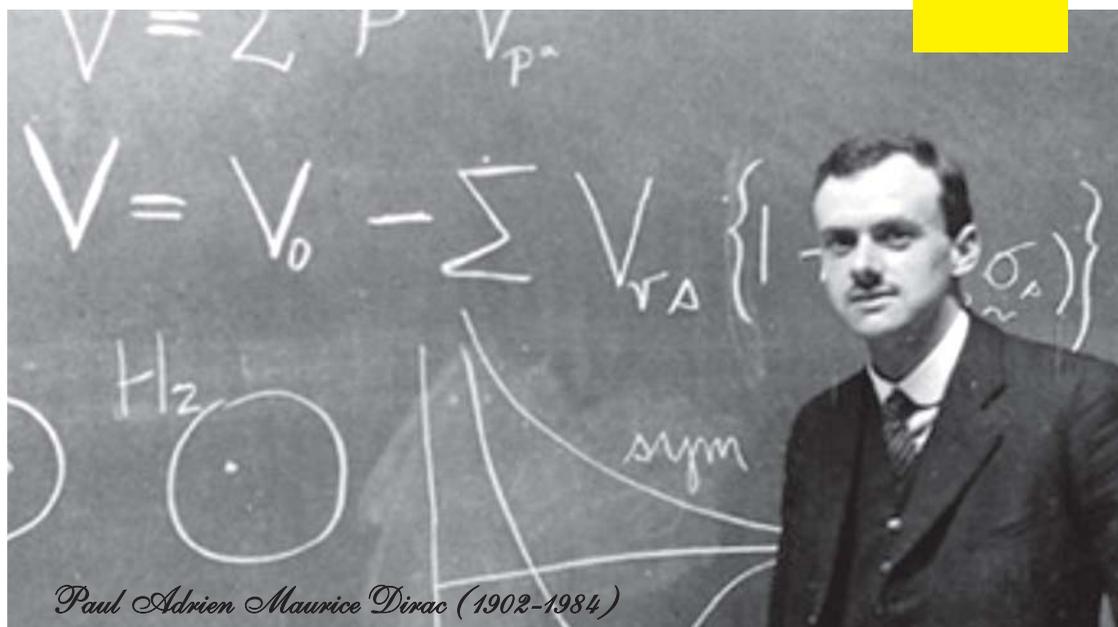


Ministerul Educației, Cercetării și Tineretului

ANDREI PETRESCU ADRIANA GHITĂ
ANDREEA RODICA STERIAN

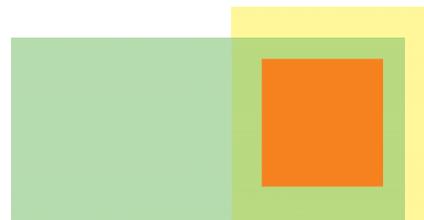
Manual pentru clasa a 12-a

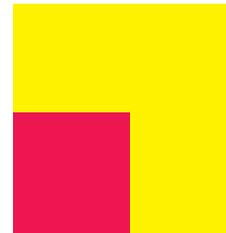


FIZICĂ

F1 + F2

Editura
ALL





ANDREI PETRESCU
ADRIANA GHIȚĂ
ANDREEAS RODICA STERIAN

FIZICĂ

F1 + F2

Manual pentru clasa a 12-a

**F1: filiera teoretică / profil real /
specializarea:** matematică-informatică
și științe ale naturii;
**filiera vocațională / profil militar MApN /
specializarea:** matematică-informatică
F2: filiera teoretică, pentru toate calificările
cu 1-2 ore pe săptămână

Editura
ALL



Această carte în format digital (e-book) intră sub incidența drepturilor de autor și a fost creată exclusiv pentru a fi citită utilizând dispozitivul personal pe care a fost descărcată. Oricare alte metode de utilizare, dintre care fac parte împrumutul sau schimbul, reproducerea integrală sau parțială a textului, punerea acestuia la dispoziția publicului, inclusiv prin intermediul Internetului sau a rețelelor de calculatoare, stocarea permanentă sau temporară pe dispozitive sau sisteme – altele decât cele pe care a fost descărcată – care permit recuperarea informațiilor, revânzarea sau comercializarea sub orice formă a acestui text, precum și alte fapte similare, săvârșite fără acordul scris al persoanei care deține drepturile de autor, sunt o încălcare a legislației referitoare la proprietatea intelectuală și vor fi pedepsite penal și/sau civil în conformitate cu legile în vigoare.

FIZICĂ F1+F2: Manual pentru clasa a 12-a

Andrei PETRESCU, Adrian GHIȚĂ, Andreea Rodica STERIAN

Copyright © 2007, 2012 ALL EDUCATIONAL

ISBN 978-973-684-796-7

Manualul a fost aprobat prin Ordinul ministrului Educației, Cercetării și Tineretului nr. 1561/59 din 23.07.2007 în urma evaluării calitative și este realizat în conformitate cu programa analitică aprobată prin Ordin al ministrului Educației și Cercetării nr. 5959 din 22.12.2006.

Referenți: **prof. univ. dr. Ion Iorga - Simăn**
conf. univ. dr. Sorin Anghel

Coperta colecției: **Alexandru Novac**

Redactor: **Ioana Plăvițu**

Tehnoredactare: **Marcela Radu**

Editura ALL

Bd. Constructorilor nr. 20A, et. 3,
sector 6, cod 060512, București
Tel.: 021 402 26 00
Fax: 021 402 26 10

Distribuție:

021 402 26 30; 021 402 26 33

Comenzi:

comenzi@all.ro

www.all.ro

CUPRINS

I. TEORIA RELATIVITĂȚII RESTRÂNSE	5
1. Bazele teoriei relativității restrânse	5
1.1. Relativitatea clasică (Galilei-Newton)	5
1.2. Experimentul Michelson-Morley	8
2. Postulatele teoriei relativității restrânse. Transformările Lorentz. Consecințe	11
2.1. Postulatele teoriei relativității restrânse	11
2.2. Transformările Lorentz	12
2.3. Consecințe ale transformărilor Lorentz	13
3. Elemente de cinematică relativistă și de dinamică relativistă	14
3.1. Compunerea vitezelor	14
3.2. Principiul fundamental al dinamicii	15
3.3. Relația masă-energie	16
II. ELEMENTE DE FIZICĂ CUANTICĂ	28
1. Efectul fotoelectric extern	28
1.1. Legile efectului fotoelectric extern	29
1.2. Ipoteza lui Planck. Ipoteza lui Einstein.....	31
1.3. Interpretarea legilor efectului fotoelectric extern. Ecuația lui Einstein	31
2. (*) Efectul Compton	35
3. Ipoteza lui de Broglie. Difracția electronilor. Aplicații	38
4. Dualismul undă-corpusul	41
III. FIZICĂ ATOMICĂ	55
1. Spectre atomice	55
2. Experimentul Rutherford. Modelul planetar al atomului	58
3. Modelul Bohr	66
4. Experimentul Franck-Hertz	69
5. (*) Atomul cu mai mulți electroni	71
6. Radiațiile X	76
7. (*) Efectul LASER	80

IV. SEMICONDUCTOARE. APLICAȚII ÎN ELECTRONICĂ	100
1. Conducția electrică în metale și semiconductoare. Semiconductoare intrinseci și extrinseci	100
2. Dioda semiconductoare. Redresarea curentului alternativ	107
3. (*) <i>Tranzistorul cu efect de câmp. Aplicații</i>	110
4. (*) <i>Circuite integrate</i>	111
V. FIZICĂ NUCLEARĂ	121
1. Proprietăți generale ale nucleului atomic	121
1.1. Structura nucleului	121
1.2. Dimensiunile nucleelor	123
1.3. Masa nucleară	124
1.4. Sarcina electrică a nucleului	124
2. Energia de legătură a nucleului atomic. Stabilitatea nucleelor atomice	125
2.1. Forțe nucleare	125
2.2. Modele nucleare	126
2.3. Stabilitatea nucleelor atomice	127
3. Radioactivitatea. Legile dezintegrării radioactive	129
4. Interacțiunea radiației nucleare cu substanța. Detectia radiațiilor nucleare. Dozimetrie	138
5. Fisiunea nucleară. Reactorul nuclear	144
6. Fuziunea nucleară	145
7. (*) <i>Acceleratoare de particule</i>	147
8. (*) <i>Particule elementare</i>	148

Capitolul I

Teoria relativității restrânse

1. BAZELE TEORIEI RELATIVITĂȚII RESTRÂNSE

1.1. Relativitatea clasică (GALILEI-NEWTON)

După cum ați observat, descrierea mișcării unui mobil, realizată de doi observatori aflați în mișcare unul față de celălalt, este diferită:

- pilotul unui avion vede copilotul în *repaus*;
- viteza unui avion față de aer (măsurată, de exemplu, cu un tub PRANDTL, pe baza legii lui BERNOULLI) *nu este aceeași* cu viteza avionului față de sol (măsurată de radarul turnului de control);
- dacă două avioane se îndreaptă unul spre altul cu viteze egale (măsurate față de aer), fiecare pilot va înregistra o *viteză dublă* a avionului din fața sa.

Eppur si muove!

În secolul al XVI-lea era acceptată teoria geocentrică a lui PTOLEMEU, dar observațiile astronomice ale lui TYCHO BRAHE și ideile lui COPERNIC și KEPLER sugerau că, de fapt, Pământul se *mișcă* în jurul Soarelui. GALILEI a încercat să impună concepția heliocentrică, dar a întâmpinat două dificultăți. *Prima*: biserica susținea necondiționat concepția geocentrică; *a doua*: cei dispuși să discute argumentau că dacă Pământul s-ar mișca, fenomenele mecanice s-ar desfășura altfel.

Pentru a impune concepția heliocentrică, GALILEI a arătat că variate experimente de mecanică (aruncări ale unor corpuri pe diferite direcții, ciocnirea unor bile, oscilațiile unui pendul etc.) se desfășoară identic pe o navă care fie *se deplasează rectiliniu uniform* (față de o apă liniștită), fie *se află în repaus* (față de țărm).

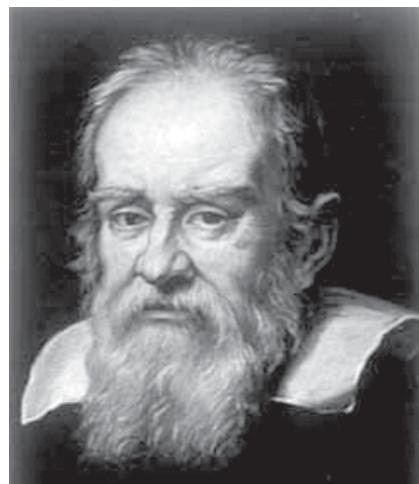
Studiind mișcarea unei bile pe o suprafață netedă, GALILEI a descoperit *principiul inerției*, enunțat mai târziu de NEWTON și cunoscut sub numele de *Primul principiu al Mecanicii newtoniene*.

Rețineți!

Referențialele în care se verifică *principiul inerției* se numesc **referențiale inerțiale (R.I.)**



Isaac NEWTON (1642–1727)
fizician, matematician,
astronom și chimist englez.



Galileo GALILEI (1564–1642)
astronom, matematician și fizician italian.

Rețineți!

Referențialele inerțiale se deplasează unul față de altul *rectiliniu uniform*. De aceea, referențialele care se mișcă accelerat (de ex. se *rotesc*) în raport cu un R.I. sunt **referențiale neinerțiale** (în acestea *nu* se verifică principiul inerției!).

Temă experimentală

Modificați experimentul astfel: imediat după aruncarea mingii în sus, *opriți-vă!*

- Cum trebuie să procedați acum pentru a prinde mingea?
- Ce s-ar întâmpla dacă, imediat după aruncarea mingii, ați începe să vă deplasați *mai repede* sau *v-ați schimba direcția de mișcare*?

Atenție!

NEWTON era adeptul ideii că timpul este *absolut* (adică *nu* depinde de referențialul ales) astfel încât el nu a inclus *timpul* în ecuațiile transformărilor; noi vom face acest lucru, pentru a putea *compara* aceste relații cu cele scrise de EINSTEIN, în cadrul *Teoriei relativității restrânse*.

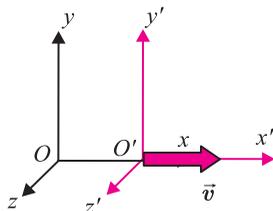


Fig. 1.1.

Generalizând rezultatele experimentelor sale, GALILEI a enunțat *principiul relativității clasice (galileene)*:

Legile mecanicii au aceeași formă în orice referențial inerțial.

Experimentați!

Pentru a verifica *Principiul relativității clasice*, efectuați experimentul următor.

Luați o minge, aruncați-o vertical în sus și prindeți-o când recade, fără a deplasa mâna cu care ați aruncat-o.

Începeți să vă deplasați în *linie dreaptă*, cu *viteză constantă* și, după primii câțiva pași, aruncați mingea cu aceeași mișcare ca înainte.

Observați că, deși acum vă deplasați față de sol, reușiți să prindeți mingea ca și în cazul anterior, când erați *în repaus*.

Transformările GALILEI-NEWTON

Reluați experimentul și cereți ajutorul colegilor. Rugați un coleg *C* să urmărească mișcarea mingii stând *nemișcat* la câțiva pași de linia pe care vă deplasați și alt coleg *C'* să urmărească mișcarea mingii în timp ce el se deplasează *rectiliniu uniform* (pe o direcție paralelă cu cea pe care vă deplasați dumneavoastră).

Cum vor descrie cei doi elevi mișcarea mingii?

Ambii vor observa o aruncare sub un unghi, dar vitezele de lansare și unghiurile respective vor fi *diferite*.

Pentru a putea descrie corect mișcarea unui corp, văzută din referențiale inerțiale *diferite*, va trebui să alegem (în *fiecare* referențial inerțial) câte un sistem de *axe de coordonate*; fiecare observator va descrie mișcarea în raport cu propriul referențial, folosind sistemul de axe ales. Evident, valorile coordonatelor și ale proiecțiilor vitezei vor fi *diferite*, dar (după cum ne-au sugerat experimentele realizate) legile mișcării vor rămâne neschimbate *ca formă*.

Folosind principiul relativității galileene, NEWTON a scris relațiile matematice dintre coordonatele unui mobil studiat de doi *observatori inerțiali*.

Să considerăm două *referențiale inerțiale* \mathcal{R} și \mathcal{R}' în care alegem, respectiv, câte un sistem rectangular de axe de coordonate ($Oxyz$ și $O'x'y'z'$) și câte un sistem de măsurat timpul (t și t') (fig. 1.1).

Facem următoarele ipoteze:

– \mathcal{R}' are față de \mathcal{R} viteza constantă \vec{v} , iar \mathcal{R} față de \mathcal{R}' , viteza $\vec{v}' = -\vec{v}$;

– duratele și distanțele se măsoară (în \mathcal{R} și în \mathcal{R}') cu etaloane *identice* din punct de vedere fizic;

– Ox are orientarea lui \vec{v} , iar Ox , Oy , Oz și $O'x'$, $O'y'$, $O'z'$ sunt, respectiv, paralele și de același sens;

– la momentele $t = t' = 0$, originile O și O' coincid.

Un eveniment care se petrece într-un punct anume, la un anumit *moment de timp*, este numit *eveniment spațio-temporal* și va fi reperat față de \mathcal{R} și \mathcal{R}' prin cuadrupletele (x, y, z, t) , respectiv, (x', y', z', t') .

Relațiile dintre aceste cuadrupele reprezintă transformările GALILEI-NEWTON (de la \mathcal{R} la \mathcal{R}' sau invers, de la \mathcal{R}' la \mathcal{R}) și pot fi deduse urmărind figura 1.2:

$$\begin{cases} x' = x - vt \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = t \end{cases} \quad \text{și} \quad \begin{cases} x = x' + vt' \\ y = y' \\ z = z' \\ t = t' \end{cases} \quad (1.1)$$

Consecințe ale principiului relativității clasice

Utilizând transformările GALILEI-NEWTON, se pot deduce, prin calcul direct, unele consecințe ale principiului relativității clasice.

- Distanța dintre două puncte este invariantă:

$$d' = |\vec{r}_2'(t') - \vec{r}_1'(t')| = |\vec{r}_2 - \vec{r}_1| = d.$$

- Durata unui fenomen este invariantă: $\tau' = t'_2 - t'_1 = t_2 - t_1 = \tau$.

• Viteza unui mobil se schimbă, la trecerea de la \mathcal{R} la \mathcal{R}' sau invers, conform relațiilor: $\vec{u}' = \vec{u} - \vec{v}$ și, invers, $\vec{u} = \vec{u}' + \vec{v}$.

- Accelerația unui mobil este invariantă: $\vec{a}' = \frac{d\vec{u}'}{dt'} = \frac{d\vec{u}}{dt} = \vec{a}$.

- Forța care acționează asupra unui corp este invariantă:

$$\vec{F}' = m\vec{a}' = m\vec{a} = \vec{F}.$$

Rețineți!

Folosind relațiile de transformare a coordonatelor stabilite pe baza principiului relativității clasice (GALILEI-NEWTON), distanța dintre două puncte și durata unui fenomen nu se schimbă prin trecerea de la un referențial inerțial la altul, adică rămân invariante), iar vitezele unui mobil față de fiecare dintre cei doi observatori sunt legate prin relația $\vec{u}' = \vec{u} - \vec{v}$ (și invers, $\vec{u} = \vec{u}' + \vec{v}$) (fig. 1.4).

Observație:

GALILEI a studiat căderea liberă lăsând să cadă din Turnul înclinat din Pisa corpuri cu mase diferite și măsurând durata căderii. Deși a observat, probabil, că toate corpurile sunt deviate spre răsărit, nu a atras atenția asupra acestei constatări, care indica faptul că Pământul nu este, de fapt, un referențial riguros inerțial.

Temă de reflecție

Amintiți-vă alte dovezi ale faptului că Pământul nu reprezintă un referențial inerțial, pe care le-ați studiat, în clasele anterioare, la geografie sau la fizică.

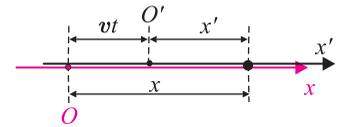


Fig. 1.2.

Într-un caz mai general (viteza \vec{v} are orientare oarecare ca în fig. 1.3), relațiile se pot scrie sub forma:

$$\begin{cases} \vec{r}' = \vec{r} - \vec{v}t \\ t' = t \end{cases} \quad \text{și} \quad \begin{cases} \vec{r} = \vec{r}' + \vec{v}t' \\ t = t' \end{cases}$$

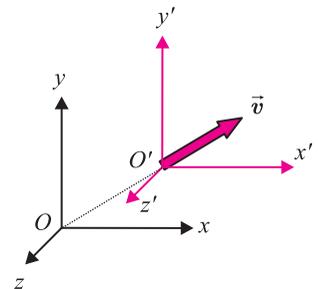


Fig. 1.3.

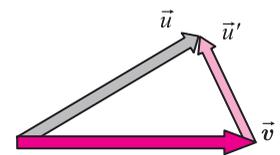
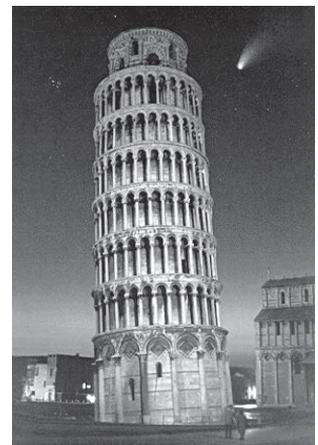


Fig. 1.4.



Turnul înclinat din Pisa



Albert Abraham MICHELSON
(1852–1931), fizician, chimist
și astronom american.

1.2. Experimentul MICHELSON-MORLEY

La sfârșitul secolului al XIX-lea a apărut o problemă care a zdruncinat temeliile *fizicii clasice*: principiul relativității galileene se părea că *nu* poate fi extins asupra *tuturor* fenomenelor fizicii (în particular asupra fenomenelor *electromagnetice*).

Pentru explicarea faptului că lumina, care s-a dovedit că este o undă *transversală*, se propagă prin spațiul cosmic, fizicienii au introdus un *model*: tot spațiul este ocupat de un mediu cu proprietăți contradictorii (foarte rarefiat, pentru a *nu influența* vizibil mișcarea corpurilor celeste, dar rigid, pentru a *permite* propagarea undelor luminoase, transversale) numit *eter*.

Modelul introdus a creat o nouă problemă: în ce măsură eterul este antrenat de corpurile în mișcare? Au fost emise mai multe ipoteze:

- eterul este antrenat *parțial* (FRESNEL – 1818);
- eterul este *total* antrenat (STOKES – 1845, HERTZ – 1890);
- eterul este în *repaus* (LORENTZ – 1892).

Presupunând că eterul nu este antrenat de corpurile în mișcare și că putem aplica propagării luminii *transformările GALILEI-NEWTON*, ar trebui să putem măsura, prin experimente de optică sau de electromagnetism, viteza \vec{v} a Pământului față de acest mediu ipotetic; fizicienii au numit acest fenomen *vânt eteric*.

Intervalul de timp Δt_{\parallel} necesar unui fascicul îngust de lumină pentru a parcurge *dus-întors* o distanță l paralelă cu viteza \vec{v} a Pământului ar trebui să difere de intervalul de timp corespunzător cazului în care Pământul ar fi în repaus față de eter:

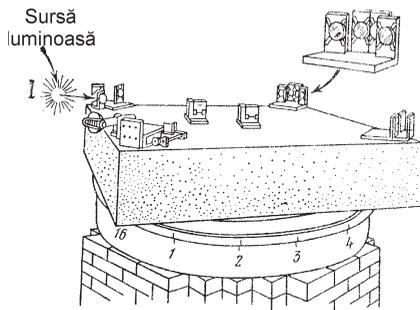
$$\Delta t_0 = \frac{2l}{c}, \quad (1.2)$$

$$\Delta t_{\parallel} = \frac{l}{c+v} + \frac{l}{c-v} = \frac{2l}{c} \cdot \frac{1}{1-\beta^2} = \frac{\Delta t_0}{1-\beta^2}, \quad (1.3)$$

unde am notat viteza luminii în vid cu c , raportul v/c cu β , și am aplicat regula clasică de compunere a vitezelor, dedusă anterior pe baza *transformărilor GALILEI-NEWTON* (1.1).

Pământul se mișcă față de Soare cu aproximativ 30 km/s, deci $\beta^2 \approx 10^{-8}$; de aceea, diferența presupusă dintre cele două intervale este foarte mică și *nu* poate fi măsurată direct.

MICHELSON și MORLEY (1881–1891) au avut ideea să folosească un al doilea fascicul, care să se propage pe aceeași distanță l , dar pe o direcție perpendiculară pe viteza Pământului.



Dispozitivul experimental utilizat
de MICHELSON și MORLEY



Edward Williams MORLEY
(1838–1923)
fizician și chimist american.

De asemenea, intervalul de timp Δt_{\perp} necesar fascicului de lumină să parcurgă *după-întors* drumul de la O la O_2 și înapoi (adică brațul interferometrului perpendicular pe \vec{v}) ar trebui să difere (conform teoriei clasice) de intervalul de timp $\Delta t_0 = 2l/c$ corespunzător cazului în care Pământul ar fi în repaus față de eter: lumina trebuie să parcurgă de fapt distanța $2 \cdot c \frac{\Delta t_{\perp}}{2}$ în timp ce Pământul se deplasează cu $2 \cdot v \frac{\Delta t_{\perp}}{2}$ (fig. 1.5). Utilizând teorema lui PITAGORA, obținem:

$$\Delta t_{\perp} = 2 \cdot \frac{l}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (1.4)$$

Diferența Δt dintre cele două intervale de timp, Δt_{\parallel} și Δt_{\perp} ar trebui să fie, conform calculului anterior,

$$\Delta t = \Delta t_{\parallel} - \Delta t_{\perp} = \frac{\Delta t_0}{1 - \beta^2} - \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \approx \Delta t_0 \frac{\beta^2}{2}, \quad (1.5)$$

unde, pentru $|x| \ll 1$ și $r \in \mathbb{R}$, am aproximat $(1 + x)^r \approx 1 + rx$.

Dispozitivul construit de cei doi este un interferometru: fasciculul coerent de lumină provenind de la sursa S (fig. 1.6) este împărțit în două fascicule perpendiculare de oglinda semitransparentă O (așezată la 45° față de direcția fasciculului).

Aceste două fascicule coerente sunt reflectate de oglinzile O_1 și O_2 (plasate perpendicular pe direcția fiecărui fascicul), ajung înapoi la O și apoi pătrund împreună în luneta de observație L .

Rolul lamei transparente C este de a compensa drumurile optice ale celor două raze (raza 1 străbate de trei ori oglinda semitransparentă O , pe când raza 2 străbate această oglindă o singură dată).

Observarea franjelor de interferență se datorează diferenței de drum optic dintre cele două raze dar, conform teoriei clasice, poziția franjelor ar trebui să difere în cazul în care Pământul se deplasează prin eter, față de cazul în care această mișcare nu ar exista.

Diferența respectivă era prea mică pentru a fi pusă în evidență cu acest interferometru, de aceea MICHELSON și MORLEY au procedat cu ingeniozitate: un braț al interferometrului a fost orientat pe direcția mișcării Pământului și s-a observat poziția franjelor de interferență formate, apoi s-a rotit cu 90° dispozitivul (care era așezat pe o baie de mercur) și s-a observat noua poziție a franjelor.

Teoria relativității restrânse

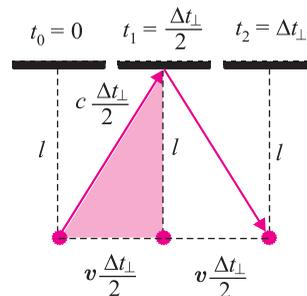


Fig. 1.5.

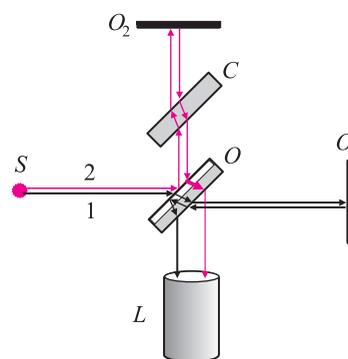


Fig. 1.6.

Schema interferometrului Michelson (separarea razelor este exagerată)

Temă

1) Pentru a înțelege ideea care a stat la baza experimentului MICHELSON-MORLEY, urmărește simularea virtuală de la adresa de internet:

➤ http://galileoandstein.physics.virginia.edu/more_stuff/flashlets/mmexpt6.htm

2) Construiește-ți propriul interferometru MICHELSON-MORLEY:

➤ http://www.ligo-wa.caltech.edu/teachers_corner/lessons/IFO_9t12.html

Indiferent care ar fi fost poziția inițială a franjelor, la rotirea interferometrului cu 90° diferența de drum își schimbă semnul, astfel încât franjele ar trebui să se deplaseze corespunzător unei diferențe de drum duble, $2c\Delta t$. Deplasarea relativă p a franjelor ar trebui să fie, corespunzător:

$$p = \frac{2c\Delta t}{\lambda} \approx \frac{2c\Delta t_0}{\lambda} \cdot \frac{\beta^2}{2} = \frac{2l\beta^2}{\lambda}. \quad (1.6.)$$

În cazul experimentului din 1891, lungimea brațelor interferometrului era $l = 11$ m (obținută prin reflexii succesive ale celor două fascicule), lungimea de undă a radiației folosite era $\lambda = 590$ nm, iar β^2 are valoarea 10^{-8} ; cu acestea, rezultă:

$$p \approx \frac{2 \cdot 11 \cdot 10^{-8}}{590 \cdot 10^{-9}} \cdot 100\% \approx 37\%,$$

adică o valoare observabilă cu mare ușurință (în fapt, interferometrul permitea detectarea unei deplasări de o sută de ori mai mică).

MICHELSON și MORLEY au repetat experimentul în decursul următorilor 10 ani și, de fiecare dată, rezultatul a fost *negativ*! Aceasta ne arată că cel puțin una dintre ipotezele făcute nu a fost corectă. Pentru a explica acest rezultat negativ, au fost considerate mai multe ipoteze.

MICHELSON însuși a considerat că absența „vântului eteric” arată că eterul este total antrenat, ipoteză în dezacord cu mai multe fapte experimentale cunoscute la vremea respectivă.

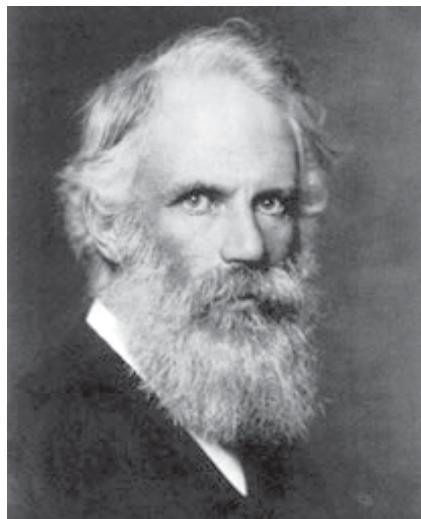
Cea mai interesantă a fost ipoteza avansată de FITZGERALD și LORENTZ, care au arătat că rezultatul negativ ar putea fi explicat admitând că brațul interferometrului *orientat pe direcția vitezei* Pământului se scurtează cu factorul $\sqrt{1 - \beta^2}$:

$$l_{\parallel} = l_{\perp} \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (1.7)$$

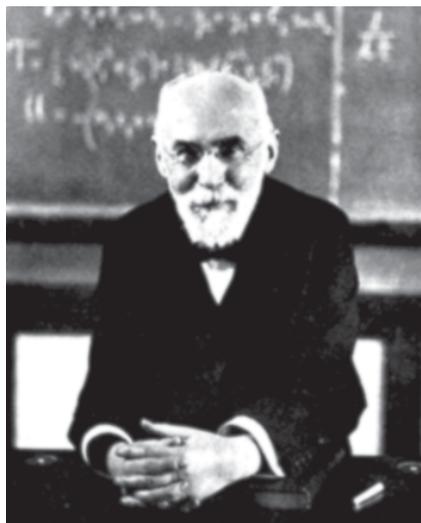
dar nimeni nu a putut indica o cauză fizică pentru a explica această „contracție” a lungimii.

Singurul care a reușit să explice corect fenomenul a fost Albert EINSTEIN. Pentru aceasta însă, el a fost nevoit să iasă din cadrul fizicii clasice și să construiască o nouă teorie, *Teoria relativității restrânse* (TRR).

Această teorie este remarcabilă pentru că nu mai face apel la modelul contradictoriu al eterului și reușește să explice fenomenele evidențiate până atunci bazându-se doar pe două *postulate*, ușor de enunțat, dar mai greu de acceptat!



George Francis FITZGERALD
(1851–1901), fizician irlandez.



Hendrik Antoon LORENTZ
(1853–1928), fizician olandez,
laureat al premiului NOBEL (1902).

2. POSTULATELE TEORIEI RELATIVITĂȚII RESTRÂNSE. TRANSFORMĂRILE LORENTZ. CONSECINȚE

2.1. Postulatele teoriei relativității restrânse

La începutul secolului al XX-lea, fizica era pusă în fața unei contradicții: conform legii clasice de compunere a vitezelor (dedusă pe baza transformărilor GALILEI-NEWTON), lumina ar fi trebuit să aibă viteze diferite în raport cu două referențiale inerțiale diferite, dar această presupunere ducea la concluzii aflate în dezacord evident cu rezultatele experimentale (în particular, cu experimentul MICHELSON).

Analizând toate rezultatele cunoscute, Albert EINSTEIN (1905) a ajuns la concluzia că mecanica newtoniană, bazată pe ideea timpului absolut, nu se poate aplica fenomenelor care comportă mișcări cu viteze apropiate de viteza luminii (de exemplu, fenomenelor optice sau celor electromagnetice).

Analizând noțiunea de *simultaneitate*, el a arătat că sincronizarea ceasurilor a doi observatori inerțiali (A și B) aflați în mișcare relativă trebuie făcută cu ajutorul unui semnal luminos, deoarece:

- nicio interacțiune nu se poate transmite cu viteză infinită;
- nu s-au observat viteze mai mari decât viteza luminii în vid.

Această metodă se bazează pe ipoteza (verificată în toate experimentele cunoscute) că valoarea vitezei luminii în vid *nu* depinde de mișcarea relativă a observatorului și a sursei.

Generalizând observațiile experimentale, EINSTEIN a enunțat, în 1905, două *postulate*; astfel el a elaborat o nouă teorie, diferită de teoriile clasice, numită *Teoria relativității restrânse*. Prin aceasta, el a extins principiul relativității clasice (galileene) de la *fenomenele mecanice la toate fenomenele fizice*.

Cele două postulate pot fi enunțate astfel:

Primul postulat

Legile fizicii au aceeași formă în orice referențial inerțial.

Al doilea postulat

Viteza luminii în vid are aceeași valoare în orice referențial inerțial.

Aceste postulate *nu* conțin ipoteza *timpului absolut* și pleacă de la premisa că nu există un *observator privilegiat*; altfel spus, *timpul* și *spațiul* sunt *relative*, adică depind de *observator*.

O consecință evidentă, dar în totală contradicție cu fizica clasică, este că un observator față de care o sursă de lumină *se deplasează*, va înregistra *aceeași* valoare a vitezei luminii în vid ca și în cazul în care sursa ar fi fost *în repaus*.



Albert EINSTEIN
(1879–1955)
fizician americano-elvețian
de origine germană.

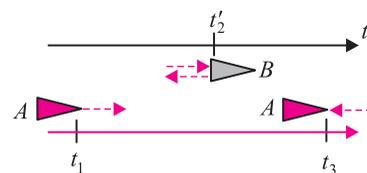


Fig. 1.7.

Sincronizarea ceasornicelor

La momentul t_1 , observatorul A trimite (prin vid) un semnal luminos spre B ; acesta recepționează semnalul la momentul t'_2 (măsurat cu ceasul aflat în repaus față de referențialul său) și îl retrimite spre A fără întârziere; A recepționează semnalul reflectat de B la momentul t_3 (fig. 1.7).

Ceasurile se consideră sincronizate dacă $t'_2 = \frac{t_1 + t_3}{2}$.

Observatorul B va proceda analog.

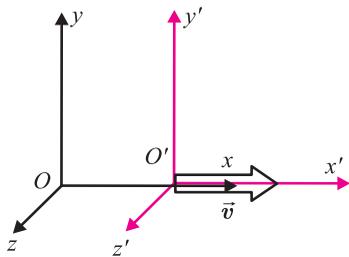


Fig. 1.8.

Cum pot fi deduse transformările LORENTZ speciale (relațiile 1.8)?

Presupunem că transformările de coordonate dintre cele două sisteme inerțiale considerate sunt *liniare*, adică sunt de forma: $x' = Ax + Bt + C$, $ct' = Mx + Nct + P$ și, $x = A'x' + B'ct' + C'$, $ct = M'x' + N'ct' + P'$ (unde A, B, \dots, C' sunt constante și unde am ținut seama de postulatul *constanței vitezei luminii*: $c' = c$)

Urmărim cum se schimbă coordonatele unor evenimente ușor de descris în ambele referențiale:

– considerând evenimentul origine, rezultă imediat $C = P = C' = P' = 0$;

– considerând evenimente care se produc în originea fiecărui sistem de coordonate al un moment dat, deducem $B = -A\beta$, $N = -M\beta$, $B' = A'\beta$, $N' = M'\beta$.

– considerând un semnal luminos care pleacă din originea fiecărui referențial, deducem $N = -A$ și $N' = -A'$.

– aplicând primul postulat al teoriei relativității restrânse, conform căruia *forma legilor fizicii este aceeași în orice referențial inerțial*, obținem $A = A' = \gamma$.

Înlocuind aceste valori în relațiile pe care le-am scris inițial, obținem formulele 1.8.

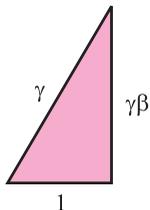


Fig. 1.9.

Matricele transformărilor LORENTZ speciale sunt *inverse* una alteia (adică produsul lor este egal cu matricea unitate) și fiecare dintre ele are determinantul egal cu unitatea: după cum se poate verifica ușor, $\gamma^2(1 - \beta^2) = 1$ (vezi interpretarea grafică din fig. 1.9)

2.2. Transformările LORENTZ

Ca și în cazul transformărilor GALILEI-NEWTON, vom considera două referențiale inerțiale \mathfrak{K} și \mathfrak{K}' în care stabilim câte un sistem triortogonal de axe de coordonate ($Oxyz$, respectiv $O'x'y'z'$) și câte un sistem de măsurat timpul (t , respectiv t') (fig. 1.8):

– cele două referențiale se deplasează unul față de altul cu viteză constantă: \mathfrak{K}' se deplasează față de \mathfrak{K} cu viteza \vec{v} , iar \mathfrak{K} față de \mathfrak{K}' cu viteza $\vec{v}' = -\vec{v}$;

– în referențialele \mathfrak{K} și \mathfrak{K}' , duratele și distanțele se măsoară cu etaloane (de timp, respectiv de lungime) *identice* din punct de vedere fizic;

– axa $O'x'$ are orientarea lui \vec{v} , iar Ox, Oy, Oz și $O'x', O'y', O'z'$ sunt, respectiv, paralele și de același sens;

– la momentele $t = t' = 0$, cele două origini (O și O') coincid;

– un eveniment spațio-temporal este reperat față de \mathfrak{K} și \mathfrak{K}' prin cuadruplele de numere (x, y, z, t) și, respectiv, (x', y', z', t') .

Considerând că relațiile între (x, y, z, t) și (x', y', z', t') sunt *liniare* și aplicând în mod consecvent postulatele teoriei relativității, vom găsi transformările LORENTZ speciale.

Aceste relații au fost scrise de LORENTZ (care s-a bazat pe ipoteza contracției), dar deducerea lor riguroasă nu se poate face decât în cadrul teoriei einsteiniene. Notând:

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{v}}{c}, \quad |\vec{\beta}| < 1 \quad \text{și} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \gamma \geq 1 \quad (\text{fig. 1.9}), \quad \text{obținem:}$$

$$\begin{cases} x' = \gamma(x - \beta ct) \\ y' = y \\ z' = z \\ ct' = \gamma(ct - \beta x) \end{cases} \quad \text{și, invers,} \quad \begin{cases} x = \gamma(x' + \beta ct') \\ y = y' \\ z = z' \\ ct = \gamma(ct' + \beta x') \end{cases}, \quad (1.8)$$

Principiul de corespondență. La viteze $v \ll c$ ale sistemelor, grupul transformărilor LORENTZ se reduce la transformările GALILEI-NEWTON, astfel încât cele două teorii, newtoniană și relativistă, conduc la același rezultat. Așa se explică validitatea rezultatelor obținute în mecanica clasică.

