EXAMEN LICENȚĂ

REZUMATELE SUBIECTELOR ȘI BIBLIOGRAFIA RECOMANDATĂ PENTRU PROBA I (EXAMEN ORAL)

SPECIALIZAREA

FIZICĂ

MECANICĂ

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. 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).

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*.

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 *accelerație*. *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, *F* este forta aplicata, iar *a* este accelerația corpului.

Principiul acțiunii și reacțiunii (principiul al treilea).

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 applicate unor corpuri diferite și acționează simultan.

Principiul independenței acțiunii forțelor

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:

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

<u>Bibliografie:</u>

- C. Kittel, W. D. Knight, M. A. Rudeman, Cursul de Fizica Berkeley, vol I, Editura Didactică și Pedagogică, București, 1981.
- 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, $L = \vec{F} \cdot \vec{s} = Fs\cos\phi$, 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 $L = \int_{x1}^{x2} F_x dx$ 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 $dE_c = d$L.

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 neconservativă 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

ELECTRICITATE ȘI MAGNETISM

SUBIECTUL 3

Aplicații ale legii lui Gauss: cavități în conductori și ecranul electric

Considerăm un corp conductor, neîncărcat cu sarcină electrică, în interiorul căruia există o cavitate, ca în reprezentarea schematică din figura 1.1.

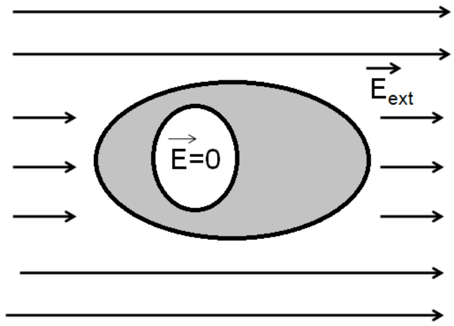


Fig.1.1

Dacă plasăm acest corp conductor în câmp electric, $\vec{E}_{ext}$, aplicând legea lui Gauss pentru orice suprafață, Σ din interiorul cavității,

$$\oint_{\Sigma} \vec{E} \cdot d\vec{S} = 0 \qquad (1.1)$$

deoarece în interiorul cavității nu există sarcini electrice. De aici deducem că în interiorul cavității, intensitatea câmpului electric este nulă. Acest rezultat se folosește la ecranarea electrostatică a aparatelor de măsură sensibile la câmpuri electrice exterioare.

Considerăm situația în care introducem o sarcină electrică +Q în interiorul unei cavități dintr-un conductor (ca în reprezentarea schematică din figura 1.2). Aplicăm legea lui Gauss pe suprafața S' din interiorul conductorului:

$$\oint_{S'} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_i q_i \qquad (1.2)$$

Deoarece în interiorul conductoarelor, intensitatea câmpului electric este nulă, înseamnă că sarcina electrică din interiorul suprafeței Gaussiene, S' trebuie să fie nulă.

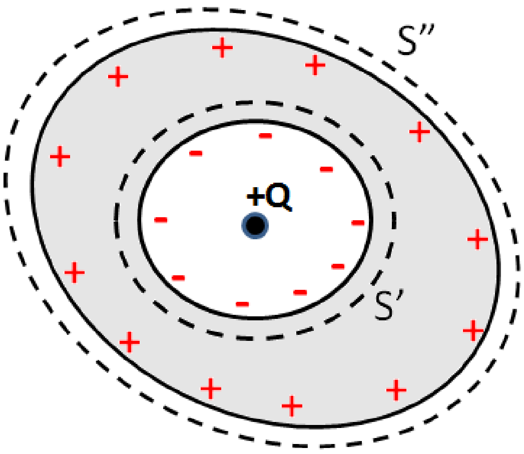


Fig.1.2.

Aceasta înseamnă că pe suprafața cavității sunt sarcini electrice negative, induse de sarcina electrică +Q din cavitate, astfel încât sarcina electrică totală din interiorul suprafeței Gaussiene *S'* trebuie să fie nulă. În consecință, sarcina electrică de pe suprafața cavității este egală cu –Q.

Datorită faptului că conductorul nu a fost pus în contact cu niciun corp încărcat cu sarcină electrică, el este neutru. Menținerea neutralității, în condițiile în care pe suprafața cavității există sarcina electrică, –Q, presupune existența pe suprafața exterioară a conductorului a unei sarcini electrice indusă, +Q.

Aplicăm legea lui Gauss, pe o suprafață *S''*, care include corpul metalic.

$$\oint_{S''} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_i q_i = \frac{Q}{\varepsilon_0} \tag{1.3}$$

Din relația (1.3) rezultă că în exteriorul corpului conductor, care are o cavitate în care se află sarcina electrică, Q, intensitatea câmpului electric este dată de relația:

$$E_{ext} = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \tag{1.4}$$

unde *r* este raza sferei Gaussiene care include corpul metalic.

În concluzie, stratul conductor nu ecranează aparatele din exteriorul său față de câmpul electric generat de sarcinile electrice din interiorul stratului conductor.

Să considerăm situația în care introducem o sarcină electrică +Q în interiorul unei cavități dintr-un conductor, iar conductorul este legat la Pământ (ca în reprezentarea schematică din figura 1.3). În această situație, potențialul pe suprafața corpului metalic este egal cu cel din interiorul conductorului și este egal cu zero. Sarcina electrică de pe suprafața corpului (indusă de sarcina +Q din cavitate) este neutralizată de sarcinile electrice cu care se încarcă corpul de la Pământ.

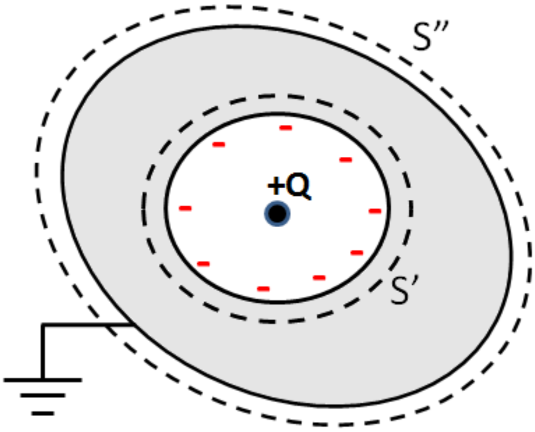


Fig.1.3

Aplicăm legea lui Gauss pe suprafața *S''* din exteriorul conductorului:

$$\oint_{S''} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_i q_i = 0 \qquad (1.5)$$

Din relația (1.5) rezultă că în exteriorul corpului conductor legat la Pământ, care are o cavitate în care se află sarcina electrică, Q, intensitatea câmpului electric este nulă.

În concluzie, stratul conductor legat la pământ este ecran electric atât din interior spre exterior, cât și din exterior spre interior.

SUBIECTUL 4

Legea circuitului magnetic sau legea lui Ampère și aplicații

Legea circuitului magnetic este una dintre legile de bază ale magnetostaticii, care stabilește legătura cauzală dintre curentul electric (cauză) și câmpul magnetic produs de acest curent electric (efect).

Legea circuitului magnetic mai este cunoscută și sub denumirea de "legea lui Ampère". A fost numită astfel în onoarea lui André-Marie Ampère, care până în 1825 a pus bazele teoriei electromagnetismului.

Legea lui Ampère este, în general, enunțată pe baza expresiei sale matematice: integrala câmpului magnetic de-a lungul unei linii închise, arbitrar alese, este direct proporțională cu suma intensității curenților electrici care străbat suprafața delimitată de curba închisă.

James Clerk Maxwell este responsabil pentru această formulare matematică și pentru extinderea legii pentru a include câmpuri electrice variabile.

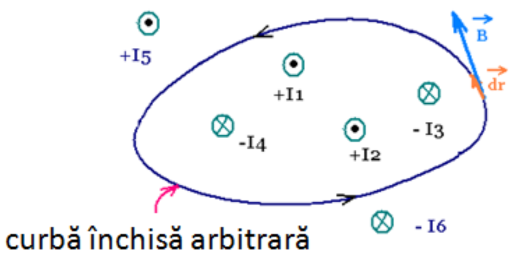


Fig.2.1

În cazul câmpurilor statice și a curenților continui, adică în magnetostatică, expresia matematică a legii lui Ampère este:

$$\oint_c \vec{B} \cdot d\vec{r} = \mu_0 \sum_n I_n \qquad (2.1)$$

Așa cum se observă, în relația (2.1) intervine suma algebrică a intensității curenților care străbat suprafața delimitată de curba închisă, *c*.

Regula care stabilește semnul intensității curentului electric este regula burghiului. Astfel, mai întâi se stabilește un sens de parcurs al curbei închise *c*, pentru a se putea evalua integrala din relația (2.1). Apoi, burghiul poziționat pe direcția curentului electric se rotește în sensul de parcurs al curbei închise *c*. Sensul de înaintare al burghiului este considerat sens pozitiv. Dacă intensitatea curentului electric are același sens cu sensul de înaintare al burghiului, atunci intensitatea curentului electric se scrie în relația (1) cu semnul plus (vezi figura 2.1, pentru care relația (2.1) se scrie $\oint_c \vec{B} \cdot d\vec{r} = \mu_0 (I_1 + I_2 - I_3 - I_4)$).

Expresia matematică a legii lui Ampère se poate scrie și sub formă locală, diferențială. Pentru aceasta, vom face uz de teorema lui Stokes, potrivit căreia, integrala din stânga relației (2.1) se scrie:

$$\oint_c \vec{B} \cdot d\vec{r} = \int_\Sigma rot\vec{B} \cdot d\vec{S} \qquad (2.2)$$

în care, Σ reprezintă suprafața mărginită de curba închisă, c, iar $d\vec{S}$ este elementul de suprafață orientată de pe suprafața Σ. Sensul normalei la suprafață este dat de regula burghiului drept, rotind burghiul în sensul de parcurs al curbei închise c.

Prin înlocuirea relației (2.2) în relația (2.1) rezultă:

$$\int_\Sigma rot\vec{B} \cdot d\vec{S} = \mu_0 \sum_n I_n \qquad (2.3)$$

Intensitatea curentului electric se scrie în funcție de densitatea curentului electric și relația (2.3) devine:

$$\int_\Sigma rot\vec{B} \cdot d\vec{S} = \mu_0 \sum_n \int_\Sigma \vec{J}_n \cdot d\vec{S} = \mu_0 \int_\Sigma \sum_n \vec{J}_n \cdot d\vec{S} \qquad (2.4)$$

de unde rezultă

$$rot\vec{B} = \mu_0 \vec{J} \qquad (2.5)$$

$$rot\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{J} = \mu \vec{J} \qquad (2.6)$$

Relația (2.5) reprezintă expresia legii lui Ampère scrisă sub formă diferențială, în vid, potrivit căreia rotorul inducției magnetice este egal cu permeabilitatea magnetică a vidului înmulțită cu densitatea curentului total care produce câmpul magnetic static. Totodată, relația (2.5) arată că câmpul magnetic este un câmp rotațional (rotorul este nenul) adică este un câmp cu linii de câmp închise. Sensul densității de curent electric și sensul inducției câmpului magnetic sunt corelate prin regula burghiului (rotind burghiul în sensul lui $\vec{B}$, sensul de înaintare al burghiului coincide cu sensul lui $\vec{J}$). Pentru un mediu oarecare, expresia legii lui Ampère scrisă sub formă diferențială este dată de relația (6), în care μ_r reprezintă permeabilitatea magnetică relativă a mediului, iar μ este permeabilitatea magnetică absolută a mediului.

Aplicații ale legii lui Ampère

Legea lui Ampère se poate utiliza pentru calculului inducției câmpului magnetic pentru unele configurații spațiale, pentru care se poate calcula integrala din relația (2.1).

Câmpul magnetic al unui curent infinit de lung

Experimental se constată că liniile de câmp magnetic din jurul unui conductor liniar străbătut de curent electric au formă circulară, în plane perpendiculare pe conductor și au centrul cercului în punctul în care conductorul intersectează planul (așa ca în figura 2.2). Orientarea inducției magnetice rezultă din relația (2.5) din regula burghiului, (rotind burghiul în sensul lui $\vec{B}$, sensul de înaintare al burghiului coincide cu sensul lui $\vec{J}$). O altă regulă practică de stabilire a orientării inducției magnetice este regula mâinii drepte (vezi figura 2.3). Cu palma semi-închisă și degetul mare orientat în sensul intensității curentului electric, celelalte patru degete arată sensul vectorului inducție magnetică.

