Z = \sum_i e^{-\frac{U_i}{kT}} \text{ este functia de partitie.}$$

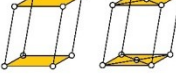
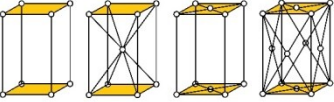
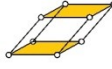
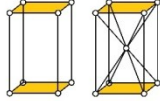
Este de asteptat ca aceasta problematica sa fie tratata pe larg folosind informatiile din bibliografie:

1. Daniel Vizman, Notite de curs
2. Fundamentals of statistical and thermal Physics, F. Reif, McGraw-Hill, 1965.

SUBIECTUL 21

Retele Bravais, rețeaua reciproca

baza rețelei directe: $\{\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3\}$ (a_i – perioadele pe axele cristaline, α_{ij} – unghiurile dintre acestea)
singonii, rețelele Bravais

<i>triclinic</i>	$a_1 \neq a_2 \neq a_3$	$\alpha_{12} \neq \alpha_{23} \neq \alpha_{31} \neq 90^\circ$	
<i>monoclinic</i>	$a_1 \neq a_2 \neq a_3$	$\alpha_{12} = \alpha_{23} = 90^\circ; \alpha_{31} \neq 90^\circ$	
<i>ortorombic</i>	$a_1 \neq a_2 \neq a_3$	$\alpha_{12} = \alpha_{23} = \alpha_{31} = 90^\circ$	
<i>trigonal</i>	$a_1 = a_2 = a_3$	$\alpha_{12} = \alpha_{23} = \alpha_{31} \neq 90^\circ$	
<i>tetragonal</i>	$a_1 = a_2 \neq a_3$	$\alpha_{12} = \alpha_{23} = \alpha_{31} = 90^\circ$	
<i>hexagonal</i>	$a_1 = a_2 \neq a_3$	$\alpha_{12} = 120^\circ; \alpha_{23} = \alpha_{31} = 90^\circ$	
<i>cubic</i>	$a_1 = a_2 = a_3$	$\alpha_{12} = \alpha_{23} = \alpha_{31} = 90^\circ$	

baza rețelei reciproce: $\mathbf{b}_i = 2\pi \frac{\mathbf{a}_j \times \mathbf{a}_k}{\mathbf{a}_i (\mathbf{a}_j \times \mathbf{a}_k)}$ unghiurile dintre axe: $\beta_{ij} = \arccos \left(\frac{\cos \alpha_{jk} \cos \alpha_{ki} - \cos \alpha_{ij}}{\sin \alpha_{jk} \sin \alpha_{ki}} \right)$

SUBIECTUL 22

Dependenta de temperatura a densitatii fononilor. Aproximatia Debye.

distributia Bose-Einstein:

$$f(\omega, T) = \frac{1}{e^{\frac{\hbar \omega}{k_B T}} - 1}$$

legea de dispersie (Debye):

$$\omega_{\mathbf{k}} = v_o k$$

numarul elementar de stari de impuls $[p, p + dp]$

$$dS = \frac{3}{2\pi^2 v_o^3} \omega^2 d\omega$$

temperatura Debye:

$$\theta = \frac{\hbar}{k_B}$$

energia redusa

$$\xi = \frac{\hbar \omega}{k_B T}$$

densitatea de fononi la temperatura T:

$$N(T) = \frac{3\omega_{\max}^3}{2\pi^2 v_o^3} \left(\frac{T}{\theta} \right)^3 \int_0^{\frac{\theta}{T}} \frac{\xi^2}{e^\xi - 1} d\xi$$

la temperaturi mari ($\xi \ll 1$)

$$N(T) \approx \text{const} \cdot T$$

Bibliografie:

Note de curs

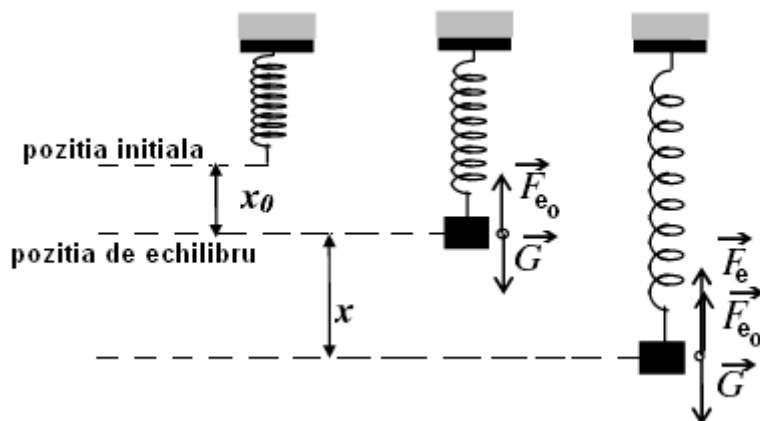
OSCILATII SI UNDE ELASTICE

Conf. univ. Dr. Resiga Daniela

SUBIECTUL 23

Pendulul elastic

- **Pendulul elastic** = un punct material de masa m suspendat de un resort elastic de constanta elastica k , care efectueaza oscilatii.



- **Pozitia de echilibru** corespunde lungimii initiale, “nedeformate”, a resortului cu corpul suspendat. In aceasta pozitie:

$$\vec{G} + \vec{F}_{e0} = 0 \Rightarrow m g = k x_0 \Rightarrow x_0 = \frac{m g}{k}$$

- **Principiul al II-lea al dinamicii:**

$$\begin{aligned} m \vec{a} &= \vec{F}_e \\ \Rightarrow m \ddot{x} &= -k x \quad / : m \neq 0 \\ \Rightarrow \ddot{x} + \frac{k}{m} x &= 0 \end{aligned}$$

Notam: $\frac{k}{m} = \omega^2$, ω = pulsatia, $\Rightarrow \boxed{\ddot{x} + \omega^2 x = 0} \rightarrow$ **ecuatia diferentiala a miscarii.**

- **Solutia (legea miscarii):** $\boxed{x = A \cos(\omega t + \varphi)}$ (exprimat fata de pozitia de echilibru).

- **Observatie: oscilatii armonice**

- Utilizand notatia: $\frac{k}{m} = \omega^2$ si $\omega = \frac{2\pi}{T}$ se obtine:

$$\boxed{T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}} \rightarrow \text{perioada oscilatiei.}$$

Bibliografie:

1. O. Aczel, *Mecanica fizica, oscilatii si unde*, Tipografia Universitatii din Timisoara, 1973.
2. A. Hristev, *Mecanica si acustica*, Editura Didactica si Pedagogica Bucuresti, 1984.

SUBIECTUL 24

Regresia liniară

O funcție **f(x)** dată printr-un set discret de date $(x_1, f(x_1)), (x_2, f(x_2)), \dots, (x_i, f(x_i))$ poate fi aproximată printr-o **funcție model g(x)**.

Pentru a determina calitatea aproximației făcute se introduce un parametru numit **distanță, d(f,g)**. În cazul regresiei, funcția model este aleasă astfel încât distanța **d(f,g) să fie minimă**. Aceasta poate fi definită cu ajutorul a două **funcții de merit**:

$$S = \sum_{i=1}^n [f(x_i) - g(x_i)]^2 \text{ și } \chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2} [f(x_i) - g(x_i)]^2$$

Cea mai simplă metodă de aproximare a funcțiilor tabelate o reprezintă **regresia liniară**. În acest caz *funcția model* este dată de ecuația unei drepte:

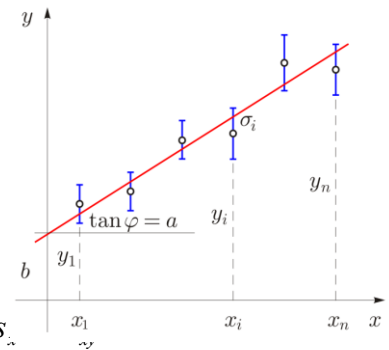
$$g(x) = ax + b$$

iar *funcția de merit* are forma:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2} [f(x_i) - (ax_i + b)]^2$$