Exerciții

1. Verificați că, pentru viteze mici, transformările LORENTZ speciale se reduc la transformările GALILEI-NEWTON.

2. Verificați că transformările LORENTZ speciale pot fi scrise matriceal sub forma:

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \\ ct' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\gamma\beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\gamma\beta & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ ct \end{pmatrix} \quad \text{sau} \quad \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ ct \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & \gamma\beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \gamma\beta & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \\ ct' \end{pmatrix}.$$

2.3. Consecințe ale transformărilor LORENTZ

Transformările LORENTZ speciale sunt o consecință directă a postulatelor *Teoriei Relativității Restrânse*. Odată stabilită forma acestor transformări, consecințele acestora pot fi deduse prin calcul direct, ca și în cazul transformărilor GALILEI-NEWTON.

Relativitatea simultaneității a două evenimente care nu se petrec în același loc

Dacă evenimentele sunt simultane în \mathfrak{K} , adică $\Delta t = 0$, atunci obținem $c \Delta t' = -\gamma \vec{\beta} \cdot \Delta \vec{r} \neq 0$, adică evenimentele nu vor mai fi simultane față de observatorul din \mathfrak{K}' (pentru că evenimentele nu se petrec în același loc, $\Delta \vec{r} \neq 0$). Analog, pentru $\Delta t' = 0$, obținem $c \Delta t = \gamma \vec{\beta} \cdot \Delta \vec{r}' \neq 0$.

Dilatarea duratei unui fenomen care se produce într-un anumit loc

Fie $\Delta t = \tau_0$ durata unui fenomen care se desfășoară într-un punct fix față de \mathfrak{K} (adică $\Delta \vec{r} = 0$); atunci, observatorul din \mathfrak{K}' va înregistra o durată $\Delta t' = \tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} > \tau_0 = \Delta t$. Analog, dacă $\Delta t' = \tau_0$ și $\Delta \vec{r}' = 0$, atunci $\Delta t = \tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} > \tau_0$. În acord cu primul postulat, *ambii* observatori înregistrează o „dilatare” a duratei fenomenului.

Contractia lungimii unui segment paralel cu direcția vitezei relative \vec{v}

Fie $l_0 = |x'_2 - x'_1|$ lungimea unei rigle așezate pe direcția axei Ox' ; coordonatele x'_1 și x'_2 pot fi măsurate oricând, deoarece rigla este în repaus față de \mathfrak{K}' . Dacă l este lungimea măsurată de observatorul solidar cu \mathfrak{K} , față de care rigla se află în mișcare, atunci $l = |x_2(t) - x_1(t)|$, dar coordonatele x_1 și x_2 trebuie să fie măsurate în *același* moment t , adică trebuie să avem $0 = c\Delta t' + \beta \Delta x'$; cu aceasta, găsim ușor: $l = |x_2(t) - x_1(t)| = \gamma l_0 (1 - \beta^2) = l_0 \sqrt{1 - \beta^2} < l_0$. În același mod, pentru $l_0 = |x_2 - x_1|$ obținem relația $l = |x'_2(t') - x'_1(t')| = l_0 \sqrt{1 - \beta^2}$.

În acord cu primul postulat, *ambii* observatori înregistrează o „contractie” a riglei.

Dacă viteza \vec{v} cu care se deplasează \mathfrak{K}' față de \mathfrak{K} are o orientare oarecare în raport cu axele de coordonate, transformările LORENTZ se pot scrie, mai general, sub forma:

$$\begin{cases} \vec{r}' = \gamma(\vec{r} - \vec{\beta}ct) + (\gamma - 1) \left[\frac{(\vec{\beta} \cdot \vec{r})}{\beta^2} \vec{\beta} - \vec{r} \right] \\ ct' = \gamma(ct - \vec{\beta} \cdot \vec{r}) \end{cases}$$

sau

$$\begin{cases} \vec{r} = \gamma(\vec{r}' + \vec{\beta}ct') + (\gamma - 1) \left[\frac{(\vec{\beta} \cdot \vec{r}')}{\beta^2} \vec{\beta} - \vec{r}' \right] \\ ct = \gamma(ct' + \vec{\beta} \cdot \vec{r}') \end{cases}$$

Conservarea lungimii segmentelor perpendiculare pe direcția vitezei relative \vec{v}

Folosind transformările LORENTZ, acest fapt se obține imediat. Dacă $l_0 = |y'_2 - y'_1|$, atunci $l = |y_2(t) - y_1(t)| = l_0$ și dacă $l_0 = |y_2 - y_1|$, atunci $l = |y'_2(t') - y'_1(t')| = l_0$.

Această concluzie poate fi obținută și prin următorul raționament: dacă observatorii din \mathfrak{K} și din \mathfrak{K}' ar trece unul pe lângă altul (cu viteza constantă \vec{v}), ei ar putea să compare lungimile unor rigle perpendiculare pe direcția vitezei \vec{v} (de exemplu, trasând un semn pe acestea în momentul întâlnirii); dar conform primului postulat, *ambii* ar trebui să observe același lucru (fie o alungire, fie o scurtare a riglei celuilalt); dacă semnele de pe riglă nu ar coincide, acest lucru nu ar fi posibil (un observator ar observa o alungire, iar celălalt, o scurtare).

3. ELEMENTE DE CINEMATICĂ RELATIVISTĂ ȘI DE DINAMICĂ RELATIVISTĂ

3.1. Compunerea vitezelor

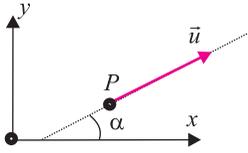


Fig. 1.10.

Exemplu numeric

Considerând valorile:

$$u'_x = 0,8 c, u'_y = 0,5 c, u'_z = 0$$

$$v = 0,2 c \text{ și}$$

folosind relațiile stabilite, găsim:

$$u_x = 0,86 c, u_y = 0,42 c, u_z = 0.$$

De asemenea, se schimbă și unghiul dintre direcția de mișcare a mobilului și viteza relativă a referențialelor:

$$\text{tg } \alpha = 0,488 \text{ și } \alpha = 26^\circ$$

(fig. 1.10).

$$\text{tg } \alpha' = 0,625 \text{ și } \alpha' = 32^\circ$$

(fig. 1.11) și

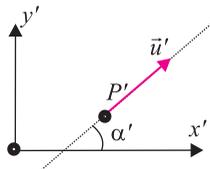


Fig. 1.11.

Compunerea vitezelor se face după o regulă mai complicată: se schimbă atât valorile componente paralele cu viteza relativă, cât și a celor *perpendiculare* pe aceasta.

Fie \vec{u} viteza unui mobil în raport cu referențialul \mathfrak{R} și \vec{u}' viteza aceluiași mobil față de referențialul \mathfrak{R}' . Conform definiției vitezei și în acord cu primul postulat al TRR, se poate scrie:

$$u_x = \frac{dx}{dt}, u_y = \frac{dy}{dt}, u_z = \frac{dz}{dt} \text{ și } u'_x = \frac{dx'}{dt'}, u'_y = \frac{dy'}{dt'}, u'_z = \frac{dz'}{dt'}.$$

Folosind transformările LORENTZ, găsim imediat:

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - \frac{u_x v}{c^2}}, u'_y = \frac{u_y \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{u_x v}{c^2}}, u'_z = \frac{u_z \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{u_x v}{c^2}} \text{ și}$$

$$u_x = \frac{u'_x + v}{1 + \frac{u'_x v}{c^2}}, u_y = \frac{u'_y \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 + \frac{u'_x v}{c^2}}, u_z = \frac{u'_z \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 + \frac{u'_x v}{c^2}}. \quad (1.9)$$

Considerând, de exemplu, că $u'_x = c$ (adică un semnal luminos emis în \mathfrak{R}'), găsim (în acord cu postulatul constanței vitezei luminii

$$\text{în vid): } u_x = \frac{c + v}{1 + \frac{c \cdot v}{c^2}} = \frac{c + v}{\frac{c + v}{c}} = c.$$

Atenție! Aceasta nu este o *demonstrație* a constanței vitezei luminii, ci doar un calcul care arată că teoria este autoconsistentă (am regăsit ceea ce am postulat).

Exercițiu

Verificați că, în cazul în care vitezele implicate sunt mult mai mici decât viteza luminii în vid c , formulele relativiste devin relațiile clasice (GALILEI-NEWTON) de compunere a vitezelor.

3.2. Principiul fundamental al dinamicii

În celebra sa lucrare *Principiile matematice ale filosofiei naturii*, Newton a enunțat principiul fundamental al mecanicii sub forma $\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$, unde $\vec{p} = m\vec{v}$ este impulsul punctului material.

În cazul în care masa este constantă (adică nu depinde de viteză), relația se poate scrie sub forma cunoscută $\vec{F} = m\vec{a}$. Newton a preferat prima formă, deoarece există posibilitatea ca masa să se modifice din considerente mecanice în cursul mișcării (de exemplu, masa unei rachete purtătoare scade pe măsură ce combustibilul arde).

Variația relativistă a masei cu viteza

Plecând de la postulatele TRR, EINSTEIN a arătat însă că proprietățile inerțiale ale unui corp depind de referențialul față de care se studiază mișcarea sa, altfel spus, în raport cu un referențial inerțial \mathcal{R} , masa unui corp depinde de viteza lui. Dependența masei de viteză este dată de relația:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \gamma m_0 > m_0, \quad (1.10)$$

unde am notat cu m_0 masa particulei aflate în repaus în raport cu referențialul \mathcal{R} (numită *masă de repaus*) și cu m masa particulei care are viteza \vec{v} față de \mathcal{R} (numită masa de mișcare a particulei). Observăm că masa corpurilor crește cu viteza, devenind extrem de mare când viteza particulei se apropie de viteza luminii în vid.

Fizicianul american BERTOZZI a realizat în 1962 un experiment prin care a pus în evidență dependența relativistă a masei electronilor de viteza acestora. BERTOZZI a folosit un accelerator liniar, *Lineac* (tensiunea maximă de accelerare fiind de $4,5 \cdot 10^6$ V) și a măsurat dependența vitezei electronilor de tensiunea de accelerare.

Comparând rezultatele sale cu previziunile teoriei clasice a constatat că, pentru valori mari ale tensiunii de accelerare, rezultatele

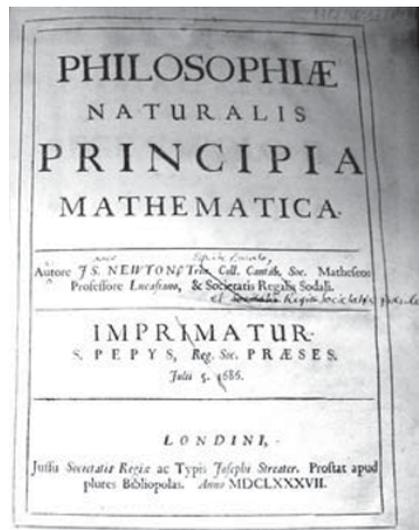
se abat de la formula clasică $\left(\frac{m_0 v^2}{2} = eU\right)$; dar rezultatele sale sunt în deplin acord cu teoria einsteiniană.

Pentru valori mici ale vitezei, diferența dintre masa de mișcare și cea de repaus se poate scrie $m - m_0 \approx m_0 \frac{v^2}{2c^2}$.

Impulsul unei particule relativiste

Definiția impulsului este asemănătoare celei clasice ($\vec{p} = m\vec{v}$), dar aici m reprezintă masa de mișcare a particulei:

$$\vec{p} = m\vec{v} = \gamma\beta m_0 c. \quad (1.11)$$



Pagina de titlu a lucrării lui Isaac NEWTON.



William BERTOZZI, fizician american, profesor la Massachusetts Institute of Technology.

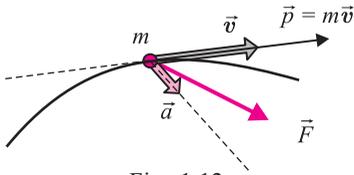


Fig. 1.12.

Relația dintre forță și accelerație a fost scrisă, la început, sub forma:

$$\vec{F} = \frac{m_0 \vec{a}_n}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + \frac{m_0 \vec{a}_t}{\sqrt{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^3}}$$

unde \vec{a}_n și \vec{a}_t reprezintă accelerația normală (perpendiculară pe viteza) și, respectiv, accelerația tangențială (pe direcția vitezei) și pare să arate că proprietățile inerțiale depind de direcție, ceea ce nu este corect!

Atenție!

$\frac{dE_{cin}}{dt}$ reprezintă viteza de variație a energiei cinetice (amintiți-vă că energia cinetică este o mărime de stare), pe când $\frac{dL}{dt}$ reprezintă viteza cu care se efectuează lucrul mecanic (lucrul mecanic este o mărime de proces).

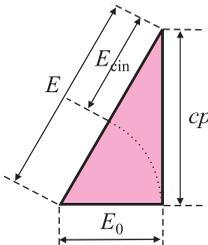


Fig. 1.13.

Triunghiul dreptunghic desenat are ipotenuza proporțională cu valoarea energiei totale relativiste a particulei, cateta orizontală – proporțională cu energia de repaus a acesteia și cateta verticală – proporțională cu mărimea impulsului multiplicată cu valoarea constantă a vitezei luminii în vid, c (fig. 1.13).

Aplicând teorema lui PITAGORA, rezultă imediat relația energie-impuls.

Principiul fundamental al dinamicii se va scrie sub forma dată de NEWTON:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}, \quad (1.12)$$

unde impulsul este dat de relația anterioară ($\vec{p} = m\vec{v} = \gamma\vec{\beta}m_0c$).

Relația dintre forță și accelerație se obține calculând derivata impulsului (**încercați singuri!**); obținem relația:

$$\vec{F} = m\vec{a} + \frac{m\vec{a} \cdot \vec{v}\vec{v}}{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (1.13)$$

Această relație ne arată că forța și accelerația nu mai sunt neapărat coliniare, ca în cazul newtonian; există și o componentă paralelă cu viteza particulei (fig. 1.12).

3.3. Relația masă-energie

Energia totală relativistă a unei particule libere este legată de proprietățile inerțiale ale particulei (adică de masa acesteia) prin celebra relație a lui EINSTEIN:

$$E = mc^2 \quad (1.14)$$

Să încercăm să stabilim această relație pornind de la teorema variației energiei cinetice a unui punct material.

Pornim de la relația $\frac{dE_{cin}}{dt} = \frac{dL}{dt}$ și ținem seama că $\frac{dL}{dt} = P$;

puterea mecanică P este dată de relația $P = \frac{dL}{dt} = \vec{F} \cdot \vec{v} = \frac{d\vec{p}}{dt} \cdot \vec{v}$.

Dar $\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = m \frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{v} \frac{dm}{dt}$, de unde rezultă:

$$P = \frac{d\vec{p}}{dt} \cdot \vec{v} = m\vec{v} \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} + v^2 \frac{dm}{dt} = (c^2 - v^2) \frac{dm}{dt} + v^2 \frac{dm}{dt} = c^2 \frac{dm}{dt}.$$

Am obținut, deci, relația $\frac{dE_{cin}}{dt} = c^2 \frac{dm}{dt}$, din care obținem printr-o integrare simplă:

$$E_{cin} = (m - m_0)c^2 = mc^2 - m_0c^2 \text{ sau } E_{cin} + m_0c^2 = mc^2$$

EINSTEIN a interpretat suma dintre energia cinetică a particulei relativiste și cantitatea m_0c^2 ca fiind **energia totală relativistă** a unei particule libere: $E = mc^2 = \gamma m_0c^2$. Cantitatea m_0c^2 trebuie să fie interpretată ca energia unei particule aflate în repaus față de un referențial inerțial; de aceea a fost numită **energia de repaus** a particulei: $E_0 = m_0c^2$. Rezultă că energia cinetică se poate scrie:

$$E_{cin} = E - E_0 = (m - m_0)c^2 = (\gamma - 1)m_0c^2. \quad (1.15)$$

Relația dintre energia totală și impulsul particulei libere

Prin calcul direct putem stabili o relație importantă între energia totală relativistă a particulei și impulsul acesteia:

$$E^2 = c^2 p^2 + m_0^2 c^4. \quad (1.16)$$

Relațiile scrise admit o interpretare geometrică simplă (fig. 1.13), care permite efectuarea unor calcule mai rapide.

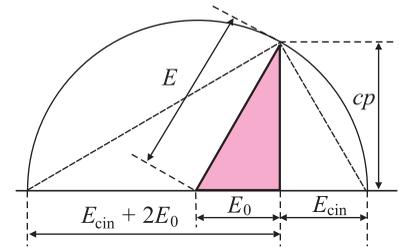


Fig. 1.14.

Relația dintre energia cinetică și impuls

Se poate deduce ușor și o relație între energia cinetică și impulsul unei particule relativiste:

$$c^2 p^2 = E_{cin}(E_{cin} + 2m_0 c^2). \quad (1.17)$$

Putem interpreta grafic această relație, completând figura 1.13: construim un semicerc a cărui rază este proporțională cu energia totală relativistă a particulei, E (adică egală cu ipotenuza triunghiului din figura 1.13) așa cum se vede în figura 1.14.

În triunghiul dreptunghic înscris în acest semicerc, proiecțiile catetelor pe ipotenuză sunt proporționale cu $E + E_0 = E_{cin} + 2E_0$ și cu $E - E_0 = E_{cin}$; aplicând teorema înălțimii, obținem relația dată.

Relativitatea forței

Spre deosebire de cazul clasic (nerelativist), componentele forței care acționează asupra unei particule care se deplasează în referențialul \mathfrak{R} cu viteza \vec{u} se modifică pentru observatorul solidar cu referențialul \mathfrak{R}' , conform relațiilor (deduse cu ajutorul transformărilor LORENTZ speciale):

$$F'_x = \frac{F_x - \frac{\mathbf{v}(\vec{F} \cdot \vec{u})}{c^2}}{1 - \frac{u_x v}{c^2}}, \quad F'_y = \frac{F_y \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{u_x v}{c^2}}, \quad F'_z = \frac{F_z \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{u_x v}{c^2}}. \quad (1.18)$$

Aproximația nerelativistă

În anumite cazuri, pentru unele dintre particulele implicate, este suficientă o tratare aproximativă. Decidem dacă putem înlocui tratarea exactă, relativistă, cu aproximația nerelativistă, folosind unul dintre cele patru criterii (echivalente) indicate în caseta alăturată.

Interpretarea grafică se poate urmări în fig. 1.15 (energia cinetică este *mult mai mică* decât energia totală relativistă).

Teoria relativității restrânse

Formule de aproximare

Pentru $|x| \ll 1$, și r un număr real, se pot utiliza relațiile aproximative:

$$(1+x)^r \approx 1 + rx \text{ sau}$$

$$(1+x)^r \approx 1 + rx + \frac{r(r-1)}{2} x^2$$

De exemplu:

$$\frac{1}{1 \pm x} \approx 1 \mp x + x^2;$$

$$\frac{1}{\sqrt{1 \pm x^2}} \approx 1 \mp \frac{x^2}{2} + \frac{3x^4}{8}.$$

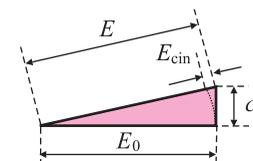


Fig. 1.15.

Aproximația nerelativistă

Criteriul energiei totale:

- valoarea energiei totale relativiste a particulei ($E = mc^2 = \gamma m_0 c^2$) nu depășește valoarea energiei sale de repaus ($E_0 = m_0 c^2$) cu mai mult de 1% din valoarea ei: $E \leq 1,01 E_0$.

Criteriul energiei cinetice:

• valoarea energiei cinetice a particulei $E_{cin} = (m - m_0)c^2 = (\gamma - 1)m_0c^2$ nu depășește 1% din valoarea energiei de repaus: $E_{cin} \leq 0,01E_0$.

Criteriul impulsului:

• mărimea impulsului particulei $p = mv = \gamma m_0 v$ nu depășește valoarea calculată conform mecanicii newtoniene ($p_0 = m_0 v$) cu mai mult de un procent din valoarea ei: $p \leq 1,01p_0$.

Criteriul vitezei:

• valoarea vitezei particulei nu depășește 14% din valoarea vitezei luminii în vid: $v \leq 0,14c = 0,42 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

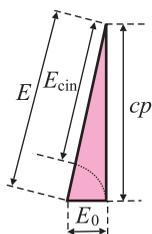


Fig. 1.16.

Aproximația ultrarelativistă

Criteriul energiei totale:

• valoarea energiei totale relativiste a particulei ($E = mc^2 = \gamma m_0 c^2$) depășește de mai mult de 10 ori valoarea energiei sale de repaus ($E_0 = m_0 c^2$):

$$E \geq 10E_0.$$

Criteriul energiei cinetice:

• valoarea energiei cinetice a particulei $E_{cin} = (m - m_0)c^2 = (\gamma - 1)m_0c^2$ depășește de mai mult de 9 ori valoarea energiei sale de repaus: $E_{cin} \geq 9E_0$.

Folosind formulele de aproximare indicate în casetă, în aproximația nerelativistă vom putea scrie:

$$\gamma \approx 1 + \frac{\beta^2}{2} + \frac{3\beta^4}{8} \approx 1 + \frac{\beta^2}{2},$$

$$E \approx m_0 c^2 + \frac{m_0 v^2}{2} + \frac{m_0 v^2}{2} \cdot \frac{3v^2}{4c^2} \approx m_0 c^2 + \frac{m_0 v^2}{2},$$

$$E_{cin} \approx \frac{m_0 v^2}{2} + \frac{m_0 v^2}{2} \cdot \frac{3v^2}{4c^2} \approx \frac{m_0 v^2}{2},$$

$$p \approx m_0 v + m_0 v \frac{v^2}{2c^2} + m_0 v \frac{3v^4}{4c^4} \approx m_0 v + m_0 v \frac{v^2}{2c^2}.$$

Particule cu masă de repaus nulă

Pentru o particulă cu masă de repaus nulă (de exemplu *fotonul*), care se deplasează față de orice *RI* cu viteza luminii în vid (c), energia totală E și energia cinetică E_{cin} sunt egale între ele și sunt legate de impuls prin relația: $E_{cin} = E = cp$.

Aproximația ultrarelativistă

Pentru particulele care au, în raport cu un *R.I.*, o energie cinetică mult mai mare decât energia lor de repaus, energia totală relativistă și energia cinetică sunt aproximativ egale între ele, astfel încât putem scrie $E_{cin} \approx E \approx cp$.

Interpretarea grafică a acestui caz se poate urmări în fig. 1.16, unde se observă că ipotenuza (care este proporțională cu energia totală relativistă) și cateta verticală (care este proporțională cu mărimea impulsului înmulțită cu valoarea vitezei luminii în vid) sunt aproximativ egale.

În aproximația ultrarelativistă, ținând seama că $1 - \beta \ll 1$, se poate scrie:

$$\gamma \approx \frac{1}{\sqrt{2(1 - \beta)}}, \quad E \approx \frac{m_0 c^2}{\sqrt{2(1 - \beta)}},$$

$$E_{cin} \approx \left(\frac{1}{\sqrt{2(1 - \beta)}} - 1 \right) m_0 c^2 \approx \frac{m_0 c^2}{\sqrt{2(1 - \beta)}},$$

$$p \approx \frac{\beta m_0 c}{\sqrt{2(1 - \beta)}} \approx \frac{m_0 c}{\sqrt{2(1 - \beta)}}.$$

Vom decide dacă, pentru o particulă cu masa de repaus nenulă putem înlocui tratarea relativistă cu aproximația ultrarelativistă (caracteristică particulelor cu masa de repaus nulă), folosind unul dintre cele patru criterii echivalente indicate în caseta alăturată.

Particula relativistă în câmp de forțe conservative

Energia particulei este dată de suma dintre energia totală relativistă $mc^2 = \gamma m_0 c^2$ și energia potențială E_{pot} :

$$E = mc^2 + E_{pot} = \gamma m_0 c^2 + U = E_{cin} + E_{pot} + m_0 c^2.$$

Relația dintre energie și impuls se scrie:

$$E = \sqrt{c^2 p^2 + m_0^2 c^4} + E_{pot}.$$

Puterea mecanică are expresia:

$$P = \vec{F} \cdot \vec{v}.$$

Folosind relația dintre forță și accelerație, deducem:

$$P = \vec{F} \cdot \vec{v} = m \vec{a} \cdot \vec{v} + \frac{m \vec{a} \cdot \vec{v}}{c^2 - v^2} v^2 = \frac{mc^2 \vec{a} \cdot \vec{v}}{c^2 - v^2}.$$

astfel încât putem rescrie relația dintre forță și accelerație sub forma:

$$m \vec{a} = \vec{F} - \frac{P}{c^2} \vec{v} \text{ sau } m \vec{a} = \vec{F} - \left(\vec{F} \cdot \frac{\vec{v}}{c} \right) \frac{\vec{v}}{c}.$$

Pentru forța LORENTZ, $\vec{F} = q \vec{v} \times \vec{B}$, $P = \vec{F} \cdot \vec{v} = 0$; de aceea, un câmp magnetic uniform (constant în timp) **nu** poate modifica mărimea vitezei particulei, ci doar direcția ei de mișcare.

$$m \vec{a} = \vec{F} = q \vec{v} \times \vec{B},$$

adică, în acest caz, accelerația are aceeași orientare cu forța (care rămâne în permanență perpendiculară pe viteză) (fig. 1.17); singura deosebire față de expresia clasică fiind că aici m semnifică masa de mișcare a particulei:

$$m = \gamma m_0 = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Dacă o particulă încărcată cu sarcina q se găsește într-un câmp electric \vec{E} , se poate scrie (fig. 1.18):

$$m \vec{a} = q \vec{E} - \left(q \vec{E} \cdot \frac{\vec{v}}{c} \right) \frac{\vec{v}}{c}.$$

Criteriul impulsului:

- mărimea impulsului particulei $p = mv = \gamma m_0 v$ depășește de mai mult de 10 ori valoarea calculată conform mecanicii clasice ($p_0 = m_0 v$): $p \geq 10 p_0$

Criteriul vitezei:

- valoarea vitezei particulei nu diferă de valoarea vitezei luminii în vid cu mai mult de o jumătate de procent:

$$v \geq 0,995 c = 2,985 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}.$$

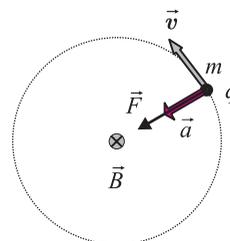


Fig. 1.17.

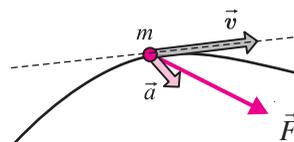


Fig. 1.18.

Temă

Pentru a înțelege din punct de vedere practic teoria relativității restrânse, realizați experimentele virtuale descrise la adresele de internet:

- <http://aether.lbl.gov/www/classes/p139/exp/gedanken.html>
- <http://www.walter-fendt.de/ph14e/timedilation.htm>

TEORIA RELATIVITĂȚII RESTRÂNSE

Schemă recapitulativă

1. *Teoria relativității restrânse*, formulată de EINSTEIN în 1905, este fundamentată pe ipoteza propagării **cu viteză finită** a interacțiunilor, în contradicție cu ipotezele *spațiului absolut* și *timpului absolut* ale teoriei nerelativiste, newtoniene (care se bazează pe ipoteză *propagării instantanee* a interacțiunilor). *Teoria relativității restrânse* se aplică tuturor sistemelor fizice, indiferent de viteza de mișcare a acestora (în timp ce *teoria newtoniană* se aplică numai la viteze mult mai mici în comparație cu viteza luminii). Pag. 5
2. Un eveniment fizic este caracterizat prin *poziția sa în spațiu* și prin *momentul de timp* la care se desfășoară și se exprimă printr-un ansamblu de patru numere (x, y, z, t) ce constituie **coordonatele spațio-temporale** ale evenimentului. Coordonatele spațio-temporale depind de referențialul ales. Pag. 6
3. Unui **sistem fizic de referință** sau **referențial** i se atașează un sistem de *trei axe de coordonate necoplanare* și un *sistem de măsură a timpului (ceasornic)* **solidar cu axele de coordonate**. Pag. 6
4. În referențialele în care se verifică principiul inerției, orice corp își păstrează starea de repaus sau de mișcare rectilinie și uniformă atâta timp cât asupra sa nu acționează alte corpuri. Pag. 5
5. Mecanica newtoniană (nerelativistă) se bazează pe **principiul lui GALILEI** sau **principiul relativității galileene**: *legile mecanicii au aceeași formă în orice sistem de referință inerțial*. Pag. 6
6. Transformările GALILEI–NEWTON stabilesc relațiile de legătură între coordonatele spațio-temporale (x, y, z, t) și (x', y', z', t') ale unui eveniment în raport cu **două referențiale inerțiale diferite** \mathcal{R} și \mathcal{R}' care se mișcă cu viteză constantă \vec{v} (respectiv $-\vec{v}$) unul în raport cu altul (axele se aleg astfel încât viteza \vec{v} să fie paralelă cu axa Ox):
$$\left\{ \begin{array}{l} x' = x - vt \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = t \end{array} \right. \quad \text{și} \quad \left\{ \begin{array}{l} x = x' + vt' \\ y = y' \\ z = z' \\ t = t' \end{array} \right.$$
Pag.7
7. Transformările GALILEI–NEWTON conduc la următoarele consecințe ale principiului relativității galileene: *distanța dintre două puncte și durata unui fenomen nu se schimbă* la schimbarea referențialului inerțial (sunt **invariante**), pe când *vitezele* unui mobil în raport cu cele două referențiale sunt legate prin legea galileeană de compunere a vitezelor: $\vec{u}' = \vec{u} - \vec{v}$ și $\vec{u} = \vec{u}' + \vec{v}$. Pag.7
8. Tentativa lui MICHELSON și MORLEY, prin care aceștia urmăreau să măsoare *viteza Pământului față de „eter”* printr-un experiment de optică, a condus la un rezultat negativ, ceea ce înseamnă că principiul galileean al relativității nu se aplică tuturor fenomenelor din natură. Pag. 8

9. Nici ipoteza FITZGERALD-LORENTZ a *contractiei* brațului interferometrului pe direcția vitezei Pământului cu factorul $\sqrt{1-\beta^2}$, prin care s-ar putea explica rezultatul experimentului MICHELSON și MORLEY, nu putea fi înțeleasă din punct de vedere fizic.

Pag. 10

10. În același timp toate experimentele arătau că viteza luminii nu se schimbă în funcție de referențialul inerțial.

Pag. 11

11. Sintetizând toate rezultatele experimentale într-o teorie coerentă, EINSTEIN a enunțat două postulate (*diferite de cele clasice*) care stau la baza unei noi teorii asupra spațiului și timpului: *Teoria relativității restrânse*:

a) **Primul postulat:** „*Legile fizicii au aceeași formă în orice referențial inerțial*” (**Atenție:** nu numai legile mecanicii).

b) **Al doilea postulat:** „*Viteza luminii în vid are aceeași valoare în orice referențial inerțial*”.

Esența acestor postulate este *renunțarea la timpul absolut, relativitatea spațiului și timpului, constanța vitezei luminii în vid* (ca viteză **maximă** de propagare a interacțiunilor, independentă de mișcarea relativă a sursei sau a observatorului).

Pag. 11

12. Transformările LORENTZ stabilesc *relațiile de legătură* între coordonatele spațio-temporale (x, y, z, t) și (x', y', z', t') ale unui eveniment, în raport cu două referențiale inerțiale \mathfrak{R} și \mathfrak{R}' , ca o consecință a postulatelor teoriei relativității restrânse:

$$\begin{cases} x' = \gamma(x - \beta ct) \\ y' = y \\ z' = z \\ ct' = \gamma(ct - \beta x) \end{cases} \quad \text{și} \quad \begin{cases} x = \gamma(x' + \beta ct') \\ y = y' \\ z = z' \\ ct = \gamma(ct' + \beta x') \end{cases}$$

unde $\beta = \frac{v}{c}$ și $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$.

Pag. 12

13. De observat că la viteze mici ($v \ll c$) ale sistemelor, transformările LORENTZ se reduc la transformările GALILEI, astfel încât cele două teorii, newtoniană și einsteiniană, conduc la *aceleași rezultate* (**principiul de corespondență**).

Pag. 12

14. Între lungimea l a unui corp măsurată în sistemul laboratorului (*lungimea cinematică*) și lungimea l_0 măsurată în sistemul propriu (*lungimea proprie*) există relația:

$$l = l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}},$$

care evidențiază *contractia lungimilor după direcția mișcării*, **lungimea maximă** pe direcția vitezei fiind cea **proprie**.

Pag. 13

15. Între durată $\Delta t = \tau$ a unui fenomen măsurată în sistemul laboratorului și durată proprie $\Delta t = \tau_0$ există relația:

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

care evidențiază *dilatarea duratelor*, **durata minimă** fiind cea **proprie**.

Pag. 13

16. Dacă două evenimente *nu se petrec în același loc* dar sunt *simultane în \mathfrak{R}* , evenimentele **nu** mai rămân simultane și în \mathfrak{R}' , adică **simultaneitatea** lor este *relativă*.

Pag. 13

17. Vitezele \vec{u} și \vec{u}' în raport cu referențialele \mathfrak{R} și \mathfrak{R}' , care se mișcă cu viteza relativă \vec{v} (sau $-\vec{v}$) paralelă cu axa Ox , se compun după relațiile:

$$u_x = \frac{u'_x + v}{1 + \frac{u'_x v}{c^2}}, \quad u_y = \frac{u'_y \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 + \frac{u'_x v}{c^2}}, \quad u_z = \frac{u'_z \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 + \frac{u'_x v}{c^2}}.$$

fiind respectat postulatul invarianței vitezei luminii.

Pag. 14

18. Conform postulatelor teoriei relativității, *masa*, care măsoară **inerția** unui corp aflat în mișcare cu viteza \vec{v} în raport cu un anumit referențial, depinde de mărimea vitezei conform relației:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

unde m_0 este masa de repaus a corpului iar m masa de mișcare (cu viteza \vec{v}) a acestuia.

Pag. 15

19. Impulsul relativist al unui corp de masă m_0 care se deplasează cu viteza \vec{v} este, prin definiție:

$$\vec{p} = m\vec{v} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Pag. 15

20. Energia totală relativistă a unui corp este legată de masa corpului prin relația: $E = mc^2$.

Pag. 16

21. Mărimea $E_0 = m_0 c^2$ se numește *energie de repaus* a corpului, iar mărimea:

$$E - E_0 = c^2 (m - m_0) = E_{cin}$$

se numește energie cinetică.

Pag. 16

22. Între energia totală și impulsul relativist al unui corp există relația: $E^2 = c^2 p^2 + m_0^2 c^4$.

Pag. 17

23. O particulă cu masa de repaus nulă ($m_0 = 0$) se deplasează cu viteza luminii și are impulsul:

$$p = \frac{E}{c} = mc.$$

Pag. 18

24. Relațiile cinematice dintre β și γ precum și relațiile dinamice dintre energia de repaus, energia de mișcare și impulsul unei particule relativiste se pot reține ușor cu ajutorul unei construcții grafice simple.

Pag. 18

TEST DE AUTOEVALUARE

I. Adevărat (A) sau fals (F)?

2,0 p

1. Viteza cu care scade distanța dintre două particule care se mișcă, față de un referențial inerțial, una spre alta, pe aceeași direcție, cu vitezele $v_1 = 1,11 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ și $v_2 = 2,22 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ are valoarea $3,33 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. (...)

0,5 p

2. Aria unui disc de rază $R = 2 \cdot 10^{16} \text{ m}$, care se deplasează, față de un referențial inerțial, cu viteza $v = 2,6 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ în lungul unui diametru este $2\pi \cdot 10^{32} \text{ m}^2$. (...)

0,5 p

3. Relația dintre energia cinetică E_{cin} a unei particule relativiste, impulsul p și energia de repaus E_0 este: $E_{\text{cin}}^2 - c^2 p^2 = E_0^2$. (...)

0,5 p

4. Notând cu c valoarea vitezei luminii în vid, accelerația $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$ a unei particule relativiste cu masa de repaus m_0 , care se mișcă, față de un referențial inerțial, sub acțiunea unei forțe rezultante \vec{F} ,

orientată permanent perpendicular pe direcția vitezei sale \vec{v} , este: $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m_0} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$. (...)

0,5 p

II. Alege relația corectă!

4,0 p

1. Relația dintre masa de repaus m_0 și masa de mișcare m a unei particule relativiste care se deplasează cu viteza \vec{v} , în raport cu un referențial inerțial este:

1,0 p

A. $m_0^2 c^2 = (c^2 + v^2) m^2$;

B. $m^2 c^2 = (c^2 - v^2) m_0^2$;

C. $m_0^2 c^2 = (c^2 - v^2) m^2$;

D. $m^2 c^2 = (c^2 + v^2) m_0^2$.

2. Relația dintre timpul de viață τ_0 al unui miuon μ determinată în sistemul în care el este în repaus și timpul de viață τ al acestuia înregistrat de un observator față de care miuonul se deplasează cu viteza constantă \vec{v} este:

1,0 p

A. $\tau_0^2 c^2 = (c^2 + v^2) \tau^2$;

B. $\tau^2 c^2 = (c^2 - v^2) \tau_0^2$;

C. $\tau_0^2 c^2 = (c^2 - v^2) \tau^2$;

D. $\tau^2 c^2 = (c^2 + v^2) \tau_0^2$.

3. Relația dintre lungimea L_0 a unui etalon de lungime AB , determinată în sistemul în care el este în repaus și lungimea L a acestui etalon înregistrată de un observator față de care etalonul se deplasează cu viteza constantă \vec{v} , înclinată cu 30° față de AB , este:

1,0 p

A. $(4c^2 - v^2)L_0^2 = 4c^2 L^2$;

B. $4c^2 L_0^2 = (4c^2 - v^2)L^2$;

C. $3(c^2 - v^2)L_0^2 = 4c^2 L^2$;

D. $(4c^2 - 3v^2)L_0^2 = 4c^2 L^2$.

4. Relația dintre masa de mișcare m a unei particule relativiste, viteza \vec{v} , forța rezultantă \vec{F} , care acționează asupra sa pe direcția vitezei acesteia și accelerația \vec{a} imprimată particulei, este:

1,0 p

A. $mc^2 \vec{a} = (c^2 - v^2) \vec{F}$;

B. $mv^2 \vec{a} = (c^2 - v^2) \vec{F}$;

C. $m(c^2 - v^2) \vec{a} = c^2 \vec{F}$;

D. $m(c^2 - v^2) \vec{a} = v^2 \vec{F}$.

În referențialul propriu al particulei A, considerăm axele $O'x', O'y', O'z'$ respectiv paralele cu Ox, Oy, Oz .