Fig.2.2

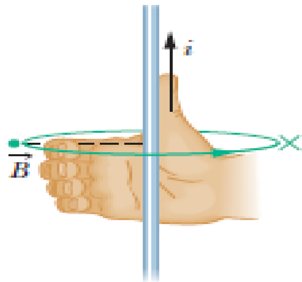


Fig.2.3

Modulul vectorului inducție magnetică se găsește aplicând legea lui Ampère sub formă integrală (relația (2.1)). De-a lungul unei linii de câmp magnetic, la distanță *r* de conductor modulul inducției magnetice este constant și rezultă:

$$\oint_c \vec{B} \cdot d\vec{r} = 2\pi r B \tag{2.6}$$

Din relațiile (2.1) și (2.6) rezultă modului vectorului inducție magnetică al câmpului magnetic din jurul unui conductor liniar parcurs de curent electric *I*, la distanța *r* de conductor, în planul perpendicular pe conductor:

$$B = \frac{\mu_0}{2\pi r} I \tag{2.7}$$

Câmpul magnetic al unei bobine

Experimental se constată că liniile de câmp magnetic din jurul unei bobine sunt de forma celor reprezentate în figura 2.4.

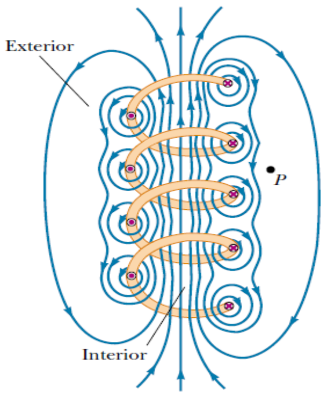


Fig.2.4

Modulul vectorului inducție magnetică se calculează prin aplicarea legii lui Ampère sub formă integrală, de-a lungul unei linii de câmp magnetic. Integrala se poate scrie sub formă de sumă a doi termeni: unul corespunzător circulației lui $\vec{B}$ în interiorul bobinei, iar celălalt corespunzător circulației lui $\vec{B}$ în afara bobinei.

$$\oint_c \vec{B}\cdot d\vec{r} = \int_{Exterior} \vec{B}\cdot d\vec{l} + \int_{Interior} \vec{B}\cdot d\vec{l} \quad (2.8)$$

Deoarece câmpul în exteriorul bobinei este mult mai slab decât câmpul din interiorul bobinei și dacă se consideră că în interiorul bobinei inducția magnetică are aceeași valoare, rezultă

$$\oint_c \vec{B}\cdot d\vec{r} \cong \int_{Interior} \vec{B}\cdot d\vec{l} = BL \quad (2.9)$$

unde L reprezintă lungimea bobinei. Suma algebrică a intensității curenților electrici care străbat suprafața mărginită de o linie de câmp magnetic este $N\cdot I$, unde N este numărul de spire al bobinei, iar I este intensitatea curentului prin bobină. Din relațiile (2.1) și (2.9) rezultă inducția magnetică a câmpului magnetic din interiorul unei bobine fără miez magnetic, situată în vid:

$$B = \mu_0 \frac{NI}{L} \quad (2.10)$$

Dacă bobina este situată într-un mediu de permeabilitate, μ, relația (2.10) devine:

$$B = \mu \frac{NI}{L} \quad (2.11)$$

Inducția câmpului magnetic din interiorul unei bobine este direct proporțională cu permeabilitatea magnetică a mediului în care se află bobina, cu numărul de spire al bobinei și cu intensitatea curentului electric care trece prin bobină și este invers proporțională cu lungimea bobinei.

Sensul lui $\vec{B}$ se găsește cu regula burghiului (așa cum a fost enunțată în formularea legii lui Ampère). În cazul bobinei, se rotește burghiul astfel încât să înainteze în sensul curentului electric, iar sensul de rotație coincide cu sensul lui $\vec{B}$.

O altă regulă practică de stabilire a sensului inducției magnetice în interiorul bobinei este regula mâinii drepte. Se așează mâna dreaptă astfel încât cele patru degete să arate sensul curentului prin bobină, iar degetul mare va indica sensul lui $\vec{B}$.

Este de menționat faptul că dacă spirele bobinei se află la distanță mică una față de alta, între acestea apare o capacitate electrică parazită. În câmp electric alternativ, această capacitate parazită determină fenomenul de rezonanță electrică în bobină, iar la anumite frecvențe, bobina își poate pierde caracterul inductiv și poate să se comporte ca un condensator sau ca un rezistor.

FIZICĂ MOLECULARĂ ȘI CĂLDURĂ

SUBIECTUL 5

Principiul I al termodinamicii

James Joule a realizat în anul 1842 un experiment fundamental, demonstrând că lucrul mecanic se poate transforma în căldură și invers. Experimentul a constat în rotirea unor palete într-un fluid vâscos, rotire produsă de coborârea unui corp de masă cunoscută. Energia potențială a corpului, cunoscută inițial, permitea calculul lucrului mecanic furnizat sistemului. În același timp, creșterea temperaturii fluidului putea fi măsurată, iar căldura primită de sistem era determinată folosind capacitatea calorică cunoscută a acestuia. Această demonstrație a evidențiat echivalența dintre lucru mecanic și căldură, oferind baza pentru formularea primei variante a principiului întâi al termodinamicii.

Ulterior, Rudolf Clausius a dezvoltat o abordare mai complexă, introducând noțiunea de energie internă. Principiul întâi al termodinamicii poate fi enunțat astfel: „Într-o transformare termodinamică variația energiei interne a unui sistem închis este egală cu suma dintre căldura primită de sistem și lucrul mecanic primit de sistem” (considerat prin convenție având valoare pozitivă): $\Delta U = Q + L$. Este de menționat că în formularea originală a lui Clausius, lucru mecanic efectuat de sistem este considerat prin convenție pozitiv, ceea ce conduce la o expresie de forma: $Q = \Delta U + L$. Astfel, principiul exprimă conservarea energiei, conform căreia energia nu poate fi creată sau distrusă, ci doar transformată dintr-o formă în alta sau transferată între sisteme. În cazul unei transformări infinitesimale, relația dintre căldura absorbită, lucrul mecanic realizat și variația energiei interne rămâne valabilă: $dU = dQ + dL$, subliniind caracterul universal al principiului.

Din punct de vedere istoric, principiul întâi al termodinamicii este strâns legat de imposibilitatea construirii unui perpetuum mobile de speța I, adică a unui dispozitiv capabil să producă lucru mecanic fără consum de energie sau fără aport de căldură din exterior. Astfel, principiul poate fi formulat și ca interdicția existenței unui astfel de dispozitiv. Această observație consolidează legătura dintre principiul întâi și legea conservării energiei.

Formulările echivalente ale principiului întâi, dezvoltate de-a lungul timpului, subliniază ideea că energia unui sistem izolat se conservă (energia sa internă rămâne constantă), că toate formele de energie se pot transforma reciproc în condiții determinate și că energia internă este o funcție de stare cu proprietăți bine definite. Aceste enunțuri evidențiază rolul esențial al principiului întâi al termodinamicii în descrierea fenomenelor fizice și în înțelegerea interacțiunilor energetice din natură.

Bibliografie:

[1] Notițe de curs, Fizică Moleculară și Căldură

[2] Ciobanu G., Gherman O., Saliu L. – Fizică moleculară, termodinamică și fizică statistică, Editura Didactică și Pedagogică, București 1983.

SUBIECTUL 6

Principiul al II-lea al termodinamicii

O observație fundamentală în studiul termodinamicii este aceea că există o tendință naturală a căldurii de a curge spontan de la un corp cu temperatură mai ridicată către un corp cu o temperatură mai scăzută. Acest fenomen este evident în numeroase procese din natură și definește direcția spontană a transferului de energie termică. Deși principiul I al termodinamicii impune doar conservarea energiei acesta ar putea, teoretic, permite construirea unui motor monoterm (ce ar reprezenta un perpetuum mobile de speța a II-a), dar toate încercările experimentale de a construi un astfel de dispozitiv au eșuat. De aici rezultă necesitatea unui nou principiu al termodinamicii, care să excludă posibilitatea construirii unui astfel de dispozitiv. Principiul II al termodinamicii afirmă că nu există niciun proces care să permită inversarea sistematică a tendinței naturale a căldurii de a trece de la corpuri cu temperaturi mai ridicate către corpuri cu temperaturi mai scăzute. Formularea propusă de Clausius exprimă acest fapt astfel: „Este imposibil de realizat o transformare al cărei unic rezultat final să fie transferul căldurii de la un corp cu temperatură mai scăzută la unul cu temperatură mai ridicată.” Astfel, căldura trece spontan de la un corp cald la unul mai rece, iar orice încercare de a inversa acest proces, fără a fi acompaniat de un alt efect sau cauză externă, este contrară principiului II.

O altă formulare a principiului II a fost oferită de Kelvin: „Este imposibil de realizat o transformare ciclică al cărei unic rezultat să fie conversia integrală a căldurii extrase dintr-o sursă cu temperatură constantă în lucru mecanic.” Cele două formulări, cea a lui Clausius și cea a lui Kelvin, sunt echivalente – dacă una dintre ele ar fi falsă, acest lucru ar implica falsitatea celeilalte. Spre exemplu, dacă postulăm că formularea lui Kelvin nu este adevărată, atunci ar fi posibil să transformăm integral căldura luată de la o sursă în lucru mecanic. Ulterior, acest lucru mecanic ar putea fi convertit din nou în căldură și utilizat pentru a încălzi un alt corp, indiferent de temperatura acestuia, ceea ce ar fi contrar formulării lui Clausius.

O a treia formulare, cea a lui Carathéodory aduce o perspectivă geometrică asupra principiului II, susținând: „În vecinătatea oricărei stări de echilibru termodinamic a unui sistem există stări inaccesibile printr-un proces adiabatic reversibil.” Această idee, numită și principiul inaccesibilității adiabatice, arată limitele proceselor reversibile și implică faptul că nu toate stările termodinamice sunt accesibile fără interacțiuni externe.

Principiul II al termodinamicii are implicații importante pentru înțelegerea și funcționarea mașinilor termice (dispozitive care convertesc energia termică în lucru mecanic, sau invers). Un motor termic, ce transformă energia termică (uneori și chimică), în energie mecanică are funcționarea limitată de principiul II, care stabilește că eficiența acestuia nu poate atinge 100%, deoarece o parte din energia termică trebuie să fie disipată sub formă de căldură către un rezervor cu temperatură mai joasă. Astfel, principiul II al termodinamicii nu doar că exclude posibilitatea construirii unui perpetuum mobile de speța a II-a, dar și definește limitele fundamentale ale proceselor termodinamice din natură și tehnologie.

Bibliografie:

[1] Notițe de curs, Fizică Moleculară și Căldură

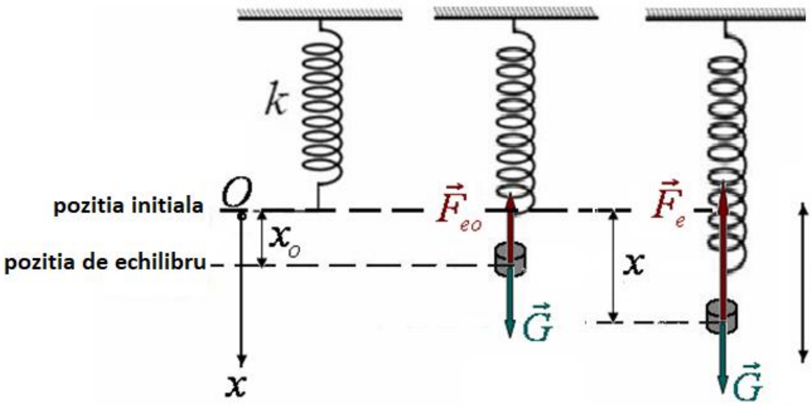
[2] Ciobanu G., Gherman O., Saliu L. – Fizică moleculară, termodinamică și fizică statistică, Editura Didactică și Pedagogică, București 1983.

OSCILAȚII ȘI UNDE ELASTICE

SUBIECTUL 7

Pendulul elastic

- **Pendulul elastic** = un punct material de masă *m* suspendat de un resort elastic de constantă elastică *k*, care efectuează oscilații.