Valorile parametrilor a și b se determină prin minimizarea funcției de merit:

$$\begin{cases} \frac{\partial \chi^2}{\partial a} = -2 \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2} (y_i - ax_i - b)x_i = 0 \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial b} = -2 \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2} (y_i - ax_i - b) = 0 \end{cases} \quad \text{sau} \quad \begin{cases} s_{xx}a + s_x b = s_y \\ s_x a + sb = s_y \end{cases}$$



cu notațiile:

$$s = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2}; \quad s_x = \sum_{i=1}^n \frac{x_i}{\sigma_i^2}; \quad s_{xx} = \sum_{i=1}^n \frac{x_i^2}{\sigma_i^2}; \quad s_y = \sum_{i=1}^n \frac{y_i}{\sigma_i^2}; \quad s_{xy} = \sum_{i=1}^n \frac{x_i y_i}{\sigma_i^2}$$

Prin rezolvarea sistemului obținem:

$$\begin{cases} a = \frac{ss_{xy} - s_x s_y}{\Delta} \\ b = \frac{s_y s_{xx} - s_x s_{xy}}{\Delta} \end{cases} \quad \text{unde } \Delta = ss_{xx} - s_x^2$$

Dacă datele inițiale sunt afectate de erori acestea vor induce erori și în determinarea parametrilor. De aceea trebuie determinate și impreciziile asociate acestor parametri:

$$\sigma_a^2 = \sum_{i=1}^n \sigma_i^2 \left(\frac{\partial a}{\partial y_i} \right)^2 \quad \text{și} \quad \sigma_b^2 = \sum_{i=1}^n \sigma_i^2 \left(\frac{\partial b}{\partial y_i} \right)^2$$

cu derivatele:

$$\frac{\partial a}{\partial y_i} = \frac{s x_i - s_x}{\sigma_i^2 \Delta} \quad \text{și} \quad \frac{\partial b}{\partial y_i} = \frac{s_{xx} - s_x x_i}{\sigma_i^2 \Delta}$$

Obținând:

$$\sigma_a = \sqrt{\frac{s}{\Delta}} \quad \text{și} \quad \sigma_b = \sqrt{\frac{s_{xx}}{\Delta}}$$

Bibliografie:

1. A. Klein, A. Godunov, Introductory computational physics, Cambridge Univ. Press, 2006.
2. T. A. Beu, Calcul numeric în C, Editura Microinformatica, Cluj, 1999.
3. T. A. Beu, Introducing to numerical programming: a practical guide for scientists and engineers using Python and C/C++, CRC Press 2015.

SUBIECTUL 25

Proprietati generale ale lichidelor, comparativ cu cele ale solidelor si gazelor. Definitia starii lichide.

La presiuni si temperaturi suficient de scazute, coexista in echilibru 2 stari de agregare: starea solida (S) si starea gazoasa (G).

La presiuni si temperaturi mai mari, deasupra punctului triplu (PT), intre cele doua apare o noua stare a materiei, starea lichida (L).

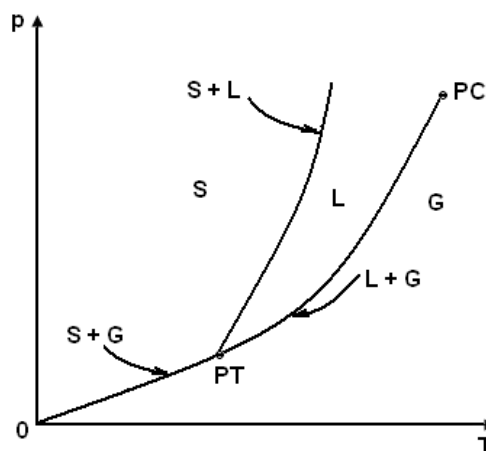


Diagrama de faza a argonului in coordonate (p, T).

Proprietati - comparativ:

Solidele:

- Sub actiunea unor forte exterioare, corpurile solide se deformeaza constant.
- Pentru descrierea teoretica a starii solide exista un model ideal: *modelul de retea cristalina* – particulele sunt asezate intr-o anumita ordine, formand nodurile retelei.
- *Miscarea termica* = o miscare de vibratie a particulelor in jurul pozitiiilor de echilibru din nodurile retelei cristaline.