Ce unghi face direcția de mișcare a particulei P' cu axa $O'x'$? Care este mărimea vitezei particulei B față de A?

Rezolvare:

În referențialul \mathfrak{R} , proiecțiile vitezei particulei B pe axele Ox, Oy și Oz sunt (fig. 2): $u_x = u \cos \theta, u_y = u \sin \theta$ și $u_z = 0$.

Proiecțiile vitezei particulei B pe axele $O'x', O'y', O'z'$ se obțin folosind relațiile de transformare ale proiecțiilor vitezei; obținem:

$$u'_x = \frac{u \cos \theta - v}{1 - \frac{uv \cos \theta}{c^2}}, u'_y = \frac{u \sin \theta \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{uv \cos \theta}{c^2}} \text{ și } u'_z = 0.$$

De aici rezultă expresia tangentei unghiului cerut:

$$\text{tg } \theta' = \frac{u'_y}{u'_x} = \frac{u \sin \theta \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{u \cos \theta - v}.$$

Cu valorile numerice din enunț, obținem: $u'_x = 0$ și $u'_y = \frac{c\sqrt{5}}{5}$; rezultă că unghiul θ' este de 90° (viteza \vec{u}' este orientată paralel cu axa $O'y'$).

Mărimea vitezei relative a particulei B față de particula A va fi:

$$u' = \sqrt{u'^2_x + u'^2_y + u'^2_z} = \frac{c\sqrt{5}}{5}.$$

(*) 3. Pentru o particulă relativistă, notăm cu x raportul dintre energia cinetică E_{cin} și energia de repaus

$$E_0: x = \frac{E_{cin}}{E_0}.$$

Exprimați, în funcție de x : a) factorul relativist $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$; b) expresia $\gamma\beta$; c) raportul $\beta = \frac{v}{c}$.

Aplicație: $x = 1$.

Rezolvare:

a) Scriem: $x = \frac{E - E_0}{E_0} = \frac{E}{E_0} - 1 = \gamma - 1$, deci $\gamma = x + 1 = 2$.

Aplicând teorema lui PITAGORA în triunghiul dreptunghic din fig. 3, deducem succesiv:

b) $\gamma\beta = \sqrt{\gamma^2 - 1} = \sqrt{x(x + 2)} = \sqrt{3} \approx 1,73$;

c) $\beta = \frac{\sqrt{x(x + 2)}}{x + 1} = \frac{\sqrt{3}}{2} \approx 0,866$.

(*) 4. Calculați raportul dintre masa de repaus m_0 și masa de mișcare m a unei particule relativiste libere, când se cunosc energia cinetică E_{cin} și impulsul p .

Rezolvare:

Utilizăm relația relativistă energie-impuls: $E^2 = c^2 p^2 + E_0^2$ și ținem seama de definiția energiei cinetice: $E - E_0 = E_{cin}$.

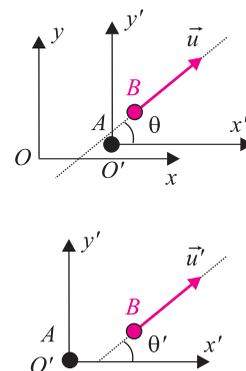


Fig. 2.

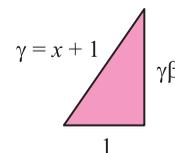


Fig. 3.

Rezultă: $c^2 p^2 = E^2 - E_0^2 = (E - E_0)(E + E_0) = E_{cin}(E + E_0)$, $E + E_0 = \frac{c^2 p^2}{E_{cin}}$, $2E_0 = \frac{c^2 p^2}{E_{cin}} - E_{cin}$,

$$2E = \frac{c^2 p^2}{E_{cin}} + E_{cin}; \text{ în sfârșit, obținem } \frac{m_0}{m} = \frac{E_0}{E} = \frac{c^2 p^2 - E_{cin}^2}{c^2 p^2 + E_{cin}^2}.$$

Observație Se poate da și o soluție geometrică: relația relativistă energie-impuls $E^2 = c^2 p^2 + E_0^2$ admite următoarea interpretare: E , E_0 și cp reprezintă, respectiv, ipotenuza și cele două catete ale unui triunghi dreptunghic (fig. 4).

$$\frac{m_0}{m} = \frac{E_0}{E} = \cos \theta = \frac{1 - \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}}{1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}}; \text{ dar } \frac{cp}{\sin \theta} = E + E_{cin},$$

astfel încât putem scrie:

$$\frac{E_{cin}}{cp} = \frac{1 - \cos \theta}{\sin \theta} = \frac{2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}{2 \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2}} = \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$$

și rezultă imediat aceeași expresie ca mai înainte.

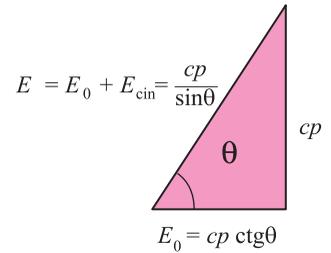


Fig. 4

(*) 5. O particulă relativistă cu masa de repaus m_0 se deplasează cu viteza constantă \vec{v}_1 față de referențialul inerțial \mathfrak{R}_1 și cu viteza \vec{v}_2 față de referențialul inerțial \mathfrak{R}_2 care are în raport cu \mathfrak{R}_1 viteza \vec{v} .

Arătați că $c^2 p_1^2 - E_1^2 = c^2 p_2^2 - E_2^2$ are aceeași valoare în ambele referențiale.

R. Aplicând relația energie-impuls, observăm că, în orice referențial inerțial, expresia $c^2 p^2 - E^2$ are valoarea $-m_0^2 c^4$.

PROBLEME PROPUSE

1. Pentru ce viteză v_1 durata cinematică a unui fenomen se dublează în raport cu durata sa proprie?

R. $v = 0,866 c = 2,6 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

2. Un pătrat de arie A_0 (reprezentat, de exemplu, de patru protoni) se deplasează cu viteza $v = 0,866 c$ în raport cu un observator inerțial O. Cum se va modifica valoarea ariei acestui pătrat măsurată de observatorul O?

R. Se reduce la jumătate.

(*) 3. Exprimați raportul dintre masa de repaus m_0 și masa de mișcare m a unei particule relativiste libere, când se cunosc energia totală a particulei E și impulsul acesteia p . Indicați și o interpretare geometrică.

R. $\frac{m_0}{m} = \sqrt{1 - \frac{c^2 p^2}{E^2}}$. Vezi problema rezolvată 4: $\frac{m_0}{m} = \cos \theta = \sqrt{1 - \sin^2 \theta}$, $\sin \theta = \frac{cp}{E}$.

(*) 4. Masa de mișcare a unei particule relativiste diferă de masa de repaus a acesteia cu $x = 200\%$.

Care este valoarea raportului $\frac{v}{c} = \beta$?

R. $\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} = \frac{\sqrt{x(x+2)}}{x+1} = 0,943$.

(*) 5. Masa unui electron este m_1 când el se mișcă uniform cu viteza v_1 și se reduce la 50% din m_1 când viteza se reduce și ea la 50% din v_1 . La câte procente din m_1 se va reduce masa electronului când viteza se reduce la 25% din v_1 ?

R. 46% m_1 .

(* 6. Două microparticule identice, cu masa de repaus m_0 fiecare, sunt accelerate până la viteza $v = 0,866 c$. Cele două particule se ciocnesc central, formând o altă particulă cu masa M ; energia eliberată în cursul ciocnirii particulelor reprezintă 50% din energia de repaus a uneia dintre cele două particule. Calculați raportul $\frac{M}{2m_0}$.

R. Se aplică legea conservării energiei și legea conservării impulsului; rezultă: $\frac{M}{2m_0} = 1,75 > 1$.

7. Fie două evenimente E_1 și E_2 care au loc (față de referențialul inerțial \mathfrak{R}) în punctele $P_1(x_1, y_1, z_1)$, respectiv $P_2(x_2, y_2, z_2)$ la momentele t_1 , respectiv t_2 . Considerăm un alt referențial inerțial \mathfrak{R}' , care se deplasează față de \mathfrak{R} cu o viteză constantă, orientată pe direcția și în sensul axei Ox (axele de coordonate sunt respectiv paralele cu axele alese în \mathfrak{R} , iar la momentul inițial, $t = t' = 0$, O coincide cu O').

Arătați că expresia $s = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2 - c^2(t_2 - t_1)^2}$ va rămâne invariantă în \mathfrak{R}' dacă se consideră valabile transformările LORENTZ.

Ce interpretare geometrică puteți da expresiei s ?

R. Ținând seama de faptul că viteza luminii este invariantă ($c' = c$) și utilizând transformările LORENTZ, rezultă prin calcul direct că

$$s' = \sqrt{(x'_2 - x'_1)^2 + (y'_2 - y'_1)^2 + (z'_2 - z'_1)^2 - c^2(t'_2 - t'_1)^2} = s;$$

această expresie reprezintă *intervalul relativist* dintre două evenimente spațio-temporale dintr-un univers cu patru dimensiuni (trei spațiale și una temporală) imaginat de MINKOVSKI, așa cum se poate urmări în diagrama din fig. 5. Observați că, în această diagramă, axele x' și ct' nu mai sunt perpendiculare una pe cealaltă, ci sunt egal înclinate față de bisectoarea axelor rectangulare x și ct ; această bisectoare, având ecuația $x = ct$, reprezintă mersul unei raze de lumină emise din originea axei x , în lungul acesteia, la momentul $t = 0$. Paralelele la axe, duse din E_1 și E_2 , determină coordonatele spațio-temporale în fiecare sistem de coordonate.

Am reprezentat o dimensiune spațială și dimensiunea temporală (ct sau ct' sunt lungimi).

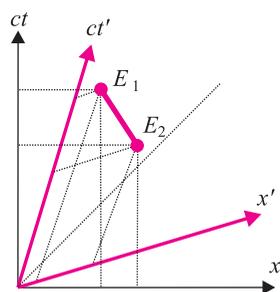


Fig. 5

(* 8. Arătați că pentru o particulă relativistă cu masa de repaus m_0 este valabilă relația: $\frac{\vec{F}}{m} = \vec{a} = f\vec{v}$, unde f este o expresie pe care trebuie să o determinați.

R. Legea fundamentală a dinamicii se poate scrie: $\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = m\vec{a} + \vec{v} \frac{dm}{dt}$, de unde rezultă că

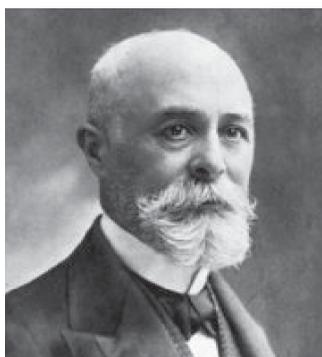
$f = \frac{1}{m} \frac{dm}{dt}$. Efectuând calculele, rezultă: $f = \frac{v}{c^2 - v^2} \frac{dv}{dt}$. Mărimea $\frac{dv}{dt}$ reprezintă accelerația tangențială a particulei.

(* 9. O particulă relativistă se deplasează cu viteză constantă; energia sa de repaus este E_0 , iar energia cinetică este de n ori mai mare decât valoarea pe care am obține-o dacă am folosi pentru calcul formula clasică, nerelativistă. Care este expresia energiei cinetice a particulei (calculată relativist)?

R. $\frac{1}{4} E_c [n - 4 + \sqrt{n(n+8)}]$.

Capitolul II

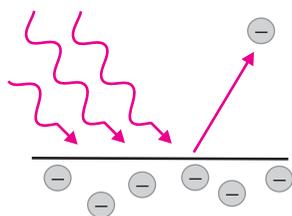
Elemente de fizică cuantică



Alexandre-Edmond BECQUEREL
(1820–1891), fizician francez.



Heinrich Rudolph HERTZ
(1857–1894), fizician german.



Efectul fotoelectric extern.

1. EFECTUL FOTOELECTRIC EXTERN

Alexandre-Edmond BECQUEREL (1839) și Heinrich HERTZ (1887) au observat că dacă pe suprafața curată a unui metal cade un flux de radiații ultraviolete, metalul emite electroni; fenomenul a fost denumit *efect fotoelectric extern*; electronii emiși sunt numiți *fotoelectroni*.

Pentru a studia acest efect s-a realizat caracteristica *intensitate-tensiune* a unui tub electronic (numit *diodă*), construit dintr-un balon de sticlă (cu o fereastră prin care să poată trece radiațiile ultraviolete) vidat în interior și având doi electrozi: *catodul* (metalul care emite electroni sub acțiunea radiațiilor UV incidente) și *anodul* care colectează fotoelectronii.

Alura caracteristicii intensitate-tensiune este cea indicată în fig. 2.1. Se observă că dacă nu aplicăm nicio tensiune între anod și catod, totuși intensitatea curentului fotoelectric (datorat fotoelectronilor emiși de catod cu o anumită energie cinetică) este nenulă; pentru a anula curentul fotoelectric trebuie să aplicăm o tensiune inversă, numită tensiune de stopare ($U = -U_{\text{STOP}}$). Pentru valori pozitive ale tensiunii U dintre anod și catod se observă că intensitatea fotocurentului atinge o valoare de saturație, I_{SAT} .

Pentru a stabili legile efectului fotoelectric, se măsoară în diverse condiții intensitatea curentului de saturație I_{SAT} și tensiunea de stopare U_{STOP} .

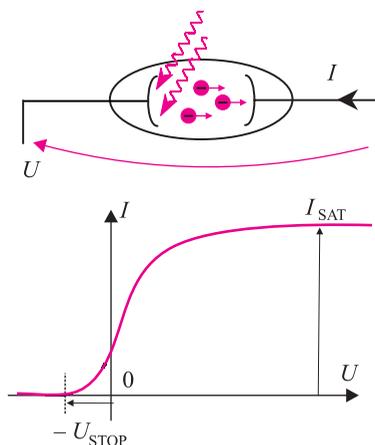


Fig. 2.1 Dioda cu vid pentru studiul efectului fotoelectric extern: schema montajului, vedere și o caracteristică.

1.1. Legile efectului fotoelectric extern

Cel care a stabilit legile *efectului fotoelectric extern* este Wilhelm HALLWACHS; aceste legi erau însă în totală contradicție cu ipoteza asupra naturii ondulatorii a luminii (dovedită de experimentele lui HUYGENS, YOUNG și FRESNEL). Să urmărim experimentele lui HALLWACHS.



Wilhelm HALLWACHS
(1859–1922), fizician german.

Experimentul I

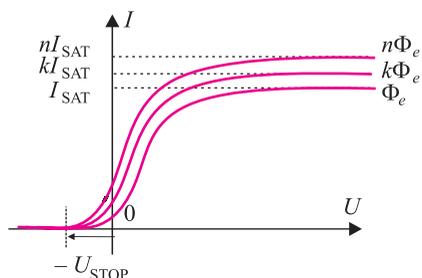
Alegem un metal (M_1) și folosim radiații ultraviolete de o anumită *frecvență* ν .

Pentru valori diferite ale fluxului energetic Φ_e al radiației incidente, trasăm caracteristicile diodei și măsurăm, pe curbele trasate, intensitatea curentului de saturație I_{SAT} și tensiunea de stopare U_{STOP} .

Observații:

a) între intensitatea curentului de saturație și fluxul energetic incident există o relație de directă proporționalitate: $I_{SAT} \sim \Phi_e$;

b) tensiunea de stopare U_{STOP} este aceeași pentru valori diferite ale fluxului energetic incident Φ_e .



Experimentul I: reprezentări grafice.

Experimentul II

Pentru metalul considerat (M_1), alegând o anumită valoare a fluxului energetic incident Φ_e și pentru valori diferite ale frecvenței ν a radiațiilor incidente (obținute, de exemplu, folosind filtre), trasăm caracteristicile diodei.

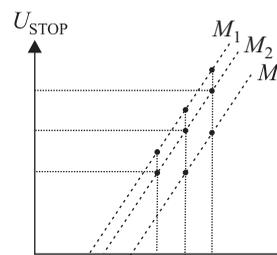
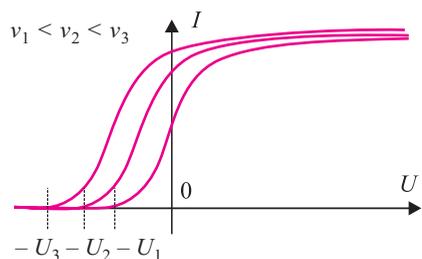
Repetăm acest experiment pentru alte metale ($M_2, M_3 \dots$).

Observații:

a) dependența tensiunii de stopare U_{STOP} de frecvența radiațiilor incidente este liniară: $U_{STOP} = a\nu - b_1$, unde a și b_1 sunt constante pozitive;

b) intensitatea curentului de saturație I_{SAT} crește foarte puțin odată cu creșterea frecvenței ν ;

c) dependența liniară păstrează aceeași pantă (a), dar schimbă ordonata la origine ($b_3 \neq b_2 \neq b_1 \neq b_3$): graficele dreptelor sunt paralele între ele.



Experimentul II: reprezentări grafice.

Experimentul III

Pentru diferite metale, studiem apariția efectului fotoelectric pentru valori din ce în ce mai mici ale frecvenței ν a radiațiilor incidente (altfel spus, pentru valori din ce în ce mai mari ale lungimii de undă λ).

Observații:

Pentru fiecare metal în parte, există o limită inferioară a frecvențelor pentru care efectul fotoelectric nu se mai produce.

Temă: stabiliți, pe baza observațiilor experimentale, legile efectului fotoelectric extern și comparați cu enunțurile care urmează.

- Energiile electronilor, exprimate în joule, au valori mici (de ordinul 10^{-18} J); de aceea, de obicei sunt exprimate într-o unitate de măsură din afara S.I., numită electronvolt (simbol: eV). Un electronvolt reprezintă energia suplimentară pe care o capătă un electron accelerat sub tensiunea $U = 1$ V. Relația de transformare:

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J.}$$

- Energia cinetică a fotoelectronilor este de ordinul electronvolților, în timp ce energia lor de repaus este mult mai mare:

$$E_0 = m_{0e} c^2 = 511 \text{ keV};$$

de aceea, fotoelectronii pot fi tratați *nerelativist*.

Temă: Considerând interpretarea microscopică indicată, arătați că legile EFE vin în contradicție cu ipoteza asupra naturii ondulatorii a luminii și încercați să stabiliți ce ar fi trebuit să se observe dacă lumina ar fi avut numai această natură.

Experimentul IV

Încercăm să punem în evidență întârzierea între momentul în care începem să iradiem catodul și momentul în care apare fotocurentul.

Observație:

Nu se poate pune în evidență experimental intervalul de timp dintre începerea iradierii și apariția fotocurentului.

De fapt, întârzierea este de ordinul nanosecundelor, interval prea mic pentru a putea fi evidențiat cu dispozitivul experimental descris.

Enunțul legilor efectului fotoelectric extern (EFE)

Prima lege a EFE

Intensitatea curentului electric de saturație I_{SAT} este direct proporțională cu fluxul energetic Φ_e al radiațiilor electromagnetice incidente, dacă frecvența acestora ν este constantă.

A doua lege a EFE

Tensiunea de stopare U_{STOP} crește liniar cu frecvența radiațiilor electromagnetice incidente și nu depinde de fluxul energetic al acestora, Φ_e .

A treia lege a EFE

Efectul fotoelectric extern se produce numai dacă frecvența radiațiilor electromagnetice incidente ν este mai mare sau cel puțin egală cu o valoare minimă ν_{prag} , caracteristică fiecărei substanțe.

A patra lege a EFE

Efectul fotoelectric extern se produce aproape instantaneu.

Interpretarea microscopică a legilor EFE

Determinările macroscopice făcute (am măsurat tensiunea de stopare și intensitatea curentului electric de saturație) ne oferă informații despre caracteristicile electronilor – *energia cinetică maximă și numărul fotoelectronilor emiși în unitatea de timp* de către catod:

– aplicând teorema variației energiei cinetice celor mai energici electroni obținem:

$$E_{cin, max} = eU_{STOP};$$

– din definiția intensității curentului electric deducem imediat (când toți fotoelectronii emiși de catod în unitatea de timp sunt colectați de anod, intensitatea fotocurentului ajunge la saturație):

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{e\Delta N_e}{\Delta t} = I_{SAT},$$

unde ΔQ este sarcina totală a celor ΔN_e fotoelectroni.

1.2. Ipoteza lui Planck. Ipoteza lui Einstein.

Deoarece fizica clasică nu a putut explica legile EFE, fizicienii au făcut apel la o teorie ale cărei baze au fost puse de Max PLANCK în 1900: *fizica cuantică*.

În încercarea de a explica proprietățile *radiației termice de echilibru*, PLANCK a introdus în fizică o ipoteză revoluționară: oscilatorii atomici nu pot avea orice energie, ci numai anumite valori discrete (aici, *discret* înseamnă *numărabil*):

$$E_n = n \cdot hv,$$

unde h este o constantă numită *constantă de acțiune* sau *constantă lui PLANCK* ($h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J·s), iar v are dimensiunile unei frecvențe.

De aceea, oscilatorii atomici nu pot *primi* sau *ceda* energie electromagnetică decât în „porții” discrete, numite *cuante de energie*. Energia ε a unei cuante depinde de frecvența radiației electromagnetice absorbite sau emise conform relației:

$$\varepsilon = hv.$$

Într-o lucrare fundamentală din 1905, Albert EINSTEIN a considerat că și lumina este formată din cuante de energie, numite *fotoni*, care au caracter corpuscular.

Energia unui foton depinde de frecvența radiației electromagnetice conform relației lui PLANCK:

$$\varepsilon_f = hv.$$

1.3. Interpretarea legilor efectului fotovoltaic extern. Ecuația lui Einstein

Să considerăm că *unii* dintre fotonii incidenti (o fracțiune η , unde η poartă numele de randament cuantic și are, în practică, valori extrem de mici, de ordinul $10^{-4}\%$) interacționează cu electronii de conducție din metale (a căror energie nu poate depăși o anumită valoare E_{\max} caracteristică metalului, numită energie FERMI); în acest proces, un foton transferă unui electron *întreaga* sa energie, $\varepsilon_f = hv$.

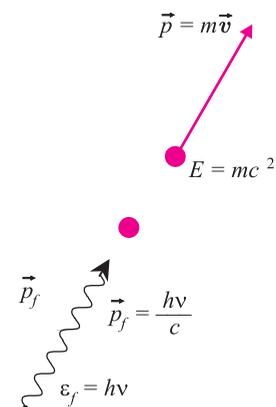
Să încercăm să interpretăm legile *efectului fotovoltaic extern* cu ajutorul ipotezei lui EINSTEIN a fotonilor.

Din punct de vedere microscopic, considerăm că EFE este datorat interacțiunii fotonilor cu electronii de conducție dintr-un metal. În urma interacțiunii, electronul (care a absorbit întreaga energie a fotonului incident) are energie suficientă pentru a părăsi metalul.

Elemente de fizică cuantică

Exemplu numeric

Energia unui foton al radiației roșii (cu lungimea de undă 700 nm) este de 1,76 eV, iar energia un foton al radiației violet (cu lungimea de undă 450 nm) este de 2,76 eV.



Un electron liber nu poate absorbi un foton!

Presupunem că în acest proces s-ar conserva simultan energia și impulsul:

$$\varepsilon_f + E_0 = E, p_f = p$$

sau

$$hv + m_0c^2 = mc^2, \frac{hv}{c} = mv.$$

Rezultă

$$m(1 - \beta) = m_0.$$

Ținând seama că:

$$m_0 = m(1 - \beta^2)^{1/2}$$

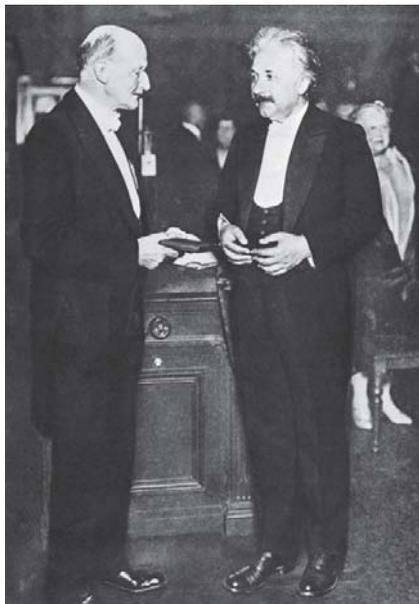
obținem:

$$m(1 - \beta) = m(1 - \beta^2)^{1/2}$$

sau

$$\beta(1 - \beta) = 0$$

dar $\beta > 0$ (electronul nu poate rămâne în repaus) și $\beta < 1$ (conform teoriei relativității restrânse), astfel încât ecuația obținută nu poate avea soluții.



Fizicianul german Max PLANCK (1858–1947) împreună cu Albert EINSTEIN (1879–1955), laureați ai Premiul NOBEL pentru fizică (1918, respectiv 1921).

Impulsul fotonilor incidenți este transferat în principal metalului; trebuie să remarcăm faptul că efectul fotoelectric nu poate avea loc cu electroni liberi (în acest caz, nu se pot conserva simultan energia și impulsul).

Prima lege a efectului fotoelectric extern

Intensitatea curentului de saturație este proporțională cu numărul fotoelectronilor emiși în unitatea de timp, iar acesta este proporțional cu numărul fotonilor incidenți în unitatea de timp:

$$I_{SAT} = \frac{eN_e}{\Delta t} = \frac{e\eta N_f}{\Delta t}; \quad (2.1)$$

fluxul energetic al radiației incidente este dat de energia cedată metalului de lumina incidentă în unitatea de timp:

$$\Phi_e = \frac{E}{\Delta t}, \quad (2.2)$$

iar energia luminii incidente se poate obține înmulțind numărul fotonilor incidenți în unitatea de timp cu energia unui foton:

$$E = N_f \varepsilon_f = N_f h\nu. \quad (2.3)$$

Din relațiile (2.1), (2.2), (2.3) deducem:

$$I_{SAT} = \frac{eN_e}{\Delta t} = \frac{e\eta N_f}{\Delta t} = \frac{e\eta E}{h\nu \cdot \Delta t} = \frac{e\eta \Phi_e}{h\nu},$$

de unde rezultă:

$$I_{SAT} = \frac{e\eta \Phi_e}{h\nu},$$

în acord cu prima lege a efectului fotoelectric extern.

Dependența slabă de frecvența radiației incidente a numărului fotoelectronilor se explică prin faptul că fotonii cu frecvență mai mare au energii mai mari, deci au la dispoziție mai mulți electroni; observați însă că, la același flux energetic Φ_e , numărul fotonilor scade când frecvența crește: $N_f = \frac{\Phi_e}{h\nu} \cdot \Delta t$.

A doua lege a efectului fotoelectric extern

Aplicând legea conservării energiei interacției dintre un foton și un electron ca în cazul particulelor, lucru permis datorită ipotezei fotonilor, și urmărind diagrama din fig. 2.2, se poate scrie:

$$\varepsilon_f = E_{cin} + L + \Delta E, \text{ unde:}$$

- ε_f este energia fotonului incident,
- E_{cin} este energia cinetică a fotoelectronilor emiși,
- L se numește *lucru de extracție*; reprezintă energia minimă care trebuie cedată unui electron pentru ca el să părăsească metalul ($L = -E_{max}$),

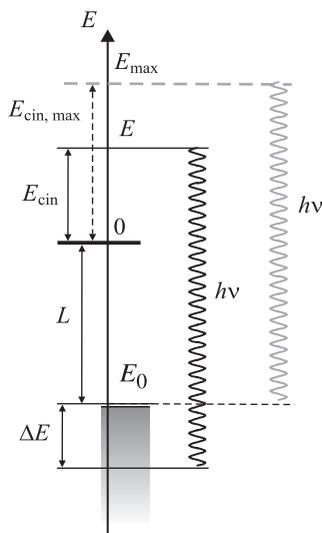


Fig. 2.2. Diagrama energetică pentru interacția foton-electron.

• ΔE este diferența dintre energia maximă a electronilor din metal și energia inițială a electronului care a interacționat cu fotonul (vezi fig. 2.2).

De aceea, energia cinetică a fotoelectronilor poate fi scrisă:

$$E_{cin} = \varepsilon_f - L - \Delta E.$$

Deoarece $\Delta E > 0$, energia cinetică maximă a fotoelectronilor va fi dată de relația:

$$E_{cin}^{max} = \varepsilon_f - L = h\nu - L.$$

Dar tensiunea de stopare U_{STOP} este proporțională cu energia cinetică maximă:

$$U_{STOP} = \frac{E_{cin}^{max}}{e} = \frac{h}{e} \nu - \frac{L}{e},$$

adică (așa cum prevede *a doua lege*) U_{STOP} crește liniar cu frecvența ν a radiațiilor incidente.

Emisia unui fotoelectron este un act individual (interacțiune foton-electron), astfel încât energia fotoelectronului nu depinde de numărul fotonilor incidenți (care este direct proporțional cu fluxul energetic Φ).

Ecuția lui EINSTEIN

Relația care exprimă conservarea energiei în interacțiunea dintre un foton și un electron de conducție este cunoscută sub numele de ecuația lui EINSTEIN pentru efectul fotoelectric extern:

$$h\nu = E_{cin}^{max} + L$$

Aplicarea legii conservării energiei ca în cazul particulelor a fost posibilă datorită caracterului corpuscular al fotonilor propus de EINSTEIN. Rezultă că radiația electromagnetică are caracter dual ondulatoriu-corporcular, fapt esențial pentru fizica cuantică.

A treia lege a efectului fotoelectric extern

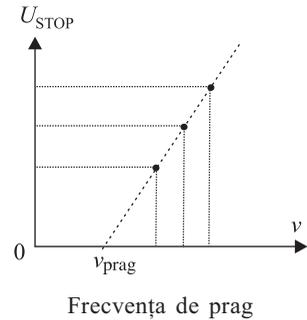
Deoarece energia cinetică a fotoelectronilor este pozitivă ($E_{cin} = \frac{mv^2}{2} = h\nu - L - \Delta E$), pentru ca efectul fotoelectric extern să se producă trebuie să fie îndeplinită inegalitatea:

$$h\nu - L \geq \Delta E \geq 0.$$

La limită ar putea fi extrași electronii având energia maximă permisă în interiorul metalului, E_{max} , astfel încât:

$$\nu \geq \frac{L}{h} = \nu_{prag}.$$

Rezultă că EFE nu se poate produce decât dacă frecvența radiației incidente este mai mare decât o anumită valoare de prag, caracteristică fiecărui metal (lucrul de extracție L este diferit pentru metale diferite), în acord cu *a treia lege* a efectului fotoelectric extern.



Observație

Deoarece $\nu = \frac{c}{\lambda}$, se poate scrie:

$$h \frac{c}{\lambda} \geq L \text{ sau } \lambda \leq \frac{hc}{L} = \lambda_{prag},$$

astfel încât se poate spune că EFE nu poate avea loc decât dacă lungimea de undă λ a radiațiilor incidente este *mai mică* decât o valoare maximă (caracteristică fiecărui metal):

$$\lambda_{prag} = \frac{hc}{L}.$$

Această valoare este numită *pragul roșu* al efectului fotoelectric (deoarece, în spectrul vizibil, lungimea de undă crește de la *violet* spre *roșu*).

Caracteristicile fotonului:

Energia	$\varepsilon_f = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$
Masa de mișcare	$m_f = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}$
Valoarea vitezei în vid	$v_f = c$
Masa de repaus	$m_{of} = 0$
Impulsul	$p_f = \frac{h}{\lambda} = \frac{h\nu}{c}$
Sarcina electrică	$q_f = 0$

Încercați singuri:

Urmărind graficul din fig. 2.3 corespunzător EFE pentru cadmiu și cunoscând că o diviziune pe fiecare axă reprezintă 1 eV, stabiliți:

- energia minimă a fotonilor care pot produce EFE;
- lucrul mecanic de extracție, L .

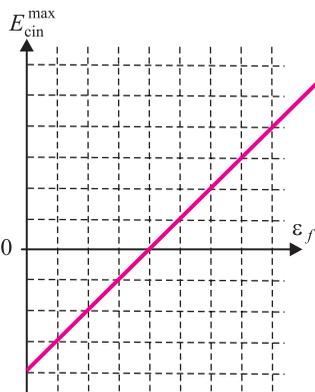


Fig. 2.3.

A patra lege a efectului fotoelectric extern

Deoarece reprezintă ciocnirea unui foton (a cărei viteză este foarte mare, $c = 3 \cdot 10^8$ m/s) cu un electron interior al unui metal, procesul are loc într-un timp foarte scurt, practic instantaneu, așa cum spune *a patra lege*.

Ce este fotonul?

După cum am văzut, legile EFE pot fi înțelese foarte ușor considerând ipoteza lui EINSTEIN (1905) asupra naturii fotonice a luminii.

Rețineți că o radiație *monocromatică* este formată din *fotoni* de aceeași energie și de același impuls.

Desigur, lumina prezintă, în unele fenomene (*interferența, difracția, polarizarea*), o natură ondulatorie, iar în alte fenomene (cum este EFE) își manifestă natura corpusculară.

Aceasta înseamnă că, la scară microscopică, deosebiriile dintre undă și particulă (care, la scară macroscopică, par ireconciliabile) dispar, lumina fiind o entitate complexă, cu caracter dual.

Să remarcăm însă că, într-o anumită interacțiune, lumina se comportă întotdeauna în același mod, fie ondulatoriu, fie corpuscular.

Particulele de lumină, *fotonii*, au caracteristici corespunzătoare particulelor clasice (energie, impuls, moment cinetic), dar se deosebesc de acestea prin faptul că nu se pot găsi în repaus; altfel spus, masa lor de repaus este *nulă*. De aceea, uneori sunt numiți *cvasiparticule*.

Interacțiunile fotonilor cu atomii sau cu electronii pot fi considerate *proces de ciocnire* și li se pot aplica legile *conservării impulsului și energiei*. Dar, în urma interacțiunii, fotonii ori cedează întreaga lor energie, ori nu cedează deloc energie (în acest caz ciocnirea fiind *perfect elastică*).

Deoarece masa de repaus a fotonilor este nulă, ei sunt particule ultrarelativiste, relația dintre energie și impuls fiind:

$$\varepsilon_f = cp.$$

Din punct de vedere electric, fotonii sunt *neutri*. (Neavând masă de repaus, nu pot avea nici sarcină electrică)

Unele dintre caracteristicile fotonilor pot fi urmărite în tabelul alăturat.

Temă

Pentru a înțelege legile efectului fotoelectric extern, realizați experimentele virtuale prezentate la adresele de internet:

- <http://www.lon-capa.org/~mmp/kap28/PhotoEffect/photo.htm>
- <http://physics.berea.edu/~king/Teaching/ModPhys/QM/Photoelectric/Photoelectric.html>
- <http://phet.colorado.edu/simulations/photoelectric/photoelectric.jnlp>
- <http://www.walter-fendt.de/ph14e/photoeffect.htm>

2. (*)EFECTUL COMPTON

Studiind împrăștierea (difuzia) radiațiilor X (numite și radiații RÖNTGEN) pe o probă de *grafit*, COMPTON a descoperit în radiația difuzată, în afara radiațiilor cu o lungime de undă egală cu cea a unei incidente, și o radiație având o lungime de undă *mai mare*.

Acest fenomen nu putea fi explicat considerând doar natura ondulatorie a radiațiilor X.

COMPTON a mai observat că *procentul* radiațiilor X cu lungimea de undă mai mare depinde de *unghiul* θ sub care se face observarea; pentru $\theta = 0^\circ$ (adică la difuzia *înainte*), nu se înregistrează radiații cu altă lungime de undă.

Efectul COMPTON constă deci în variația (*creșterea*) lungimii de undă a unui procent din radiațiile X incidente.

Reluând experimentul cu alte elemente, COMPTON a observat că variația lungimii de undă depinde doar de unghiul de difuzie, fiind *independentă* de elementul împrăștiator (fig. 2.5).

Totodată, a fost pusă în evidență și apariția unor electroni *rapizi* (cu energii *mari*, care îi situează în domeniul *relativist*).

Pentru a explica fenomenul, considerăm, conform ipotezei lui EINSTEIN, că radiațiile X reprezintă un *flux de fotoni* care interacționează cu electronii *slab legați* (practic liberi) din atomii probei.

După cum am văzut, un *electron liber* nu poate absorbi un *foton*; conform acelorași considerente, un *electron liber* nu poate nici să emită un foton.

Dar, considerând că ambele procese se succed la un interval de timp foarte scurt, ansamblul proceselor este permis de legile de conservare ale energiei și impulsului: electronul absoarbe fotonul (cu energia $\epsilon_{f0} = hv_0$) și emite, după un interval de timp extrem de scurt, un *alt foton* cu energia $\epsilon_f = hv$.

Datorită reculului suferit, electronul capătă o energie cinetică E_{cin} apreciabilă, comparabilă cu energia sa de repaus, m_0c^2 ; de aceea, efectul COMPTON trebuie să fie tratat *relativist*.

Aplicând *legea conservării energiei* întregului proces, rezultă imediat că energia fotonului difuzat trebuie să fie *mai mică* decât cea a fotonului incident (de aceea, lungimea de undă a fotonului difuzat va fi mai mare decât a celui incident):

$$\epsilon_{0f} = \epsilon_f + E_{cin}, \text{ adică } hv_0 = hv + E_{cin} \text{ sau } \frac{hc}{\lambda_0} = \frac{hc}{\lambda} + E_{cin}$$

În starea *inițială* avem:

a) un *foton* cu energia $\epsilon_{f0} = hv_0$ și impulsul $p_{f0} = \frac{h}{\lambda_0} = \frac{hv_0}{c}$;

b) un *electron* în repaus, cu impulsul *nul* și energia m_0c^2 .