- **Poziția de echilibru** corespunde lungimii inițiale, "nedeformate", a resortului cu corpul suspendat. În aceasta poziție:

$$\vec{G}+\vec{F}_{eo}=0 \;\Rightarrow\; m\,g=k\,x_o \;\Rightarrow\; x_o=\frac{m\,g}{k}$$

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

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

Notăm: $\frac{k}{m}=\omega^2$, ω = pulsația, $\Rightarrow \boxed{\ddot{x}+\omega^2\,x=0}$ $\rightarrow$ **ecuația diferențială a mișcării.**

- **Soluția (legea mișcării):** $\boxed{x=A\cos(\omega t+\varphi)}$ (exprimat față de poziția de echilibru).
- **Observație: oscilații armonice**
- Utilizând notația: $\frac{k}{m}=\omega^2$ si $\omega=\frac{2\pi}{T}$ se obține:

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

SUBIECTUL 8

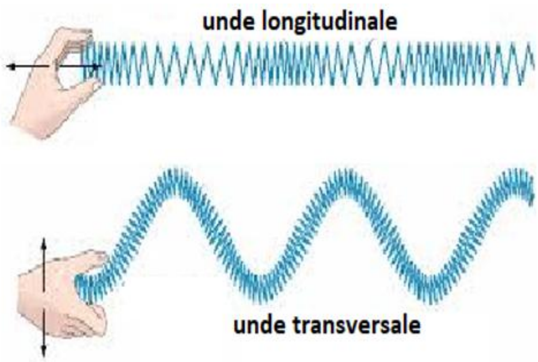
Unde elastice în medii izotrope – definiție, clasificări, mărimi și noțiuni caracteristice

Def: **Undă elastică** = propagarea unei perturbații din aproape în aproape, într-un mediu elastic.

Clasificări:

1)

- ***Unde longitudinale*** – când direcția de propagare a undei coincide cu direcția de oscilație a particulelor (punctelor) mediului. Ele se pot propaga în orice mediu (solid, lichid sau gazos).
- ***Unde transversale*** - când direcția de propagare a undei este perpendiculară pe direcția de oscilație a particulelor (punctelor) mediului. Ele se pot propaga doar în solide, unde forțele interatomice sunt suficient de mari pentru a antrena în oscilație particulele învecinate.



2).

- ***Unde unidimensionale*** – se propagă de-a lungul unei direcții. Ex: coarda vibrantă, tubul sonor.
- ***Unde bidimensionale*** (***superficiale***) – propagarea se face într-un plan. Ex: undele formate pe suprafața apei când se aruncă o piatră.
- ***Unde tridimensionale*** (***spațiale***) – se propagă în spațiu. Ex: undele luminoase, undele sonore.

Indiferent de tipul lor, undele transmit deformații ale mediului; concomitent are loc și transmiterea de energie, fără să aibă loc și convecție (transfer de substanță).

Mărimi și noțiuni caracteristice undelor

Lungimea de undă = distanța parcursă de undă în timpul unei perioade:

$$\boxed{\lambda = cT = \frac{c}{\nu}}$$

c = viteza de propagare a undei

T = perioada

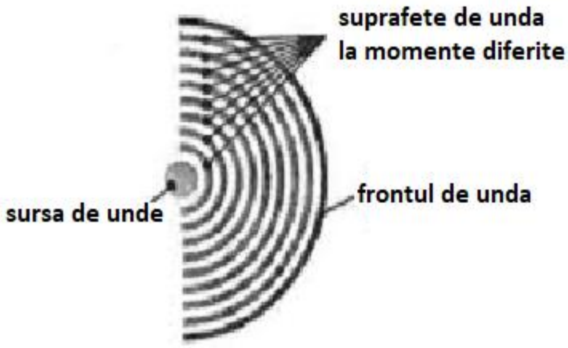
ν = frecvența de oscilație

Viteza de propagare (sau viteza de fază) c – este o constantă ce depinde de mediul elastic și de condițiile fizice. În mediile izotrope (care au aceleași proprietăți pe orice direcție), viteza de propagare e aceeași în toate direcțiile. În mediile anizotrope însă ea depinde de direcție.

Suprafața de undă = locul geometric al tuturor punctelor mediului care la un moment dat oscilează în fază.

Frontul de undă = suprafața ce separă regiunea din mediu antrenată în oscilație de cea care încă nu a început să oscileze.

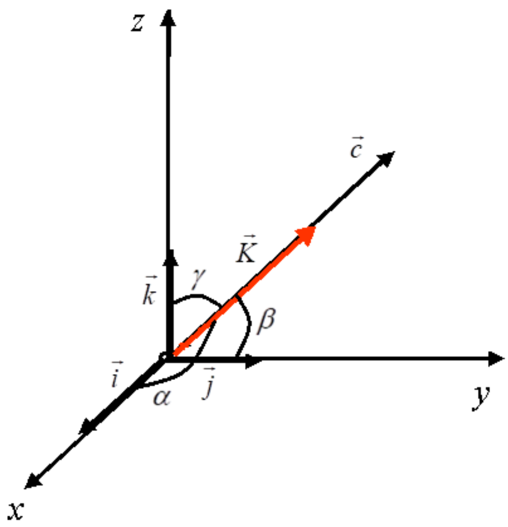
= cea mai avansată suprafață de undă.



În mediile izotrope, când sursa de oscilație este punctiformă, suprafețele de undă la momente diferite sunt sfere concentrice, cu sursa de unde în centru.

La distanțe mari de sursă, o astfel de suprafață poate fi considerată plană. Dacă suprafața de undă e plană, unda se numește plană.

Raza = o direcție de propagare a undei.



Vectorul de undă $\vec{K}$ = o mărime vectorială cu aceeași orientare ca viteza de propagare a undei și cu modulul:

$$K = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{\omega}{c}$$

Dacă vectorul viteză face unghiurile α, β, γ

cu axele de coordonate, iar versorii axelor sunt $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$, atunci vectorul de undă se poate scrie:

$$\vec{K} = K_x \vec{i} + K_y \vec{j} + K_z \vec{k} = K\cos\alpha \cdot \vec{i} + K\cos\beta \cdot \vec{j} + K\cos\gamma \cdot \vec{k}$$

Deci: $$\boxed{\vec{K} = \frac{\omega}{c}(\cos\alpha \cdot \vec{i} + \cos\beta \cdot \vec{j} + \cos\gamma \cdot \vec{k})}$$

Bibliografie:

1. O. Aczel, *Mecanica fizica, oscilații si unde,* Tipografia Universității din Timișoara, 1973.
2. A. Hristev, *Mecanica si acustica*, Editura Didactica si Pedagogica București, 1984.
3. Notițe curs, postate pe platforma e-learning.

ELECTRODINAMICĂ

SUBIECTUL 9

Ecuațiile Maxwell

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

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

Am notat cu **E** intensitatea câmpului electric si cu **B** inducția magnetica, iar ρ reprezintă densitatea de sarcina electrica si **J** densitatea de curent. In afara câmpurilor **E**, **B** si a surselor ρ si **J**, ecuațiile Maxwell cuprind un parametru *c*, care are dimensiunile unei viteze si este viteza luminii in vid. Ea este fundamentala pentru toate fenomenele electromagnetice si relativiste.

Prima ecuație Maxwell arata ca câmpul electric este produs de sarcinile electrice. Altfel spus pot exista sarcini electrice libere care sa producă câmpuri electrice. A doua ecuație din contra arata ca nu este posibil sa avem sarcini magnetice libere.

Din a treia ecuație se observa ca câmpurile magnetice sunt produse de câmpuri electrice variabile in timp sau de distribuții localizate de curent. Cea de-a patra ecuație arata ca si câmpurile magnetice variabile in timp pot produce câmpuri electrice.

Este de asemenea important sa precizam ca pot exista câmpuri electromagnetice in regiuni ale spațiului in care nu avem surse. Câmpurile pot purta energie, impuls si moment cinetic si pot avea o existenta total independenta de sarcini si curenți.

SUBIECTUL 10

Transformările Lorentz

Constanta vitezei luminii, independent de mişcarea sursei sale, da naştere unor relații intre spațiul si timpul din doua sisteme de referința inerțiale, care sunt cunoscute sub numele de transformări Lorentz. Sa consideram o transformare Lorentz intre doua sisteme de referința inerțiale S si S' având viteza relativa **v**. Daca ținem seama de faptul ca spațiul si timpul sunt omogene si izotrope, legătura dintre cele doua sisteme de coordonate este liniara. Axele celor doua sisteme de referință sunt paralele si sunt orientate astfel încât sistemul S' se mişcă in sensul pozitiv al axei ox cu viteza v. Atunci legătura dintre coordonatele unui punct S' si coordonatele aceluiași punct in S este data de transformarea Lorentz:

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

Transformările Lorentz inverse sunt:

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

Conform relațiilor (1), (2), coordonatele perpendiculare pe direcția de mişcare relativa rămân neschimbate, iar coordonata paralela si timpul sunt modificate.

Ecuațiile Maxwell sunt invariante la transformări Lorentz. Adică forma acestor ecuații nu se modifica atunci când trecem de la un sistem de referință inerțial la alt sistem de referință inerțial folosind transformări Lorentz.

Bibliografie

1. J. D. Jackson , Electrodinamica clasica, vol I+II (Editura tehnica. 1991).
2. W. Greiner, Classical Electrodynamics, (Springer 1998).
3. C. Crucean, Curs de electrodinamica, (Editura Universității de Vest Timişoara, 2022).

MECANICĂ TEORETICĂ

SUBIECTUL 11

Principiul minimei acțiuni. Ecuatiile Euler-Lagrange

- Sistem mecanic. Coordonate. Coordonate, viteze și accelerații generalizate. Exemple.
- Principiul minimei acțiuni :

Drumurile fizice în Spațiul Configurațiilor sunt cele pentru care integrala de acțiune este staționară în raport cu toate variațiile infinitezimale care păstrează fixate punctele de capăt.

Definim acțiunea sistemului ca :

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

L este funcția Lagrange (lagrangianul) sistemului

- Deducerea ecuațiilor de mișcare folosind acest principiu :

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

rezultă (se cer calculele în detaliu) :

ECUAȚIILE EULER-LAGRANGE

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

- Proprietățile Lagrangianului și acțiunii.
- Lagrangianul și ecuațiile Euler-Lagrange pentru sisteme simple (punct material liber sau sistem de puncte în câmp exterior). Energia cinetică și energia potențială.

Bibliografie

- LD. Landau, L. Lifshitz – Curs de Fizica Teoretica, vol. 1 – Mecanica – exista zeci de ediții ale acestei cărți, în engleză, franceză, inclusiv în română la Editura Tehnica, 1966;

- BN. Demsoreanu – Mecanica Teoretica – Timișoara, 2002;

- D. Luca, C. Stan – Mecanică clasică, Iași, 2007.

(http://newton.phys.uaic.ro/data/pdf/Mecanica_clasica.pdf)

MECANICĂ CUANTICĂ

SUBIECTUL 12

Experimente care au dus la inițierea și dezvoltarea Mecanicii Cuantice.

1. Efectul fotoelectric - energia electronilor emiși de suprafețe metalice radiate cu unde electromagnetice de înaltă frecvență (ultraviolete) depinde liniar de frecvența radiației incidente și nu cu intensitatea sa. Emisia are loc spontan. Există o frecvență de prag sub care nu mai are loc emisia de electroni indiferent de intensitatea radiației electromagnetice incidente.

Problema este rezolvată de Einstein în 1905 prin ipoteza că fotonii incidenți au caracter corpuscular, radiația fiind formată din cuante. Ipoteza caracterului dual, ondulatoriu și corpuscular, al radiației electromagnetice.

2. Spectrele atomice și modelul planetar Rutherford al atomului de Hidrogen - nu se poate explica stabilitatea atomilor.

Problema este rezolvată de Modelul Bohr pentru atomul de Hidrogen în 1913. Acest model arată că sunt acceptabile doar anumite stări staționare ale electronilor în atomul de Hidrogen. Emisia sau absorbția de fotoni are loc numai atunci când atomul suferă o tranziție între două niveluri permise de energie.

3. Experiențe de difracție și interferență cu electroni. Electronii se comportă în aceste experiențe ca unde.

Problema este rezolvată de Ipotezele de Broglie în 1923/1924. Se atașează particulelor materiale și proprietăți ondulatorii asemenea radiației.