Gazele:

- Prezinta proprietatea de curgere, densitate foarte mica in comparatie cu solidele, compresibilitate mare.
- Pentru descrierea teoretica exista *modelul de gaz ideal* – ansamblu de puncte materiale in care nu exista forte de interactie; ciocnirile dintre particule, respectiv dintre particule si peretii vasului sunt elastice si centrale, iar miscarea intre doua ciocniri consecutive se supune legilor mecanicii clasice.
- *Miscarea termica* = o miscare de translatie dezordonata.

Lichidele:

Starea lichida = o stare stabila a materiei, intermediara intre regiunea de stabilitate a starii solide si cea a starii gazoase pentru o densitate si o temperatura date.

- Lichidele prezinta compresibilitate mai mica si o densitate mai mare decat ale gazelor in regiunile indepartate de punctul critic (PC) si, spre deosebire de solide, o deformare continua la sollicitari externe.
- Proprietate suplimentara: existenta suprafetei libere.
- La temperaturi joase comportarea lichidelor e mai asemanatoare cu a solidelor, iar la temperaturi inalte, cu cea a gazelor.
- *Miscarea de agitatie termica la lichide* = o combinatie de miscari de translatie, vibratie si chiar rotatie ale moleculelor.

SUBIECTUL 26

Evolutia modelelor de lichide

Dificultatea studiului starii lichide rezida din inexistenta unui model unic, ideal, de lichid. Studiul starii lichide a cunoscut mai multe directii de dezvoltare, in functie de modelul de lichid adoptat.

- **Modelul cinetic** – este modelul de gaz aplicat la lichide, pe baza observatiei ca in jurul punctului critic (PC) are loc o tranzitie continua lichid-gaz si invers, de unde s-a tras concluzia eronata ca lichidele sunt gaze condensate / comprimate, in care nu exista ordine.
- **Modelul cristalin** – este modelul de retea cristalina aplicat la lichide. El s-a conturat in 1927-1933, o data cu obtinerea primelor röntgenograme la lichide, de catre Zernike, Prins, Debye si Lenke.

De-a lungul anilor acest model s-a dezvoltat in multe variante, care astazi nu mai prezinta decat un rol istoric. Pentru anumite domenii de temperaturi insa el se aplica si astazi, desigur intr-o forma imbunatatita:

- **modelul celular simplu;**
- **modelul lui Lennard-Jones si Devonshire;**
- **modelul celular cu clusteri;**
- **modelul de goluri;**
- **modelul tunelar.**
- **Modelul lui Hildebrand:** In 1953, Hildebrand elaboreaza un model propriu starii lichide, preluand de la modelul cinetic ideea ca in jurul PC exista o trecere continua lichid-gaz si invers, si de la modelul cristalin ideea ca si in lichide exista ordine, dar la mica distanta si de scurta durata (ordine locala). La baza acestui model sta teoria functiilor de corelatie si astfel pentru prima oara se considera ca intre particulele de lichid exista o corelatie.
- In 1958, Eyring propune **modelul structurii semnificative**, care considera ca structura lichidelor rezulta din combinarea celor doua structuri semnificative cunoscute: cea de gaz si cea de solid.
- **Modelul lui Bernal** (1960) descrie structura lichidelor, caracterizate prin ordonare la mica distanta, cu ajutorul unei teorii matematice complet noi: geometria statistica.

Bibliografie:

1. D. Susan-Resiga, A. Chiriac – Introducere in fizica lichidelor, Ed. Orizonturi Universitare, Timisoara, 2004
2. L. Georgescu – Física, Ed. Didactica si Pedagogica, Bucuresti, 1971.

SUBIECTUL 27

Modelul standard al structurii materiei (quarkuri, leptoni, mezonii, barioni)

Este modelul pe care autoritatea stiintifica a vremii il considera valid pentru structura materiei. Modelul standard s-a modificat in timp si este posibil ca in viitor sa fie inlocuit cu altul. Actualmente se considera ca materia, la baza, este compusa din urmatoarele **particule elementare** (i.e. fara structura interna) care sunt **fermioni** (studentul sa cunoasca princ. excluziune si de ce este important):

- **Leptoni** (e, ν_e), (μ, ν_μ), (τ, ν_τ) (e – prima particula elementara descoperita, Thomson 1897)

- **Quarkuri** (u, d), (c, s), (t, b)

Sarcina electrica ($2/3$ respectiv $-1/3$)

Quarkurile nu se gasesc in stare libera (explicatie). Formeaza **mezonii** ($q\bar{q}$) si **barioni** (qqq). Mezonii si barionii sunt **hadroni** adica particule care interactioneaza tare / compuse din quarkuri)

In materia obisnuita se gasesc leptoni si barioni din prima familie.