În starea *finală* avem:

a) un *foton* cu energia $\epsilon_f = hv$ și impulsul $p_f = \frac{h}{\lambda} = \frac{hv}{c}$,

orientat la un unghi θ față de direcția fotonului incident;

b) un electron rapid, cu energia mc^2 și impulsul $p = mv$, orientat la un alt unghi ϕ față de direcția fotonului incident.



Arthur Holly Compton (1892–1962), fizician american.



Experimentul lui COMPTON.

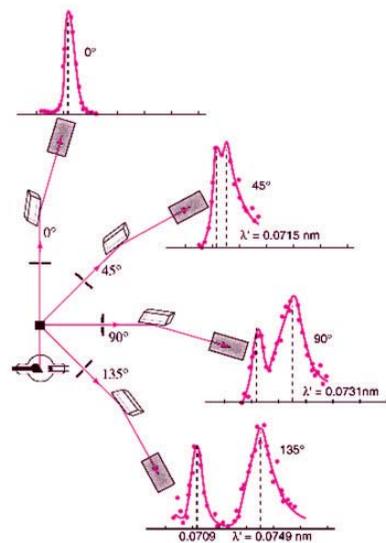
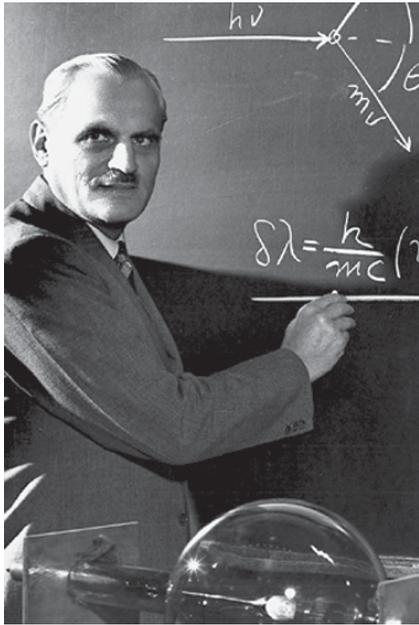


Fig. 2.5. Variația lungimii de undă depinde de unghiul de difuzie:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \Lambda(1 - \cos \theta).$$



Arthur Holly Compton
explicând efectul care-i poartă numele.

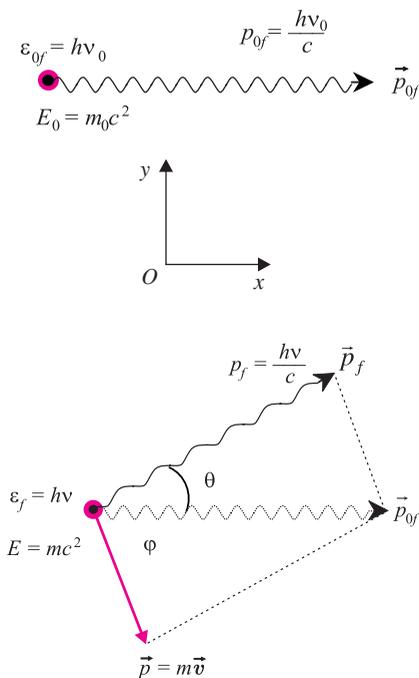


Fig. 2.4.

Legea conservării impulsului se va scrie: $\vec{p}_{0f} = \vec{p}_f + \vec{p}_e$. Proiectăm această ecuație vectorială pe cele două axe perpendiculare din fig. 2.4:

$$Ox: \frac{h}{\lambda_0} = \frac{h}{\lambda} \cos \theta + p \cos \varphi, \quad (2.4)$$

$$Oy: 0 = \frac{h}{\lambda} \sin \theta - p \sin \varphi, \quad (2.5)$$

Scriem conservarea energiei sub forma:

$$\frac{hc}{\lambda_0} - \frac{hc}{\lambda} = E_{cin}. \quad (2.6)$$

Obținem un sistem de trei ecuații cu trei necunoscute. În mod tradițional, se aleg drept necunoscute:

- variația lungimii de undă a fotonului, $\Delta\lambda$,
- energia cinetică a electronilor de recul, E_{cin} ,
- tangenta unghiului φ , $\text{tg } \varphi$.

Desigur, trebuie să ținem seama de relația relativistă dintre energia cinetică E_{cin} și impulsul electronului, p (1.17):

$$E_{cin} \cdot (E_{cin} + 2m_0c^2) = c^2p^2.$$

Pentru a rezolva sistemul de ecuații se poate proceda astfel:

(i) eliminăm unghiul φ între ecuațiile (2.4) și (2.5): izolăm termenii care conțin φ în membrul din dreapta, ridicăm la pătrat egalitățile obținute, apoi le adunăm:

$$\frac{h^2}{\lambda_0^2} + \frac{h^2}{\lambda^2} - \frac{2h^2}{\lambda_0\lambda} \cos \theta = p^2; \quad (2.7)$$

(ii) ridicăm la pătrat ecuația (2.6):

$$\frac{h^2c^2}{\lambda_0^2} + \frac{h^2c^2}{\lambda^2} - \frac{2h^2c^2}{\lambda_0\lambda} = E_{cin}^2; \quad (2.8)$$

(iii) înmulțim ecuația (2.7) cu c^2 și apoi scădem ecuația (2.8):

$$\frac{2h^2c^2}{\lambda_0\lambda} (1 - \cos \theta) = c^2p^2 - E_{cin}^2; \quad (2.9)$$

(iv) din ecuațiile (1.17) și (2.6) deducem ușor:

$$c^2p^2 - E_{cin}^2 = 2m_0c^2E_{cin} = 2m_0c^2 \left(\frac{hc}{\lambda_0} - \frac{hc}{\lambda} \right); \quad (2.10)$$

(v) din ecuațiile (2.9) și (2.10) rezultă:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \theta) = \Lambda(1 - \cos \theta), \quad (2.11)$$

unde constanta $\Lambda = \frac{h}{m_0c}$ se numește *lungimea de undă Compton* a electronului și are valoarea $2,43 \cdot 10^{-12} \text{ m} = 2,43 \text{ pm}$.

Energia cinetică a electronului de recul rezultă din ecuația (2.6):

$$E_{cin} = \frac{hc}{\lambda_0} \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0 + \Delta\lambda} = \frac{hc}{\lambda_0} \frac{1}{1 + \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda}}. \quad (2.12)$$

Folosind rezultatul (2.11) rezultă:

$$E_{cin} = \frac{hc}{\lambda_0} \frac{1}{1 + \frac{\lambda_0}{\Lambda(1 - \cos\theta)}}. \quad (2.13)$$

Tangenta unghiului de împrăștiere al electronului de recul se obține din ecuațiile (2.4) și (2.5):

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{p \sin \varphi}{p \cos \varphi} = \frac{\sin \theta}{\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} + 1 - \cos \theta} = \frac{\sin \theta}{(1 - \cos \theta) \left(\frac{\Lambda}{\lambda_0} + 1 \right)} = \frac{\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}}{\frac{\Lambda}{\lambda_0} + 1}.$$

Efectul descoperit de COMPTON se dovedește în deplin acord cu ipoteza lui EINSTEIN asupra naturii corpusculare a luminii; nu poate fi explicat pe baza ipotezei asupra naturii ondulatorii a luminii, care prevedea că radiațiile difuzate ar trebui să aibă aceeași lungime de undă cu cele incidente (conform principiului HUYGENS-FRESNEL).

Test de autoevaluare

Completați spațiile libere astfel încât să obțineți o afirmație corectă:

1. Efectul COMPTON poate fi explicat bazându-ne pe ipoteza asupra naturii _____ a luminii.

2. Variația lungimii de undă a fotonului împrăștiat _____ de natura atomilor împrăștiatori.

3. Variația lungimii de undă a fotonului este maximă când împrăștierea a avut loc la unghiul $\theta =$ _____.

4. Dacă variația lungimii de undă a fotonului este egală cu lungimea de undă COMPTON, împrăștierea a avut loc la unghiul $\theta =$ _____.

5. Unghiul sub care a fost difuzat un foton având lungimea de undă egală cu lungimea de undă COMPTON, de către un electron care a fost deviat cu $\varphi = 120^\circ$ față de direcția fotonului incident, are valoarea $\theta =$ _____.

6. Energia cinetică a electronului de recul provenit dintr-o difuzie COMPTON, în care variația lungimii de undă a fotonului incident a fost egală cu lungimea de undă inițială, reprezintă un procent de _____ % din energia fotonului incident.

Observații

► Deoarece variația maximă a lungimii de undă a radiației incidente este $2\Lambda \approx 5$ pm, efectul COMPTON nu poate fi observat decât pentru radiațiile X (a căror lungime de undă este cuprinsă în intervalul de la 10^{-11} m până la 10^{-8} m, adică de la 10 pm până la 10 nm).

► Efectul nu poate fi evidențiat dacă împrăștierea se face pe protoni, deoarece, în acest caz, lungimea de undă COMPTON

($\Lambda = \frac{h}{m_0 p c}$) ar avea valori cu trei ordine de mărime mai mici decât în cazul electronilor.

► Raportul dintre intensitatea radiației cu lungimea de undă modificată și cea cu lungimea de undă neschimbată este mai mare pentru elementele la care procentul electronilor liberi este mai mare (deoarece difuzia Compton are loc doar pe electronii liberi).

Temă

Realizați experimentul COMPTON cu ajutorul simulării virtuale de la adresele de internet:

► <http://www.launc.tased.edu.au/online/sciences/physics/compton.html>

► http://www.student.nada.kth.se/~f93-jhu/phys_sim/compton/Compton.htm



Louis Victor Pierre Raymond, duc de BROGLIE (1892–1987), fizician francez, laureat al premiului Nobel pentru fizică în 1929.

3. IPOTEZA LUI DE BROGLIE. DIFRAȚIA ELECTRONILOR. APLICAȚII

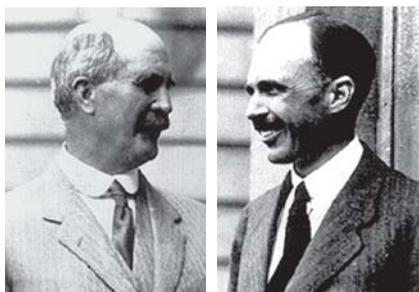
Lumina are o natură duală: în unele fenomene (*interferență, difracție, polarizare*) se manifestă pregnant natura sa *ondulatorie*, iar în alte fenomene (efectul *fotoelectric*, efectul *Compton*) se manifestă cu precădere natura sa *corpusculară, discretă*.

În 1924, Louis DE BROGLIE a presupus că *microparticulele* au și ele o natură duală: dacă în fenomenele cunoscute până atunci se manifesta numai natura *corpusculară, discretă*, ar trebui să existe alte fenomene, în care să se manifeste și natura lor *ondulatorie*.

La prima vedere această ipoteză pare exagerată, dar să nu uităm că ea se referă doar la microparticule, pentru care noțiunile clasice de *localizare, traiectorie, viteză, impuls* etc. nu mai sunt atât de ușor de definit.

Un „experiment gândit”

Să considerăm un electron aflat singur într-o incintă neluminată; dacă dorim să-l localizăm, va trebui să „aprim lumina”, ceea ce va avea ca rezultat *modificarea* dramatică a *impulsului* său în urma ciocnirii cu fotonii. De aceea, *traiectoria* sa va fi mai degrabă o curbă *fractală* decât o curbă *continuă*, cum eram obișnuiți să considerăm; de fapt, nici nu putem spune că electronul *are* o traiectorie!



William Henry BRAGG (1862–1942), fizician englez și fiul său, **William Lawrence BRAGG** (1890–1971), fizician australian, laureați ai premiului Nobel în 1915.

Louis DE BROGLIE a considerat că relațiile dintre caracteristicile *ondulatorii* și cele *corpusculare* ale microparticulelor sunt chiar cele

postulate de Einstein ($E = hv$ și $p = \frac{h}{\lambda}$) prin ipoteza fotonilor.

Astfel, unei microparticule cu energia totală relativistă E și impulsul p îi poate fi asociată o undă (numită *undă DE BROGLIE* sau *undă asociată*) cu frecvența $\nu = \frac{E}{h}$ și lungimea de undă $\lambda = \frac{h}{p}$:

$$\nu = \frac{E}{h} = \frac{mc^2}{h} = \frac{m_0c^2}{h\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \text{ și } \lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} = \frac{h}{m_0v} \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}.$$

De aici rezultă o relație care merită puțină atenție:

$$\lambda\nu = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{mv} = \frac{c^2}{v}.$$

Dar produsul $\lambda\nu$ reprezintă viteza unde DE BROGLIE:

$$\lambda\nu = v_B,$$

astfel încât am obținut un rezultat *paradoxal* (în *aparent* dezacord cu postulatele TRR):

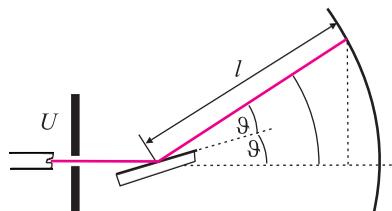


Fig. 2.6. Difrakția BRAGG a electronilor accelerați sub o tensiune U pe rețeaua cristalină a unui metal.

$$\lambda v = v_f = \frac{c^2}{v} = \frac{c}{v} c > c$$

pentru viteze ale microparticulei mai mici decât viteza luminii în vid.

De fapt, nu există contradicție: $\lambda v = v_B$ reprezintă viteza de fază a undei DE BROGLIE și nu este legată de transportul energiei, care se face cu viteza particulei, $v < c$.

În aproximația nerelativistă, vom scrie, aproximativ:

$$v = \frac{E_{\text{cin}}}{h} \approx \frac{m_0 v^2}{2h} \text{ și } \lambda = \frac{h}{p} \approx \frac{h}{m_0 v}.$$

Viteza de fază va fi, aproximativ,

$$\lambda v = \frac{E}{p} \approx \frac{m_0 v^2}{2m_0 v} = \frac{v}{2}.$$

Utilizând relația relativistă dintre energie și impuls (1.16) (ilustrată grafic în fig. 1.13),

$$E^2 = c^2 p^2 + m_0^2 c^4,$$

obținem, pentru unda DE BROGLIE:

$$h^2 v^2 = c^2 \frac{h^2}{\lambda^2} + m_0^2 c^4 \text{ sau}$$

$$\frac{v^2}{c^2} = \frac{1}{\lambda^2} + \frac{m_0^2 c^2}{h^2},$$

relație care se numește legea de dispersie a undelor DE BROGLIE.

În aproximația nerelativistă, relația energie-impuls se scrie:

$$E_{\text{cin}} \approx \frac{p^2}{2m_0} \text{ deci } hv \approx \frac{h^2}{2m_0 \lambda^2} \text{ sau } v \approx \frac{h}{2m_0 \lambda^2}.$$

Confirmarea experimentală a ipotezei lui DE BROGLIE a fost făcută trei ani mai târziu de George P. THOMSON apoi, independent, de Clinton J. DAVISSON și Lester H. GERMER, care au realizat difracția electronilor pe rețeaua cristalină a unor metale (fig. 2.6).

Metoda folosită a fost metoda BRAGG: reflexia selectivă pe planele rețelei cristaline a unor metale.

Relația lui BRAGG este asemănătoare relației obținute în clasa a XI-a la studiul difracției undelor pe o rețea de difracție (de exemplu, un DVD). Dacă distanța dintre familiile de plane paralele ale rețelei este d , atunci diferența de drum dintre două raze apropiate care interferă va fi $\delta = 2d \sin \theta$ (fig. 2.7), unde unghiul θ este unghiul de cotangență (complementul unghiului de incidență).

Desigur, într-o rețea cristalină sunt multe familii de plane paralele, astfel încât analiza imaginilor este laborioasă.

Rețeaua cristalină a metalelor, având constanta de ordinul zecimilor de nanometri, este o foarte bună rețea de difracție pentru

Viteza de grup

În afara vitezei de fază a unei unde, se definește viteza de grup:

$v_g = \frac{dv}{d\tilde{v}}$, unde numărul de undă \tilde{v} este definit prin relația

$$\tilde{v} = \frac{1}{\lambda}$$

În cazul undelor de BROGLIE, viteza de grup va fi dată de

$$\text{relația } v_g = \frac{dE}{dp}.$$

Derivând în raport cu p relația energie-impuls, obținem:

$$v_g = \frac{dE}{dp} = c^2 \frac{2p}{2E} = \frac{c^2 m v}{m c^2} = v,$$

adică viteza de grup a undelor DE BROGLIE este tocmai viteza microparticulei ($v < c$).

În aproximația nerelativistă, vom scrie:

$$v_g = \frac{dE_{\text{cin}}}{dp} \approx \frac{2p}{2m_0} \approx \frac{m_0 v}{m_0} = v,$$

adică același rezultat.

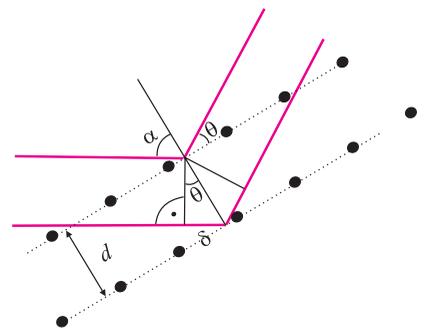


Fig. 2.7. Relația lui BRAGG pentru diferența de drum la reflexia selectivă pe două plane cristaline vecine: $\delta = 2d \sin \theta$.

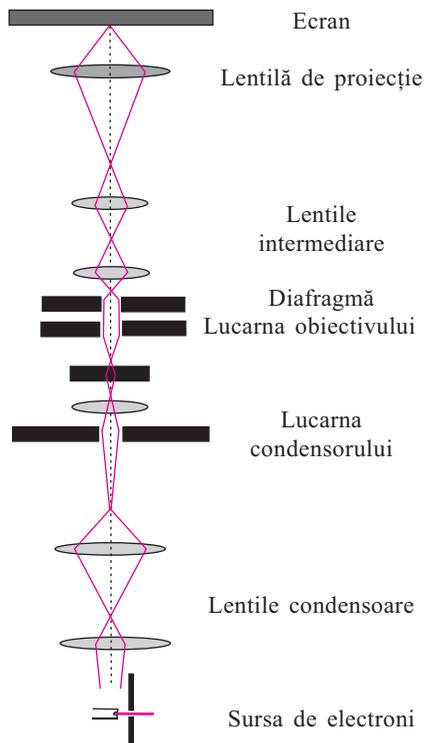


Fig. 2.8. Schema constructivă a unui microscop electronic.

electroni, deoarece lungimea de undă λ asociată electronilor accelerați la tensiuni U de ordinul zecilor de volți este de același ordin de mărime:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{hc}{\sqrt{E_{\text{cin}}(E_{\text{cin}} + 2m_0c^2)}} \approx \frac{h}{\sqrt{2m_0eU}}$$

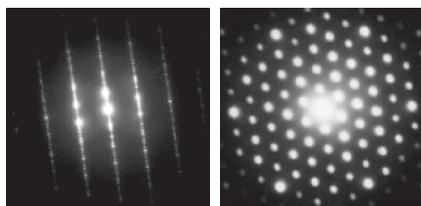
De exemplu, pentru $U = 150 \text{ V}$, obținem $\lambda = 0,1 \text{ nm}$.

O aplicație a fenomenelor observate o constituie **microscopul electronic**. Pentru a putea înregistra detalii mai mici decât cele pe care le putem vedea cu microscopul optic, va trebui să folosim lungimi de undă mai mici; accelerând electroni, unda asociată are lungimea de undă de ordinul $0,1 \text{ nm}$, astfel încât vom putea înregistra detalii de acest ordin de mărime.

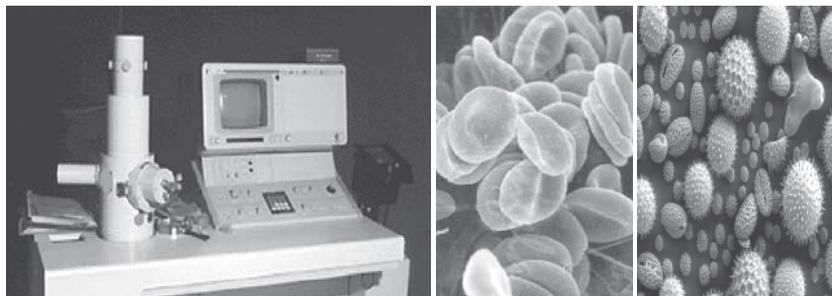
Observație

Deoarece $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_0eU}}$, folosind microparticule cu masa de repaus mai mare, vom putea obține lungimi de undă și mai mici. Astfel, s-au construit microscopie cu protoni și chiar cu ioni, aceste aplicații confirmând ipoteza lui DE BROGLIE.

Principiul după care este construit microscopul electronic (fig. 2.8) este analog principiului de construcție al microscopului optic, dar lentilele optice sunt înlocuite de așa-numitele *lentile electrice* sau *magnetice* (acestea focalizează fasciculul de electroni accelerați cu ajutorul unor câmpuri electrice sau magnetice).



Figuri de difracție a electronilor pe rețeaua cristalină a unor metale.



Microscop electronic (stânga) și imaginile mărite de câteva mii de ori, reprezentând *eritrocite* (mijloc) și respectiv *particule de polen* (dreapta), obținute cu acest microscop electronic.



Clinton Joseph DAVISON (stânga; 1881–1958), **Lester Halbert GERMER** (mijloc; 1896–1971), fizicieni americani și **George Paget THOMSON** (dreapta; 1892–1975), fizician englez. Primul și ultimul au fost laureați ai premiului Nobel pentru fizică în 1927.

Observarea detaliilor cu microscopul electronic se face pe *ecranul fluorescent* al acestuia sau pe *filme*.

De aceea la microscopul electronic *nu* se pot observa *culori*! Fotografiiile care apar în culori au fost colorate convențional, ulterior obținerii lor.

Construirea unui microscop electronic este dificilă și datorită faptului că electronii trebuie să se deplaseze prin *vid*.

O limitare a microscopului electronic este legată și de *grosimea* probei, limitată de slaba putere de pătrundere a electronilor.

Observație

Comportarea ondulatorie a microparticulelor este o proprietate intrinsecă a acestora; s-au făcut experimente (care au durat mai multe luni de zile) în urma cărora s-a arătat că se obține o figură caracteristică de difracție chiar dacă, la un moment dat, *un singur* electron interacționează cu cristalul pe care are loc difracția.

4. DUALISMUL UNDĂ-CORPUSCUL

Analizarea fenomenelor legate de interacțiunea radiației electromagnetice cu electronii (legați sau liberi) și de interacțiunea microparticulelor cu cristalele ne-au arătat că, la scara microcosmosului, deosebirea dintre *unde* și *particule* nu mai este atât de evidentă, cum părea la scară uzuală.

La scara *microcosmosului* se manifestă un *dualism corpuscul-undă* în ambele sensuri:

- undele electromagnetice se comportă, în anumite fenomene, ca un flux de particule;
- microparticulele pot da naștere unor fenomene caracteristice undelor.

Fizicienii au încercat să trateze noile fenomene descoperite, ce nu puteau fi explicate pe baze clasice (*efectul fotoelectric*, *efectul COMPTON*, *difracția electronilor pe rețele cristaline ș.a.*), aplicând reguli noi vechilor sisteme.

Astfel, EINSTEIN a introdus ipoteza *corpusculilor de lumină*, iar DE BROGLIE a introdus ipoteza *undelor asociate* microparticulelor.

Aceste ipoteze au permis dezvoltări ulterioare ale unei noi teorii capabile să explice în mod unitar toate aceste fenomene, mecanica cuantică. Aceasta a fost construită, în două modalități diferite, dar *echivalente*, de E. SCHRÖDINGER și de W. HEISENBERG.

SCHRÖDINGER a construit o teorie cuantică *ondulatorie*, bazată pe o funcție de undă complexă, $\Psi(\vec{r}, t)$, care descrie starea sistemului cuantic și poate fi determinată, în principiu, ca soluție a unei ecuații cu derivate parțiale. Funcția de undă conține informații despre starea sistemului cuantic considerat.

Teoria lui HEISENBERG este *matriceală*: mărimilor fizice le corespund matrici asociate unor operatori care satisfac legi de evoluție ce descriu sistemul cuantic.

Rezultatele care pot fi obținute când se fac măsurări asupra mărimilor fizice observabile sunt descrise de legile cuantice ale procesului de măsură.

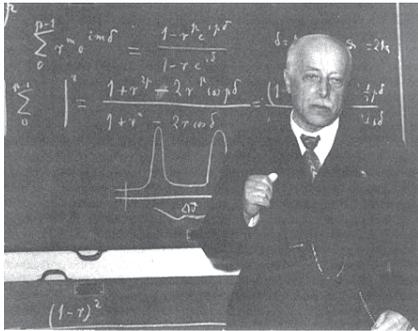
Valorile mărimilor fizice măsurate se vor calcula ca *valori medii*.



Werner HEISENBERG (1901–1975), fizician și filozof german, laureat al premiului Nobel pentru fizică în 1932.



Erwin SCHRÖDINGER (1887–1961), fizician și filozof austriac, laureat al premiului Nobel pentru fizică în 1933, alături de **P.A.M. DIRAC**.



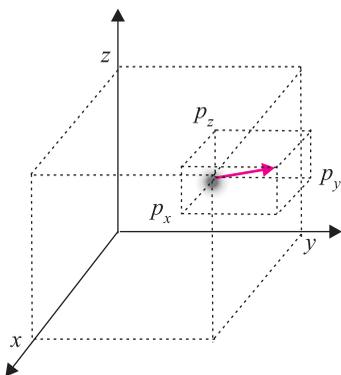
Max von LAUE (1879–1960), fizician german, laureat al premiului Nobel pentru fizică în 1914.

De exemplu, dacă se măsoară *energia* electronului din atomul de hidrogen, se pot obține, cu diverse *probabilități*, valori apropiate de cele din șirul valorilor energiei din modelul clasic al lui BOHR. Aceste probabilități diferite explică *intensitatea diferită* a liniilor spectrale (unele sunt mai strălucitoare, iar altele sunt mai întunecate), fapt care nu putea fi explicat conform modelului BOHR.

Admițând caracterul dual al sistemelor cuantice, HEISENBERG a demonstrat, cu ajutorul unui experiment de difracție a electronilor printr-o fantă, că există mărimi fizice care nu pot fi măsurate *simultan* cu precizie oricât de mare.

Dacă notăm cu ΔM *abaterea pătratică medie* a măsurărilor făcute pentru determinarea mărimii M , HEISENBERG a demonstrat că, pentru o microparticulă, o coordonată și proiecția impulsului particulei pe axa respectivă nu pot fi, *în principiu*, determinate simultan cu o precizie oricât de bună, lucru care nu se aplică însă dacă măsurăm o coordonată și proiecția impulsului particulei pe altă axă.

Abaterile pătratice medii satisfac relațiile din tabela următoare:



$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$	$\Delta x \cdot \Delta p_y \geq 0$	$\Delta x \cdot \Delta p_z \geq 0$
$\Delta y \cdot \Delta p_x \geq 0$	$\Delta y \cdot \Delta p_y \geq \frac{\hbar}{2}$	$\Delta y \cdot \Delta p_z \geq 0$
$\Delta z \cdot \Delta p_x \geq 0$	$\Delta z \cdot \Delta p_y \geq 0$	$\Delta z \cdot \Delta p_z \geq \frac{\hbar}{2}$

Relațiile din tabelă se numesc *relațiile de nedeterminare* (sau *relațiile de incertitudine*) ale lui HEISENBERG.

De asemenea, abaterea pătratică medie ΔE obținută la măsurarea energiei E a unei particule aflată într-o anumită stare este legată de durata τ în care particula se află în această stare energetică

prin altă relație de nedeterminare: $\tau \cdot \Delta E \geq \frac{\hbar}{2}$.

Această relație ne explică de ce, în cazul efectului COMPTON, electronul liber poate să absoarbă fotonul: cu cât abaterea de la legea conservării energiei este mai mare, cu atât electronul va emite un foton după un timp mai scurt, astfel încât legea conservării energiei să nu fie încălcată pe o durată mai mare decât τ ; în acest caz, această încălcare nu poate fi, *principal*, evidențiată.

Relațiile de incertitudine ale lui HEISENBERG reprezintă un criteriu de recunoaștere a sistemelor cuantice, pentru a stabili dacă unui sistem i se aplică legile clasice sau cuantice de evoluție.

În încheiere, remarcăm faptul că, deși NEWTON a considerat și el că lumina este formată din corpusculi, aceștia nu erau aceiași cu fotonii introduși de EINSTEIN; ca urmare, putem spune că evoluția conceptelor în fizică a evoluat pe o *spirală ascendentă*, fizicienii revenind la idei mai vechi, dar pe un nivel superior.



Arnold J.W. SOMMERFELD (1868–1951), fizician german.

Bazele experimentale ale fizicii cuantice

Printre fenomenele și faptele experimentale care pot fi considerate ca puncte de plecare în construirea fizicii cuantice, pentru că au evidențiat dificultățile teoriei clasice în interpretarea lor coerentă și au determinat apariția unor idei noi în fizica de la începutul secolului al XX-lea, un rol deosebit l-au avut:

- 1803 – experimentele de difracție a luminii (YOUNG)
- 1900 – curba de distribuție a radiației corpului negru (PLANCK);
- 1905 – explicarea efectului fotoelectric extern (EINSTEIN);
- 1907 – teoria căldurilor specifice (EINSTEIN)
- 1908 – principiul de combinare (RYDBERG-RITZ);
- 1912 – experimentele de difracție a razelor X (VON LAUE), teoria căldurilor specifice (DEBYE);
- 1913 – experimentul FRANCK-HERTZ;
- 1922 – experimentul lui STERN și GERLACH (spinul electronic);
- 1923 – efectul COMPTON;
- 1927 – experimentele lui DAVISSON și GERMER asupra difracției electronilor;
- 1928 – experimentele lui G. P. THOMSON asupra difracției razelor catodice.

Prezentare cronologică a principalelor etape de evoluție a fizicii cuantice în prima jumătate a secolului al XX-lea

1900 - Max PLANCK emite ipoteza că un *oscilator armonic* de frecvență ν nu poate emite sau absorbi energie decât prin intermediul unor cantități discrete, numite *cuante*, relația dintre energia cuantei și frecvența oscilatorului fiind $\epsilon = h\nu$; constanta h , numită constanta lui PLANCK, apare ca o unitate naturală de acțiune (energie \times timp). Pe baza acestei ipoteze, PLANCK reușește să găsească legea corectă de distribuție spectrală a *radiației termice*.

1905–1906 - Albert EINSTEIN introduce *ipoteza fotonilor*. Pe baza legilor experimentale ale efectului fotoelectric extern (descoperit de H. HERTZ în 1887), EINSTEIN postulează că o undă electromagnetică este alcătuită din fotoni de energie $\epsilon = h\nu$ și impuls $p = \frac{h}{\lambda}$, recunoscând caracterul *dual* al radiației, *ondulatoriu-corpular*.

1913 - Niels BOHR, prin postulatele sale asupra atomului, cuantifică acțiunea electronilor atomici considerați în rotație în jurul nucleului, explicând formulele lui BALMER (1885), RYDBERG (1890) și RITZ (1908) privind seriile spectrale ale atomului de hidrogen și arătând că momentul cinetic al electronilor în atom ar trebui să fie un multiplu întreg al constantei lui PLANCK raționalizate ($\hbar = \frac{h}{2\pi}$).

1915–1916 - Arnold SOMMERFELD cuantifică orbitele eliptice ale electronilor în câmpul coulombian al nucleului, introduce cuantificarea spațială și justifică structura fină a liniilor spectrale, elaborând un model cuantic relativist al atomului.

INFERENȚE TEORETICE ÎN FIZICA CUANTICĂ

Unele inferențe teoretice care au decurs din analiza fenomenelor și faptelor experimentale ce au stat la baza fizicii cuantice, au fost:

- ipoteza cuantelor de energie a lui PLANCK;
- ipoteza fotonilor a lui EINSTEIN;
- caracterul dual al radiației;
- cuantificarea sistemelor substanțiale (BOHR);
- principiul de corespondență al lui BOHR;
- caracterul dual al particulelor substanțiale (DE BROGLIE);
- caracterul universal al dualității corpuscul-undă.

Căutați pe www!

- <http://www.colorado.edu/physics/physicsinitiative/physics2000/index.pl?type=TOC>
- <http://www.quantum-physics.polytechnique.fr/>
- <http://www.quantum-physics.polytechnique.fr/en/>
- <http://www.lon-capa.org/~mmp/applst/applets.htm>
- <http://phet.colorado.edu/web-pages/simulations-base.html>
- <http://science.uniserve.edu.au/school/curric/stage6/phys/index.html>
- <http://www.mip.berkeley.edu/physics/appletindex.html>

1923–1925 - Louis Victor DE BROGLIE formulează teoria generală a dualismului corpuscul-undă, introducând funcția de undă care descrie evoluția particulelor cuantice.

1925 - G. E. UHLENBECK și S. A. GOUDSMITH introduc momentul cinetic propriu al electronului (spinul), reușind astfel să interpreteze corect efectul ZEEEMAN.

1924–1926 - Wolfgang PAULI, Enrico FERMI, Paul Adrien Maurice DIRAC, pe de o parte și Satyendra Nath BOSE împreună cu Albert EINSTEIN pe de altă parte elaborează teoria *statisticilor cuantice*, care guvernează pe de o parte *electronii* și, pe de altă parte, *fotonii*. Indiscernabilitatea particulelor cuantice se așază la baza principiului identității microparticulelor, constatându-se o legătură directă între spin și statistici (*bosoni* și *fermioni*). Este formulat principiul de excluziune al lui PAULI.

1925–1926 - Erwin SCHRÖDINGER și Werner HEISENBERG elaborează formalismele *ondulatoriu* și, respectiv, *matriceal* ale mecanicii cuantice, punând bazele acestei teorii; se arată că aceste două formalisme sunt *echivalente*.

1926 - P. A. M. DIRAC elaborează formalismul general al mecanicii cuantice.

1926 - Max BORN arată că interpretarea funcției de undă trebuie făcută *probabilistic*, fiind corelată cu densitatea de probabilitate de localizare a unei particule cuantice.

1927 - Experimentele de difracție a electronilor, efectuate mai întâi de C. J. DAVISSON și L. H. GERMER iar apoi de C. P. THOMSON și A. REID confirmă experimental teoria lui DE BROGLIE.

1927 - W. HEISENBERG deduce relațiile de incertitudine care îi poartă numele.

ELEMENTE DE FIZICĂ CUANTICĂ

Schemă recapitulativă

1. **Emisia de electroni** de către o suprafață metalică sub acțiunea unei radiații electromagnetice incidente se numește *efect fotoelectric extern*. Fenomenul a fost observat de Heinrich HERTZ în anul 1887.

Pag. 28

2. Dispozitivul realizat pentru studiul efectului fotoelectric se numește diodă și este alcătuit dintr-un electrod numit *catod* (care emite electroni sub acțiunea radiației incidente) și alt electrod numit *anod* (care colectează fotoelectronii), ambii electrozi fiind într-un **balon vidat**.

Pag. 28

3. Curentul fotoelectric poate să apară în circuit în absența tensiunii exterioare, datorită fluxului de radiații, și se anulează numai dacă se aplică pe diodă o tensiune inversă numită tensiune de *frânare* sau de *stopare* U_{STOP} .

Pag. 28

4. Legile experimentale ale efectului fotoelectric extern sunt:

I. *Intensitatea curentului fotoelectric de saturație I_{SAT} este direct proporțională cu fluxul energetic Φ_e al radiațiilor electromagnetice incidente, dacă frecvența acestora ν este constantă.*

II. *Tensiunea de stopare U_{STOP} crește liniar cu frecvența radiațiilor electromagnetice incidente și nu depinde de fluxul energetic al acestora Φ_e .*

- III. Efectul fotoelectric extern se produce numai dacă frecvența radiațiilor electromagnetice incidente ν este mai mare sau cel puțin egală cu o valoare minimă ν_{prag} , caracteristică fiecărui metal.
- IV. Efectul fotoelectric se produce practice instantaneu.

Pag. 29

5. Legile efectului fotoelectric vin în contradicție cu ipoteza naturii ondulatorii a luminii, ipoteză care fusese dovedită experimental prin fenomenele de interferență și difracție (HUYGENS, FRESNEL).

Pag. 31

6. Pentru a explica legile experimentale ale radiației termice, MAX PLANCK a formulat, în anul 1900, ipoteza cuantelor de energie, $\epsilon = h\nu$ (unde h este constanta lui PLANCK). Prin această ipoteză PLANCK pune bazele mecanicii cuantice.

Pag. 31

7. Conform ipotezei cuantelor, oscilatorii microscopici pot primi și ceda energie în mod discontinuu prin cuante de energie $\epsilon = h\nu$, în contradicție cu concepția clasică, conform căreia schimbul de energie s-ar face în mod continuu.

Pag. 31

8. În anul 1905, EINSTEIN formulează ipoteza fotonilor, cu ajutorul căreia se pot explica în mod corect legile efectului fotoelectric extern.

Pag. 31

9. Conform ipotezei fotonilor, lumina este formată din corpusculi de radiație numiți fotoni, care au energia $\epsilon_f = h\nu$ și impulsul $p_f = \frac{h}{\lambda}$.

Pag. 32

10. Relația care exprimă conservarea energiei la interacțiunea dintre un foton și un electron, în cazul efectului fotoelectric extern, se scrie sub forma: $h\nu = E_{\text{cin}} + L$, unde L este lucrul mecanic de extracție al electronului din metal și reprezintă energia minimă care trebuie cedată unui electron pentru ca acesta să părăsească metalul.

Pag. 33

11. Frecvența de prag este determinată de relația: $\nu_{\text{prag}} = \frac{L}{h}$. Această valoare reprezintă frecvența minimă a radiației care poate produce efectul fotoelectric și este caracteristică fiecărui material care emite fotoelectroni sub acțiunea radiației.

Pag. 33

12. Explicarea legilor efectului fotoelectric printr-un proces de ciocnire între un foton și un electron, cu respectarea legilor de conservare pentru energie și impuls, consacră caracterul corpuscular al radiației, care are în același timp și caracter ondulatoriu (demonstrat de fenomenele de interferență și de difracție).

Pag. 34

13. Radiația electromagnetică are caracter dual ondulatoriu-corporcular, fapt care constituie un element esențial al teoriei cuantice.