Bibliografie

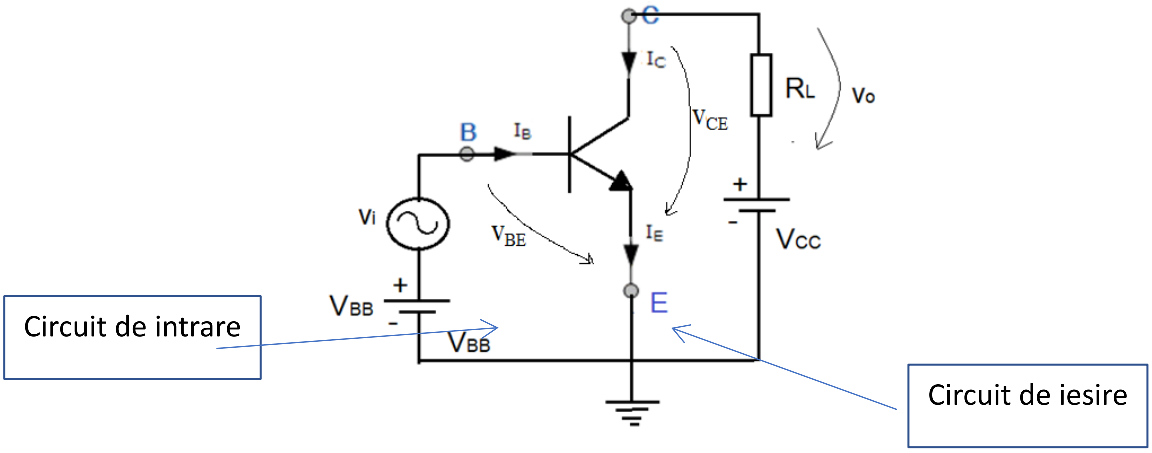
- Țițeica, Ș. – Mecanică cuantică, Editura Academiei, RSR, 1984
- Bransden, B.H., Joachain, C.J. – Introducere în mecanica cuantică, Editura Tehnică, 1999
- Alte câteva sute de publicații în care se prezintă Istoria Mecanicii Cuantice

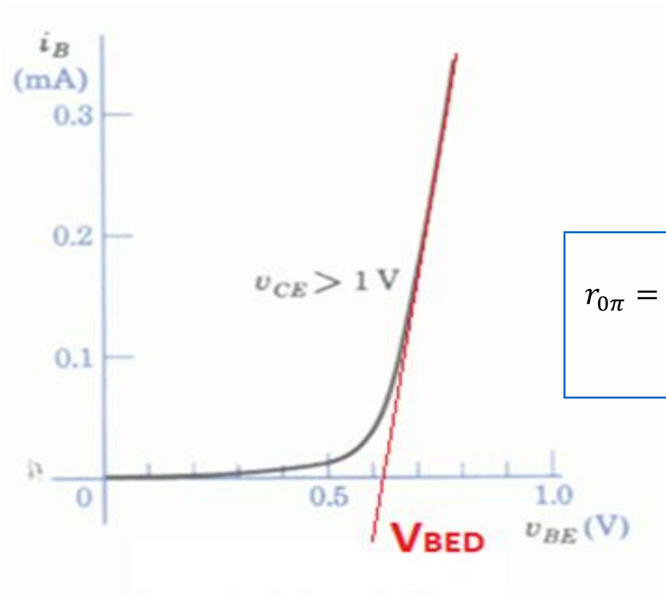
ELECTRONICĂ

SUBIECTUL 13

<u>Tranzistorul bipolar. Caracteristici statice in conexiunea ec</u>

Conexiunea **Emitor Comun** (emitor la masa) **EC**

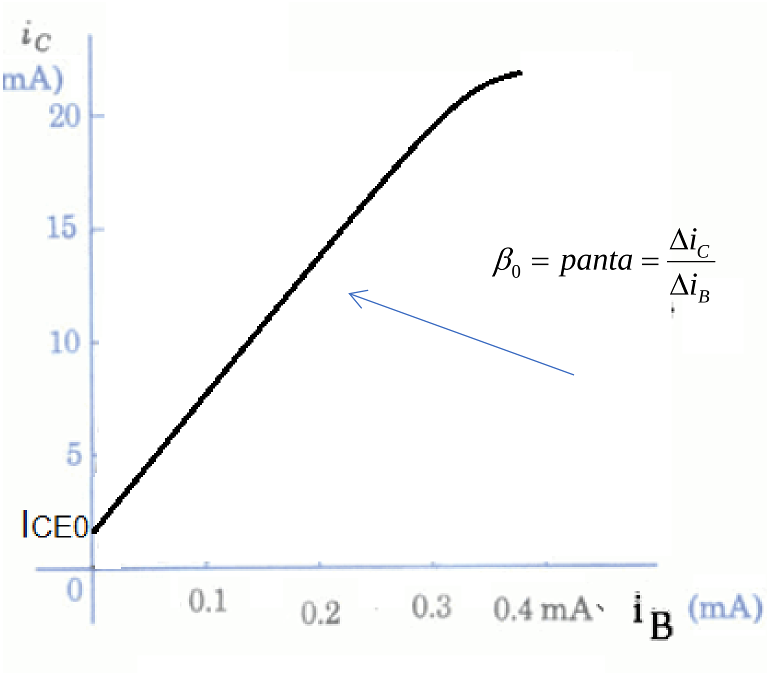




Caracteristica de intrare

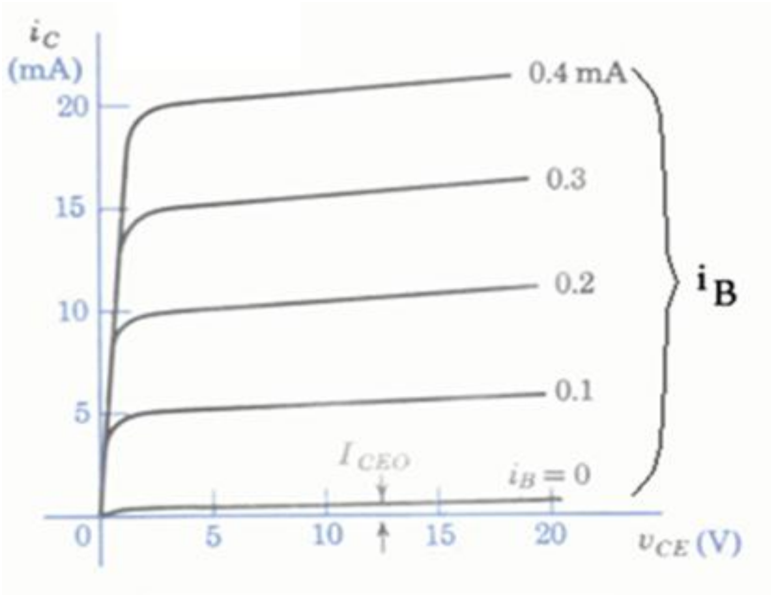
$$\boxed{i_B = \frac{I_S}{\beta_0}\exp\left(\frac{v_{BE}}{V_T}\right)}$$

$$r_{0\pi} = \left(\frac{1}{\frac{\partial i_B}{\partial v_{BE}}}\right)_M = \left(\frac{\Delta v_{BE}}{\Delta i_B}\right)_M \cong tg(\gamma)=\textbf{\textit{contrapanta}}$$



Caracteristica de transfer in curent

$$\boxed{i_C = \beta_0 i_B + I_{CE0}}$$



Caracteristica de iesire

SUBIECTUL 14

Circuite cu amplificator operational

Aproximatii si conditii

1. **Conditia de punct de sumare** sau **punct de masa virtuala**

   $V_e=0 \Rightarrow V^+ = V^-$ (= 0 daca intrarea neinversoare este legata la masa)

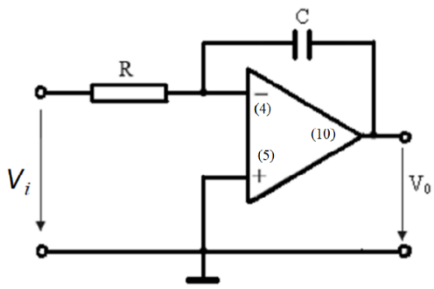
(⇒ *S punct de masa virtuala*)

2. **Conditia de curent nul la intrare** **$I^-=0 \Rightarrow I_i+I_r=0$**

CIRCUIT DE INTEGRARE

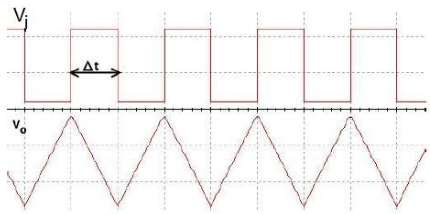
Circuitul de integrare (integrator) are la ieşire **valoarea integrată a semnalului de intrare.** Pentru aceasta se porneşte de la un amplificator inversor, doar că rezistenţa de **reacţie** va fi înlocuită cu un **condensator**.

Rezistorul R are rol de limitare a curentului de la sursa de semnal, iar condensatorul C are rol de reacţie. Tensiunea de ieşire a circuitului de integrare (**Vo) este tensiunea dintre armătura** condensatorului **C conectată la ieşire şi ”masa montajului”.** Dacă tensiunea de intrare este constantă (impulsuri dreptunghiulare), datorită condensatorului din circuitul de reacţie care se încarcă şi se descarcă, la ieşire tensiunea prezintă un şir de pante pozitive şi negative (impulsuri triunghiulare)



$$V_O = -\frac{1}{RC}\cdot\int_0^t V_i\,(t)\,dt$$

$\tau = RC$ - constantă de timp



$$\left.\begin{aligned} V_i &= I_R R \\ V_o &= \frac{Q}{C} \\ I_R + I_C &= I^- = 0 \\ I_C &= \frac{dQ}{dt} \end{aligned}\right\}$$

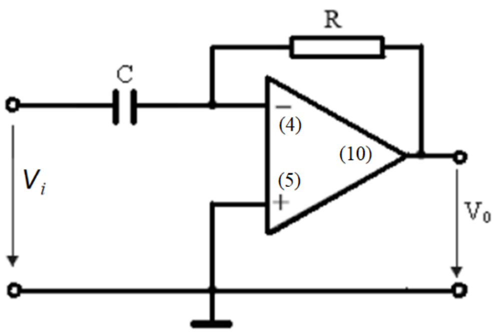
$$\frac{V_i}{R}+\frac{dQ}{dt}=0 \quad \Rightarrow \frac{V_i}{R}+C\frac{dV_O}{dt}=0$$

$$\boxed{V_O = -\frac{1}{RC}\int V_i(t)dt}$$

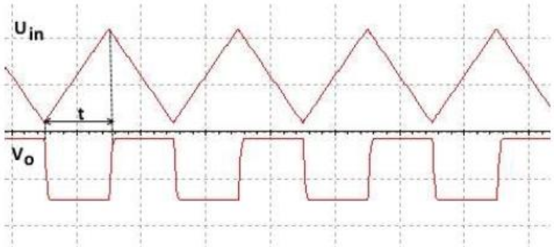
CIRCUIT DE DERIVARE

Circuitul de derivare (derivator) are la ieşire **valoarea derivată a semnalului de intrare**. Pentru aceasta se porneşte de la o conexiune inversoare, doar că rezistenţa de limitare va fi înlocuită cu un condensator**.**

Rezistorul R şi condensatorul C au rol de reacţie. Ca şi la circuitul integrator ele formează constanta de timp a circuitului. Dacă tensiunea de intrare este un şir de pante pozitive şi negative (impulsuri triunghiulare), la ieşire tensiunea este un şir de impulsuri dreptunghiulare.



$$\boxed{V_O = -RC \cdot \frac{dV_i\ (t)}{dt}}$$



$$\left.\begin{aligned} & V_o = I_R R \\ & V_i = \frac{Q}{C} \\ & I_R + I_C = I^- = 0 \\ & I_C = \frac{dQ}{dt} \end{aligned}\right\} \Rightarrow \quad \frac{V_O}{R} + \frac{dQ}{dt} = 0 \quad \Rightarrow \frac{V_O}{R} + C\frac{dV_i}{dt} = 0$$

$$\Rightarrow \quad \boxed{V_O = -RC\frac{dV_i}{dt}}$$

FIZICA ATOMULUI ȘI MOLECULEI

SUBIECTUL 15

Modelul Bohr

- Postulatele lui Bohr

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

Energia sistemului atomic în aceste stări este cuantificată, adică ia valori ce alcătuiesc un şir discontinuu: W_1, W_2....W_n,...

2. La trecerea dintr-o stare staţionară în alta, atomii emit sau absorb numai radiaţii monocromatice de frecvenţă bine determinată, dată de relaţia:

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

- Cuantificarea orbitelor circulare

Electronul se va roti în jurul nucleului pe o orbită circulară de rază r_n ,daca forţa centrifuga, ce acţionează asupra sa, devine egala cu forţa coulombiană de atracţie dintre electron şi nucleu, astfel încât să se asigure stabilitatea dinamică a sistemului.

$$\frac{mv_n^2}{r_n} = \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r_n^2}$$

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

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

- Expresiile energiei şi razei orbitelor

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

$$W_n = -\frac{1}{n^2}\cdot\frac{m_0 Z^2 e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2}$$

Raza orbitei:

$$r_n = n^2 \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m_0 Z e^2}$$

- Explicarea datelor experimentale, găsirea formulei Balmer

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

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

- Importanţa modelului şi insuficienţele acestuia

(de argumentat)

SUBIECTUL 16

Atomii cu mai mulţi electroni

- Aproximaţia câmpului central

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

- Configuraţia electronică

Distribuţia electronilor pe diferite straturi şi pături electronice se face în funcţie de energia acestora. Energia electronilor în atomul cu mai mulţi electroni depinde de numărul cuantic principal n cât şi de numărul cuantic orbital l.