Bibliografie:

- Cursul de Fizica Particulelor Elementare
- the Physics Hypertextbook <http://physics.info/standard/>
- The Particle Adventure <http://www.particleadventure.org/>

SUBIECTUL 28

Fortele fundamentale si caracteristicile lor

Forta	Cuplaj	Bozon interactiune	Sarcina	Raza actiune
Nucleara tare	~ 1	$8 \times g$ (gluon) $M=0, s=1$	Culoare RGB	10^{-15}
Electromagnetica	10^{-2}	Foton $M=0, s=1$	+/-	∞
Nucleara slaba	10^{-5}	W^+, W^-, Z^0 $M=81; 90 \text{ GeV}$ $S=1$	Izospinul slab	10^{-18}
Gravitatie	10^{-40}	G (?), $m=0, s=2$	masa	∞

Studentul sa poata explica urmatoarele:

- ce inseamna forta fundamentala? De ce (e.g.) forta de frecare nu este?
- de ce au fost introduse fortele nucleare (tare si slaba)
- care este legatura intre masa bozonului si raza de actiune
- de ce atunci forta nucleara tare are raza de actiune finita (si mica) (avansat)
- de ce gravitatie, cea mai slaba, e dominanta la scara mare
- sa deseneze o diagrama Feynman pentru un proces EM, slab sau tare (avansat)

Bibliografie:

- Cursul de Fizica Particulelor Elementare
- the Physics Hypertextbook <http://physics.info/standard/>
- The Particle Adventure <http://www.particleadventure.org/>

SUBIECTUL 29**Principii de echivalenta in teoria relativitatii generalizate: principiul slab si principiul einsteinian**

(I) Principiul de echivalenta slab (PES) afirma identitatea dintre masa inertiala si masa gravitacionala a corpurilor, indiferent de natura lor. Masa inertiala este cantitatea care defineste inertia corpurilor si care apare in legea a doua a dinamicii. Masa gravitacionala este masa care apare in expresia fortei gravitationale.

PES este echivalent cu faptul ca traiectoriile corpurilor in cadere libera nu depind de masa si natura lor (universalitatea caderii libere). In formularea PES este esential sa se precizeze ca este vorba de caderea corpurilor test, i.e. corpurile (a) de masa neglijabila, si (b) de extindere suficient de mica. Daca aceste conditii nu sunt respectate, PES nu este necesar valabil, datorita campului extern diferit in care are loc miscarea.

PES a fost confirmat cu mare precizie intr-un numar mare de experimente. Marimea care se masoara de obicei este parametrul Eotvos (PE), definit prin diferenta relativa dintre raporturile dintre masa gravitacionala si masa inertiala pentru o pereche data de corpurile. PES este echivalent cu faptul ca PE este zero pentru oricare pereche de corpurile. Masuratorile curente au stabilit ca PE se anuleaza cu o precizie de aproximativ 10 la puterea a 12-a.

(II) Principiul de echivalenta einsteinian (PEE) afirma ca legile naturii intr-un sistem de referinta local in cadere libera (SRCL) intr-un camp gravitacional sunt identice cu cele dintr-un sistem inertial din teoria relativitatii restranse (TRR) in absenta campului.

O formulare echivalenta este ca observatorii dintr-un SRCL nu pot detecta prin masuratori din interiorul sistemului campul gravitacional extern. PEE poate fi vazut ca generalizarea naturala a echivalentei sistemelor de referinta inertiiale din TRR la sistemele in cadere libera intr-un camp gravitacional.

Considerand un corp in cadere libera oarecare, sa alegem un SRCL S in care corpul se afla initial in repaus. PEE asigura ca corpul va ramane pentru totdeauna in repaus in S. Aplicand concluzia pentru diferite corpurile, se vede ca PEE implica PES.