Pag. 34

14. Un alt fenomen fizic care demonstrează *caracterul corpuscular al radiației* este efectul COMPTON, care constă în difuzia radiațiilor X (*studiate în capitoul următor*) pe electroni slab legați (de exemplu, pe o probă de grafit), care determină apariția în radiația difuzată a unei componente având lungimea de undă λ **mai mare** în raport cu aceea a radiațiilor X incidente, λ_0 .

Pag. 35

15. Explicarea efectului COMPTON este posibilă pe baza **ipotezei fotonilor** a lui EINSTEIN, aplicând **legile de conservare** ale *energiei și impulsului* pentru interacțiunea **foton X – electron slab legat**.

Pag. 35

16. În cazul efectului COMPTON, **variația lungimii de undă** a fotonilor X sau **deplasarea COMPTON** este dată de formula:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) = \Lambda(1 - \cos\theta),$$

unde mărimea $\Lambda = \frac{h}{m_0c}$ se numește **lungimea de undă COMPTON a electronului**: $\Lambda = 2,43 \cdot 10^{-12}$ m .

Pag. 36

17. Efectul COMPTON și efectul fotoelectric *nu* pot fi explicate dacă se admite natura pur ondulatorie a radiației, impunând astfel un caracter dual al acesteia.

Pag. 37

18. Din legile de conservare a energiei și a impulsului se pot obține și expresiile pentru **energia cinetică a electronului de recul**, precum și pentru **unghiul ϕ sub care va fi împrăștiat electronul de recul**.

Pag. 37

19. În 1924, Louis DE BROGLIE a extins relațiile ipotezei fotonice a lui EINSTEIN ($\epsilon_f = hv$ și $p_f = \frac{h}{\lambda}$, care leagă caracteristicile **corpusculare** ale fotonului, ϵ și p de cele **ondulatorii**, v și λ) la *microparticule*, care, conform ipotezei lui DE BROGLIE, ar trebui să se comporte și **ondulatoriu**: unei microparticule, de energie E și impuls p i se poate asocia o undă cu frecvența $v = \frac{E}{h}$ și lungimea de undă $\lambda = \frac{h}{p}$.

Pag. 38

20. Ipoteza *unde asociate* DE BROGLIE, verificată experimental de experiențe de difracție și de interferență cu electroni (sau cu alte microparticule: neutroni, protoni etc.) de tip DAVISSON și GERMER, demonstrează caracterul dual, **ondulatoriu–corpuscular**, al microparticulelor, realizând un paralelism cu caracterul dual al radiației.

Pag. 38, 39

21. În experiențele lui DAVISSON și GERMER, care au urmărit verificarea experimentală a ipotezei undelor asociate DE BROGLIE, *rețeaua cristalină* a metalelor a fost utilizată ca *rețea de difracție* pentru electroni, accelerați la o tensiune astfel încât lungimea de undă asociată $\lambda = \frac{h}{p} \approx \frac{h}{\sqrt{2m_0eU}}$ să pună în evidență fenomenul de difracție. Verificarea experimentală a relației $\lambda = \frac{h}{p}$ prin experiențele DAVISSON–GERMER **a confirmat** ipoteza lui DE BROGLIE a unde asociate.

Pag. 40

22. O aplicație importantă a difracției electronilor o constituie **microscopul electronic**, în care lungimile de undă asociate electronilor accelerați sunt de ordinul a 0,1 nm, ceea ce conduce la performanțe de măsură mult mai bune (cu mai multe ordine de mărime în raport cu microscopul optic), pentru studiul structurilor microscopice.

Pag. 40

23. Pentru astfel de sisteme fizice, cu caracter dual, noțiunile clasice de *localizare* și *traiectorie* își pierd sensul, astfel încât este necesară o nouă teorie care să explice în mod unitar toate aceste fenomene. O astfel de teorie este **fizica cuantică** dezvoltată de E. SCHRÖDINGER și W. HEISENBERG, iar sistemele fizice cu *caracter dual* cărora li se aplică noua teorie se numesc *sisteme cuantice*.

Pag. 41

24. **Relațiile de nedeterminare (de incertitudine)** ale lui HEISENBERG, care exprimă faptul că *valorile coordonatelor și proiecțiile impulsurilor* asociate acestora *nu* pot fi determinate **simultan** cu precizie

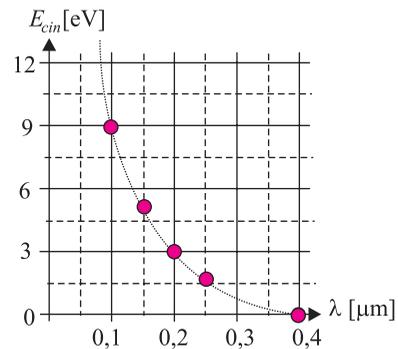
oricât de mare, $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$, $\Delta y \cdot \Delta p_y \geq \frac{\hbar}{2}$, $\Delta z \cdot \Delta p_z \geq \frac{\hbar}{2}$ (unde Δx , Δy , Δz și Δp_x , Δp_y , Δp_z reprezintă *impreciziile* determinării coordonatei și, respectiv, a impulsului după direcția dată) evidențiază caracteristicile *procesului de măsurare cuantic* (pentru sisteme cu caracter dual) și reprezintă chiar un *criteriu* pentru a stabili dacă un sistem se comportă *clasic* sau *cuantic*.

Pag. 42

Să rezolvăm împreună!

1. Studiindu-se experimental efectul fotoelectric pentru un anumit metal, s-a obținut următoarea dependență a energiei cinetice maxime a fotoelectronilor de lungimea de undă a radiației monocromatice incidente (vezi figura). Deduceți, *numai* cu ajutorul graficului:

- a) lungimea de undă de prag, λ_0 ;
- b) lucrul mecanic de extracție al unui electron din fotocatod L , apoi estimați precizia determinării lucrului de extracție, comparând rezultatul obținut la punctul a) cu cel obținut utilizând relația între L și λ_0 .



Soluție:

Din ecuația lui EINSTEIN rezultă:

$$E_{cin} = \frac{hc}{\lambda} - L = \frac{hc}{\lambda} - \frac{hc}{\lambda_0} = L \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} - 1 \right).$$

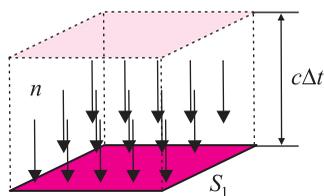
a) Deoarece $E_{cin} = 0$ pentru $\lambda = \lambda_0$; deducem $\lambda_0 = 0,4 \mu\text{m}$;

b) Se observă $E_{cin} = L$ pentru $\lambda = 0,5 \lambda_0$, astfel încât $L = 3 \text{ eV}$. Dar, pentru $\lambda_0 = 0,4 \mu\text{m}$,

$$L' = \frac{hc}{\lambda_0} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{0,4 \cdot 10^{-6} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \text{ eV} = 3,1 \text{ eV}, \text{ așa că precizia va fi } \varepsilon = \frac{L-L'}{L} = 3,3\% .$$

2. Pe o suprafață perfect absorbantă cade normal un fascicul paralel de lumină monocromatică, cu lungimea de undă $\lambda = 500 \text{ nm}$. Presiunea exercitată asupra peretelui este $p = 10 \text{ mPa}$. Calculați:

- a) Concentrația n a fotonilor din fascicul.
- b) Numărul N_1 al fotonilor care cad pe o suprafață de 1 m^2 într-o secundă.

Soluție:

Presiunea asupra peretelui este datorată variației impulsului fotonilor în urma ciocnirii cu acesta:

$$p = \frac{|\Delta \vec{F}|}{S} = \frac{N_f}{S} \cdot \frac{h}{\lambda} = \frac{N_f}{Sc\Delta t} \cdot \frac{hc}{\lambda} = \frac{N_f}{V} \cdot \frac{hc}{\lambda} = n \frac{hc}{\lambda};$$

$$\text{de aici rezultă: } n = \frac{p\lambda}{hc} = 2,5 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{m}^3}.$$

Numărul fotonilor care cad în fiecare secundă pe o suprafață de 1 m^2 este $N_1 = n\Delta V$, unde ΔV este volumul unei prisme drepte (sau al unui cilindru drept) cu aria $S_1 = 1 \text{ m}^2$ și înălțimea $c\Delta t$ (ca în figură):

$$N_1 = nSc\Delta t = pS \frac{h}{\lambda} \Delta t = 7,5 \cdot 10^{24} \text{ fotoni.}$$

3. Calculați intensitatea fotocurentului obținut prin iradierea unui strat de litiu (Li) cu un fascicul de radiații de frecvență $\nu = 7 \cdot 10^{19} \text{ Hz}$, având fluxul energetic Φ_e constant, egal cu $1,5 \text{ W}$. Randamentul cuantic η (definit ca numărul fotonilor care eliberează electroni ΔN_{el} raportat la numărul fotonilor incidenti ΔN_f într-un interval de timp Δt) este $0,05\%$. Dacă lungimea de undă λ_0 de prag are valoarea 521 nm , care este valoarea lucrului de extracție pentru Li?

Soluție:

Intensitatea fotocurentului este dată de $I = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{e\Delta N_{el}}{\Delta t} = \frac{\eta e\Delta N_f}{\Delta t} = \frac{\eta e}{\Delta t} \cdot \frac{E}{h\nu}$; dar energia E a fotonilor este

legată de fluxul energetic prin relația: $E = \Phi_e \Delta t$, așa că obținem $I = \frac{e\eta\Phi_e}{h\nu}$. Numeric rezultă $I = 25,8 \mu\text{A}$.

Lucrul de extracție este dat de $L = h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0}$; rezultă $L = 0,38 \text{ aJ} = 2,4 \text{ eV}$.

4. Pe un strat de cesiu (Cs) se trimite un fascicul de fotoni cu lungimea de undă $\lambda = 500 \text{ nm}$. Calculați viteza fotoelectronului și tensiunea pentru care fotocurentul se anulează, dacă frecvența de prag pentru Cs este $\nu_0 = 4,37 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$. Știind că la lungimea de undă $\lambda = 500 \text{ nm}$ ochiul are un maxim de sensibilitate corespunzător unei energii de $0,96 \cdot 10^{-16} \text{ J}$, calculați numărul necesar de fotoni pentru a se produce senzația vizuală.

Soluție:

Din ecuația lui EINSTEIN $h\nu = E_{\text{cin}}^{\text{max}} + L$ sau $\frac{hc}{\lambda} = \frac{m\nu_{\text{max}}^2}{2} + h\nu_0$, deducem $\nu_{\text{max}} = \sqrt{\frac{2h}{m} \left(\frac{c}{\lambda} - \nu_0 \right)}$. Numeric: $\nu_{\text{max}} = 5,0 \cdot 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Tensiunea de stopare este dată de $eU_{\text{STOP}} = \frac{m\nu_{\text{max}}^2}{2}$, deci

$$U_{\text{STOP}} = \frac{m\nu_{\text{max}}^2}{2e} = \frac{h}{e} \left(\frac{c}{\lambda} - \nu_0 \right). \text{ Numeric: } U_{\text{STOP}} = 0,67 \text{ V.}$$

Numărul fotonilor necesari producerii senzației vizuale: $N_{\text{min}} = \frac{E_{\text{min}}}{h\nu} = 280$.

5. Calculați viteza fotoelectronilor proveniți de pe suprafața unei plăci de platină (Pt), pentru care lucrul de extracție L are valoarea de $5,29 \text{ eV}$, în cazul iradierii cu:

- radiație ultravioletă, cu lungimea de undă $\lambda_1 = 150 \text{ nm}$;
- radiație gama, $\lambda_2 = 1 \text{ pm}$.

Soluție:

a) Energia fotonului este dată de $\epsilon_{1f} = h\nu_1 = \frac{hc}{\lambda_1} = 1,28 \cdot 10^{-18} \text{ J}$; energia de repaus a electronului este $E_{0e} = m_0c^2 = 8,176 \cdot 10^{-14} \text{ J}$. Deoarece energia fotonului este mult mai mică decât energia de repaus a electronului (0,0016 %), vom utiliza relația nerelativistă $h\nu_1 = \frac{m\nu_{\max}^2}{2} + L$, de unde rezultă $v = 9,65 \cdot 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

b) De această dată, $\epsilon_{2f} = h\nu_2 = \frac{hc}{\lambda_2} = 19,86 \cdot 10^{-14} \text{ J}$, comparabilă cu energia de repaus a electronului (240 %), deci va trebui să folosim formulele relativității restrânse (einsteiniene). Pe de altă parte, lucrul de extracție exprimat în joule are valoarea $0,85 \cdot 10^{-18} \text{ J}$, mult mai mică decât energia fotonului, astfel

încât L poate fi acum neglijat. Se poate scrie: $h\nu_2 = E_{\text{cin}}^{\max} + L \simeq m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{\max}^2}{c^2}}} - 1 \right)$, de unde obținem

$$v_{\max} = c \frac{\sqrt{h\nu_2 (h\nu_2 + 2m_0c^2)}}{h\nu_2 + m_0c^2}. \text{ Numeric?}$$

*6. Un electron liber, aflat în repaus, este ciocnit de un foton cu lungimea de undă $\lambda_0 = 0,5 \text{ \AA}$ (unde \AA este lungimea de undă COMPTON). Fotonul este împrăștiat după o direcție ce face un unghi drept cu direcția de mișcare a electronului de recul. Calculați:

a) Factorul relativist γ , viteza v și energia cinetică a electronului de recul E_{cin} .

b) Unghiurile θ și φ dintre direcția de mișcare a fotonului incident și cea a fotonului difuzat, respectiv a electronului de recul.

c) Frecvența ν , lungimea de undă λ , variația lungimii de undă $\Delta\lambda$ și variația relativă $\frac{\Delta\nu}{\nu_0}$ a frecvenței fotonului difuzat.

d) Valoarea maximă λ_{MAX} pe care o poate lua lungimea de undă a fotonului incident, în condițiile problemei.

Soluție:

Aplicăm legile de conservare ale energiei și impulsului:

$$h\nu_0 + m_0c^2 = h\nu + \frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}};$$

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c} \cos \theta + \frac{m_0v \sin \theta}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \text{ și } 0 = \frac{h\nu}{c} \sin \theta - \frac{m_0v \cos \theta}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

și rezolvăm sistem de ecuații obținut.

a) $\gamma = \frac{\Lambda}{\lambda_0} = 2$, $v = c \sqrt{1 - \frac{\lambda_0^2}{\Lambda^2}} = \frac{\sqrt{3}}{2} c = 2,6 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $E_{\text{cin}} = \frac{\Lambda}{\lambda_0} m_0c^2 = 1,022 \text{ MeV}$.

b) $\cos \theta = \frac{\lambda_0}{\Lambda} = \frac{1}{2}$, $\theta = 60^\circ$, $\varphi = 90^\circ - 60^\circ = 30^\circ$,

$$c) v = \frac{c}{\Lambda} = 1,2 \cdot 10^{20} \text{ Hz}, \lambda = \Lambda = 2,426 \cdot 10^{-12} \text{ m}, \Delta\lambda = \Lambda - \lambda_0 = 0,5 \Lambda, \Delta\lambda = 1,213 \cdot 10^{-12} \text{ m}$$

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{\lambda_0}{\Lambda} - 1 = -0,5 = -50\%$$

d) Deoarece $\frac{\lambda_0}{\Lambda} = \cos \theta \leq 1$ rezultă $\lambda_0 \leq \Lambda = 2,426 \cdot 10^{-12} \text{ m}$. Observăm că aceeași restricție se

obține punând condiția: $\sqrt{1 - \frac{\lambda_0^2}{\Lambda^2}} \in \mathbb{R}$.

*7. Într-un experiment de împrăștiere a unui fascicul de raze X (cu lungimea de undă λ_0) pe electroni liberi, se constată că energia cinetică a electronilor de recul nu depășește valoarea $E_{\max} = 190 \text{ keV}$. Determinați:

a) valoarea unghiului de împrăștiere pentru care energia cinetică a electronilor de recul E_{cin} are valoarea maximă E_{\max} ;

b) lungimea de undă λ_0 a radiației X incidente.

Soluție:

a) Energia cinetică a electronului de recul este: $E_{cin} = \frac{hc}{\lambda_0} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\lambda_0}{\Lambda(1 - \cos \theta)}}$; deducem că E_{cin} are

valoarea maximă $E_{\max} = \frac{hc}{\lambda_0} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\lambda_0}{2\Lambda}}$ pentru $\cos \theta = -1$, adică pentru $\theta = 180^\circ$ (aici $\Lambda = \frac{h}{m_0c} = 2,426 \text{ pm}$

este lungimea de undă COMPTON).

b) Din ecuația $E_{\max} = \frac{hc}{\lambda_0} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\lambda_0}{2\Lambda}}$ rezultă: $\lambda_0 = \Lambda \left(\sqrt{1 + \frac{2m_0c^2}{E_{\max}}} - 1 \right) = 3,7 \text{ pm}$.

8. Un electron este accelerat, pornind din repaus, de tensiunea $U = 1,0 \text{ MV}$. Considerând unda plană DE BROGLIE asociată mișcării electronului, aflați:

a) Viteza electronului v , lungimea de undă λ și frecvența ν .

b) Viteza de fază v_f (comentați faptul că $v_f > c$); o relație între frecvența ν și lungimea de undă λ (independentă de viteza electronului); semnificația derivatei frecvenței ν în raport cu numărul de undă,

$$\frac{d\nu(x)}{dx}, x = \tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}.$$

c) Expresia fazei, considerând $\varphi = 0$ pentru $x = 0$ și $t = 0$; referențialul în care faza este dată de relația: $\varphi = 2\pi\nu_1 t_1$ și valoarea ν_1 a frecvenței în acest referențial.

Soluție:

a) Aplicând legea conservării energiei, scriem: $E = eU + m_0c^2 = 2m_0c^2$ de unde deducem: $\gamma = 1 +$

$$+ \frac{eU}{m_0c^2} = 3, v = c \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} = \frac{2\sqrt{2}}{3}c = 2,82 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}, \lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\gamma\beta m_0c} = \frac{h}{\sqrt{\gamma^2 - 1} m_0c} = \frac{h}{2\sqrt{2} m_0c} = 0,9 \cdot 10^{-12} \text{ m} = 0,12 \text{ pm} \text{ și } \nu = \frac{E}{h} = \frac{\gamma m_0c^2}{h} = 3,7 \cdot 10^{20} \text{ Hz}.$$

b) Viteza de fază va fi: $v_f = \lambda v = \frac{c}{\beta} = \frac{c^2}{v} = 3,2 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} > c$ (!); acest fapt este posibil deoarece viteza de fază *nu* este legată de transportul energiei.

Utilizând relația *energie-impuls* deducem ușor: $h^2 v^2 = c^2 \frac{h^2}{\lambda^2} + m_0^2 c^4$.

Notând $x = \tilde{v} = \frac{1}{\lambda}$ și $v_0 = \frac{m_0 c^2}{h}$ rezultă: $v^2 = c^2 x^2 + v_0^2$; prin derivarea ambilor membri în raport cu x obținem: $2v \frac{dv}{dx} = 2c^2 x$; acum rezultă semnificația mărimii cerute: $\frac{dv}{dx} = \frac{c^2}{\lambda v} = \frac{c^2}{\frac{c^2}{v}} = v$ (viteza electronului).

c) Expresia fazei este: $\varphi = 2\pi \left(vt - \frac{r}{\lambda} \right) = \frac{2\pi m_0 c}{h} (\gamma ct - \sqrt{\gamma^2 - 1} r)$, astfel încât, în sistemul de referință propriu al electronului (în care $v_e = 0$) avem: $\lambda \rightarrow \infty$, $\varphi_1 = 2\pi v_1 t_1 = 2\pi \frac{m_0 c^2}{h}$ și $v_1 = \frac{m_0 c^2}{h} = 1,23 \cdot 10^{20}$ Hz.

9. O microparticulă cu masa m efectuează o mișcare unidimensională, sub acțiunea unei forțe $F_x = -kx$. Folosind relațiile de nedeterminare ale lui HEISENBERG, estimați valoarea minimă a energiei totale a microparticulei, presupunând că abaterile pătratice medii ale unei mărimi (coordonată, impuls) sunt de același ordin de mărime cu mărimea însăși.

Soluție:

Din punct de vedere clasic, particula va avea o mișcare oscilatorie armonică, cu pulsația: $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$; energia totală a microparticulei va fi dată de relația: $E = E_c + E_p = \frac{m\omega^2 x^2}{2} + \frac{p_x^2}{2m}$. Considerăm $x \approx \Delta x$, $p_x \approx \Delta p_x$ și $\Delta x \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$; energia totală devine: $E = \frac{m\omega^2 (\Delta x)^2}{2} + \frac{(\Delta p_x)^2}{2m} = \frac{m\omega^2 (\Delta x)^2}{2} + \frac{\hbar^2}{8m(\Delta x)^2}$. Această expresie se poate scrie sub forma: $E = \frac{1}{2} \left(\sqrt{m} \omega \Delta x - \frac{\hbar}{2\sqrt{m} \Delta x} \right)^2 + \frac{\hbar\omega}{2}$, de unde deducem $E \geq \frac{\hbar\omega}{2}$, adică $E_{\min} = \frac{\hbar\omega}{2} = \frac{h\nu}{2}$, cu $\omega = 2\pi\nu = \sqrt{\frac{k}{m}}$.

REZOLVAȚI SINGURI!

1. Cunoscând lucrul de extracție a unui fotoelectron de la suprafața wolframului ($L_W = 4,5$ eV), calculați lungimea de undă de prag pentru acest metal.

R: 275 nm.

2. Iradiind succesiv suprafața unui fotocathod cu două radiații monocromatice având lungimile de undă $\lambda_1 = 350$ nm și $\lambda_2 = 540$ nm, viteza maximă a fotoelectronilor scade de $k = 2$ ori. Calculați lungimea de undă de prag.

R: 650 nm.

3. Iradiem fotocatodul de wolfram al unei celule fotoelectrice cu radiație monocromatică astfel încât factorul relativist al fotoelectronilor să fie: a) 0,10; b) 0,98. Calculați, în cele două situații, lungimea de undă a radiației incidente.

R: a) 480 nm; b) 600 fm.

*4. Calculați mărimea impulsului p al unui electron COMPTON, dacă fotonul (având energia inițială egală cu energia de repaus a electronului) a fost împrăștiat la unghiul $\theta = 180^\circ$.

$$R: p = \frac{4}{3} m_0 c = 3,64 \cdot 10^{-22} \text{ N} \cdot \text{s}.$$

*5. Calculați energia fotonului care a suferit o împrăștiere COMPTON la un unghi de 180° pe un electron liber, aflat în repaus, știind că energia fotonului incident a fost de 0,17 MeV.

$$R: \varepsilon' = \frac{\varepsilon}{1 + \frac{2\varepsilon}{m_0 c^2}} = 0,10 \text{ MeV}.$$

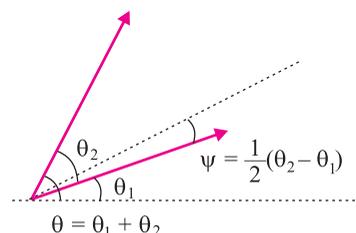
*6. Într-un experiment de tip COMPTON se observă radiația X împrăștiată sub unghiul θ față de direcția radiației X incidente. Considerați că radiația suferă în țintă două împrăștieri succesive într-un singur plan.

- stabiliți expresia variației lungimii de undă observate, în funcție de θ și ψ (unghiul dintre prima direcție de împrăștiere și bisectoarea unghiului θ), ca în figură;
- stabiliți expresia energiei cinetice totale a celor doi electroni de recul și a valorii ei maxime;
- pentru $\theta' = 0$ și pentru $\theta'' = 180^\circ$, comparați rezultatele obținute cu acelea ce se obțin în cazul în care radiația suferă o singură împrăștiere.

$$R: \text{a) Variația lungimii de undă: } \Delta\lambda = \Delta\lambda_1 + \Delta\lambda_2 = 2\lambda \left(1 - \cos \frac{\theta}{2} \cos \psi \right);$$

b) suma energiilor cinetice ale electronilor de recul:

$$E_{cin_1} + E_{cin_2} = \frac{\varepsilon_{0f}}{1 + \frac{\lambda_0}{2\lambda \left(1 - \cos \frac{\theta}{2} \cos \psi \right)}} \leq \frac{\varepsilon_{0f}}{1 + \frac{\lambda_0}{2 \left(1 + \left| \cos \frac{\theta}{2} \right| \right)}}.$$



$$\text{c) pentru } \theta' = 0, \quad 0 \leq \Delta\lambda \leq 4\lambda \quad 0 \leq \Sigma E_{cin} \leq \frac{\varepsilon_{0f}}{1 + \frac{\lambda_0}{4\lambda}}; \quad \text{pentru } \theta'' = \pi, \quad \Delta\lambda = 2\lambda, \quad \Sigma E_{cin} = \frac{\varepsilon_{0f}}{1 + \frac{\lambda_0}{2\lambda}}.$$

*7. În urma împrăștierii COMPTON la 120° , valoarea lungimii de undă a radiației incidente a crescut de 1,5 ori. Determinați această valoare.

R: 7,278 pm.

*8. Cu un spectrograf de raze X, care folosește difracția BRAGG pe un cristal cu grosimea $H = 5 \text{ nm}$, se măsoară modificarea lungimii de undă a unei radiații care a suferit o împrăștiere COMPTON la unghiul $\theta = 60^\circ$.

Puterea de rezoluție a aparatului, în funcție de ordinul n al difracției, este dată de relația $P = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_{\min}} = nN$, unde N este numărul planelor cristaline.

Unghiul dintre direcția fasciculului incident și direcția celui difractat este $\Phi = 120^\circ$. Pentru ce lungimi de undă spectrograful poate pune în evidență efectul COMPTON?

R: Se folosesc relațiile: $\Delta\lambda \geq \frac{\lambda}{P} = \frac{\lambda}{nN}$, $2d \cos \frac{\Phi}{2} = n\lambda$, $\Delta\lambda = 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2}$, $H = Nd$. Rezultă:

$$\lambda \leq 2 \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{H\Lambda \cos \frac{\Phi}{2}} = 7,8 \text{ nm}.$$

9. O bilă de cupru ($L_{\text{Cu}} = 4,47 \text{ eV}$), neoxidată, neutră și izolată electric și depărtată de alte corpuri, este iradiată cu o radiație monocromatică având lungimea de undă 200 nm. Calculați tensiunea electrică la care ajunge bila de cupru față de pământ în urma emisiei de electroni prin efect fotoelectric.

R: 1,74 V.

10. Un foton al unei radiații monocromatice cu lungimea de undă 232 nm extrage un fotoelectron de la suprafața unui fotocathod de platină (lucrul de extracție pentru platină este $L_{\text{Pt}} = 5,29 \text{ eV}$); acesta se deplasează pe aceeași direcție cu fotonul incident (perpendicular pe suprafața fotocathodului), în sens opus. Precizați orientarea impulsului transmis fotocathodului și calculați valoarea acestuia.

R: $1,4 \cdot 10^{-25} \text{ N} \cdot \text{s}$.

***11.** Considerând o împrăștiere de tip COMPTON, stabiliți o relație între unghiul φ pe care îl face direcția impulsului electronului de recul cu direcția fotonului incident, unghiul θ de difuzie a fotonilor și raportul $\eta = \frac{\varepsilon_{0f}}{m_0 c^2}$ (dintre energia unui foton incident și energia de repaus a electronului).

R: Aplicând legile de conservare, obținem: $(1 + \eta) \left(\text{tg} \frac{\theta}{2} \right) (\text{tg} \varphi) = 1$.

***12.** Ca urmare a unei împrăștieri COMPTON pe un electron considerat liber, un foton a fost emis sub unghiul $\theta = 180^\circ$. Electronul, aflat inițial în repaus ($E_0 = m_0 c^2 = 0,5 \text{ MeV}$), a devenit ultrarelativist ($E \gg E_0$). Calculați, în primă aproximație, energia fotonului difuzat.

R: În aproximația ultrarelativistă, $E = \sqrt{c^2 p^2 + m_0^2 c^4} \approx cp$; de aceea, aplicând legile de conservare ale energiei și impulsului, găsim: $\varepsilon_f \approx \frac{1}{2} m_0 c^2 = 0,25 \text{ MeV}$.

13. Un foton cu impulsul \vec{p}_{0f} este difuzat de un electron liber, inițial aflat, practic, în repaus. Între impulsul final al electronului \vec{p} , unghiul φ făcut de direcția impulsului electronului \vec{p} cu direcția fotonului incident \vec{p}_{0f} și impulsul fotonului difuzat \vec{p}_f există relațiile: (1) $\text{tg} \frac{\varphi}{2} = \frac{p_f}{p_{0f} + p}$ și (2) $p > p_{0f}$. Determinați unghiul de difuzie θ .

R: Ținând seama de conservarea impulsului și de relația (1), relația dată se poate aduce la forma $(p_{0f}^2 + p_f^2 - p^2)(p_{0f}^2 - p_f^2 - p^2) = 0$. Datorită relației (2), deducem $p_{0f}^2 + p_f^2 = p^2$, adică $\theta = \frac{\pi}{2}$.

14. Considerați că electronul unui atom de hidrogen s-ar mișca pe o traiectorie circulară, sub acțiunea atracției coulombiene a nucleului (presupunem fix).

Știind că diametrul observat al atomului de hidrogen este 100 pm, calculați lungimea de undă asociată mișcării electronului.

Se dau: $k_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} 9 \cdot 10^9 \frac{\text{m}}{\text{F}}$, $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$, $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$.

R: $\lambda = h \sqrt{\frac{4\pi\epsilon_0}{m_e^2} \cdot \frac{d}{2}} = 300 \text{ pm}$, adică de aproximativ trei ori diametrul atomului.

15. Cu câți electronvolți trebuie să crească energia unui electron aflat în mișcare uniformă, astfel încât lungimea de undă asociată să scadă de la 100 pm la 50 pm?

R: Se folosește relația $E = \sqrt{\left(\frac{hc}{\lambda}\right)^2 + m_0^2 c^4}$; ținând seama că masa de repaus a electronului este 511 keV, se obține $\Delta E = 453$ keV.

16. Un neutron și un nucleu de deuteriu (deuteron) se îndreaptă unul spre celălalt; în referențialul propriu al deuteronului, energia cinetică a neutronului este $E_{cin} = 25$ eV.

Calculați lungimea de undă asociată mișcării celor două particule în sistemul centrului lor de masă (SCM).

R: Se poate utiliza aproximația nerelativistă. Viteza centrului de masă este $v_{CM} = \frac{m_n v_n}{m_n + m_d}$; în SCM, impulsurile celor două particulelor vor avea aceeași mărime: $p_n^* = p_d^* = \frac{m_n m_d v_n}{m_n + m_d} = \frac{p_n}{1 + \frac{m_n}{m_d}} = \frac{\sqrt{2m_n E_{cin}}}{1 + \frac{m_n}{m_d}}$. Rezultă $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_n E_{cin}} \left(1 + \frac{m_n}{m_d}\right)} = 8,6$ pm.

17. Un electron se poate deplasa într-un domeniu sferic, de rază $R = \lambda = \frac{\lambda}{2\pi}$, unde λ este lungimea de undă asociată mișcării electronului. Considerând că nedeterminarea în cunoașterea poziției electronului este de ordinul razei R , estimați, pe baza relațiilor de incertitudine, nedeterminarea minimă în determinarea vitezei electronului.

R: Pentru orice direcție Ox , $\Delta v_x \geq \frac{\hbar}{2m\Delta x} = \frac{\hbar}{2m\lambda} = \frac{h}{2m\lambda} = \frac{h}{2m} \cdot \frac{mv_x}{h} = \frac{v_x}{2}$.

18. Un fascicul de electroni cu energia cinetică $E_{cin} = 200$ eV cade normal pe o față a unui monocristal. Maximul de difracție de ordinul trei se observă într-o direcție care face cu normala unghiul $\alpha = 60^\circ$. Calculați distanța dintre planele reticulare corespunzătoare.

R: $d = \frac{nh}{2\sqrt{2mE_{cin}} \sin\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\alpha}{2}\right)} = 15$ nm.

***19.** Un foton X cu energia $\epsilon_0 = 185$ keV suferă o difuzie COMPTON pe un electron liber aflat, practic, în repaus; variația lungimii de undă a fotonului este $\Delta\lambda = 3$ pm.

Determinați unghiul φ dintre direcția de mișcare a electronului de recul și direcția fotonului incident.

R: Se pot folosi relațiile: $\Delta\lambda = 2\lambda \sin^2 \frac{\theta}{2}$, $\sec^2 x = \frac{1}{\sin^2 x} = 1 + \text{ctg}^2 x$ și $\text{tg } \varphi = \frac{\text{ctg} \frac{\theta}{2}}{1 + \frac{h}{\lambda_0 m_0 c}}$; rezultă:

$\text{tg } \varphi = \frac{\sqrt{\frac{2\lambda}{\Delta\lambda} - 1}}{1 + \frac{\epsilon_{0f}}{m_0 c^2}} = 0,577 \approx \frac{1}{\sqrt{3}}$, adică $\varphi = 30^\circ$.

Capitolul

III

Fizică atomică

1. SPECTRE ATOMICE

Tipuri de spectre

După cum ați învățat la studiul dispersiei și al difracției, lumina albă se poate descompune în culorile componente fie cu ajutorul unei prisme optice, fie cu ajutorul unei rețele de difracție.

Experimentații singuri

Improvizați un spectroscop folosind o prismă optică sau un pix hexagonal, din material plastic transparent, echivalent cu o prismă optică de unghi 60° (fig. 3.1). Priviți spre un bec incandescent; găsiți poziția pentru care observați culorile componente ale luminii albe, adică spectrul acesteia.

Priviți acum (cu același instrument) flacăra incoloră a aragazului, în care presărați sare de bucătărie (NaCl). Flacăra devine galbenă, dar acum prisma nu mai poate dispersa lumina galbenă a flăcării.

Pentru observații mai precise, trebuie folosit un spectroscop de laborator (fig. 3.2). Identificați la acesta elementele componente: fanta, dispozitivul de colimare a fascicului incident, prismă optică, luneta de observare.

Dacă folosim drept surse de lumină tuburi cu descărcări în gaze rarefiate (adică la presiuni scăzute), în câmpul de observație al lunetei vom vedea mai mult imagini ale fantei, fie sub forma unor linii verticale bine separate între ele, numite *linii spectrale*, sau sub forma unor regiuni luminoase separate de spații întunecoase, numite *benzi spectrale*.

Spectrele observate în aceste condiții se numesc *spectre de emisie* și, după cum am văzut, pot fi *continue*, caracteristice metalelor incandescente, de *linii* în cazul gazelor monoatomice sau de *bandă*, pentru gazele moleculare (fig. 3.3).

Un experiment spectaculos, dar mai greu de realizat ne poate arăta ce sunt *spectrele de absorbție* (fig. 3.4). Luăm o lampă cu

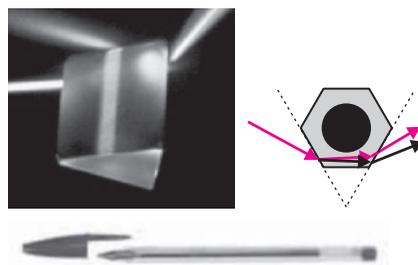


Fig. 3.1. Prismă optică și pix folosit ca prismă optică.

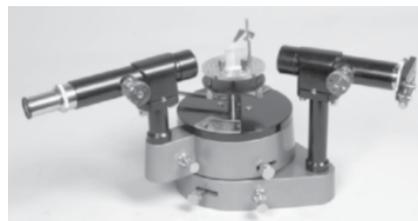


Fig. 3.2. Spectroscop cu prismă.

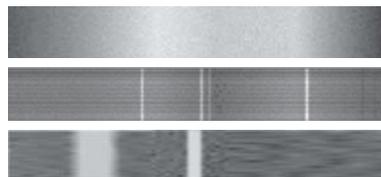


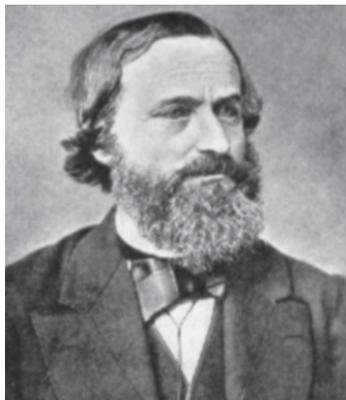
Fig. 3.3. Spectre de emisie: continuu (sus), de linii (mijloc), de bandă (jos).



Fig. 3.4. Spectru de absorbție.



Fig. 3.5. Spectrul de emisie al hidrogenului: aceste patru linii au fost denumite H_α , H_β , H_γ și H_δ .



Gustav Robert KIRCHHOFF
(1824–1887) fizician german.

vapori de sodiu și proiectăm lumina pe flacăra incoloră a unui arzător cu gaz (*Bunsen, Teclu* sau chiar *aragaz*); flacăra nu va lăsa umbră pe un paravan așezat într-o poziție simetrică cu lampa față de arzător. Dacă însă punem pe flacăra becului o sită metalică peste care am presărat sare de bucătărie (sau altă sare de *sodiu*), flacăra devine galbenă, iar pe paravan se va putea observa umbra *flăcării*; aceasta indică faptul că vaporii de sodiu absorb tocmai radiațiile pe care le pot emite (acest fenomen a fost studiat de KIRCHHOFF).

Heliul a fost denumit astfel tocmai pentru că a fost descoperit în Soare, observându-se că spectrul continuu al Soarelui este brăzdat de linii de absorbție.

De o importanță deosebită în studiul structurii atomului sunt cele patru linii spectrale din domeniul vizibil ale hidrogenului atomic (fig. 3.5); studiul lor a dus la elaborarea modelului cuantic al atomului de hidrogen de către Niels BOHR (iulie 1913).

Încă de la sfârșitul secolului al XVIII-lea, fizicienii au încercat să explice emisia luminii de către atomi. S-a pornit de la cel mai simplu atom: hidrogenul.

Valorile observate ale lungimilor de undă ale liniilor spectrale din spectrul vizibil (notate simbolic H_α , H_β , H_γ , H_δ) sunt indicate în tabela următoare ($\pm 0,005$ nm).



Johann Jakob BALMER
(1825–1898) matematician elvețian.