- Cuplajul LS, notarea termenilor

În cazul atomilor uşori şi medii, interacţiunea spin-orbită este mult mai slabă decât interacţiunea dintre momentele orbitale, precum şi decât cea dintre spini, fapt dovedit experimental. Astfel se consideră atomul ca fiind un sistem neperturbat, în care au loc doar interacţiunile dintre electroni şi nucleu şi cele coulombiene dintre electroni. Un termen spectral va fi caracterizat de numerele cuantice L şi 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 interacţiunea spin-orbită , momentul orbital şi 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 numeşte despicare fină sau despicare de multiplet. Notaţia:

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

Se vor da exemple.

Bibliografie

1. Note de curs

2. N. Avram, "Fizica Atomului şi Moleculei", Univ. Timişoara, 1986

3. B. H. Brandsen, C. J. Joachain, "Fizica atomului si a moleculei", Ed. Tehnica, Bucureşti, 1998

4. G. Semenescu, S.Rapeanu, T.Magda "Fizica Atomica si Nucleara", Ed. Tehnica, Bucureşti, 1976

FIZICA NUCLEULUI

SUBIECTUL 17

Radioactivitatea. Legea dezintegrării radioactive

- Definiţia radioactivităţii

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

- Tipuri de dezintegrare radioactivă

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

- Expresia legii dezintegrării radioactive

Probabilitatea de dezintegrare a unui nucleu în unitatea de timp este λ si se numeste 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 eşantion la momentul t = 0, N(t) este numărul de nuclizi radioactivi care au rămas nedezintegraţi după timpul t.

- Perioada de înjumătăţire şi timpul mediu de viaţă al nucleelor radioactive

Perioada de înjumătăţire $T_{1/2}$ 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 viaţă* τ” sau prin probabilitatea de dezintegrare în unitatea de timp care este o mărime constantă în timp (constanta de dezintegrare λ=1/τ).

- Activitatea surselor radioactive

Activitatea Λ (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 Bq = 1 s^{-1}. Are ca unitate tolerată curie-ul (Ci) care corespunde la $3{,}700 \cdot 10^{10}\, s^{-1}$ (1 Ci = $3{,}7 \cdot 10^{10}$ Bq).

SUBIECTUL 18

Reacţii nucleare

- Definiţie, caracteristici generale

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

Reacţia nucleară se poate scrie simbolic sub forma:

$$A + a \to B + b$$

- Bilanţul energetic

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

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

Reacţia nucleară este exotermă dacă $Q > 0$ şi endotermă dacă $Q < 0$.

- Energia de prag a reacţiilor nucleare pentru reacţiile

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

- Tipuri de reacţii nucleare

(reacţii (n, γ), (n, p), (n, α), reacţii cu formare de mai mulţi nucleoni.)

- Mecanismul reacţiilor nucleare

(formarea nucleului intermediar şi dezexcitarea nucleului intermediar)

Bibliografie

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

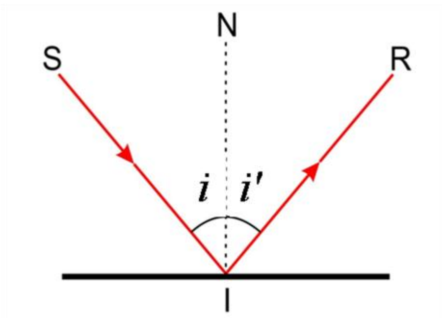
OPTICĂ

SUBIECTUL 19

<u>Reflexia și refracția luminii. Reflexia totală.</u>

Dacă lumina cade pe suprafața de separație dintre două medii optice diferite, 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. Refracția este fenomenul prin care raza de lumină își schimbă direcția de propagare, trecînd în cel de-al doilea mediu.

a) Legile reflexiei



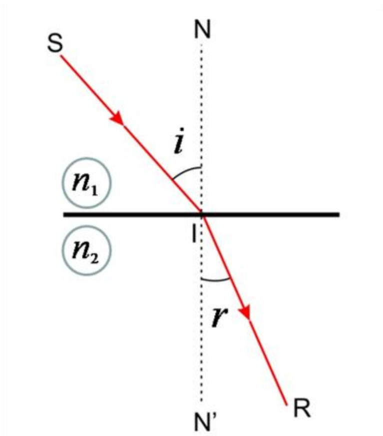
SI – raza incidentă
NI – normala la suprafața de separație dintre medii
IR – raza reflectată
i – unghi de incidență
i' – unghi de reflexie

1. Raza incidentă, raza reflectată și normala la suprafața de separație dintre cele două 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.

Reflexia totală. Condițiile necesare pentru producerea reflexiei totale.

Dacă o rază de lumină cade pe suprafața de separație dintre două medii, în anumite condiții, este posibil ca refracția să nu se producă, lumina întorcându-se în totalitate în mediul din care provine. Acest fenomen este numit reflexie totală.

Reflexia totală se produce dacă sunt satisfăcute următoarele două condiții:

1. indicele de refracție n_1 al mediului din care provine lumina este mai mare decât indicele de refracție n_2 al celuilalt mediu,

$$n_1 > n_2$$

2. unghiul de incidență i al luminii depășește valoarea limită, l,

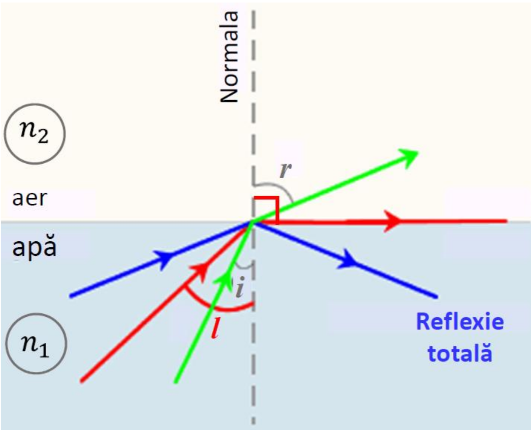
$$i > l$$

unde l este acea valoare a unghiului de incidență pentru care unghiul de refracție are valoarea $r = \frac{\pi}{2}$.

În situația limită ($i = l,\ r = \frac{\pi}{2}$), încă se mai produce fenomenul de refracție, raza refractată propagându-se de-a lungul suprafeței de separație dintre cele două medii. Astfel, din legea refracției, se obține expresia unghiului limită:

$$\sin l = \frac{n_2}{n_1}$$

Pentru un unghi de incidență $i > l$, nu se mai produce refracția, ci reflexia totală.



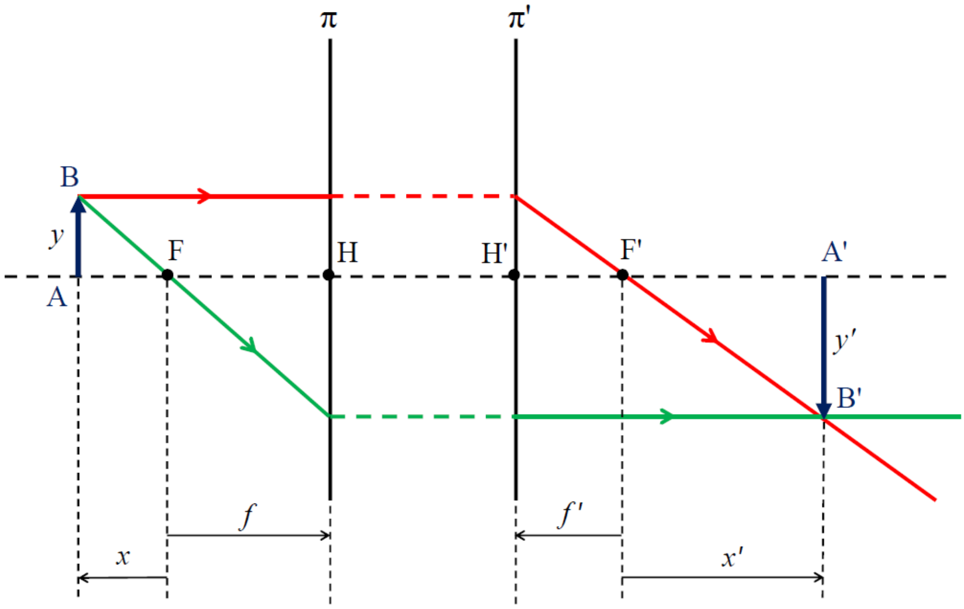
SUBIECTUL 20

Construcții de imagini în sisteme optice centrate

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

1. O rază de lumină care se propagă paralel cu axa optică principală a unui sistem optic centrat, după traversarea sistemului se va propaga pe direcția focarului imagine al sistemului.

2. O rază de lumină care se propagă pe direcția focarului obiect al unui sistem optic centrat, după traversarea sistemului se va propaga paralel cu axa optică a acestuia.



Formula lui Newton pentru sisteme optice centrate

Presupunând un obiect de înălțime y aflat la distanța x față de focarul obiect al unui sistem optic centrat (ca în figură), înălțimea y' a imaginii obiectului și distanța x' la care se formează imaginea față de focarul imagine al sistemului sunt date de formula lui Newton:

$$\frac{y'}{y} = \frac{f}{x} = \frac{x'}{f'}$$

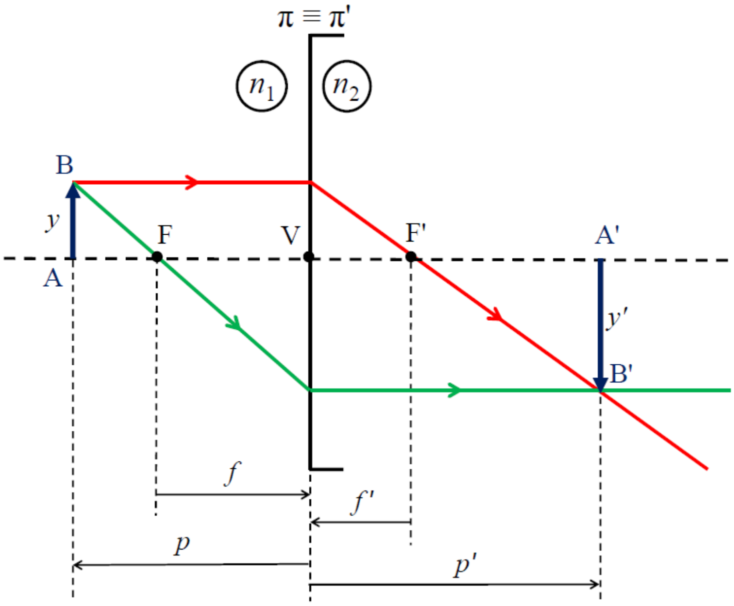
unde f este distanța focală obiect a sistemului, iar f' este distanța focală imagine a sistemului.

Cazul dioptrului sferic în aproximația lui Gauss

Dacă un obiect se află la distanța p față de un dioptru sferic, atunci imaginea obiectului dată de dioptru se va forma la distanța p' față de dioptru, relația dintre p și p' fiind:

$$\frac{n_2}{p'} - \frac{n_1}{p} = \frac{n_2 - n_1}{R}$$

unde n_1 este indicele de refracție al mediului din spațiul obiect, n_2 este indicele de refracție al mediului din spațiul imagine, iar R este raza de curbură a suprafeței dioptrului.



Mărirea liniară transversală dată de dioptru este:

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{n_1}{n_2}\frac{p'}{p}$$

y fiind înălțimea obiectului, iar y' înălțimea imaginii.

Cazul oglinzilor sferice

Dacă un obiect se află la distanța p față de oglindă sferică, 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.

Mărirea liniară transversală dată de oblinda sferică este:

$$\beta = \frac{y'}{y} = -\frac{p'}{p}$$

y fiind înălțimea obiectului, iar y' înălțimea imaginii.

Cazul lentilelor subțiri

Dacă un obiect se află la distanța p față de o lentilă subțire, 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.

Mărirea liniară transversală dată de lentilă este:

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{p'}{p}$$

y fiind înălțimea obiectului, iar y' înălțimea imaginii.

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_1 sunt razele de curbură ale suprafețelor lentilei.

TERMODINAMICĂ ȘI FIZICĂ STATISTICĂ

SUBIECTUL 21

Valoarea medie, Deviația, Dispersia și Deviația 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.