In formularea PEE este esential sa se precizeze ca SRCL are o extindere suficient de mica astfel incat campul gravitacional din interiorul sistemului sa poata fi considerat omogen. Daca conditia nu este indeplinita, campul extern va da nastere la acceleratii relative nenule pentru corpurile din SRCL, incompatibile cu PEE. Aceste acceleratii relative apar pentru observatorii din SRCL ca fiind produse de 'forte mareice' in interiorul sistemului.

Cateva consecinte imediate ale PEE sunt:

(1) Devierea luminii in camp gravitacional

Fenomenul este ilustrat considerand propagarea unei raze de lumina in interiorul unui lift in cadere libera in apropierea pamantului. Conform cu PET, pentru un observator din lift (un SRCL) o raza initial in directie orizontala in lift continua sa se propage orizontal. Pentru un observator in repaus pe pamant, aceasta implica curbarea razei inspre pamant.

(2) Deplasarea frecventelor in camp gravitacional

Consideram in scenariul de mai sus o raza de lumina lansata din tavanul liftului vertical in jos.

Presupunem ca raza este lansata la momentul initial cand liftul se afla in repaus si ca raza atinge podeaua liftului atunci cand podeaua atinge solul. Conform cu PEE, pentru un observator din lift (un SRCL) raza atinge podeaua cu aceeasi frecventa ca la emisie. In acelasi timp, viteza nenula a liftului fata de sol implica datorita efectului Doppler o frecventa mai mare masurata de observatorul de pe sol. Raportul dintre frecventele emise si receptate de observatorul fix se poate exprima simplu in functie de diferenta dintre potentialul newtonian din punctul de emisie si cel de receptie.

(3) Dilatarea/contractia timpilor in camp gravitacional

Doi observatori fiksi intr-un camp gravitacional schimba semnale luminoase cu o frecventa bine definita. Fixam durata semnalului prin numarul N de oscilatii ale unde. Acelasi numar N este valabil atat la emisie cat si la receptie. De aici rezulta ca raportul dintre timpul de emisie si cel de receptie este raportul dintre perioada unde la emisie si perioada la receptie. Prin definitie, acest raport este inversul raportului frecventelor. Concluzia urmeaza acum din punctul (2). Este important ca prin notiunea de 'timp' in acest efect sa se inteleaga precis durata unui semnal masurata de un anumit observator.

Bibliografie:

1. Jim Hartle, 'Gravity: An Introduction to Einstein's General Relativity' (Addison-Wesley, 2003)
2. Sean Carroll, 'Spacetime and Geometry: An Introduction to General Relativity' (Addison-Wesley, 2003)

SUBIECTUL 30

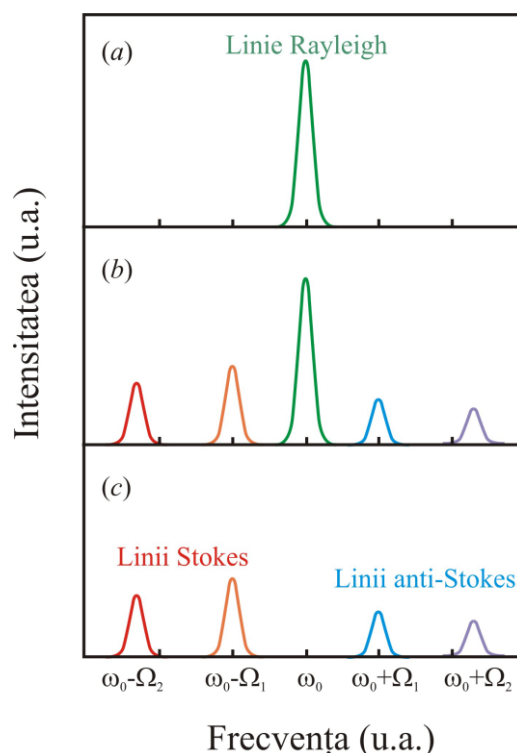
Împrăștierea Raman

În anul 1928, fizicianul indian C.V. Raman (câștigător al Premiului Nobel pentru Fizică în 1930) a demonstrat posibilitatea împrăștierii inelastice a fotonilor pe atomii legați, care a dat apoi naștere *spectroscopiei Raman*, în care se analizează lumina împrăștiată de substanțe în urma ciocnirilor inelastice dintre fotoni și sistemele atomice constitutive. Spectroscopia Raman este foarte utilă pentru identificarea modurilor de vibrație în solidele cristaline, putând fi studiate modificările structurale ale acestora induse de diverși factori externi (presiune, temperatură, câmpuri electrice și magnetice, etc.). Spectroscopia Raman este, de asemenea, o unealtă importantă de studiu în chimie, fiind utilă la identificarea moleculelor și radicalilor.