Simbolul	H_α	H_β	H_γ	H_δ
Lungimea de undă [nm]	656,28	486,13	434,05	410,17
Culoarea	Roșie	Albastră	Violetă	Violetă

Pentru a afla o formulă generală care să înglobeze aceste patru valori, fizicienii au apelat la un profesor de matematică din Basel, Johann Jakob BALMER; acesta a reușit, în 1885, să stabilească următoarea formulă empirică:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{m^2}{m^2 - 4}, \quad (3.1)$$

în care constanta λ_0 are valoarea 364,56 nm iar m este un număr întreg care poate lua valorile 3, 4, 5 sau 6.

Stabilirea acestei formule a însemnat un pas înainte: BALMER a prezis existența altor linii spectrale invizibile, în regiunea ultravioletă a spectrului, corespunzătoare unor valori superioare ale lui m (7, 8, ...). Aceste linii au fost puse în evidență de spectroscopiști. Forma asimetrică a acestei formule nu a permis elaborarea unui model consistent al atomului, capabil să explice valorile precise ale liniilor spectrale observate și intensitățile lor relative.

Cinci ani mai târziu, în 1890, RYDBERG a extins formula lui BALMER, arătând că aceasta se poate scrie sub o formă simetrică, aplicabilă atât atomului de hidrogen, cât și ionilor hidrogenoizi (de ex. He^+ , Li^{2+} , Be^{3+} etc.):



Johannes Robert RYDBERG
(1854–1919) fizician suedez.

$$\frac{1}{\lambda_{mn}} = Z^2 R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (3.2)$$

unde: Z este numărul atomic al elementului (numărul de ordine din tabelul periodic al elementelor), R este o constantă, numită constanta lui RYDBERG, având valoarea $1,097373 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$, n și m sunt numere naturale (pentru fiecare valoare a lui n , numărul m poate lua valorile $n + 1, n + 2, n + 3, \dots$).

Observați că formula lui BALMER este o particularizare a formulei lui RYDBERG pentru $Z = 1, n = 2$ și $m \in \{3, 4, 5, 6\}$.

Formula lui RYDBERG a permis sistematizarea multitudinii de linii spectrale observate: numărul de undă $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$ al fiecărei linii spectrale se poate scrie combinând doi termeni de aceeași formă numiți termeni spectrali:

$$T_k = Z^2 \frac{R}{k^2}.$$

Într-adevăr,

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda_{mn}} = T_n - T_m = Z^2 \frac{R}{n^2} - Z^2 \frac{R}{m^2} = Z^2 R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right). \quad (3.3)$$

În acest mod, liniile spectrale pot fi grupate în serii spectrale; clasificarea se face după numărul mai mic n , așa cum se vede în tabela alăturată. Seriile respective au primit numele fizicienilor care le-au descoperit și studiat.

Analizând formula lui RYDBERG observăm că lungimile de undă ale seriilor spectrale se situează între două valori extreme, numite *limite*. Limita superioară corespunde combinării termenului T_n cu termenul T_{n+1} , iar limita inferioară corespunde combinării termenului T_n cu termenul T_∞ ; astfel obținem:

$$\lambda_{\max} = \frac{n^2(n+1)^2}{(2n+1)R} = (91,127 \text{ nm}) \cdot \frac{n^2(n+1)^2}{2n+1}$$

$$\text{și } \lambda_{\min} = \frac{n^2}{R} = (91,127 \text{ nm}) \cdot n^2.$$

Temă Calculați și treceți într-un tabel limitele seriilor spectrale prezentate, apoi reprezentați pe o axă domeniile stabilite. Verificați că seriile spectrale se încadrează în regiunile spectrale indicate (seria LYMAN - în ultraviolet, seria BALMER - în vizibil, seria PASCHEN - în infraroșul apropiat, iar seriile BRACKETT, PFUNDT și HUMPHREYS - în infraroșul îndepărtat).

Se pot calcula și limitele frecvențelor seriilor spectrale:

$$\nu_{\max} = \frac{c}{\lambda_{\min}} = \frac{Rc}{n^2} = \frac{3,292 \text{ PHz}}{n^2} \text{ și}$$

$$\nu_{\min} = \frac{c}{\lambda_{\max}} = \frac{(2n+1)Rc}{n^2(n+1)^2} = \frac{(2n+1)(3,292 \text{ PHz})}{n^2(n+1)^2}.$$



Theodore LYMAN
(1874–1954)
fizician american.



Curtis HUMPHREYS
(1898–1986)
fizician american.

Seriile spectrale ale atomilor hidrogenoizi.

n	m	Denumirea seriei	Regiunea spectrală
1	2,3,...	LYMAN	UV
2	3,4,...	BALMER	vizibil
3	4,5,...	PASCHEN	IR
4	5,6,...	BRACKETT	IR
5	6,7,...	PFUNDT	IR
6	7,8,...	HUMPHREYS	IR



Friedrich PASCHEN
(1865–1947)
fizician german.



August PFUND (1879–1949)
fizician american.

Analizând spectrele de emisie ale altor elemente, observăm o complexitate superioară. Spectrele caracterizează elementele respective, astfel încât putem identifica elementele prezente într-o probă analizând spectrul acesteia. Deoarece liniile spectrale nu au aceeași intensitate, putem determina și cantitatea în care se găsește un element în proba analizată.

Această metodă se numește *analiză spectrală* și poate fi:

– *calitativă*, dacă determinăm ce tipuri de atomi se găsesc în probă;

– *cantitativă*, dacă determinăm tipurile de atomi care se află în probă și cantitățile relative în care se găsesc.

2. EXPERIMENTUL RUTHERFORD. MODELUL PLANETAR AL ATOMULUI

Modele atomice. Concepte fundamentale

ATOMUL

Substanțele chimice (hidrogenul, heliul, carbonul, oxigenul, uraniul etc.) sunt alcătuite din particule identice, pe care le numim *atomi*.

Atomul a fost gândit ca fiind ultima particulă obținută prin fragmentarea, de nenumărate ori, a unei cantități oarecare dintr-o anumită substanță. Datorită asemănării cu un zid de cărămidă, atomii sunt poetic numiți „*cărămizile Universului*”.

Conceptul de atom (considerat ca entitate *indivizibilă* și *indestructibilă* din care, prin asociere, se formează toate corpurile din Univers), este unul dintre cele mai vechi din istoria științei, fiind introdus de DEMOCRIT din Abdera și LEUCIP din Milet în secolul al V-lea î.Hr.

Termenul de *element* a fost introdus în știință de marele filosof grec PLATON (428–328 î.Hr.), dar ideea existenței sale i-a aparținut lui EMPEDOCLE din Agrigento (secolul al V-lea î.Hr.).

EMPEDOCLE considera că există doar patru „*elemente*” primare, alcătuite din „*atomi*” cu *proprietăți* diferite, conform tabelului.

Ulterior, filosofii au considerat și un al cincilea „*element*”, reprezentând esența însăși a Universului și numit, din acest motiv, *quinta essentia*. Acest „*element*” era *eterul*, în care se considerau a fi „scufundate” toate celelalte elemente.

MOLECULA

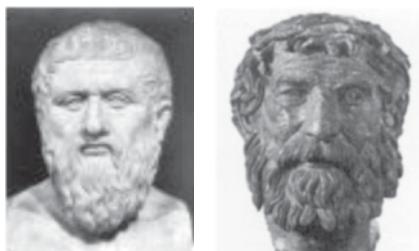
Substanțele compuse sunt alcătuite din grupări stabile de atomi, numite *molecule*. Atomii sunt așezați într-o moleculă într-un mod determinat, caracteristic moleculei respective.

O moleculă poate fi alcătuită dintr-un număr oarecare de atomi: există molecule formate din doi sau trei atomi, dar există și molecule (ale unor substanțe organice) care sunt alcătuite din sute de mii de atomi.



DEMOCRIT din Abdera (stânga)
și **LEUCIP** din Milet (dreapta),
filosofi greci (secolul al V-lea î.Hr.).

„Elementul” primar	Proprietățile „atomilor”	
<i>focul</i>	<i>ușor</i>	<i>uscat</i>
<i>aerul</i>	<i>ușor</i>	<i>umed</i>
<i>pământul</i>	<i>greu</i>	<i>uscat</i>
<i>apa</i>	<i>greu</i>	<i>umed</i>



PLATON (stânga, 428–328 î.Hr.)
și **EMPEDOCLE** din Agrigento
și (dreapta, secolul al V-lea î.Hr.),
filosofi greci.

Modul de aranjare al atomilor într-o moleculă este determinat de *interacțiunile* acestor atomi. La fel, modul în care atomii sau moleculele se așază pentru a forma un corp (simplu sau compus) este o consecință a modului în care aceștia interacționează, adică a forțelor care se manifestă între atomi sau între molecule.

Structura macroscopică a substanțelor (vizibilă cu ochiul liber, cu o lupă puternică) este o consecință a modului în care se aranjează atomii sau moleculele.

ELECTRONUL

Deși au fost gândiți ca particule indivizibile ($\alpha\tau\omicron\mu\omicron\sigma$ înseamnă în grecește „*ceea ce nu poate fi tăiat*”), s-a dovedit că atomii au o anumită *structură* și că ei pot fi fragmentați în alte particule subatomice.

Din studiul mai multor fenomene (*electrizarea, electroliza, efectul fotoelectric*) a rezultat că atomii trebuie să aibă în structură *electroni*.

Electronul este o particulă practic punctuală, încărcată negativ și cu masa cu trei-patru ordine de mărime mai mică decât a atomului. Denumirea de *electron* (în grecește $\epsilon\lambda\epsilon\chi\tau\rho\nu$ înseamnă *chihlimbar*) a fost introdusă în fizică de George Johnstone STONEY, în 1881.

Sarcina electronului este

$$q_e = -1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C},$$

iar masa electronului este

$$m_e = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}.$$

POZITRONUL

În anumite fenomene (de exemplu *radioactivitatea indusă*) se observă particule având proprietăți foarte asemănătoare electronului (*masă, dimensiuni, valoarea absolută a sarcinii electrice etc.*); însă semnul sarcinii electrice este pozitiv. Această particulă, prevăzută teoretic de Paul Adrien Maurice DIRAC în 1929 și descoperită trei ani mai târziu (1932) de Carl David ANDERSON și Patrick Mainard Stewart BLACKETT în radiația cosmică se numește *pozitron*.

Pozitronul este considerat *antiparticula* electronului.

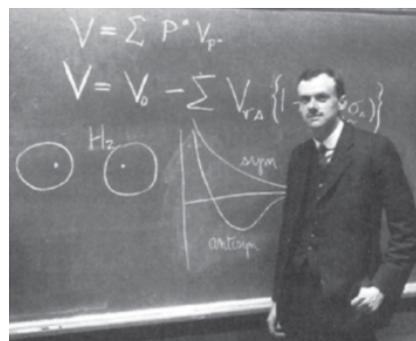
IONIZAREA

Deoarece orice atom este *neutru* din punct de vedere electric, în interiorul atomilor trebuie să existe și sarcini pozitive, astfel încât suma sarcinilor pozitive Q_+ să fie egală cu valoarea absolută a sumei sarcinilor negative $|Q_-|$.

Numărul electronilor unui atom este reprezentat de numărul de ordine din tabelul periodic al elementelor, Z .



George Johnstone STONEY (1826–1911) fizician irlandez. A introdus în fizică termenul de electron.



Paul Adrien Maurice DIRAC (1902–1984), inginer și matematician englez, a avut contribuții deosebite în fizica teoretică.



Carl David ANDERSON (1902–1984), fizician american, laureat al Premiului Nobel pentru fizică în 1936.

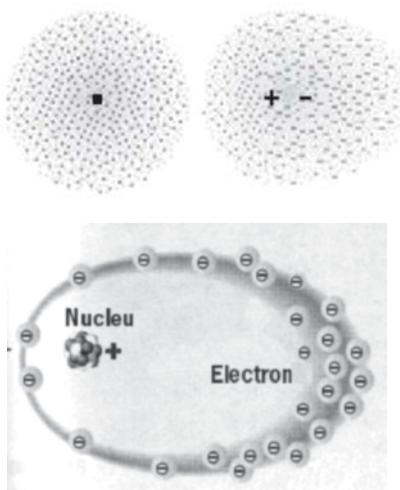


Fig. 3.6. Polarizarea unui atom.

Suma sarcinilor negative ale unui atom este $Q_- = -Ze$, iar sarcina pozitivă a atomului este $Q_+ = Ze$.

Modificându-și sarcina electrică totală prin pierderea sau câștigul de electroni, atomii se pot transforma în *ioni pozitivi*, respectiv în *ioni negativi*; procesul se numește *ionizare*.

Sarcina unui *ion monovalent* (provenit dintr-un atom care a pierdut un electron) se numește *sarcină elementară*, se notează cu e și are valoarea: $q_e = e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C.

Sarcina electronului este egală, în valoare absolută, cu sarcina elementară: $q_e = -e$; sarcina pozitronului este egală cu sarcina elementară: $q_p = e$.

INTERACȚIUNEA ATOMILOR

Particulele încărcate electric din interiorul atomului se pot deplasa unele față de altele, astfel încât centrul sarcinilor pozitive nu va coincide întotdeauna cu centrul sarcinilor negative, deci atomii se pot polariza electric (fig. 3.6).

În acest mod se poate explica existența forțelor de interacțiune dintre atomi: ele sunt în principal forțe de natură electrică și apar ca urmare a faptului că, în funcție de distanțele reciproce, atomii se polarizează electric.

Dacă atomii se transformă în ioni, aceștia vor interacționa de asemenea prin forțe electrice de tipul:

$$\vec{F} = \left(Ce^{-\beta r} - \frac{\alpha e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \right) \vec{r},$$

unde C , α și β sunt constante pozitive, caracteristice tipului de ioni.

DIMENSIUNILE ȘI MASELE ATOMILOR

Atomii au diametre de ordinul nanometrilor ($1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$) și mase de ordinul yoctogramelor ($1 \text{ yg} = 10^{-24} \text{ g}$).

Pentru a ușura calculele legate de masele și dimensiunile atomilor, au fost introduse două noi unități de măsură, în afara Sistemului Internațional:

- *unitatea atomică de masă*, care reprezintă o masă egală cu a douăsprezecea parte din masa izotopului de carbon C_6^{12} , are simbolul u și este legată de unitatea din S.I. pentru masă prin relațiile:

$$1 \text{ u} = 1,66057 \cdot 10^{-27} \text{ kg}, \text{ și invers:}$$

$$1 \text{ kg} = 6,02203 \cdot 10^{26} \text{ u};$$

- *ångström*, care reprezintă o lungime de ordinul de mărime al dimensiunii atomului de hidrogen. Simbolul său este Å , iar relația de conversie în unități S.I. de lungime este:

$$1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ m}.$$

Masele și diametrele unor atomi

Nr.	Atom	Masă [kg]	Diametru [10^{-9} m]
1.	H	$1,66 \cdot 10^{-27}$	0,106
2.	C	$1,99 \cdot 10^{-26}$	0,150
3.	Si	$4,66 \cdot 10^{-26}$	0,235
4.	Ge	$1,21 \cdot 10^{-25}$	0,245



John DALTON (1766–1844), meteorolog și chimist englez.

FIZICA ATOMICĂ

Fizica atomică este o ramură a fizicii care se ocupă cu studiul proprietăților și structurii atomului, precum și al interacțiunii luminii (și, mai general, a radiației electromagnetice) cu aceștia.

MODELUL ATOMIC AL LUI DALTON (SFERA RIGIDĂ)

Cel mai simplu model atomic este modelul *sferei rigide*, propus de DALTON: se consideră că atomii au formă sferică, sunt omogeni și identici între ei pentru fiecare substanță, dar diferiți de la o substanță la alta, se pot ciocni între ei perfect elastic (adică fără pierdere de energie cinetică) și nu sunt încărcați electric (figura 3.7).

Forțele de interacțiune sunt *de respingere* la distanțe foarte mici, *se anulează* la o anumită distanță, apoi devin *attractive*, dar scad foarte repede odată cu creșterea distanței dintre ei. Un grafic aproximativ poate fi urmărit în figura 3.8.

Acest model este suficient pentru a explica, în mod calitativ, structura și unele proprietăți simple ale substanțelor, unele fenomene simple: difuzia, schimbarea stării de agregare, schimbarea stării de încălzire și altele.

Deși permite efectuarea unor calcule ale căror rezultate se verifică destul de bine în practică, totuși acest model este insuficient pentru deducerea unor relații cantitative precise.

MODELUL THOMSON

Modelul „cozonac cu stafide” (THOMSON) a fost unul dintre primele modele atomice (propus de William THOMSON și lord KELVIN în 1902 și dezvoltat de către John Joseph THOMSON în 1903). El a fost sugerat de experimentele asupra razelor catodice.

Atomul este reprezentat, în cadrul acestui model, printr-o sferă de rază R , în interiorul căreia este repartizată omogen sarcina pozitivă a atomului, Q_+ ; electronii se află înglobați în interiorul sferei pozitive (fig. 3.9).

Fiecare electron este atras spre centrul sferei ca și cum acolo s-ar afla o sarcină electrică pozitivă, egală cu valoarea sarcinii aflate în interiorul unei sfere cu raza r , egală cu distanța dintre electron și centrul sferei.

Datorită acestei particularități, forța exercitată asupra fiecărui electron este o forță de *tip elastic* ($\vec{F} = -k\vec{r}$):

$$\vec{F} = -\frac{eQ_+}{4\pi\epsilon_0 R^3} \vec{r},$$

iar mișcarea unui electron este descrisă de o lege de tipul:

$$\vec{r} = \vec{A} \sin(2\pi\nu t + \varphi_0),$$

care reprezintă o mișcare circulară uniformă; proiecția ei pe orice diametru al traiectoriei va fi o mișcare *oscilatorie armonică*. Frecvența ν a acestei mișcări, împreună cu multiplii săi, ar trebui să reprezinte frecvențele emise de atom în exterior sub formă de radiație electromagnetică, lucru *infirmit* de observațiile experimentale.

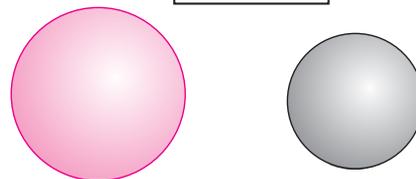
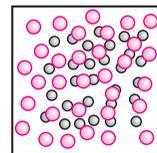


Fig. 3.7. Modelul lui DALTON al atomului: sfera rigidă.

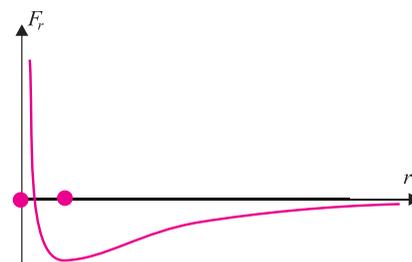


Fig. 3.8. Dependența forței de interacțiune dintre doi atomi de distanța dintre ei.

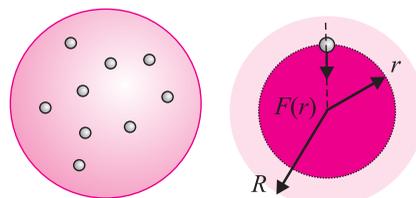


Fig. 3.9. Modelul THOMSON al atomului.



John Joseph THOMSON (1856–1940), fizician englez, laureat al Premiului Nobel pentru fizică în 1906 (stânga) și **William THOMSON, LORD KELVIN** (1824–1907), fizician irlandez (dreapta).

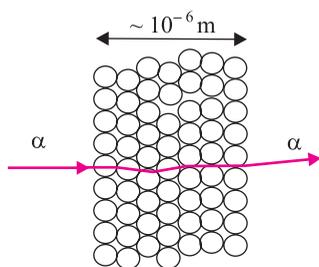


Fig. 3.10. Bombardarea unei foițe de aur cu particule alfa.

MODELUL PLANETAR AL ATOMULUI (RUTHERFORD)

În 1898 Ernest RUTHERFORD a descoperit că anumite nuclee emit un flux de particule de mii de ori mai masive decât electronii, cu mare energie (de ordinul megaelectronvolților), numite particule α (sau *radiație α*).

Aceste adevărate proiectile au fost folosite de RUTHERFORD împreună cu GEIGER și MARSDEN pentru a investiga structura atomului. În 1909 ei au realizat un experiment (pe care l-au continuat în diverse variante până în 1913) în care au bombardat cu particule α o foiță de aur cu grosimea de numai 86 nm (fig. 3.10).

Observație

Aurul este foarte maleabil și, de aceea, foițele subțiri de aur nu au discontinuități.

În urma analizei experimentului s-au făcut următoarele observații:

- a) particulele α , în mare majoritate, trec prin foiță fără să fie deviate;
- b) unele particule α sunt deviate cu unghiuri de 1° - 2° ;
- c) există particule α (0,005% adică una la 20 de mii) care sunt deviate sub unghiuri mai mari decât 90° .

Dispozitivul experimental folosit, arătat schematic în figura 3.11, era format din *sursa de radiații R* (fluxul de particule α), *foița de aur F*, *detectorul* pe care cad radiațiile împrăștiate și produc scintilații și *microscopul M* care permitea numărarea scintilațiilor produse când observarea se făcea sub un anumit unghi θ față de direcția fascicului incident.

Observații

Deoarece foița de aur era prea subțire (sub $0,1 \mu\text{m}$) a trebuit să fie așezată pe un suport de sticlă; experimentatorii au verificat mai întâi că suportul de sticlă nu oprea radiațiile α .

Pentru a reuși să observe scintilațiile, experimentatorul trebuia să stea în întuneric aproximativ o oră înaintea începerii măsurărilor!

Rezultatele unui experiment realizat de RUTHERFORD și colaboratorii săi sunt indicate în tabela alăturată, în care au fost înscrise: unghiul de observație θ , numărul mediu al scintilațiilor observate ΔN , procentul $\frac{\Delta N}{N}$ pe care îl reprezintă ΔN din numărul total al scintilațiilor observate și produsul $\Delta N \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2}$.

Se observă că, deși ΔN variază cu patru ordine de mărime, produsul $\Delta N \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2}$ rămâne, cu o bună aproximație, constant.

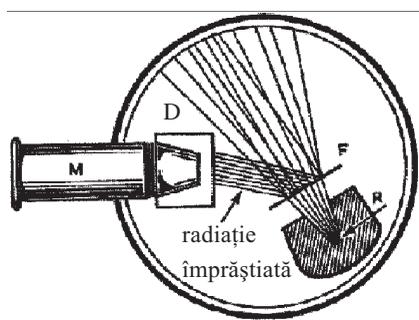


Fig. 3.11. Dispozitivul experimental folosit de RUTHERFORD, GEIGER și MARSDEN.

Rezultatele unui experiment efectuat de RUTHERFORD, GEIGER și MARSDEN

θ	ΔN	$\frac{\Delta N}{N}$ [%]	$\Delta N \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2}$
15°	132000	92,9	38,4
30°	7800	5,5	35,0
45°	1435	1,0	30,8
60°	477	0,34	29,8
75°	211	0,15	29,1
105°	69,5	0,050	27,5
120°	51,9	0,037	29,0
135°	43,0	0,030	31,2
150°	33,1	0,023	28,8

Pentru a explica aceste rezultate obținute, RUTHERFORD a elaborat (în 1911) un model al atomului în care sarcina pozitivă era concentrată într-o regiune foarte mică din centrul atomului, formând un *nucleu atomic* pozitiv în jurul căruia orbitează electronii, sub acțiunea forței de atracție coulombiene.

Acest model, bazat pe ipoteze clasice asupra mișcării electronilor, a fost numit *modelul planetar al atomului* și a fost legat de numele lui RUTHERFORD (fig. 3.12). Denumirea se datorează analogiei cu sistemul solar, în care planetele se rotesc în jurul Soarelui sub acțiunea forței de atracție universală (care are o expresie asemănătoare cu a forței coulombiene).

Nucleul se consideră a fi sferic, omogen, de dimensiuni neglijabile, încărcat cu sarcină electrică *pozitivă*, $Q_+ = Ze$ și concentrând, practic, întreaga masă a atomului. Cei Z electroni sunt considerați puncte materiale, având sarcină electrică *negativă* și masa cu 3-4 ordine de mărime mai mică decât masa nucleului.

Interacțiunile dintre electroni și nucleu, precum și cele dintre electroni, sunt de natură electrostatică, deci pot fi descrise de legea lui COULOMB. Deoarece nucleul și electronul au sarcini electrice de semne diferite, forța dintre electroni și nucleu este o forță de atracție, pe când forțele de interacțiune dintre electroni sunt de respingere.

Experimentul lui RUTHERFORD a arătat că legea lui COULOMB poate fi aplicată și la distanțe *mic*, de ordinul *diametrului atomic*.

Energia totală, energia potențială și energia cinetică a unui electron aflat pe o orbită circulară de rază r sunt date de relațiile

$$E_p = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} = 2E_{totală}, E_{cin} = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r} = -E_{totală}, E_{totală} = -\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r}.$$

și sunt reprezentate în figura 3.13.

Acest model reușea să explice structura atomului și era în acord cu rezultatele experimentale: Philipp Eduard Anton LENARD (1903), Hantaro NAGAOKA (1904), lordul Ernest RUTHERFORD, Hans Wilhelm GEIGER și lordul Ernst MARSDEN (1910).

Deși bazat pe rezultate experimentale, modelul planetar prezentat de RUTHERFORD nu poate explica unele proprietăți importante:

- **stabilitatea atomului,**
- **modul în care atomul emite sau absoarbe energie,**
- **așezarea atomilor în tabelul periodic al elementelor etc.**

Modelele prezentate până acum se bazează pe *fizica clasică*. Pentru a obține modele care să descrie mai precis realitatea trebuie să facem apel la *fizica cuantică* și la *fizica relativistă*.

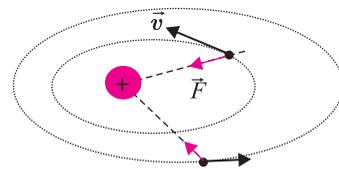
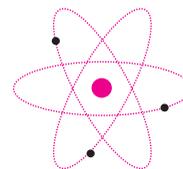


Fig. 3.12. Modelul planetar al atomului (RUTHERFORD).

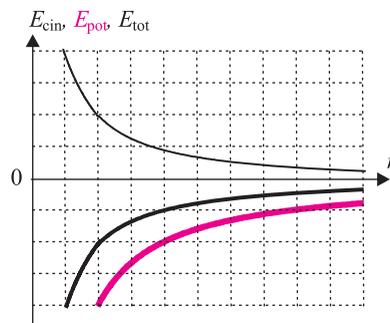


Fig. 3.13. Graficele energiei *cinetice, potențiale și totale* a electronului atomului de hidrogen în modelul planetar ($Z = 1$).



Ernest RUTHERFORD (1871–1937)
fizician neozeeandez,
laureat al Premiului Nobel
pentru chimie în 1908.



Johann Wilhelm GEIGER
(1882–1945), fizician german.

CUANTELE DE ENERGIE

În studiul interacțiunii dintre *atomi* și *lumină* (mai general: *radiația electromagnetică*) s-a observat că schimbul de energie nu se poate face în orice cantitate.

Lumina de o anumită culoare (radiația monocromatică) se comportă ca și cum ar fi alcătuită din „pachete” sau *cuante* de energie.

Schimbul de energie se poate face numai în cuante: cele două sisteme (atomul și radiația electromagnetică) pot schimba numai un număr *întreg* de cuante sau fotoni, conform ipotezei lui EINSTEIN.

Energia și *impulsul* unui foton depind liniar de *frecvența* radiației respective prin relațiile:

$$\varepsilon_{foton} = h\nu, p_{foton} = \frac{h\nu}{c},$$

unde c este valoarea vitezei luminii în vid: $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, iar h este o constantă caracteristică fizicii cuantice, numită *constantă lui PLANCK*; h are aceleași dimensiuni ca și *momentul cinetic* sau ca și mărimea numită *acțiune*, egală cu produsul *energie* \times *timp*:

$$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}.$$

Valoarea *constantei de acțiune* h este extrem de mică față de valorile corespunzătoare unor corpuri macroscopice uzuale, de exemplu, o bilă de rulant.

Relația dintre energia și impulsul fotonului este:

$$\varepsilon_{foton} = cp_{foton}.$$

Fotonul nu este o particulă în adevăratul înțeles al cuvântului, de aceea este numit „*cvasiparticulă*”. Un foton *nu* poate exista în repaus.

Deoarece masa particulelor (ca măsură a inerției) depinde de viteza acestora conform relației:

$$m(v) = \frac{m(0)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

în cazul fotonului nu se poate vorbi decât despre *masa de mișcare*, a cărei expresie rezultă din relația lui EINSTEIN dintre masa și energia unei particule relativiste, $\varepsilon_{foton} = m_{foton}c^2$:

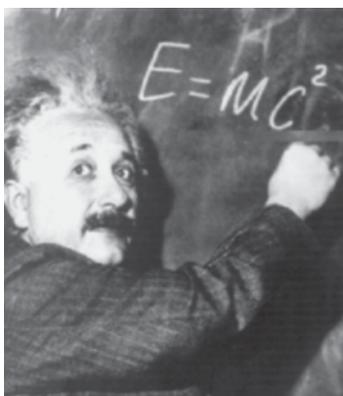
$$m_{foton} = \frac{h\nu}{c^2}.$$

Masa de repaus a fotonului este considerată nulă.

Fotonul nu are *sarcină electrică*, dar are *moment cinetic* propriu (intrinsec), numit *spin*.



Philipp von LENARD (1862–1947)
fizician austriac, laureat al Premiului
Nobel pentru fizică în 1905.



Albert EINSTEIN
și relația dintre masă și energie.

PREZENTAREA SINTETICĂ A EVOLUȚIEI IDEILOR LEGATE DE ATOM

- Primele cunoștințe: LEUCIP, DEMOCRIT, PLATON (500 - 350 î.Hr.): elaborarea *concepției atomiste*.
- Descoperirea *legii proporțiilor definite* și a *legii proporțiilor multiple* (DALTON, 1801).
- Descoperirea naturii discontinue a sarcinii electrice din legile electrolizei (M. FARADAY, 1834).
- Descoperirea „*razelor*” *catodice* (experimentele lui J. PLUCHER, W. CROOKES, H. HERTZ, P. LENARD, după 1850).
- Experimentele de *deflexie a „razelor” catodice* și *descoperirea electronilor* (1897, J. J. THOMSON).
- Stabilirea caracterului neutru al atomului și elaborarea modelului J. J. THOMSON (1902)
- Modelul „saturnian” elaborat în 1904 de Hantaro NAGAOKA.
- Deviarea particulelor alfa emise de rادیu în câmpuri externe, electrice și magnetice (1903: RUTHERFORD stabilește că particulele alfa au *două sarcini elementare*; 1909: RUTHERFORD și RAYS stabilesc faptul că particulele alfa sunt *nuclee de heliu*).
- Determinarea experimentală a sarcinii electrice elementare (R. MILLIKAN, 1909).
- Elaborarea și verificarea modelului atomic cu *sarcina pozitivă concentrată*, conform căruia electronii orbitează în jurul sarcinii pozitive concentrate, plasate central, sub acțiunea forței coulombiene: modelul *planetar* al lui RUTHERFORD, 1911.
- Stabilirea relației dintre parametrul de ciocnire b și unghiul de împrăștiere θ al particulelor alfa pe un nucleu de aur: RUTHERFORD (1912). Neajuns: parametrul de ciocnire *nu este măsurabil*.
- Stabilirea relației dintre procentul particulelor alfa difuzate și unghiul de împrăștiere θ , mărimi accesibile experimental: RUTHERFORD (1913).
- Verificarea experimentală a relației anterioare (1913, GEIGER și MARSDEN), care a dus la determinarea razei nucleului.
- Evidențierea limitelor modelului planetar: *nu* explică stabilitatea atomului, *nu* explică spectrele de emisie sau de absorbție (1913).

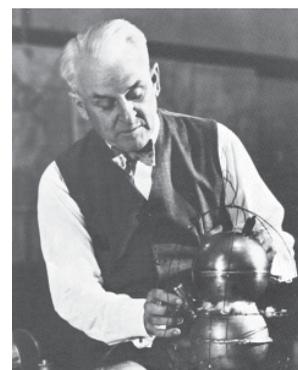
Temă

Pentru a înțelege modelele atomului de hidrogen, realizați experimentele virtuale:

➤ <http://phet.colorado.edu/simulations/hydrogen-atom/hydrogen-atom.jnlp>

Evaluați avantajele și dezavantajele modelelor atomice Rutherford și „cozonac cu stafide” cu ajutorul următorului experiment virtual:

➤ <http://phet.colorado.edu/simulations/rutherford-scattering/rutherford-scattering.jnlp>



Robert Andrews Millikan
(1868–1953) fizician american, laureat al Premiului Nobel pentru fizică în 1923 (pentru măsurătorile asupra sarcinii electronului și pentru contribuția sa la studiul efectului fotoelectric).

Temă

Realizați un portofoliu cu tema: „Evoluția ideilor despre atom, din antichitate până în prezent”.

3. MODELUL BOHR

Primul model cuantic al atomului a fost modelul lui Niels Henrik David BOHR (1913); acest model tratează atomul de hidrogen și ionii hidrogenoizi (He^+ , Be^{2+} , ...).

BOHR a pornit de la modelul planetar și a introdus două *postulate* și o *regulă de cuantificare* a momentului cinetic; astfel s-a obținut o bună concordanță cu datele experimentale din acea vreme.

Primul postulat al lui Bohr

Există stări legate ale atomului, în care acesta *nu emite* și *nu absoarbe* energie (aceste stări se numesc *stări staționare*; într-o stare staționară energia atomului este *constantă* în timp).

Valorile energiilor stărilor staționare formează un *șir* (o mulțime *discretă*, adică *numărabilă*): $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n, \dots$ (se spune că valorile energiei sunt *cuantificate*).

Al doilea postulat al lui Bohr

Există posibilitatea ca atomii să *emită* sau să *absoarbă* energie (*radiație electromagnetică*) sub forma *unei singure* cuante de energie (foton); aceasta se realizează prin trecerea atomului dintr-o stare staționară (cu energia E_m) în altă stare staționară (cu energia E_n), fenomen numit *tranziție cuantică*.

Energia fotonului emis ($E_m > E_n$) sau absorbit ($E_m < E_n$) în urma unei tranziții cuantice este:

$$\varepsilon_{\text{foton}} = |E_m - E_n|.$$

Rezultă că *frecvența* radiației electromagnetice observate în cazul în care un atom dintr-un colectiv de atomi efectuează aceeași tranziție va fi:

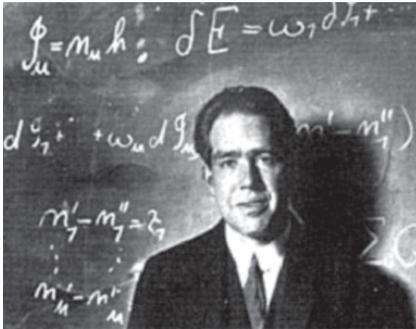
$$\nu = \frac{\varepsilon_{\text{foton}}}{h} = \frac{|E_m - E_n|}{h}.$$

Observație

Se consideră că mișcarea electronului într-o stare staționară este bine descrisă de *legile mecanicii clasice (newtoniene)*, care însă *nu se mai pot aplica în timpul în care are loc o tranziție cuantică*.

Pentru a selecta stările staționare, BOHR a introdus o regulă specială, numită **regula de cuantificare**. Într-o formă echivalentă celei date de BOHR, această regulă se poate enunța astfel:

Mărimea *momentului cinetic orbital* al atomului poate lua numai valori date de relația:



Niels BOHR (1885–1962), fizician danez, laureat al Premiului Nobel (1922), explică regula de cuantificare a momentului cinetic.



Arnold Johannes Wilhelm SOMMERFELD (1885–1962), fizician german. Numele său este legat de *constanta structurii fine*. Patru dintre studenții săi sunt laureați ai Premiului Nobel pentru fizică.

$$L_0 = n\hbar, \quad (3.4)$$

unde momentul cinetic are expresia: $L_0 = m_0 v r = r p$, constanta $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ se numește constanta lui PLANCK raționalizată, iar n este un număr natural ($n = 1, 2, 3 \dots$), numit *număr cuantic principal*.

Interacțiunea dintre nucleu (care are sarcina electrică $+Ze$) și electron (care are sarcina electrică $-e$) este de natură coulombiană.

Pentru mișcarea unui electron pe o orbită circulară de rază r , se poate scrie (în ipoteza nucleului fix) următoarea relație (numită și *condiția de echilibru dinamic al electronului pe orbită*):

$$\frac{m_0 v^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (3.5)$$

Observație

Dacă se ține seama că electronul și nucleul se rotesc, de fapt, în jurul centrului de masă al sistemului, trebuie înlocuită masa electronului m cu expresia $\frac{Mm}{M+m} = \frac{m}{1+\frac{M}{m}}$ numită *masă redusă*;

aici M este masa nucleului (care, în cazul atomului de hidrogen, este de 1837 de ori mai mare decât masa electronului).

Folosind *regula de cuantificare*, să deducem expresiile mărimilor fizice caracteristice sistemului într-o stare staționară: *energia* electronului într-o stare legată, *raza* unei orbite circulare, *viteza* electronului pe o orbită circulară, *perioada* și *frecvența* de rotație a electronului pe o orbită circulară (fig. 3.15).

Scriem condiția de echilibru dinamic a electronului pe orbită (3.5) sub forma:

$$\frac{m_0^2 v^2 r^2}{r} = \frac{m_0 Z e^2}{4\pi\epsilon_0} \text{ adică } \frac{L_0^2}{r} = \frac{m_0 Z e^2}{4\pi\epsilon_0}.$$

Conform relației de cuantificare a momentului cinetic (3.4), obținem valorile cuantificate ale *razelor* orbitelor circulare:

$$r_n = n^2 r_0, \quad (3.6)$$

$$\text{unde } r_0 = \frac{\epsilon_0 \hbar^2}{\pi m_0 Z e^2} = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_0 Z e^2} = \frac{52,9 \cdot 10^{-12} \text{ m}}{Z},$$

adică razele cresc *proporțional* cu *pătratul* numărului cuantic n .

Mărimea:

$$r_1 = \frac{\epsilon_0 \hbar^2}{\pi m_0 e^2} = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_0 e^2} = 52,9 \text{ pm}$$

se numește *prima rază BOHR*.