FIZICA SOLIDULUI ȘI SEMICONDUCTORI

SUBIECTUL 22

Retelele Bravais

Rețelele tridimensionale pot fi obținute prin deplasarea după direcțiile vectorilor de baza a unei celule elementare. Majoritatea structurilor cristaline cunoscute pot fi descrise cu ajutorul a 14 tipuri de rețele tridimensionale numite ***rețele fundamentale*** sau ***rețele Bravais***. Acestea sunt elemente convenționale, stabilite din considerente de simetrie, dintre care numai 7 sunt celule primitive. Avem așadar ***7 sisteme cristalografice*** care au la baza relațiile dintre mărimile vectorilor de baza si valoarea unghiurilor dintre acești vectori (+ desene).

1) Sistemul ***cubic*** cu $a = b = c$ si $\alpha = \beta = \gamma = 90°$. Sistemul cuprinde 3 tipuri de rețele Bravais: cubica simpla, cubica cu volum centrat si cubica cu fete centrate.

2) Sistemul **tetragonal** cu $a = b \neq c$ si $\alpha = \beta = \gamma = 90°$. Sistemul cuprinde 2 tipuri de rețele Bravais: tetragonala simpla si tetragonala cu volum centrat.

3) Sistemul ***ortorombic*** cu $a \neq b \neq c$ si $\alpha = \beta = \gamma = 90°$. Sistemul cuprinde 4 tipuri de rețele Bravais: ortorombica simpla, ortorombica cu volum centrat, ortorombica cu fete centrate si ortorombica cu baze centrate.

4) Sistem ***romboedric*** cu $a = b = c$ si $\alpha = \beta = \gamma \neq 90°$. Sistemul cuprinde un tip de rețea Bravais: romboedrica simpla

5) Sistem ***monoclinic*** cu $a \neq b \neq c$ si $\alpha = \beta = \gamma \neq 90°$. Sistemul cuprinde 2 tipuri de rețele Bravais: monoclinica simpla si monoclinica cu baze centrate.

6) Sistem ***triclinic*** cu $a \neq b \neq c$ si $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90°$. Sistemul cuprinde un tip de rețea Bravais: triclinica simpla.

7) Sistem ***hexagonal*** cu $a_1 = a_2 = a_3 \neq c$ si $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 90°$ si $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = 120°$

Menționam câteva caracteristici importante ale rețelelor Bravais:

- Rețeaua Bravais reprezintă o structura periodica infinita, formata din puncte discrete, care au absolut aceeași ordine spațiala indiferent care dintre aceste puncte este considerat ca origine.

- Rețeaua Bravais tridimensionala este formata din totalitatea punctelor determinate de vectori de poziție de forma: $\overrightarrow{R_n} = n_1\overrightarrow{a_1} + n_2\overrightarrow{a_2} + n_2\overrightarrow{a_2}$, unde $\overrightarrow{a_1}$, $\overrightarrow{a_2}$, $\overrightarrow{a_3}$ – ***vectorii de baza*** (fundamentali) ai rețelei (care sunt necoplanari), iar n_1, n_2, n_3 – ***numere întregi*** negative sau pozitive.

- Pentru rețelele Bravais neprimitive (cu fete sau baze centrate sau cu volum centrat) se pot găsi celule primitive care au însă o simetrie mai joasa.

Nodurile unei rețele Bravais care sunt cele mai apropiate de un nod dat (situate la aceeași distanta de acesta) se numesc ***vecini de ordinul întâi***. O proprietate importanta a rețelelor Bravais consta in faptul ca orice nod al rețelei are același număr de vecini de ordinul întâi. Acest număr se numește ***număr (cifra) de coordinație*** a rețelei respective.

SUBIECTUL 23

Jonctiunea pn

Alipind două materiale semiconductoare, unul de tip p și celălalt tip n, apare fenomenul de difuzie, a golurilor din regiunea p în regiunea n și a electronilor din regiunea n în regiunea p. Difuzia este generată de agitația termică și de existența variației concentrației cu poziția în zona de contact (gradientului de concentrație). Variația concentrației de impurități trebuie să se facă pe distanțe mici (sub 10^{-7}m) pentru a se produce o joncţiune p-n, altminteri este doar un semiconductor obişnuit la care se modifică lent tipul de conducţie.

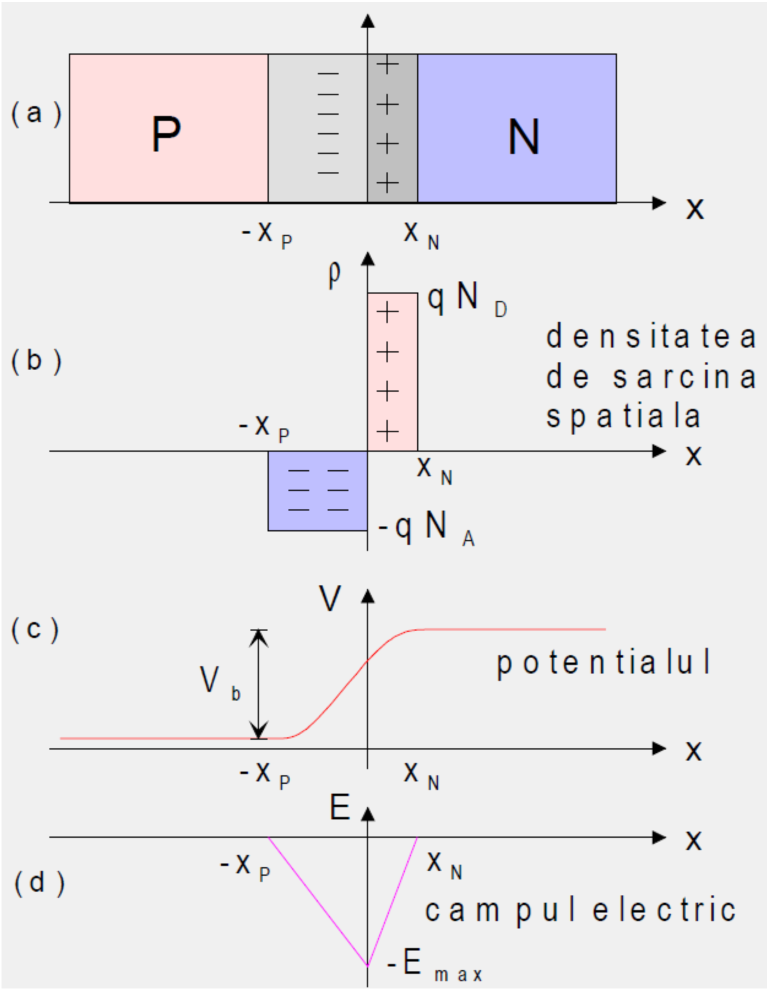


Figure 1. Fenomene electrostatice ţn joncţiunea PN

Electronii ce difuzează în regiunea p se recombină cu golurile, în acest fel regiunea p din apropierea joncțiunii se încarcă negativ din cauza atomilor acceptori (ioni negativi) a căror sarcină nu mai este compensată de goluri pozitive mobile. Fenomenul este similar pentru regiunea n din apropierea joncțiunii, unde difuzează golurile, și care se încarcă cu sarcină electrică pozitivă din cauza atomilor donori (ioni pozitivi) ce rămân necompensați. Se formează un ***strat de sarcină spațială fixă sau de baraj*** *(figura 1a)*, negativă în regiunea p, pozitivă în regiunea n. În exteriorul stratului, materialele sunt neutre electric la nivel local.

Fiindcă joncțiunea în ansamblu este ***neutră electric***, conservarea sarcinii electrice impune ca sarcina negativă din stânga joncțiunii să fie egală cu sarcina pozitivă din dreapta ei (figura 1b): $q \cdot S \cdot x_p \cdot N_A = q \cdot S \cdot x_n \cdot N_D$ unde:

q- sarcina electrica, S- suprafața de stratului de sarcina spațială, x_p (x_n) - grosimea stratului de sarcina pozitiva (negativa), N_A (N_D)- concentratia de impuritati acceptoare (donoare).

Încărcarea cu electricitate a celor două zone creează o diferență de potențial $\boldsymbol{V_b}$ intre zona n și zona p (figura 1c), numită ***potențial de contact*** sau ***diferență internă de potențial***.

Câmpul electric este nul în afara stratului de baraj (densitate de sarcină electrică zero) și variază liniar cu poziția în stratul de baraj, ca în figura 1d. Intensitatea maximă a câmpului electric este la zona de contact între cele două domenii în x=0:

$E_{max} = -qN_a x_p/\varepsilon = -qN_d x_n/\varepsilon.$

Energia potențială a electronilor este modificată de potențialul de contact, valoarea modificării este impusă de ***egalarea nivelelor Fermi din materialele semiconductoare p și n***.

$q \cdot V_b \ = \ F_n - F_p = F$, unde nivelele Fermi sunt reprezentate în următoarea imagine:

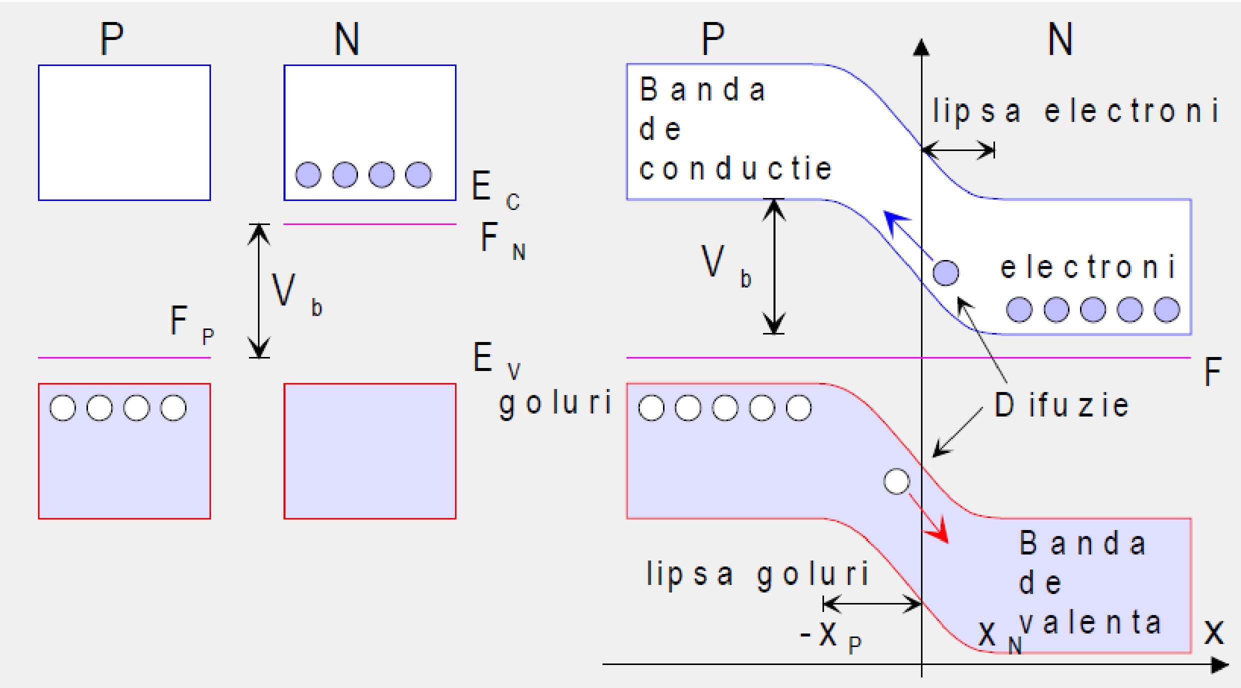


Figure 2. Structura benzilor de energie la joncţiunea nepolarizată

<u>Bibliografie</u>

1. Ion Munteanu – *Fizica corpului solid*, Ed. Universitatii din Bucuresti, 2003
2. N.-M. Bârlea – *Semiconductori, dielectrici şi aplicaţii*, Ed. Albastră, Cluj-Napoca 2001

FIZICA PARTICULELOR ELEMENTARE

SUBIECTUL 24

Fortele fundamentale. Tărie, raza de acțiune, bozon de interacțiune, sarcina. Explicatii.

Forta	**Cuplaj (tărie)**	**R (m)**	**Bozon de interactiune**	**Sarcina fortei**	**Actiune asupra:**
Nucleară Tare	1	10^{-15}	8 x gluon (g) m=0, s=1, Q=0	“Culoare” RGB	Quarkuri, hadroni
EM (Electro-magnetică)	10^{-2} (1/137)	∞	Foton (γ) m=0, s=1, Q=0	Sarcina electrica +/-	Particule incarcate electric
Nucleară Slabă	10^{-5}	10^{-18}	3 bozoni Weinberg: W^+, W^- m=80 GeV* Z^0 m=91 GeV; s=1	Izospinul slab	Universal
Gravitatie	10^{-40}	∞	Graviton (?) M=0, s=2, Q=0	Masa	Universal

Ce rol are forța nucleara tare?