Atunci când o radiație (de obicei, laser) de frecvență ω_0 cade pe o probă (figura (1a)), spectrul luminii împrăștiată de probă constă dintr-o bandă intensă centrată la aceeași frecvență, ω_0 , și o mulțime de benzi de intensitate mult mai mică ($\sim 1:1000$) centrate la frecvențele $\omega_0 \pm \Omega_i$ (figura 1 (b)). Banda cea mai intensă corespunde împrăștierii Rayleigh, iar benzile mai slabe în intensitate corespund împrăștierii Raman (figura (1c)). Spectrul Raman are următoarele proprietăți specifice:

- frecvențele, Ω_i , caracteristice substanței (în cazul solidelor, aceste frecvențe corespund fononilor);
- liniile Stokes și anti-Stokes (figura (1c)) se găsesc întotdeauna în poziții simetrice de o parte și de alta a liniei Rayleigh (centrată la frecvența ω_0);
- liniile Stokes sunt mai intense decât cele anti-Stokes;
- intensitatea liniilor spectrale este proporțională cu ω_0^4 .

La prezentarea acestui subiect se va urmări demonstrarea caracteristicilor spectrelor Raman menționate mai sus prin prisma fizicii clasice, pornind de la interacțiunea dintre câmpul electric variabil al radiației electromagnetice incidente (descrie de vectorul intensitate a câmpului electric) și cristalul format din atomi care execută mișcări de vibrație în jurul pozițiilor lor de echilibru. Se va defini noțiunea de *stare virtuală* și se va prezenta diagrama nivelelor energetice asociată împrăștierii Stokes, respectiv anti-Stokes.



Bibliografie:

1. M. Ștef, *Bazele spectroscopiei și laserilor*, Notițe de Curs, Timișoara 2015.
2. N. Avram, *Introducere în spectroscopia Raman*, Editura Facla, 1982.
3. https://en.wikipedia.org/wiki/Raman_scattering

SUBIECTUL 31

Feromagnetismul Weiss

Câmpul molecular, câmpul Weiss

$$H_m = \lambda_W M \quad H_W = \lambda_W M_\infty$$

la aplicarea unui câmp extern H , asupra dipolilor magnetici acționează câmpul efectiv:

$$H_{ef} = H + H_m$$

Introducând *mărimile reduse*:

$$h = \frac{H}{H_W} ; \quad m = \frac{M}{M_\infty}$$

și notând:

$$a(T) = \frac{k_B}{n_0 \mu_0 (J g_J \mu_B)^2 \lambda_W} T$$

putem descrie starea feromagneticului cu ajutorul sistemului de ecuații

$$\begin{cases} m = B_J(y) \\ m = a(T)y - h \end{cases}$$

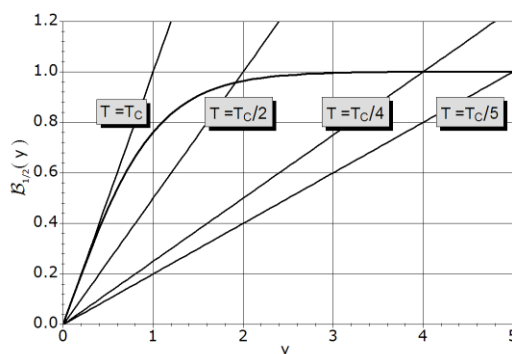
determinarea soluțiilor $(h, m) T = \text{const}$ conduce la o ecuație transcendentă,