Observație

Într-o primă etapă, efectele relativiste (de exemplu *variația relativistă a masei electronului cu viteza* și *compunerea relativistă a vitezelor*) au fost neglijate.

Ulterior, SOMMERFELD a arătat că luarea în considerare a *efectelor relativiste* poate explica mai bine observațiile experimentale.

În teoria dezvoltată de SOMMERFELD, orbitele electronilor sunt *eliptice* și suferă o mișcare de *precesie* (fig. 3.14).

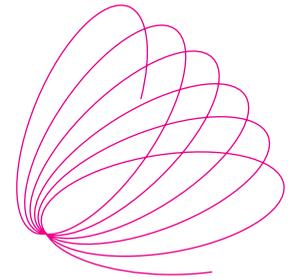


Fig. 3.14. „Rozeta” lui SOMMERFELD, reprezentând precesia orbitei electronului datorată variației relativiste a masei cu viteza.

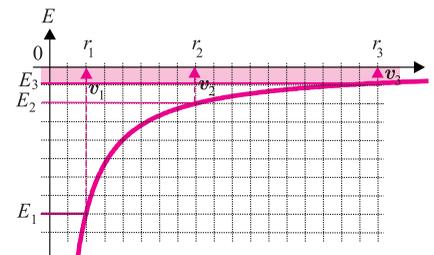


Fig. 3.15. Valorile cuantificate ale *energiei*, *razelor* și *vitezelor* electronilor în modelul BOHR al atomului de hidrogen.

Deducem că diametrul unui atom de hidrogen este aproximativ 100 pm, adică 1 Å (amintiți-vă că 1 Å = 10⁻¹⁰ m).

Deoarece

$$E_{totală} = -\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r},$$

rezultă acum valorile cuantificate ale *energiei* totale a unui electron:

$$E_n = -Z^2 \frac{E_0}{n^2}, \text{ unde } E_0 = \frac{m_0 e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} = \frac{m_0 e^4}{32\pi^2 \hbar^2 \epsilon_0^2} = 13,6 \text{ eV.} \quad (3.7)$$

se observă că valorile energiei scad, în valoare absolută, *invers proporțional* cu *pătratul* numărului cuantic n .

Modelul lui BOHR a reușit să explice formula RYDBERG, regăsind teoretic valoarea constantei lui RYDBERG R precum și valoarea energiei de ionizare a hidrogenului, $W_{ionizare}$.

Să ne amintim relația lui RYDBERG (3.2):

$$\frac{1}{\lambda_{mn}} = Z^2 R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

cu $m > n$ și $R = 1,097373 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$.

Să regăsim această expresie folosind modelul BOHR. Conform celui de al doilea postulat al lui BOHR și relației 3.7, se poate scrie:

$$h\nu_{mn} = \frac{hc}{\lambda_{mn}} = Z^2 \frac{m_0 e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Comparând relațiile, găsim

$$R = \frac{m_0 e^4}{8h^3 c \epsilon_0^2} = \frac{m_0 e^4}{32\pi^3 \hbar^3 c \epsilon_0^2} = 1,097373 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1},$$

în acord cu rezultatele experimentale.

Valoarea minimă a energiei care trebuie comunicată unui electron aflat în stare fundamentală pentru ca acesta să părăsească atomul reprezintă energia de ionizare a atomului; pentru atomul de hidrogen, energia de ionizare este:

$$W_i = Rhc = \frac{m_0 e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} = 2,176 \cdot 10^{-18} = 13,6 \text{ eV.}$$

Folosind relația de cuantificare (3.4) și expresia razelor orbitelor circulare (3.6), obținem valorile cuantificate ale *vitezei* electronului pe orbita circulară:

$$v_n = \frac{v_0}{n}, \text{ unde } v_0 = \frac{Ze^2}{2h\epsilon_0} = \frac{Ze^2}{4\pi\hbar\epsilon_0} = \left(2,19 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}} \right) Z. \quad (3.8)$$

Pentru prima orbită Bohr, factorul relativist este:

$$\beta = \frac{v_0}{c} = \frac{e^2}{2hc\epsilon_0} = \frac{e^2}{4\pi\hbar c \epsilon_0} = \frac{1}{237} = 0,0073 \text{ și } \beta^2 = 53 \cdot 10^{-6},$$

Temă

Arătați că valorile cuantificate ale *frecvenței* mișcării electronului pe orbită sunt date de expresia:

$$v_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = \frac{v_0}{n^3}, \text{ unde}$$

$$v_0 = \frac{m_0 Z^2 e^4}{4h^3 \epsilon_0^2} = \frac{m_0 Z^2 e^4}{32\pi^3 \hbar^3 \epsilon_0^2} = (6,59 \cdot 10^{15} \text{ Hz}) Z^2,$$

iar valorile cuantificate ale *perioadei* mișcării electronului pe orbită sunt date de expresia

$$T_n = n^3 T_0, \text{ unde}$$

$$T_0 = \frac{4h^3 \epsilon_0^2}{m_0 Z^2 e^4} = \frac{32\epsilon^3 \hbar^3 \epsilon_0^2}{m_0 Z^2 e^4} = \frac{1,5 \cdot 10^{-16} \text{ s}}{Z^2}.$$

Cum explicați dependența de numărul atomic Z a acestor mărimi?

Temă

Studiați modelul Bohr cu ajutorul simulării virtuale de la adresa de internet:

► http://www.walter-fendt.de/ph14ro/bohrh_ro.htm

adică o valoare destul de mică pentru a justifica neglijarea, în primă aproximație, a efectelor relativiste, dar suficient de mare pentru a influența rezultatele unor observații mai precise.

Concluzie

Valorile mărimilor fizice caracteristice electronului din atomul hidrogenoid (*energia, raza traiectoriei, viteza, frecvența, perioada*) nu pot lua orice valori, ci numai valori *discrete*, dependente de numărul natural n (adică *numărabile*). Vom spune că toate aceste mărimi sunt *cuantificate*, n fiind numit *număr cuantic principal*.

Modelul lui BOHR al atomului hidrogenoid este un model cuantic compatibil, într-o primă aproximație, cu observațiile experimentale legate, de exemplu, de frecvențele liniilor spectrale și de energiile de ionizare.

Există observații experimentale, legate de exemplu, de intensitatea liniilor spectrale, de structura fină a liniilor spectrale și de multe alte fenomene (referitoare, în special la atomii cu mai mulți electroni) care nu pot fi explicate pe baza modelului simplu al lui BOHR.

La ora actuală, *mecanica cuantică* (o teorie dezvoltată de SCHRÖDINGER, HEISENBERG și mulți alții), combinată cu teoria relativității a lui EINSTEIN, explică satisfăcător practic toate observațiile experimentale, dar bazele sale matematice depășesc cu mult nivelul unui manual de liceu.

4. EXPERIMENTUL FRANCK-HERTZ

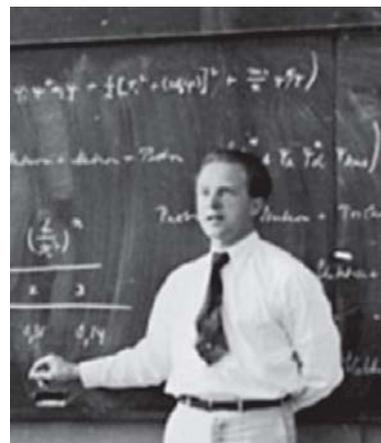
Teoria lui BOHR a fost verificată cu succes printr-un experiment remarcabil, realizat de FRANCK și HERTZ încă din 1914, dar luat în considerare abia după 10 ani.

Acest experiment a constatat în bombardarea atomilor de mercur (Hg) cu electroni accelerați și studiul schimbului de energie între electroni și atomi.

Experimentul a demonstrat, *printr-o altă metodă decât cele spectroscopice*, că energia electronilor atomici poate lua numai valori *discrete*, adică este cuantificată, așa cum a postulat BOHR în 1924.

Într-un tub de sticlă (vidat în prealabil) se introduc vapori de mercur la presiune scăzută și se dispun patru *electrozi* (fig. 3.16):

1. **catodul C** (cu încălzire indirectă);
2. **grila G_1** care controlează, prin intermediul unei tensiuni reglabile U_1 (în intervalul 0–5 V), electronii emiși de catod,
3. **grila G_2** care, cu ajutorul tensiunii reglabile U_2 (având valori cuprinse în intervalul 0–80 V) accelerează electronii care străbat grila G_1 ;
4. **anodul A** care colectează electronii care trec prin ochiurile grilei G_2 și înving *tensiunea de frânare* U_3 aplicată între A și G_2 (fixată la o valoare mică, de exemplu 0,5 V).



Werner HEISENBERG (1901–1976), fizician german, laureat al Premiului Nobel (1932).



James FRANCK (stânga, 1882–1964) și Gustav Ludwig HERTZ (dreapta, 1887–1975) fizicieni germani, laureați ai Premiului Nobel pentru fizică (1925).

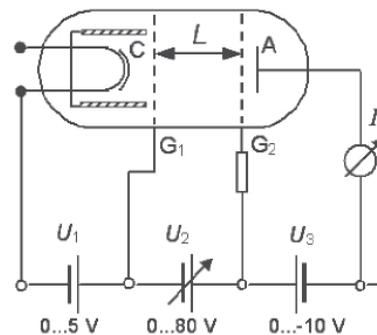


Fig. 3.16. Schema dispozitivului experimental FRANCK-HERTZ.

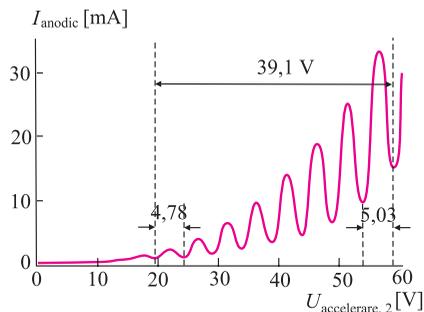


Fig. 3.17. Curbă caracteristică obținută experimental.

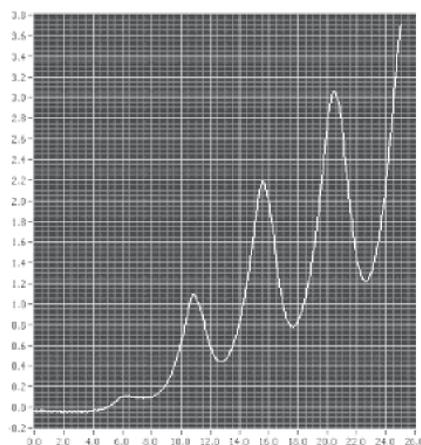
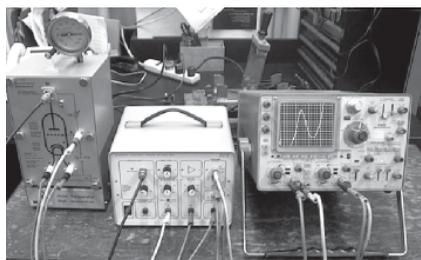


Fig. 3.18. Curbă caracteristică, trasată pe hârtie milimetrică.



Experimentul FRANCK și HERTZ în desfășurare.

Ideea care a stat la baza realizării experimentului constă tocmai în aplicarea acestei *tensiuni întârziatoare* U_3 (metoda este cunoscută în literatura de specialitate sub numele de **metoda potențialului întârziator**).

Experimental, reglăm emisia electronilor de către catod (cu ajutorul tensiunii U_1) și creștem treptat valoarea tensiunii de accelerare U_2 . După ce depășim valoarea fixată a tensiunii U_3 (0,5 V), ne-am aștepta să obținem un curent din ce în ce mai mare, datorită faptului că anodul va colecta din ce în ce mai mulți electroni emiși de catod (desigur, pentru valori mai mari ale tensiunii de accelerare, curentul va ajunge la o valoare de saturație, ca și în cazul studiului efectului fotoelectric).

Totuși, alura curbelor obținute experimental este cea din figurile 3.17. și 3.18 (în fig. 3.18 curba este vizualizată pe ecranul unui osciloscop cu memorie).

Așa cum puteți observa, creșterea este întreruptă de *scăderi abrupte*, înregistrându-se *minime* pentru valori ale tensiunii de accelerare U_2 care sunt, în medie, multipli întregi de 4,9 V.

Urmărind cu un spectroscop, constatăm că, simultan cu apariția primului minim, atomii de mercur din tubul de sticlă încep să emită o radiație a cărei intensitate crește când atingem următorul minim.

Explicația acestei comportări este simplă: cât timp energia electronilor accelerați de grila G_2 este inferioară valorii de 4,9 eV, ciocnirile electronilor cu atomii de mercur sunt perfect elastice, dar când energia electronilor atinge valoarea de 4,9 eV, ciocnirile devin inelastice, electronii cedând toată energia lor atomilor de mercur.

Rolul *tensiunii întârziatoare* $U_2 = 0,5$ V este tocmai de a împiedica electronii, care au cedat toată energia lor atomilor de mercur să mai ajungă la anod.

Să mai remarcăm faptul că presiunea vaporilor de mercur din tubul de sticlă este aleasă astfel încât ciocnirile electronilor cu atomii de mercur să aibă loc între grila G_2 și anod.

Dacă energia electronilor ajunge la $2 \cdot 4,9$ eV, unii dintre ei vor suferi o singură ciocnire (cedând 4,9 eV atomilor de mercur) și vor învinge cu ușurință tensiunea întârziatoare, iar alții vor suferi două ciocniri inelastice succesive și vor pierde astfel întreaga lor energie cinetică, nereușind să mai ajungă la anod. După cum se observă, valorile minimelor nu sunt nule și cresc monoton, datorită electronilor care fie nu suferă ciocniri, fie suferă mai puține ciocniri, păstrându-și astfel o energie suficientă învingerii tensiunii întârziatoare U_3 .

Rafinând experimentul, se mai pot pune în evidență și alte valori precise ale energiei electronilor pentru care aceștia se ciocnesc inelastice cu atomii de mercur.

Astfel, a fost dovedit experimental că atomii de mercur posedă nivele energetice *discrete*.

Desigur, conform postulatelor lui BOHR, atomii de mercur excitați pe niveluri energetice superioare se vor dezexcita, emițând o radiație cu lungimea de undă corespunzătoare diferenței de energie dintre nivelul excitat și cel fundamental; în cazul prezentat, rezultă:

$$\varepsilon_f = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \text{ deci } \lambda = \frac{hc}{\varepsilon_f} = \frac{hc}{eU} = 253,7 \text{ nm},$$

fapt verificat de observațiile spectroscopice.

Experimentul imaginat de FRANCK și HERTZ a fost realizat și pentru atomii altor elemente chimice; curbele obținute au avut aceeași alură, ceea ce înseamnă că și energia celorlalți atomi este cuantificată, în acord cu observațiile spectroscopice și cu modelul cuantificat al lui BOHR.

(*) 5. ATOMUL CU MAI MULȚI ELECTRONI

Teoria simplă a lui BOHR nu mai poate explica satisfăcător fenomenele legate de atomii cu mai mulți electroni. Comportarea acestora este descrisă, cu o foarte bună precizie, de modelul cuantic (dezvoltat de SCHRÖDINGER și HEISENBERG).

Fermioni și bosoni

În sistemele de microparticule, care sunt descrise de *mecanica cuantică*, există două tipuri de particule:

– unele care *nu pot ocupa* aceeași stare cuantică, numite *fermioni*; pentru aceste particule, caracterizate de un moment cinetic propriu (*spin*) **semiîntreg** ($1/2, 3/2$) trebuie să existe cel puțin un parametru *diferit* de la un fermion la altul din sistemul cuantic;

– altele, care se pot găsi *oricât de multe* în aceeași stare cuantică, numite *bosoni*; aceste particule, caracterizate de un moment cinetic propriu (*spin*) **întreg** (0, 1, 2), pot avea chiar și toate mărimile fizice caracteristice *identice*.

Consecințele acestui fapt sunt uriașe.

Un sistem de **fermioni** (de exemplu *electronii unui atom sau protonii și neutronii dintr-un nucleu*), trebuie să fie construit analog unui zid de cărămizi: fiecare fermion adăugat sistemului trebuie să aibă cel puțin *o caracteristică diferită* de ceilalți fermioni din acest sistem.

Acest fapt a fost descoperit de Wolfgang PAULI și, de aceea, poartă numele de *principiul de excludiune al lui PAULI*.

Bosonii, în schimb, pot avea toate caracteristicile identice, permițând, de exemplu, obținerea fasciculelor LASER coerente monocromatice de foarte mare intensitate.

Observație

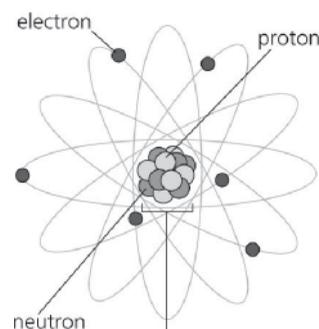
O analogie care să evidențieze diferența dintre *fermioni* și *bosoni* ar putea fi următoarea: scriind pe coli de hârtie și punând foaie peste foaie, obținem un *teanc gros* de foi, pe când dacă scriem pe foile virtuale din calculator, putem pune *oricâte* foi una peste alta, dar grosimea teancului virtual *nu va crește!*

Temă

Realizați experimentul FRANCK-HERTZ cu ajutorul simulării virtuale de la adresa de internet:

► <http://phys.educ.ksu.edu/vqm/free/FranckHertz.html>

Cu datele obținute, trasați graficul caracteristic.



Wolfgang Ernst PAULI (1900–1958), fizician austriac, laureat al Premiului Nobel pentru fizică (1945).



Satyendra Nath BOSE (1894–1974), fizician indian.



Dmitrii Ivanovici MENDELEEV
(1834–1907), chimist rus.

Tabelul periodic al elementelor

Pentru caracterizarea stărilor cuantice posibile, în mecanica cuantică se introduc *numere cuantice* (care pot lua valori întregi sau semiîntregi), tot așa cum, în modelul BOHR, numărul cuantic n caracteriza *energia și momentul cinetic* al electronului din atom, conform relațiilor cunoscute (3.7, 3.4):

$$E_n = -Z^2 \frac{E_0}{n^2} \text{ și } L_0 = n\hbar.$$

În modelul cuantic, lucrurile sunt mult mai complicate; pentru descrierea electronilor atomici trebuie să introducem și alte numere cuantice, care descriu proprietăți specifice ale electronilor.

Numărul cuantic principal n cuantifică valorile *energiei*; deși există diferențe sesizabile între valorile prezise de mecanica cuantică și cele obținute în cadrul teoriei lui BOHR (de exemplu, energia nu depinde numai de numărul cuantic n), valorile energiei sunt apropiate de cele cunoscute din studiul modelului BOHR. Acest fapt a permis gruparea electronilor cu același număr cuantic principal n în pături, notate spectroscopic cu K, L, M, \dots corespunzător valorilor lui n : pătura K va corespunde valorii $n = 1$, pătura L va corespunde lui $n = 2$ și așa mai departe.

Observație

Proprietățile chimice ale elementelor (de exemplu *valența*) sunt legate de electronii din pătura exterioară, astfel încât aceste proprietăți se vor repeta cu periodicitatea cunoscută de la *chimie*. Un exemplu remarcabil este următorul: în 1871, *germaniul* nu fusese descoperit, dar Mendeleev a prezis existența lui și l-a numit *ekasiliciu*; previziunile sale au fost verificate după descoperirea germaniului, așa cum se poate urmări în tabela următoare.

		13 (IIIA)	14 (IVA)	15 (VA)
		5 B III 10,81 BOR	6 C II,IV 12,01 CARBON	7 N III,V 14,01 AZOT
		13 Al III 26,98 ALUMINIU	14 Si IV 28,09 SILICIU	15 P III,V 30,97 FOSFOR
12 (IIB)	30 Zn II 65,39 ZINC	31 Ga III 69,72 GALIU	32 Ge IV 72,61 GERMANIU	33 As III,V 74,92 ARSEN
	48 Cd II 112,4 CADMIU	49 In III 114,8 INDIU	50 Sn II,IV 118,7 STANIU	51 Sb III,V 121,8 STIBIU
	80 Hg II 200,6 MERCUR	81 Tl I 204,4 TALIU	82 Pb II,IV 207,2 PLUMB	83 Bi III,V 209,0 BISMUT

Tabelul periodic al elementelor, așa cum este cunoscut în prezent (fragment)

	Ekasiliciu (Es) <i>proprietăți prezise</i>	Germaniu (Ge) <i>proprietăți observate</i>
<i>Masa atomică</i>	72 u	72,59 u
<i>Densitatea</i>	5,5 g·cm ⁻³	5,5 g·cm ⁻³
<i>Valența</i>	4	4
<i>Punctul de topire</i>	înalt	937,4°C
<i>Culoarea metalului</i>	cenușiu întunecat	cenușiu deschis
<i>Formula oxidului</i>	EsO ₂	GeO ₂
<i>Densitatea oxidului</i>	4,7 g·cm ⁻³	4,23 g·cm ⁻³
<i>Formula clorurii</i>	EsCl ₄	GeCl ₄
<i>Densitatea clorurii</i>	1,9 g·cm ⁻³	1,84 g·cm ⁻³
<i>Punctul de fierbere al clorurii</i>	< 100°C	84°C

Dar teoria cuantică prevede că *momentul cinetic orbital* \vec{L}_0 al electronului este cuantificat în alt mod decât a indicat BOHR: mărimea pătratului *momentului cinetic orbital* nu poate lua decât valori date de relația:

$$L_0^2 = \ell(\ell + 1)\hbar^2, \quad (3.9)$$

în care *numărul cuantic orbital* ℓ poate lua valori întregi și pozitive, între 0 și $n - 1$ (în total n valori).

Electronii au energii apropiate între ele, dar diferite, și de aceea în fiecare pătură ei vor ocupa subpături, notate corespunzător valorilor $\ell = 0, 1, 2, 3 \dots$ cu, respectiv, $s, p, d, f \dots$.

Este ușor de văzut că fiecare pătură (K, L, M, \dots) va avea n subpături: astfel, pătura K va avea doar subpătura s (corespunzătoare valorii $\ell = 0$), în timp ce, de exemplu, pătura M va avea trei subpături, corespunzător valorilor posibile ale lui ℓ : 0, 1, 2.

O discuție specială merită faptul că, în *mecanica cuantică* valoarea minimă a momentului cinetic orbital este nulă; aceasta nu înseamnă că electronul nu se mișcă, ci arată simetria sferică a „norului” de localizare a electronului: știți de la *chimie* că orbitalii s au simetrie sferică.

În general, teoria lui BOHR este mai aproape de realitate pentru valori mari ale numărului cuantic principal, n .

În interiorul unei subpături, electronii se pot găsi în stări caracterizate de valori diferite ale proiecției L_z a momentului cinetic orbital pe direcția axei Oz (axă fixată din punct de vedere fizic, de exemplu, printr-un câmp magnetic). Astfel, L_z poate lua numai valori date de relația $L_z = m\hbar$, în care m se numește *număr cuantic magnetic orbital* și poate lua valori întregi, mai mici sau egale în valoarea absolută cu ℓ , adică aparținând mulțimii $\{-\ell, \dots, -1, 0, 1, \dots, \ell\}$, în total $2\ell + 1$ valori.

După cum ați învățat la *chimie*, electronii au încă o caracteristică fundamentală: *momentul cinetic de spin*, \vec{S} .

Observație

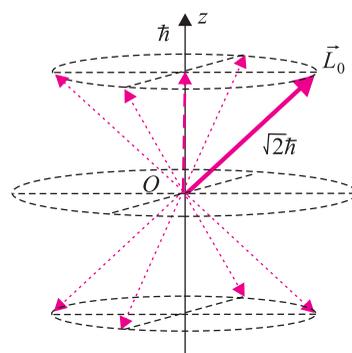
Denumirea *spin* provine de la ideea inițială (Ralph KRONIG, 1925) că acesta s-ar datora rotației electronilor în jurul unei axe de simetrie, idee abandonată din considerente relativiste; acum considerăm că spinul este o proprietate intrinsecă a particulelor. Spinul electronilor a fost propus teoretic de UHLENBECK și GOUDSMIT (1925) și confirmat experimental de STERN și GERLACH.

Conform *mecanicii cuantice*, analog momentului cinetic orbital, mărimea *momentului cinetic de spin*, \vec{S} , nu poate lua decât valori date de relația:

$$S^2 = s(s+1)\hbar^2, \quad (3.10)$$



Ralph de Laer KRONIG
(1904–1995), fizician olandez.



$$L_0^2 = 1 \cdot (1 + 1)\hbar^2 = 2\hbar^2$$

$$L_z = 0 \text{ sau } \pm\hbar.$$

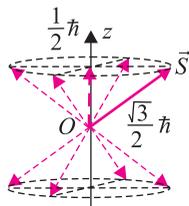
Pentru $\ell = 1$ (orbitalii de tip p) momentul cinetic orbital are mărimea dată de relația

$$L_0^2 = 2\hbar^2.$$

Proiecția sa pe axa Oz poate lua valorile $-\hbar, 0, \hbar$.



George Eugen UHLENBECK
(stânga, 1900–1988) și
Samuel Abraham GOUDSMIT (dreapta,
1902–1978), fizicieni olandezi.



$$S^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right) \hbar^2 = \frac{3}{4} \hbar^2,$$

$$S_z = \pm \frac{1}{2} \hbar.$$

Momentul cinetic de spin are mărimea

dată de relația $S^2 = \frac{3}{4} \hbar^2$.

Proiecția sa pe axa Oz poate lua valorile

$$\frac{1}{2} \hbar \text{ sau } -\frac{1}{2} \hbar.$$

unde numărul cuantic de spin s are o singură valoare semiîntregă,

$s = \frac{1}{2}$, ceea ce arată că electronii sunt *fermioni*; rezultă $S^2 = \frac{3}{4} \hbar^2$.

Proiecția momentului cinetic de spin pe axa Oz poate lua numai valori date de relația $S_z = m_s \hbar$, unde *numărul cuantic magnetic de spin* m_s poate lua numai valorile semiîntregi $+\frac{1}{2}$ sau $-\frac{1}{2}$,

adică exact două valori.

Conform *principiului de excluziune al lui Pauli*, într-un atom electronii din aceeași subpătură trebuie să fie caracterizați de valori

diferite ale proiecției spinului pe axa Oz ($+\frac{1}{2}$ sau $-\frac{1}{2}$), fapt la care ne referim în limbaj curent spunând că electronii au spinul „în

sus” ($m_s = +\frac{1}{2}$) sau „în jos” ($m_s = -\frac{1}{2}$).

Numărul cuantic	Valorile posibile; notații spectroscopice	Numărul valorilor posibile	Mărimea pe care o cuantifică	Relația de cuantificare
n număr cuantic principal	{1, 2, 3, ...} K, L, M, \dots	nedefinit	Energia	$E_n = -\frac{Z^2 m_0 e^4}{8 h^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2}$
l număr cuantic orbital	{0, 1, ... n-1} s, p, d, f, \dots	n	Momentul cinetic orbital	$L^2 = \ell(\ell + 1) \hbar^2$
m număr cuantic magnetic orbital	{-l, ..., -1, 0, 1, ..., l}	$2l + 1$	Proiecția pe axa Oz a momentului cinetic orbital	$L_z = m \hbar$
s număr cuantic de spin	{ $\frac{1}{2}$ }	1	Momentul cinetic propriu (de spin)	$S^2 = s(s + 1) \hbar^2 = \frac{3}{4} \hbar^2$
m_s număr cuantic magnetic de spin	{ $-\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$ }	2	Proiecția pe axa Oz a momentului cinetic de spin	$S_z = m_s \hbar$

În figura 3.19. sunt reprezentate stările posibile ale electronilor în atom, conform regulilor stabilite pentru valorile posibile ale numerelor cuantice.

La *chimie* ați învățat despre orbitalii atomici și modul lor de completare. Conform *regulii construcției* (regulii ocupării succesive a orbitalilor cu electroni), electronii completează păturile (K, L, M, \dots) și subpăturile (s, p, d, \dots) în ordinea *crescătoare* a valorilor *energiei*, respectând principiul de excluziune al lui PAULI și regula lui HUND (numărul electronilor *necupați* trebuie să fie maxim).

$6p^6$	$3p^2$	$4p^2$
$5d^{10}$	$3s^2$	$3d^{10}$
$4f^{14}$	$2p^6$	$4s^2$
$6s^2$	$2s^2$	$3p^6$
$5p^6$	$1s^2$	$3s^2$
$4d^{10}$	Si	$2p^6$
$5s^2$		$2s^2$
$4p^6$		$1s^2$
$3d^{10}$		Ge
$4s^2$		
$3p^6$		
$3s^2$		
$2p^6$		
$2s^2$		
$1s^2$		
Rn		
86		

Fig. 3.21.



Wilhelm Conrad RÖNTGEN
(1845–1923), fizician german,
laureat al Premiului Nobel
pentru fizică în 1901.

După cum știți de la *chimie*:

- pe fiecare orbital se pot găsi cel mult $2 \cdot (2\ell + 1)$ electroni;
- pot exista cel mult $2 \cdot n^2$ atomi cu același număr cuantic n .

Datorită completării subpăturilor cu electroni în ordinea crescătoare a energiilor, ceea ce face ca în unele cazuri să se completeze întâi păturile *exterioare* și abia apoi păturile *interioare* rămase necompletate, numerele de elemente din fiecare perioadă (I, II, III, ...) sunt următoarele: 2, 8, 8, 18, 18, 32, ...

Să urmărim pe două exemple modul de a nota numerele de ocupare. Ne vom referi la două elemente din grupa a IV-a principală, *germaniul* și *siliciul*, având numerele atomice (egale cu numerele de electroni) 14 și, respectiv, 32. Configurația electronică va fi cea din figura 3.21.

După cum se observă, pe ultimul strat (M pentru siliciu și N pentru germaniu) se găsesc *patru electroni*, ceea ce face ca aceste elemente să aibă proprietăți comune: au aceeași valență, cristalele pe care le formează au legătură tetraedrică, au proprietăți semiconductoare etc. Să mai observăm că, în cazul germaniului, s-a completat cu electroni mai întâi nivelul $4s$ și apoi nivelul $3d$, în acord cu ordonarea energetică a acestor niveluri.

Studiind tabelul periodic al elementelor, mai putem remarca faptul că elementele foarte stabile (gazele inerte) au structuri electronice *complete*; de exemplu, radonul ($Z = 86$).

Observați că în pătura P (corespunzând valorii maxime a numărului cuantic principal, $n = 6$) radonul are configurația stabilă de *octet*. Evident, *radonul* se va găsi în *perioada* a VI-a, *grupa* a VIII-a ($6s^2 6p^6$).

6. RADIAȚIILE X

Cum au fost descoperite razele X

În 1895, fizicianul german WILHELM RÖNTGEN, lucrând cu un tub de raze catodice, a descoperit (alimentând tubul de descărcare cu tensiune înaltă) radiații penetrante care au produs fluorescența unui cristal de platinocianură de bariu.

Natura razelor X

Datorită faptului că natura acestor radiații nu era cunoscută, au fost numite la început raze X, apoi raze RÖNTGEN.

W. FRIEDRICH, P. KNIPPING și Max VON LAUE au obținut, în 1912, difracția razelor X pe rețeaua cristalină a unui metal, probând, în acest fel, natura lor ondulatorie: radiațiile X sunt *radiații electromagnetice* cu lungimi de undă mai mici decât cele ale radiației ultraviolete, cuprinse între 10 nm și 1 pm.

După cum am văzut la studiul efectului COMPTON, în acord cu ipoteza lui EINSTEIN, radiațiile X își pot manifesta și natura corpusculară; de aceea, putem considera că ele reprezintă un *flux de fotoni* mai energici decât fotonii radiațiilor vizibile și ultraviolete.

Clasificarea razelor X după lungimea lor de undă

Razele X cu lungimi de undă doar cu puțin mai mici decât razele ultraviolete se numesc *raze X moi*, pe când cele cu lungimi de undă cu mult mai mici (deci cu mult mai energice) se numesc *raze X dure*.

Cum se produc razele X

Radiațiile X se pot produce prin proiectarea unui fascicul de electroni de mare energie asupra unei ținte metalice.

Dispozitivul în care se produc razele X – numit tub COOLIDGE – este un tub de sticlă, cu o fereastră de beriliu având un **catod** (care emite electroni), un **anod** (care accelerează electronii sub tensiuni de la 0,1 MV până la 100 MV) și un **anticatod** (o țintă metalică pe care cad electronii accelerați) (fig. 3.22).

Evident și ecranul unui tub cinescop reprezintă un *anticatod*, astfel că și aici se vor produce raze X (moi).

Există și surse naturale de raze X: *Soarele*, *supernovele* și chiar *cometele*.

Clasificarea razelor X după mecanismul producerii

Studiind spectrul razelor X (fig. 3.23), s-a constatat că:

- la tensiuni mici spectrul este continuu, *nu depinde* în nici un fel de natura anticatodului, iar lungimea de undă *nu poate fi inferioară* unei anumite valori λ_{min} care depinde de tensiunea de accelerare;
- la tensiuni mai mari, peste spectrul continuu se suprapune un spectru de linii care *depinde* de natura anticatodului, fapt pentru care această radiație se numește *radiație X caracteristică*.

Cum se explică spectrul razelor X

Spectrul continuu apare datorită radiației emise de electronii care au căzut pe anticatod și care își pierd energia treptat, radiind (ca orice sarcină accelerată) energie electromagnetică proporțional cu pătratul *vectorului accelerație* (fig. 3.24).

Într-adevăr, electronii care pătrund în metal interacționează puțin cu *electronii* liberi sau legați, dar traiectoria lor va fi permanent curbată datorită atracției coulombiene cu *nucleele* din nodurile rețelei cristaline.

Radiația care apare se numește *radiație X de frânare*, deoarece electronii, emițând energie ca urmare a faptului că se mișcă accelerat, ajung să fie încetiniți.

Pentru a explica limita inferioară a lungimilor de undă ale spectrului radiației de frânare, trebuie să facem apel la ipoteza lui EINSTEIN asupra naturii fotonice a radiației electromagnetice. Energia maximă a fotonilor emiși nu poate fi superioară energiei electronilor accelerați la tensiunea U :

$$\epsilon_f = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \leq E_e = eU .$$

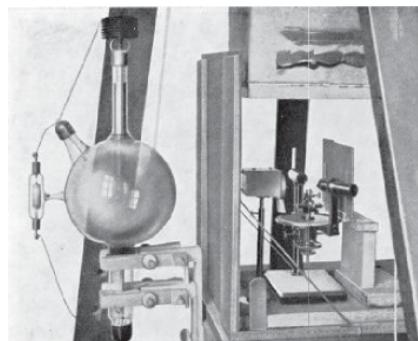
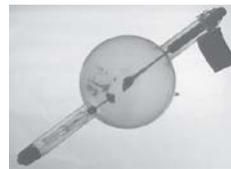


Fig. 3.22. Primele dispozitive pentru producerea razelor X: tuburile COOLIDGE. Jos: dispozitivul cu care W. FRIEDRICH, P. KNIPPING și M. VON LAUE au observat difracția razelor X.

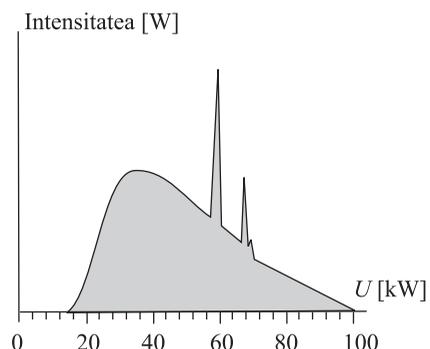


Fig. 3.23. Spectrul radiației X pentru wolfram.

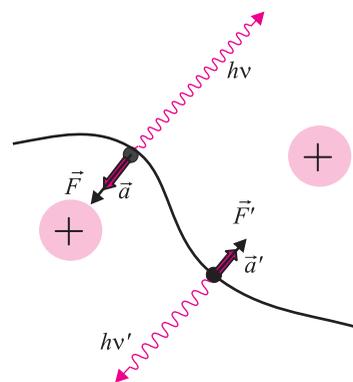
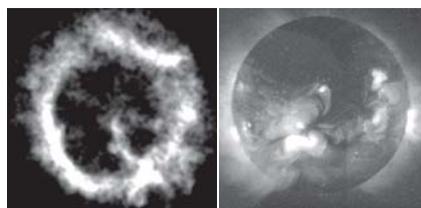


Fig. 3.24. Un electron accelerat pierde energie proporțional cu pătratul accelerației.



Henry Gwyn Jeffreys MOSELEY
(1887–1915), fizician englez.



Emisia de raze X a unei supernove (stânga) și spectrul emisie solare în domeniul radiațiilor X (dreapta).

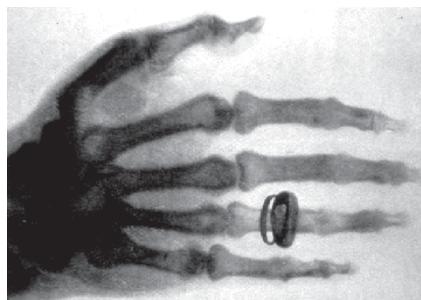


Fig. 3.25. Prima radiografie:
mâna doamnei RÖNTGEN.



Aparat RÖNTGEN modern și imaginea conexiunilor interioare ale unui bec.

Rezultă că $\lambda \geq \frac{hc}{eU}$, adică *limita inferioară* a lungimilor de undă ale spectrului continuu scade *invers proporțional* cu tensiunea de accelerare a electronilor, în acord cu rezultatele experimentale.

Spectrul de linii (radiația X caracteristică) are o cu totul altă natură: când energia electronilor incidenti crește peste valoarea energiei de ionizare a atomilor anticatodului, se poate produce ionizarea acestor atomi, prin extragerea unui electron din apropierea nucleului, de exemplu din pătura *K*. În urma ionizării, ceilalți electroni tind să ocupe nivelul cu energie mai mică, rearanjându-se. În acest proces, ei emit energie sub formă de *fotoni*, conform celui de al doilea postulat al lui BOHR.