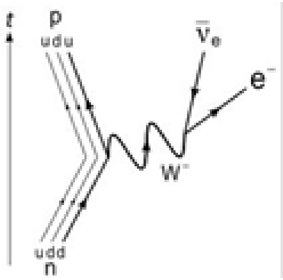
R: stabilitatea nucleului;

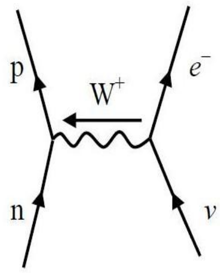
Ce rol are forța nucleara slaba?

R: dezintegrări radioactive beta;

Care este legătura dintre o dezintegrare si o forța?

R: sunt interacțiuni asemănătoare:

Dezintegrare: 

Forța: 

SUBIECTUL 25

Structura materiei obişnuite, de la descoperirea electronului pana la structura nucleului si modelul de quarkuri pentru proton si neutron.

- Thomson descoperă prima particulă elementară: electronul (1897). (Descrie experimentul. Ce este considerat elementar)
- Rutherford clarifică printr-un experiment celebru distribuţia sarcinii electrice pozitive şi descoperă nucleul (1912). (Descrie experimentul)
- Modelul Bohr al atomului (1915)
- Chadwick descoperă neutronul, companionul neutru al protonului (1932).
- Descoperirea structurii interne a protonului. Modelul de quarkuri.

Concluzie:

- Atom = Nucleu + Electroni
- Nucleu = Protoni + Neutroni (Nucleoni)
- Proton = uud, Neutron = udd

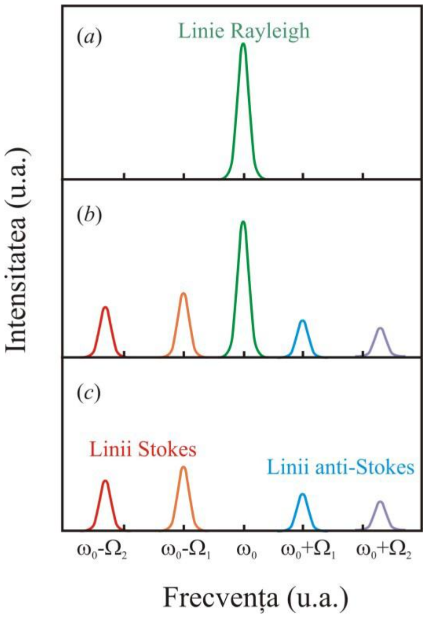
Studentul să cunoască spinul şi sarcinile electrice ale particulelor de mai sus, să ştie (suplimentar) -despre neutrini şi - ce hadroni se pot compune din quarkuri (R: Barioni şi Mezoni)

BAZELE SPECTROSCOPIEI ȘI LASERILOR

SUBIECTUL 26

Împrăştierea Raman

În anul 1928, fizicianul indian C.V. Raman (câştigător al Premiului Nobel pentru Fizică în 1930) a demonstrat posibilitatea împrăştierii inelastice a fotonilor pe atomii legaţi, care a dat apoi naştere *spectroscopiei Raman*, în care se analizează lumina împrăştiată de substanţe în urma ciocnirilor inelastice dintre fotoni şi sistemele atomice constituente. 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 ω0 cade pe o probă (figura (1*a*)), spectrul luminii împrăștiate de probă constă dintr-o bandă intensă centrată la aceeași frecvență, ω0, și o mulțime de benzi de intensitate mult mai mică (~1:1000) centrate la frecvențele ω0 ± Ω*i* (figura 1 (*b*)). Banda cea mai intensă corespunde împrăștierii Rayleigh, iar benzile mai slabe în intensitate corespund împrăștierii Raman (figura (1*c*)). Spectrul Raman are următoarele caracteristici:

• frecvențele, Ω*i*, sunt specifice substanței (în cazul solidelor, aceste frecvențe corespund fononilor);

• liniile Stokes și anti-Stokes (figura (1*c*)) se găsesc întotdeauna în poziții simetrice de o parte și de alta a liniei Rayleigh (centrată la frecvența ω0);

• liniile Stokes sunt mai intense decât cele anti-Stokes;

• intensitatea liniilor spectrale este proporțională cu $(\omega_0)^4$.

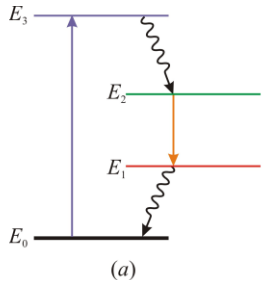
La prezentarea acestui subiect se va urmări demonstrarea caracteristicilor spectrelor Raman menționate mai sus prin prisma fizicii clasice, pornind de la interacțiunea dintre câmpul electric variabil al radiației electromagnetice incidente (descris de vectorul intensitate a câmpului electric, **E**) 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

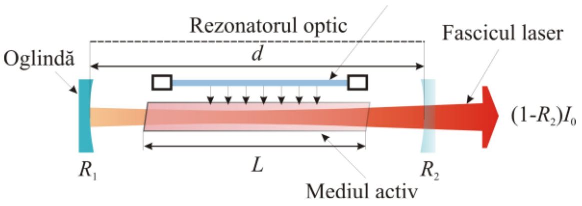
1. M. Ștef, *Bazele spectroscopiei și laserilor*, Notițe de Curs, Timișoara 2015.
2. N. Avram, Introducere în spectroscopia Raman, Editura Facla, 1982.

SUBIECTUL 27

Inversia de populație. Condiția de prag



Pentru obținerea emisiei stimulate este necesară realizarea, în prealabil, a *pompajului optic* pentru excitarea sistemelor atomice pe nivele superioare de energie. Există multe moduri de a realiza acest pompaj. Pentru a se produce efectul laser nu este suficientă doar efectuarea pompajului optic, ci trebuie să fie îndeplinită condiția de *inversie de populație*. Să considerăm un mediu activ laser care are o diagramă de nivele energetice ca cea prezentată în figura (1a) formată din patru nivele de energie, E_i, având fiecare densitatea de populație, N_i, (i=0,…,3). Admitem acum că efectul laser poate fi obținut în urma procesului de emisie stimulată, asociat tranziției $E_2 \rightarrow E_1$. Atunci când fasciculul monocromatic de frecvență $\nu = (E_2 - E_1)/h$ traversează mediul în direcția axei Oz, intensitatea fasciculului la o distanța z în interiorului cristalului este dată de relația:



$$I(\nu, z) = I_0 e^{\sigma(N_2 - N_1)z} \qquad (1)$$

unde I_0 este intensitatea fasciculului incident, iar σ este secțiunea eficace a tranziției. Semnul exponentului din relația (1), dat de diferența între populațiile celor două nivele implicate în procesul de emisie ne indică dacă mediul poate amplifica sau nu radiația incidentă. Astfel, dacă $N_2 > N_1$, fasciculul incident poate fi amplificat de către mediul activ, iar, în caz contrar, fasciculul va fi atenuat. Condiția $\Delta N = N_2 - N_1 > 0$ se mai numește condiția de *inversie a populației* și este opusă condiției de echilibru termic. În cazul distribuției Boltzmann, populația nivelelor E_2 și E_1 la echilibru termic satisface condiția $N_2 < N_1$. Prin urmare, așa cum se va arăta în cele ce urmează, pentru a realiza inversia de populație este necesar să fie îndeplinită *condiția de prag*. Relația (1) permite definirea *câștigului optic*. Dacă mediul activ este plasat între două oglinzi (figura (2)), unda va fi reflectată succesiv traversând mediul activ de mai multe ori crescând astfel amplificarea fasciculului incident. Considerând un sistem fără pierderi, pentru o lungime L a mediului activ, câștigul optic al cavității rezonante, $G(\nu)$, se definește cu ajutorul relației:

$$\frac{I(\upsilon, 2L)}{I(\upsilon, 0)} = e^{G(\upsilon)} \qquad (2)$$

Prin urmare, ținând cont de ecuația (1) obținem:

$$G(\upsilon) = 2\sigma(N_2 - N_1)L \qquad (3)$$

O serie de factori conduc la apariția așa-numitelor pierderi în sistem, cum ar fi cele datorate reflectivității oglinzilor (R_1 și R_2), absorbția unei fracțiuni din intensitatea radiației de către ferestrele care conțin mediul activ (în special atunci când acesta este în stare gazoasă), difracția produsă de către fante sau împrăștierea pe particule sau pe suprafețele imperfecte. Toate aceste pierderi sunt cuprinse în *factorul de pierdere* per drum optic parcurs (drumul dus-întors parcurs de radiație între cele două oglinzi) $e^{-\gamma}$. Prin urmare, intensitatea radiație în urma parcurgerii unui drum optic dus-întors prin rezonator este:

$$I(\nu, 2d) = I(\nu, 0)e^{G-\gamma} \tag{4}$$

Se poate observa ușor că unda va fi amplificată dacă pe un drum optic parcurs (dus-întors) câștigul optic este mai mare decât pierderile:

$$G > \gamma \text{ sau } \qquad (N_2 - N_1)_{\text{prag}} > \frac{\gamma}{2\sigma L} \tag{5}$$

De aici rezultă condiția de prag ($G = \gamma$) pentru realizarea inversiei de populație, și anume:

$$\boxed{(\Delta N)_{\text{prag}} = (N_2 - N_1)_{\text{prag}} = \frac{\gamma}{2\sigma L}} \tag{6}$$

Dacă inversia de populație, ΔN, este mai mare decât ΔN_{prag}, unda reflectată după parcurgerea unui singur drum optic dus-întors în rezonator va fi amplificată, crescând astfel intensitatea ei în ciuda pierderilor existente în sistem. Într-un sistem laser, radiația este produsă inițial prin emisia spontană a atomilor din mediul activ aflați în stări excitate, apoi acești fotoni emiși spontan, traversând rezonatorul paralel cu axa lui de simetrie, vor produce noi fotoni prin *emisie stimulată*. Atâta timp cât este satisfăcută condiția de prag aceștia vor produce o avalanșă tot mai mare de fotoni, proces care se va menține cât timp repopularea este asigurată de pompajul optic. Caracteristicile radiației laser obținute sunt determinate de caracteristicile mediului activ. Din ecuația (3) se observă că câștigul optic, $G(\nu)$, depinde de caracteristicile particulare ale mediului activ prin secțiunea eficace de emisie, σ:

$$\sigma = \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 \frac{g(\Delta\omega)}{\tau_0} \tag{7}$$

unde λ este lungimea de undă a fasciculului emis, $g(\Delta\omega)$ este conturul liniei spectrale, iar τ_0 este timpul de viață al emisiei spontane asociat nivelului energetic excitat de pe care are loc emisia laser. Aceste mărimi sunt determinate de nivelele energetice implicate în procesul de emisie și depind de natura mediului activ. Modul în care se realizează pompajul optic este de asemenea determinat de caracteristicile mediului activ.

Bibliografie

1. M. Ștef, *Bazele spectroscopiei și laserilor*, Notițe de Curs, Timișoara 2015.2.
2. N. Avram, *Introducere în spectroscopia Raman*, Editura Facla, 1982.

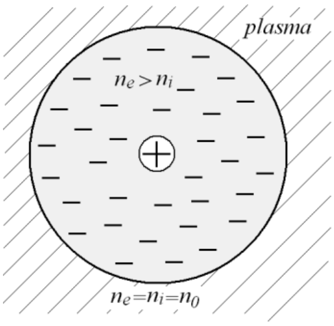
FIZICA PLASMEI

SUBIECTUL 28

Parametri caracteristici ai plasmei – Lungimea Debye

Se va determina abaterea spațială de la neutralitate a plasmei (întinderea spațială a regiunii dintr-o plasmă unde neutralitatea electrică este local perturbată).

În acest scop se va analiza distribuția potențialului electric static din jurul unei particule încărcată cu sarcină electrică (ion pozitiv) din plasmă. În plasmă: $n = n_i \cong n_e$ - (condiția de cvasineutralitate)



În jurul ionului pozitiv i^+, aflat in centrul sferei din figura, particulele de același semn sunt respinse iar cele de sens opus atrase: se va forma o zonă sferică în care are loc o creștere a concentrației e^-.

Pentru a determina variația potențialului electric în apropierea i^+ în plasmă se pleacă de la ecuația Poisson:

$$\nabla^2 V(r) = -\frac{\rho(r)}{\varepsilon_0} \qquad V(r) - \text{potențialul electric static}$$

Ipoteze de lucru:

(1) Ionii pozitivi uniform distribuiți în interiorul plasmei.