în cazul $h=0$ (absența câmpului exterior), sistemul de ecuații ia forma simplă:

$$\begin{cases} m = B_J(y) \\ m = a(T)y \end{cases}$$

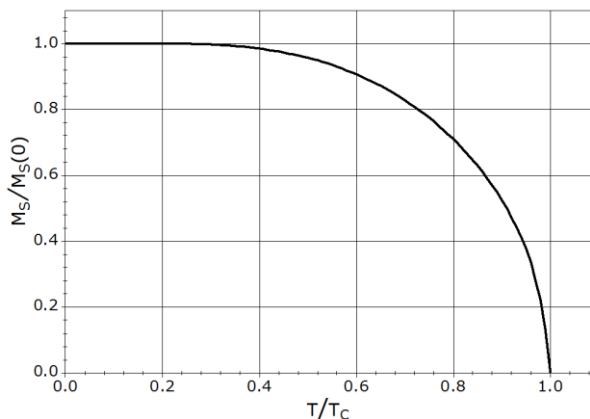
dacă reprezentăm grafic cele două ecuații (figura 1.6), observăm că, spre deosebire de paramagnetici, există soluții $(h=0, m \neq 0) T = \text{const}$ cu alte cuvinte, *magnetizare spontană*, atâta vreme cât temperatura nu depășește valoarea critică:

$$T_C = \frac{n_0 \mu_0 J(J+1) g_J^2 \mu_B^2 \lambda_W}{k_B} \quad \text{care este tocmai temperatura Curie.}$$



rezolvarea pe cale grafică a sistemului de ecuații pentru cazul $J=1/2$

Din intersecțiile izotermelor $m = a(T)y$; $T = \text{const}$ cu funcția lui Brillouin putem deduce dependența de temperatură a magnetizației spontane (măsurătorile efectuate pe *Fe*, *Ni* și *Co* confirmă dependența din figură, cu excepția temperaturilor foarte joase).



Dependența de temperatură a magnetizării spontane (cazul $J=1/2$)

SUBIECTUL 32

Mărimi caracteristice ale plasmelor

1. Lungimea Debye

Abaterea spațială de la neutralitate a plasmei (întinderea spațială a regiunii dintr-o plasmă unde neutralitatea electrică este local perturbată). Se va analiza distribuția potențialului electric static din jurul unei particule încărcată cu sarcină electrică (ion pozitiv) din plasmă. Se obține potențialul în jurul sarcinii încărcate de forma (n_e - concentrația e^-):

$$V(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right), \text{ unde } \lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{e^2 n_e}} = 69 \sqrt{\frac{T}{n_e}} \text{ lungimea Debye.}$$

Distanța la care forțele de interacțiune electrostatică dintre constituenții plasmei sunt echilibrate de forțele cinetice datorate mișcării de agitație termică.

2. Frecvența Langmuir

Se va analiza abaterea temporală de la neutralitate a plasmei. Separarea locală a sarcinilor electrice, datorată mișcării de agitație termică echivalentă cu o perturbare locală a densității de sarcină electrică.

Se obține: $\ddot{n} = 0$ (variația armonică în timp a densității de sarcină)

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \text{ - pulsația Langmuir, } f_p = \frac{\omega_p}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} = 9 \sqrt{n_e}.$$

Orice perturbație locală a concentrației purtătorilor de sarcină în plasmă va da naștere unor oscilații întreținute de frecvența f_p , plasma radiază energie electromagnetică, frecvența oscilațiilor depinzând de concentrația de e^- a plasmei.

3. Lungimea Landau

Distanța dintre particulele electrizate pentru care energia de interacțiune electrostatică este egală cu energia cinetică medie a unei particule (datorată agitației termice)

$$eV = kT \Leftrightarrow \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \lambda_L} = kT \Rightarrow \lambda_L = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 kT}$$

λ_L permite să se stabilească dacă plasma ca și gaz ionizat se poate considera sau nu un gaz ideal (d - distanța medie dintre particule):

$d \gg \lambda_L$ sau $n\lambda_L^3 \ll 1$ - plasmă ideală,

$d = \lambda_L$ sau $n\lambda_L^3 \cong 1$ - plasmă nonideală.

Bibliografie:

1. M.Lungu, Plasma Physics and Applications, Editura Universității de Vest Timișoara (2006)
2. Francis F. Chen, Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion, Plenum Press, New-York (1984)
3. <http://pop.aip.org/>