(2) Distribuția energetică a e^- în jurul i^+ este de tip Boltzmann:

$$n_e = n_0 \exp\frac{eV(r)}{kT} \qquad n_0 = n$$

(3) Energia potențială a particulelor de sarcină datorită separării (aglomerării în jurul i^+) este energia de interacțiune e^- - ion « decât energia datorată agitației termice:

$$eV(r) << kT_e$$

(4) Se consideră cazul ionului simplu (pentru simplificarea calculelor).

Densitatea volumică de sarcină electrică: $\rho(r) = \rho_+(r) + \rho_-(r)$

Unde: $\begin{cases} \rho_+ = |e|n \\ \rho_- = -|e|n_e = -en\exp\dfrac{eV(r)}{KT} \end{cases}$

Conform notației $n_0 = n \quad \Rightarrow \rho(r) = en\left(1 - \exp\dfrac{eV(r)}{kT}\right)$

Deoarece $eV(r) << kT$, prin dezvoltare în serie Taylor se obține:

$$\exp\frac{eV(r)}{kT} = 1 + \frac{eV(r)}{kT} + \ldots \text{ termini superiori neglijabili } \Rightarrow \rho(r) = -\frac{e^2V(r)}{kT}n.$$

Ecuația Poisson devine:

$$\nabla^2 V(r) = +\frac{e^2 n}{\varepsilon_0 kT}V(r) \Leftrightarrow \nabla^2 V(r) - \frac{e^2 n}{\varepsilon_0 kT}V(r) = 0$$

Datorită simetriei sferice termenii unghiulari se anulează, rezultă:

$$\nabla^2 V(r) = \frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dV(r)}{dr}\right) = \frac{1}{r}\frac{d^2}{dr^2}\big(rV(r)\big)$$

se obține: $\dfrac{d^2}{dr^2}(rV) - \dfrac{e^2 n}{\varepsilon_0 kT}(rV) = 0$.

Notând cu: $\lambda_D = \sqrt{\dfrac{\varepsilon_0 kT}{e^2 n}}$,se obține:

$\dfrac{d^2}{dr^2}(rV) - \dfrac{1}{\lambda_D^2}(rV) = 0$, cu soluția de forma: $rV(r) = Ae^{r/\lambda_D} + Be^{-r/\lambda_D}$

Constantele A, B se determină din condițiile inițiale:

1. $V(r)/r \to \infty = 0 \Rightarrow A = 0$

2. $V(r)/r \to 0 = \dfrac{e}{4\pi\varepsilon_0 r} \Rightarrow B = \dfrac{e}{4\pi\varepsilon_0}$

Se obține potențialul în jurul sarcinii încărcate de forma: $V(r) = \dfrac{e}{4\pi\varepsilon_0 r}\exp\left(-\dfrac{r}{\lambda_D}\right)$.

Concluzii:

1) Orice sarcină aflată într-un mediu plasmatic își reduce potențialul coulombian cu un factor de ecranare e^{-r/λ_D}.
2) Plasma are proprietatea remarcabilă de a nu lăsa să se extindă în interiorul său acțiunea perturbatoare a unei sarcini electrice. Ea izolează rapid perturbația produsă de o sarcină

printr-o reorganizare a celorlalte sarcini de semn opus în jurul acesteia, determinând apariția unui strat protector de sarcină spațială, cu grosimea λ_D.

3) Din punct de vedere **matematic** λ_D este distanța pentru care potențialul electrostatic scade de e ori $V(\lambda_D) = \frac{1}{e} V(r)$.

4) Din punct de vedere **fizic** λ_D = distanța la care forțele de interacțiune electrostatică dintre constituenții plasmei sunt echilibrate de forțele cinetice datorate mișcării de agitație termică.

Este o măsură referitoare la abaterea de la neutralitate a plasmei.

Global $n_e \cong n_i = n$, prin înlocuirea constantelor: $\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT}{e^2 n}} \Rightarrow \lambda_D = 69\sqrt{\frac{T_e}{n_e}}$

<u>Exemple</u>:

1) plasmă de laborator: $n = 10^{20} cm^{-3}, T = 10^4 K \Rightarrow\!> \lambda_D = 10^{-6} m$

2) plasmă interstelară: $n = 10^6 cm^{-3}, T = 10^4 K \Rightarrow \lambda_D = 10\, m$

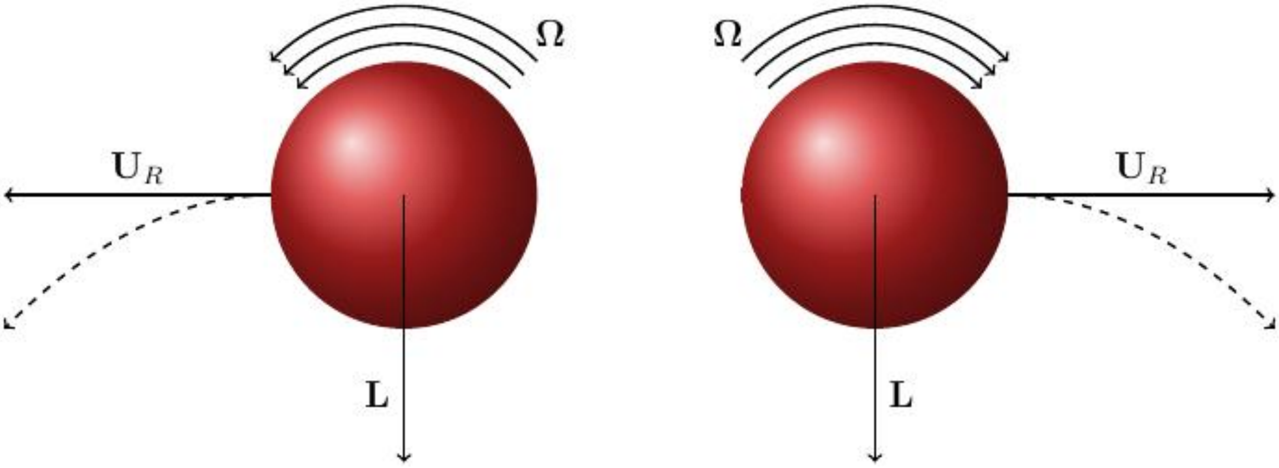
<u>Bibliografie</u>

1. M.Lungu, Plasma Physics and Applications, Editura Universităţii de Vest Timişoara (2006)
2. Notite de curs
3. .http://pop.aip.org/

FIZICA FLUIDELOR

SUBIECTUL 29

Efectul Magnus



Efectul Magnus se manifestă atunci când un corp în rotație străbate un mediu fluid, traiectoria acestuia fiind deviată atunci când axa de rotație nu coincide cu direcția de înaintare. În figurile de mai sus, $\mathbf{U}_R$ este viteza relativă a corpului față de fluid (fluidul va avea o viteză de sens opus față de corp).

O posibilă explicație pentru acest efect pornește de la observația că rotația corpului, descrisă de viteza unghiulară $\mathbf{\Omega}$, antrenează fluidul într-o mișcare cu circulație în aceeași direcție. În zona unde viteza fluidului este amplificată datorită circulației (în partea de jos), presiunea hidrostatică are o valoare mai scăzută decât în zonele unde viteza fluidului este scăzută (partea de sus). Diferența de presiune poate fi calculată pornind de la teorema lui Bernoulli pentru curgeri staționare irotaționale (aproximația este validă în exteriorul corpului în rotație):

$$\frac{1}{2}\mathbf{u}^2 + \int \frac{dP}{\rho} + \Pi = \text{const.}$$

Mai sus, $\mathbf{u}$, ρ și P *sunt viteza, densitatea* și *presiunea fluidului,* iar Π este potențialul forțelor masice. Neglijând forțele masice și considerând că fluidul este incompresibil, se obține $P + \rho\, \mathbf{u}^2/2 = \text{const.}$ Diferența de presiune dă naștere unei forțe **L**, numită *portanță* (*lift force* în limba engleză*)*, care împinge corpul în direcția dinspre presiune scăzută spre presiune mai ridicată. Direcția portanței se poate determina din următoarea relație vectorială:

$$\mathbf{L} \sim \mathbf{\Omega} \times \mathbf{U}_R.$$

Modulul portanței depinde în general de caracteristicile corpului și ale fluidului, precum și de valoarea vitezelor de rotație și de înaintare. În cazul unui cilindru infinit de rază *a* care traversează un fluid perfect având densitatea ρ, portanța se poate calcula exact, folosind formula lui Blasius și Ciaplîghin din teoria curgerilor potențiale. Rezultatul este cunoscut sub numele de *forța Kutta-Jukovski*:

$$\mathbf{L} = 2\pi a^2 \rho \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{U}_R.$$

<u>Bibliografie</u>

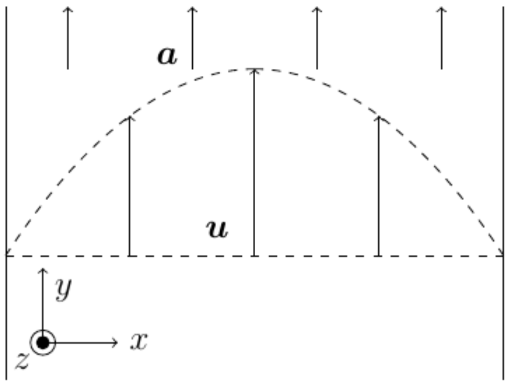
1. V. E. Ambruș - Suportul de curs (slide-uri).

2. P. K. Kundu, I. M. Cohen, D. R. Dowling, Fluid Mechanics, 6th Edition, Academic Press (2016).

SUBIECTUL 30

Fluide Newtoniene. Curgerea Poiseuille între plăci plan-paralele.

Un fluid curge sub acțiunea unei accelerații constante ***a*** = *a**j*** orientată de-a lungul axei *y* între două plăci plan-paralele perpendiculare pe axa *x*, având extensie infinită de-a lungul direcțiilor *y* și *z*. Distanța dintre plăci este *L*, iar originea sistemului de coordonate este aleasă la mijlocul acestei distanțe. Curgerea are loc în condiții izoterme cu $T = T_w$ pe întreg domeniul. Fluidul nu alunecă la pereți și se consideră cazul când coeficientul de vâscozitate dinamică μ este constant.



Curgerea unui fluid izoterm este descrisă de ecuația de continuitate și de ecuația lui Cauchy:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho\nabla\cdot\mathbf{u} = 0, \qquad \rho\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \rho\mathbf{a} - \nabla\cdot\overleftrightarrow{\mathbf{T}},$$

unde $D/Dt = \partial_t + \mathbf{u}\cdot\boldsymbol{\nabla}$ este derivata substanțială. În cazul fluidelor Newtoniene, tensorul tensiunilor are următoarea formă:

$$T_{ij} = \left[P + \left(\frac{2}{3}\mu - \mu_v\right)\boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{u}\right]\delta_{ij} - 2\mu S_{ij}, \qquad S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\partial_i u_j + \partial_j u_i\right),$$

unde *P* este presiunea fluidului, μ și μ_v sunt coeficienții de vâscozitate dinamică și volumetrică iar S_{ij} este tensorul vitezelor de deformare.

Pentru calcularea debitului între cele două plăci, ne interesează regimul staționar al ecuațiilor Navier-Stokes. Datorită simetriilor problemei, derivatele în raport cu direcțiile paralele cu plăcile (*y* și *z*) sunt nule. Din ecuația de continuitate se deduce că:

$$\partial_x(\rho u_x) = 0 \qquad \Rightarrow \qquad u_x = 0.$$

Întrucât $\boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{u} = 0$, rezultă

$$\boldsymbol{\nabla}\cdot\overleftrightarrow{\mathbf{T}} = \boldsymbol{\nabla}P - \mu\Delta\mathbf{u}.$$

Se obțin următoarele ecuații:

$$\partial_x P = 0, \qquad \rho a + \mu\Delta u_y = 0.$$

Prima ecuație arată că *P* = const. Ținând cont că $P = \rho K_B T/m$ și că $T = T_w$ = const, rezultă că densitatea ρ e constantă. A doua ecuație se poate rezolva ținând cont că $u_y(x = \pm L/2) = 0$:

$$u_y = \frac{\rho a L^2}{8\mu}\left(1 - \frac{4x^2}{L^2}\right).$$

Debitul masic *Q* prin canal este:

$$Q = \int_{-L/2}^{L/2} dx\, \rho u_y = \frac{a\rho^2 L^3}{12\mu}.$$

Bibliografie

1. V. E. Ambruș - Suportul de curs (slide-uri).

2. P. K. Kundu, I. M. Cohen, D. R. Dowling, Fluid Mechanics, 6th Edition, Academic Press (2016).