Prin analogie cu formula lui RYDBERG (3.3), frecvențele radiației emise pot fi calculate cu relația cunoscută sub numele de *legea lui MOSELEY*:

$$\frac{1}{\lambda_{mn}} = \tilde{\nu}_{mn} = (Z - \sigma)^2 R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

în care am înlocuit numărul atomic *Z* cu o valoare mai mică, datorită faptului că electronii exteriori sunt *ecrași* față de atracția coulombiană a nucleului de electronii din straturile inferioare, σ se numește *constantă de ecranare* și se determină experimental, pentru fiecare tip de atomi în parte ($\sigma \in [-1, 1]$), $n, m \in \mathbb{N}^*$ cu $m > n$.

De fapt, MOSELEY a descoperit experimental că, pentru fiecare tip de atomi ai anticatodului, *rădăcina pătrată a frecvenței* radiației X caracteristice crește liniar cu numărul atomic:

$$\sqrt{\nu} = a(Z - b), \text{ unde } a \text{ și } b \text{ sunt constante pozitive.}$$

Aplicațiile razelor X

- Prima aplicație a razelor X a fost *radiografierea* corpului uman. Datorită faptului că radiațiile X sunt absorbite în mod diferit de diferite organe, putem obține, pe un film fotografic sau pe un ecran fluorescent, imagini ale corpului uman (în special ale *oaselor*, care absorb în mai mare măsură razele X) (fig. 3.25).

- Deoarece, conform legii lui MOSELEY, lungimile de undă observate ale radiației X caracteristice depind de numărul atomic *Z*, studiul spectrului radiației X caracteristice permite *identificarea elementelor anticatodului*. Această metodă este nedistructivă și poate fi folosită pentru concentrații mici ale atomilor în proba analizată. Numărul atomic precis al unora dintre elementele transuraniene a fost stabilit prin această metodă. Acum se folosesc aparate de raze X conectate cu calculatorul și analiza spectrelor se face automat.

- În *cristalografie*, datorită lungimilor de undă mici, comparabile cu valorile distanțelor interatomice din cristale, radiațiile X permit investigarea *structurii cristaline*. Difracția BRAGG permite

determinarea distanței dintre atomi, folosind relația $2d \sin\theta = n\lambda$, unde d este distanța dintre două plane vecine ale unei familii de plane cristaline paralele, $n = 1, 2, 3, \dots$ și unghiul $\theta = \frac{\pi - \Phi}{2}$ (fig. 3.26).

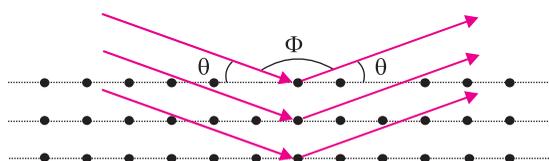


Fig. 3.26.

- O aplicație importantă a razelor X este *defectoscopia*: piesele metalice pot fi verificate nedistructiv pentru evidențierea unor defecte interioare (goluri) (fig. 3.27).

- În 1953, biologul J. WATSON și fizicianul F. CRICK au stabilit *structura acidului dezoxiribonucleic* (ADN) folosind radiațiile X.

- Dispozitivele cu radiații X permit *controlul bagajelor* în aeroporturi.

- În ultima vreme, radiațiile X folosesc în lupta împotriva poluării mediului înconjurător cu substanțe interzise, prin identificarea acestor substanțe în gazele emise sau în deșeuri.

Cum putem vedea imaginile date de razele X

Deoarece razele X nu se pot observa cu ochiul liber (având lungimile de undă mult mai mici decât lungimile de undă ale radiației vizibile), pentru a observa imaginile date de razele X trebuie să folosim *detectori*: plăci sau filme fotografice fotostimulabile, ecrane cu cristale fluorescente, detectori cu scintilație, detectori cu semiconductoare etc.

Cum ne protejăm de acțiunea nocivă a radiațiilor X

Datorită faptului că reprezintă fotoni cu energie mare (sute de mii sau chiar milioane de electronvolți) radiațiile X sunt periculoase pentru oameni și animale, putând produce mutații periculoase.

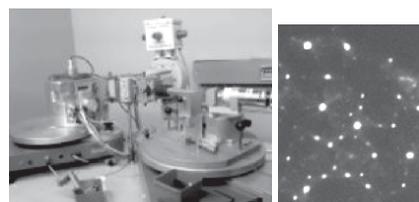
Mecanismul principal de interacțiune constă în producerea, prin efect COMPTON, a electronilor de recul rapizi, cu mare putere de ionizare.

De aceea, protecția personalului care lucrează cu aceste radiații trebuie să fie făcută sistematic, chiar și pentru cei care lucrează sporadic cu radiații X. Pentru pacienții care trebuie să facă radiografiile (pulmonare, dentare) trebuie să se folosească aparate RÖNTGEN moderne, la care timpul de expunere să fie cât mai mic cu puțință.

Pentru cei care lucrează cu radiații X, trebuie monitorizată durata totală a expunerii.

Protecția efectivă se face cu echipamente diversificate: haine, mănuși, ochelari, ecrane sau panouri, incinte etc. (fig. 3.28).

Ecranele care ne pot proteja de acțiunea dăunătoare a radiațiilor X conțin de obicei metale grele (de exemplu, plumb) sau oxizi de titan sau de bariu.



Diffractometru pentru raze X și imaginea atomilor dintr-un cristal.

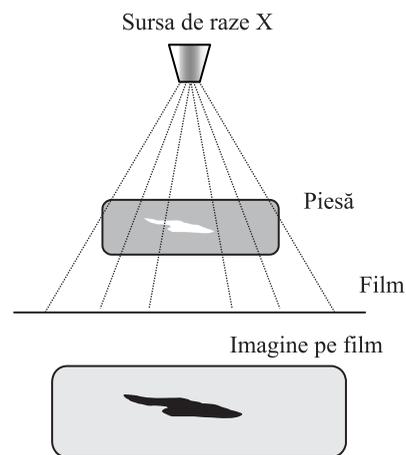
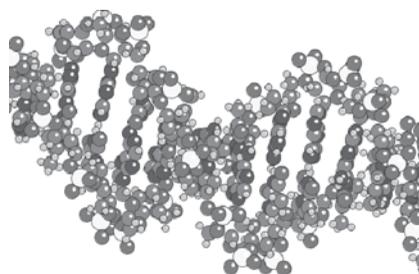


Fig. 3.27. Evidențierea unui defect într-o piesă metalică, analizată cu raze X.



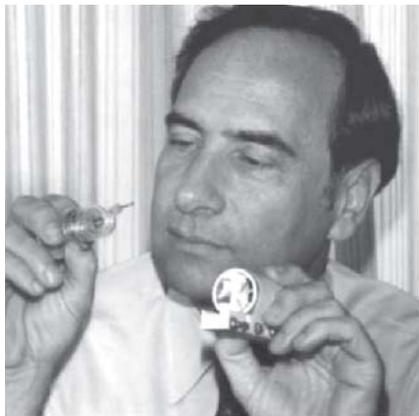
Structura ADN (model)



Fig. 3.28. Haină de protecție împotriva radiațiilor X.

(*) 7. EFECTUL LASER

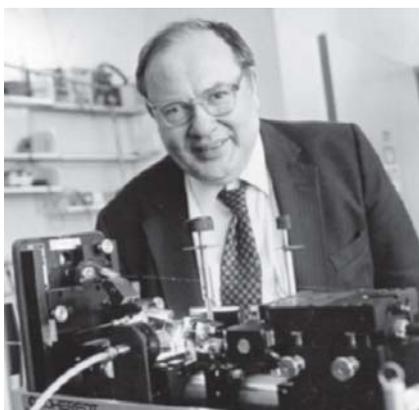
LASER este un acronim de la cuvintele din limba engleză: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, sau de la traducerea lor aproximativă în limba română: Lumină Amplificată prin Stimularea Emisiei de Radiație.



Theodore MAIMAN (1927–2007),
fizician american.



Charles TOWNES (n. 1915),
fizician american.



Arthur SCHAWLOW (1921–1999),
fizician american.



Fig. 3.29. LASER cu cristal de rubin.

Dispozitivele cuantice de emisie și amplificare a radiației în regiunea vizibilă a spectrului radiațiilor electromagnetice, denumite dispozitive LASER, își bazează funcționarea pe interacțiunea a două sisteme fizice:

- **câmpul electromagnetic** dintr-o *cavitate optică rezonantă*;
- **mediul activ** (situat în *aceeași* incintă) format din atomi, ioni, molecule etc.

Excitând mediul activ printr-un anumit procedeu (*ciocniri electronice, pompaj optic, injecție, transfer rezonant de energie* etc.), în mediul activ se acumulează *energie electromagnetică*, pe care o putem *elibera* în urma *stimulării emisiei de radiație*.

Observație

Amplificarea radiațiilor prin stimularea emisiei de radiație se poate face și pentru alte domenii spectrale. Primele dispozitive construite amplificau *microundele* și de aceea se numeau MASERI (m este inițiala lui *microwave*); acum există dispozitive care amplifică radiația infraroșie (IRASER), ultravioletă (UVASER) și chiar radiația X (LASER cu raze X).

Scurt istoric

Deși teoria care a permis construirea laserilor a fost dezvoltată de EINSTEIN încă din 1917, primele dispozitive laser au fost construite abia după câteva decenii.

„Paternitatea” laserului este controversată:

– în 1954, Charles TOWNES și Arthur SCHAWLOW și, independent, Nikolai BASOV și Aleksandr PROHOROV au construit primul maser; în 1958 ei au arătat posibilitatea construirii laserilor;

– în 1959, Gordon GOULD a indicat modalitatea de realizare a unui laser, dar nu a reușit să obțină primul patent decât în 1968;

– în 1960, Theodore MAIMAN (1927–2007) a pus în funcțiune primul laser, un laser cu cristal de rubin; în același timp, a fost realizat un dispozitiv laser și de către Alexandr PROHOROV.

– în 1962, în România a fost realizat primul laser (în laboratorul profesorului Ion I. AGÂRBICEANU), România devenind a patra țară din lume care a dezvoltat această tehnologie.

Tipuri de laseri

Există în acest moment o mare varietate de laseri și, pe măsură ce se obțin noi medii active sau se descoperă noi principii teoretice, se construiesc alte noi tipuri.

Amintim doar laserii cu *cristal de rubin* (fig. 3.29), cu *sticlă cu neodim*, cu *gaz* (He-Ne, CO₂, CO) (fig. 3.30), cu *semiconductoare* (fig. 3.31) (laserii cu *groapă cuantică*, laserii cu *coloranți organici acordabili*).

La început, laserii erau dificil de construit și aveau un preț ridicat; acum, achiziționarea unui *indicator laser*, echipat cu o diodă laser (fig. 3. 32) este necostisitoare. Cu un astfel de dispozitiv reușim să investigăm cu ușurință proprietățile radiației LASER.

Atenție!

Fasciculul laser este extrem de periculos, astfel încât:

- NU priviți fasciculul unui laser nici *direct* și nici prin *reflexie* sau *transmisie*;
- nu îndreptați niciodată fasciculul laser spre altă persoană;
- înainte de a începe un experiment, asigurați-vă că fasciculul laser nu va produce efecte secundare nedorite (de exemplu, nu va ajunge în ochii cuiva după una sau mai multe reflexii);
- porniți laserul numai cât timp realizați experimentul propus;
- avertizați persoanele aflate în aceeași încăpere;
- întrerupeți experimentul imediat ce observați posibilitatea producerii unui accident;
- nu lăsați un laser operațional la îndemâna copiilor mici, care nu cunosc pericolele la care se expun jucându-se cu acesta și nu se pot proteja singuri;
- în cazul nefericit al producerii unui accident, adresați-vă imediat medicului specialist.

În caz contrar, urmările pot fi extrem de grave și ireversibile:

- lezarea corneei;
- distrugerea țesutului fotosensibil;
- opacifierea cristalinului;
- dezlipirea retinei.

Deoarece fasciculul LASER concentrează energia pe suprafețe mici, laserii de putere mare pot produce și alte accidente grave:

- lezarea pielii;
- inducerea unor tumori maligne;
- provocarea exploziei unor recipiente care conțin fie combustibili instabili, fie gaze lichefiate (de exemplu *azot lichid*).

Să experimentăm cu un indicator laser

Respectând regulile amintite, să încercăm să realizăm câteva experimente care să evidențieze proprietățile radiației laser.

Fasciculul laser este *directional*

Fixați pe un perete față de care vă puteți deplasa progresiv o foaie pe care ați trasat linii apropiate pe care le puteți distinge de la distanță; porniți laserul și urmăriți cu cât de puțin se lărgeste pata luminoasă de pe foaia de hârtie când vă îndepărtați de perete; pentru comparație, folosiți și o lanternă (pe care ați focalizat-o cât mai bine).

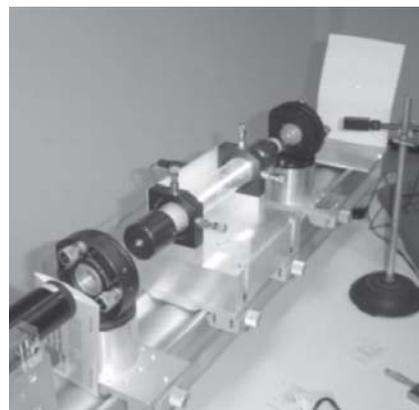


Fig. 3.30. LASER cu He-Ne.



Fig. 3.31. Diode LASER.



Fig. 3.32. Indicator LASER comercial.

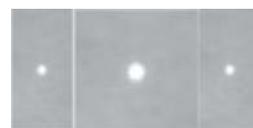


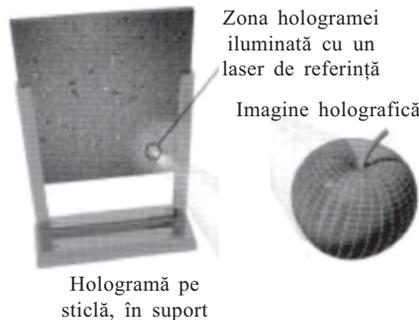
Fig. 3.33. Figură de difracție obținută cu un CD.



Fig. 3.34. Trecerea unui fascicul laser printr-o soluție coloidală.



Dénes GÁBOR (1900–1979), fizician maghiar, laureat al Premiului Nobel pentru fizică (1971).



Hologramă pe sticlă, în suport

Fig. 3.35. Obținerea și citirea unei holograme.

Fasciculul laser este *coerent*

Luăți un disc compact (CD) sau un disc versatil digital (DVD) și observați producerea franjelor de difracție (prin reflexie) (fig. 3.33). Pentru a observa difracția prin transmisie, puteți folosi rețeaua fină din fereastra unei bancnote.

Fasciculul laser este *monocromatic*

Luăți o prismă optică și încercați să descompuneți lumina laserului; observați că după dubla refracție prin prismă, pata lăsată de fasciculul LASER pe un ecran nu este mai largă decât dacă acesta nu ar fi străbătut prisma.

Fasciculul laser este *intens*

Comparați luminozitatea petei lăsată de fasciculul laserului pe un ecran cu luminozitatea produsă de un bec obișnuit, de 100 W, plasat la aceeași distanță cu laserul; rețineți că puterea laserului (1 mW) este de *o sută de mii de ori mai mică* decât a becului.

Puterea produsă pe 1 mm² al retinei de un laser cu puterea de 1 mW (în cazul în care am privi direct fasciculul) este de aproximativ 20 W.

Pentru comparație: privit direct, Soarele produce pe 1 mm² al retinei numai 0,1 W, adică de 200 de ori mai puțin.

Atenție: Nu priviți direct Soarele!

Alte experimente

Un fascicul laser va fi **difuzat (împrăștiat)** la trecerea printr-un vas cu apă care conține o suspensie coloidală (în fig. 3.34 este reprezentată o soluție de argint coloidal). Puteți încerca cu apă în care ați pus puțin pământ.

Folosind vasul din experimentul anterior, puteți evidenția **refracția și reflexia totală**.

Un experiment spectaculos folosește faptul că radiația laser este **liniar polarizată**. Faceți ca fasciculul laser să se reflecte pe o suprafață de sticlă, la un unghi de aproximativ 60° și urmăriți pata lăsată pe un ecran convenabil așezat; rotiți acum laserul în jurul direcției razei incidente (menținând unghiul de incidență de 60°). Observați cum variază luminozitatea petei.

Aplicațiile laserilor

Datorită proprietăților enunțate, laserii au numeroase aplicații în *știință și tehnică*, în *industrie*, în *medicină*, în *tehnica militară*, în *teatru și film*.

Practic, aplicațiile laserilor sunt nelimitate, ei pătrunzând din ce în ce mai mult în viața noastră de zi cu zi, de exemplu comunicațiile prin fibră optică.

Una dintre primele aplicații ale laserilor a fost **holografia** (urmăriți obținerea și citirea unei holograme în fig. 3.35).

Prin suprapunerea „undei obiect” (reflecată de obiect) cu o undă de referință, se înregistrează pe o placă fotografică o figură de interferență, în franjele obținute regăsindu-se și informația asupra *fazei* (care este pierdută în fotografierea obișnuită). La reconstrucție, prin iluminarea cu lumină laser a hologramei, se reconstituie unda obiect și apare imaginea tridimensională a obiectului, care se va vedea diferit din poziții diferite.

Holografia a fost inventată în 1947 de către fizicianul maghiar Dénes GÁBOR (1900–1979), care a obținut pentru aceasta premiul Nobel (1971). Astăzi puteți observa *holograme* pe multe produse comerciale sau acte de identitate.

În *construcții*, laserul este folosit pentru **aliniere** (poduri, tunele). Un exemplu spectaculos este canalul de sub Marea Mânecii.

În *știință*, laserii sunt folosiți în **răcirea** la temperaturi apropiate de 0 K (de exemplu, s-a reușit menținerea pentru o jumătate de secundă a unei temperaturi de 0,24 miimi de K, încetinind neutroni cu 6 laseri), în **spectroscopie** (datorită înaltei monocromaticității), la **măsurarea precisă** a distanței Pământ-Lună (datorită înaltei direcționalității), în **fuziunea nucleară** (datorită intensității mari pe care o au), în **geologie, seismologie**, în **optica neliniară**, în **transmiterea optică a informației** etc.

În *chirurgie*, laserii se folosesc în loc de **bisturiu**, deoarece fasciculul poate fi focalizat precis și tăieturile nu sângerează (coagularea se face practic instantaneu).

În *industrie*, laserii se folosesc pentru **controlul suprafețelor**, pentru **gravarea** fină a suprafețelor metalice, pentru **dirijarea** roboților industriali, în construirea dispozitivelor de **imprimare**, de **citire/înregistrare** a datelor în format digital și de multe altele.

În *tehnica militară*, laserii se folosesc pentru **atingerea țintei** de către diverse proiectile, pentru **distrugerea rezervoarelor de combustibil** ale unor mașini de luptă, **opacifierea ferestrelor** avioanelor, **apărarea împotriva proiectilelor** adverse, „**orbirea**” dispozitivelor de cercetare inamice. Multe dintre aplicațiile militare ale laserilor sunt încă secrete.

În *divertisment*, laserii se folosesc pentru **crearea de imagini speciale**.

Bazele fizice ale proceselor laser

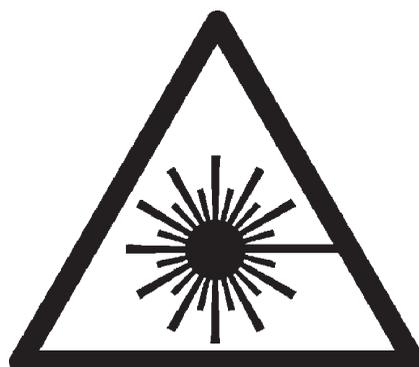
Fenomenele care stau la baza funcționării dispozitivelor laser sunt legate de interacțiunea dintre *câmpul electromagnetic* și *substanță*.

Pompaj, inversie de populație, emisie stimulată

Pentru a obține o radiație laser, trebuie să existe mulți atomi într-o stare excitată, capabili să revină pe un nivel energetic inferior, cedând astfel diferența de energie dintre cele două nivele. Acest lucru se face „*pompând*” energie în sistemul atomic, astfel încât să se obțină un număr cât mai mare de atomi în starea excitată.



Holograma unui castel de nisip.



LASER RADIATION

Simbolul „pericol de radiație laser”.

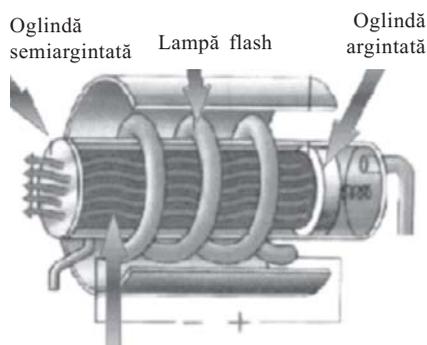


Avion de vânătoare folosind un dispozitiv laser.



Laseri într-o sală de concert.

O analogie clasică a fenomenului de emisie stimulată este următoarea: dacă avem mai multe leagăne identice, acestea își vor pierde energia inițială practic în același timp; dar, „stimulându-le” cu o frecvență egală cu propria frecvență de oscilație, le vom putea face să își piardă mai repede energia. Remarcați însă faptul că, în acest proces, vom repune în oscilație leagănele care erau oprite, adică vom consuma energie atât pentru stimularea emisie de energie de către leagănele aflate în oscilație cât și pentru punerea în mișcare a celor care erau în repaus.



Bară de rubin

Fig. 3.36. Schema laserului cu cristal de rubin.

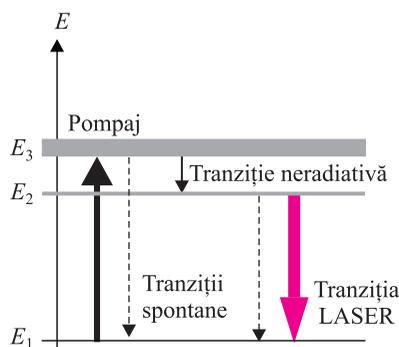


Fig. 3.37. Schema nivelurilor energetice pentru laserul cu cristal de rubin.

În mod normal, revenirea atomilor excitați în starea fundamentală se face, conform legilor statisticii, în mod spontan și aleator, haotic; ca urmare, radiația emisă nu va fi coerentă.

EINSTEIN a arătat însă că revenirea atomilor excitați pe nivelul fundamental se poate face mai repede decât o prevăd legile statistice prin „stimularea” atomilor aflați în stare excitată cu o radiație având lungimea de undă egală cu cea emisă în mod spontan de atomi în tranziția respectivă (corespunzător diferenței de energie dintre cele două niveluri).

Prin dezexcitarea unui atom excitat de către un foton rezonant, rezultă doi fotoni care oscilează în fază (sunt coerenți); fenomenul se poate amplifica în avalanșă dacă există mulți atomi excitați.

În acest caz, fotonii emiși au caracteristici identice cu cei incidenti (sunt coerenți), fotonii care au stimulat emisia; acest lucru este posibil principial pentru că fotonii sunt *bosoni* și nu se supun principiului de excludere al lui Pauli.

Efectul laser constă tocmai în amplificarea radiației prin stimularea emisie de radiație a unor atomi aduși într-o stare excitată (prin pompaj).

Tot din considerente statistice rezultă și următorul fapt: într-un colectiv de atomi, numărul atomilor aflați în stări excitate (se obișnuiește să se spună *populația*) scade exponențial cu diferența de energie dintre nivelul excitat și cel fundamental.

Pentru obținerea efectului laser (adică amplificarea radiației prin emisie stimulată) trebuie să fie însă mai mulți atomi în starea excitată decât în cea fundamentală, adică să existe o *inversie de populație*.

O altă condiție necesară producerii efectului laser, adică a emisie stimulate de lumină, este să menținem un număr suficient de atomi în starea cu energie superioară; acest lucru se realizează dacă energia introdusă în sistem prin „pompaj” depășește o valoare minimă, „de prag”.

Laserul cu trei nivele

O exemplificare a noțiunilor prezentate este laserul cu cristal de rubin (fig. 3.36). Acesta este un laser cu trei nivele: nivelul fundamental (cu energia E_1), nivelul de pe care are loc emisia stimulată (cu energia $E_2 > E_1$) și nivelul pe care are loc pompajul (cu energia $E_3 > E_2$) (fig. 3.37).

Pentru a explica funcționarea acestui tip de laser, să ne amintim relația de nedeterminare (HEISENBERG) care leagă imprecizia cu care cunoaștem energia de durata observației:

$$\tau \cdot \Delta E \geq \frac{\hbar}{2}$$

Conform acestei relații, cu cât „timpul de viață” τ al unui atom într-o stare este mai mare, cu atât lărgimea naturală a nivelului energetic respectiv este mai mică.

De aceea:

– energia nivelului fundamental E_1 (pentru care τ_1 este infinit) poate fi cunoscută, în principiu, oricât de precis ($\Delta E_1 \rightarrow 0$);

– pompajul se face optic cu ajutorul unei lămpi de tip flash (care este de fapt un tub de descărcare în xenon la presiune redusă, de formă elicoidală, confecționat din cuarț) de pe nivelul fundamental E_1 pe nivelul E_3 , un nivel instabil, cu timp de viață foarte scurt (ales astfel încât electronii să ajungă cât mai repede, printr-o tranziție *neradiativă*, pe nivelul laser E_2); în acord cu relația de incertitudine scrisă, acest nivel este larg (fapt avantajos: pompajul este mai eficient);

– nivelul E_2 este un nivel metastabil, cu timpul de viață τ_2 foarte lung ($\tau_2 = 10^{-4} \text{ s} \gg 10^{-9} \text{ s} = \tau_3$, pentru nivelul instabil); nivelul metastabil fiind îngust, radiația laser va fi practic monocromatică.

Rolul nivelului metastabil (E_3) este esențial pentru a asigura inversia de populație între nivelele E_2 și E_1 în mod indirect, deoarece pompajul direct de pe nivelul E_1 pe E_2 nu permite realizarea inversiei de populație.

Atenție! Nu există, în principiu, o radiație perfect monocromatică!

Cavitatea rezonantă este reprezentată de cele două oglinzi depuse pe bara cilindrică de rubin. Cele două oglinzi se șlefuiesc astfel încât să fie *paralele*; astfel, numai fotonii care se propagă paralel cu axa barei, adică perpendicular pe cele două oglinzi, vor rămâne în sistem și vor stimula emisia radiației. Oglinda semitransparentă permite extragerea fascicului laser. Direcția fotonilor care se propagă în cavitatea rezonantă fiind paralelă cu axa cilindrului, fascicul laser va fi practic paralel (remarcați în figura 3.38 că fotonii care nu se propagă pe direcția axei cilindrului părăsesc imediat sistemul, după una sau mai multe reflexii la capetele barei, iar cei care rămân în cavitate ies sub forma unui fascicul paralel).

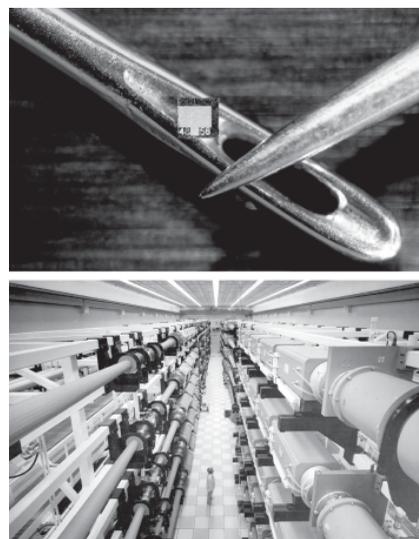
Rolul cavității rezonante este de „a pune fotonii la lucru”, adică de a participa la procesele de emisie stimulată înainte de a fi extrași ca putere utilă din cavitate. Cavitatea rezonantă asigură „reacția pozitivă” necesară funcționării „oscilatorului” laser.

În diagramele din fig. 3.39 și fig. 3.40 sunt reprezentate *distribuția naturală* a „populației” de atomi în cele trei stări implicate în fenomen (se numește distribuția BOLTZMANN) și, respectiv, inversia de „populație”.

Deoarece pe nivelul E_3 sunt foarte puțini atomi, inversia populației trebuie să lase nivelul fundamental E_1 cu mai puțin de jumătate din „populația” inițială); acest lucru face ineficientă această schemă, de aceea se preferă laserii cu patru niveluri, la care inversia de populație este mai ușor de realizat, datorită faptului că nivelul laser inferior nu este nivelul fundamental.



Ludwig BOLTZMANN (1844–1906), fizician austriac.



Laser microscopic (sus) și laser gigantic (jos).

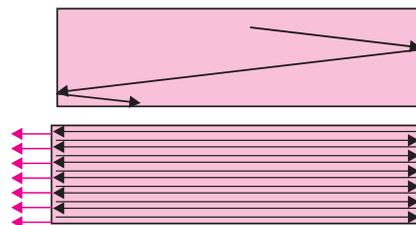


Fig. 3.38. Fascicul laser este practic paralel, datorită reflexiei repetate a fotonilor între oglinzi.

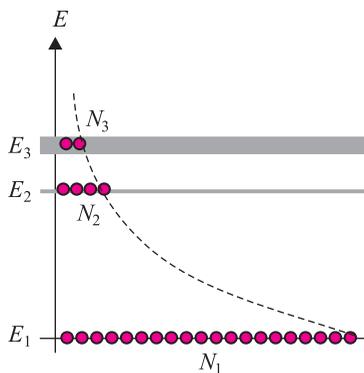


Fig. 3.39. Distribuția BOLTZMANN: popularea nivelurilor energetice la echilibru, în absența pompajului ($N_2 < N_1$).

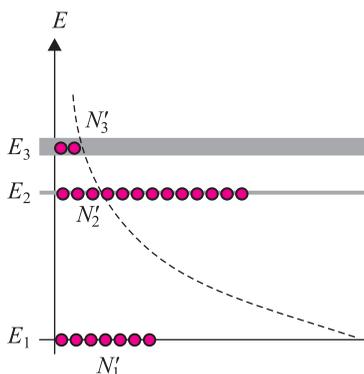


Fig. 3.40. Inversia de populație, realizată prin pompaj ($N_2 > N_1$).

Bilanțul puterilor în mediul activ laser

În acord cu teoria propusă de EINSTEIN în 1917, diferența dintre *puterea emisă* și *puterea absorbită* poate fi exprimată în funcție de energia $h\nu = h\frac{c}{\lambda}$ a fotonilor emiși stimulat:

$$P_{emisă} - P_{absorbită} = [a_{21}N_2 + b_{21}N_2I_e - b_{12}N_1I_e]h\frac{c}{\lambda_{21}}.$$

Semnificația termenilor este următoarea: a_{21} , b_{21} și b_{12} sunt probabilitățile de tranziție între nivele E_1 și E_2 , calculate cu ajutorul mecanicii cuantice (EINSTEIN a arătat că $b_{12} = b_{21} = b$), N_1 și N_2 reprezintă, respectiv, populațiile nivelurilor E_1 și E_2 , iar I_e este intensitatea energetică a radiației de pompaj.

Relația se poate scrie și sub forma:

$$P_{emisă} - P_{absorbită} = [a_{21}N_2 + b(N_2 - N_1)I_e]h\frac{c}{\lambda_{21}}.$$

De aici rezultă cele afirmate la început: pentru a obține efectul laser, adică amplificarea radiației prin emisie stimulat, trebuie să realizăm inversia de populație și să depășim valoarea de prag a puterii de pompaj (pentru ca radiația laser, coerentă, să fie preponderentă față de cea incoerentă, datorită emisiei spontane).

Desigur, funcționarea altor tipuri de laseri se deosebește de cea descrisă aici, dar principiile generale rămân aceleași.

FIZICA ATOMICĂ

Schemă recapitulativă

1. Fenomenul de *descompunere a luminii albe* în culorile componente cu ajutorul unei **prisme optice** sau a unei **rețele de difracție** se numește *dispersie*.
2. Culorile componente ale unei radiații emise de corpuri aflate în stare solidă, lichidă sau gazoasă alcătuiesc *spectrul* substanței care a emis radiația. Spectrele corpurilor pot fi atât de **emisie**, cât și de **absorbție**.
3. Spectrele emise de corpurile solide sau lichide aduse la incandescență sunt spectre **continue**, pe când spectrele emise de gazele din tuburile de descărcare sunt spectre **discontinue**.
4. Spectrele discontinue pot fi de **linii** (emise de gaze aflate în stare atomică) sau spectre de **bandă** (emise de gaze moleculare).

Temă

Studiați funcționarea laserului cu ajutorul experimentului virtual de la adresa de internet:

► <http://phet.colorado.edu/simulations/lasers/lasers.jnlp>

- Spectrele de absorbție se observă când din radiația emisă de o sursă care traversează o substanță, anumite componente spectrale sunt *absorbite*, orice substanță fiind capabilă să absoarbă acele radiații pe care le poate emite în aceleași condiții (legea lui KIRCHHOFF).
- Studiul spectrelor emise sau absorbite de corpuri reprezintă o *metodă* experimentală importantă *de investigare* a structurii atomilor și moleculelor.
- Pe baza liniilor spectrale ale hidrogenului observate în vizibil (H_α , H_β , H_γ , H_δ) BALMER a elaborat, în anul 1885, formula **empirică** a seriei spectrale care-i poartă numele și a prezis existența altor linii spectrale în ultraviolet (o *serie spectrală* reprezintă un ansamblu de linii spectrale ale căror lungimi de undă se pot determina cu o formulă unitară).

Pag. 55

- În 1900, RYDBERG a generalizat formula lui BALMER și pentru alte serii spectrale ale hidrogenului și ale atomilor hidrogenoizi:

$$\frac{1}{\lambda_{mn}} = Z^2 R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

unde R este constanta lui RYDBERG.

Pag. 57

- Seriile spectrale ale atomilor hidrogenoizi sunt situate în *ultraviolet* (seria LYMAN), în *vizibil* (seria BALMER), în infraroșu (seriile PASCHEN, BRACKETT, PFUNDT și HUMPHREYS).

Pag. 58

- Analiza spectrală* a unei probe presupune determinarea din studiul spectrului acesteia atât a **tipurilor** de atomi din probă (analiza spectrală **calitativă**) cât și a **cantităților relative** ale diferitelor tipuri de atomi (analiza spectrală **cantitativă**).

Pag. 55

- Atomii* au fost descriși de către DEMOCRIT încă din antichitate ca elemente constitutive ale substanței, indivizibile și indestructibile, însă s-a dovedit ulterior din studiul unor fenomene cum sunt: *electrizarea*, *electroliza*, *efectul fotoelectric*, că atomii au în structură *electroni* (particule cu sarcină electrică negativă și masa mult mai mică decât cea a atomului).

- Caracterul **neutru** al atomului presupune și existența unei sarcini *pozitive* în atom, egală cu sarcina electronilor, astfel încât trebuia rezolvată problema *modelului atomic*, adică a modului de distribuire și interacțiune a sarcinilor electrice în atom (care este stabil) și cunoașterea proprietăților acestuia.

Pag. 58

- Din calcule rezultă că atomii au *dimensiuni* de ordinal **nanometrilor** și *mase* de ordinal **yoctogramelor**.

Pag. 60

- Modelele atomice propuse de DALTON (**al sferei rigide**) și THOMSON (al distribuției electronilor într-o sferă în care este repartizată uniform sarcina pozitivă, asemănătoare unui „*cozonac cu stafide*”) s-au dovedit nesatisfăcătoare.

Pag. 61

- În anul 1911, RUTHERFORD a elaborat **modelul planetar** al atomului pe baza rezultatelor experimentului efectuat de el în 1909, de bombardare a unei foițe de aur cu particule α .

16. Conform modelului planetar, sarcina pozitivă a atomului este concentrată într-o regiune foarte mică în centrul acesteia, formând un **nucleu atomic pozitiv**, de dimensiuni foarte mici, în jurul căruia orbitează *electronii* sub acțiunea forței de atracție coulombiene (în mod asemănător cu mișcarea planetelor în jurul Soarelui, sub acțiunea forței gravitaționale).

Pag. 62

17. Sarcina electrică **pozitivă** a nucleului este $Q = Ze$ și este egală cu sarcina **negativă** a tuturor electronilor din învelișul electronic, masa nucleului fiind însă de aproximativ 1840 de ori *mai mare* decât masa electronului. Datorită acestei structuri „lacunare” a atomului se poate afirma că atomul este „aproape gol”.

Pag. 62

18. Deși a adus contribuții importante la cunoașterea structurii atomului, în concordanță cu datele experimentale, modelul atomic al lui RUTHERFORD *nu* poate să explice: *stabilitatea atomului, modul în care atomii emit sau absorb energie, așezarea atomilor în tabelul periodic al elementelor.*

Pag. 63

19. Schimbul *discontinuu* de energie dintre atomi și mediu fusese postulat de către PLANCK în anul 1900, prin ipoteza cuantelor, cu ajutorul căreia reușise să explice distribuția spectrală a radiației termice.

Pag. 64

20. Cuantele de energie $\varepsilon = h\nu = \hbar\omega$, unde $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, h fiind constanta lui PLANCK: $h = 6,624 \cdot 10^{-31} \text{ J} \cdot \text{s}$, au revoluționat întreaga gândire fizică de la începutul secolului al XX-lea, punând bazele **fizicii cuantice**.

Pag. 64

21. Teoria **cuantelor de energie** a fost dezvoltată de către EINSTEIN în anul 1905, prin *ipoteza fotonilor*, introdusă pentru a explica *efectul fotoelectric* și *efectul COMPTON*. **Fotonii** sunt considerați de către EINSTEIN *corpusculi de lumină*, de energie $\varepsilon = h\nu$ și impuls $p = \frac{h}{\lambda} = \frac{h\nu}{c}$, relații care evidențiază **caracterul dual**, *ondulatoriu-corpuscular* al radiației.

Pag. 64

22. Modelul atomic al lui BOHR este un model planetar care se bazează pe **două postulate fundamentale** și pe **o regulă de cuantificare a momentului cinetic**, reprezentând primul model *cantitativ* al atomului, în care sunt înlăturate totodată și *neajunsurile* modelului lui RUTHERFORD.

Pag. 66

23. Primul postulat al lui BOHR: *Atomul poate exista numai în anumite stări staționare, caracterizate de șirul discret de energii E_1, E_2, \dots, E_n în care nu emite și nu absoarbe energie.* Prin urmare energia atomului este cuantificată.

Pag. 66

24. Al doilea postulat al lui BOHR: *Atomul poate trece dintr-o stare staționară de energie E_n în altă stare staționară de energie E_m prin **emisia sau absorbția** unei cuante de energie, de frecvență $\nu = \frac{|E_m - E_n|}{h}$.* Această trecere a atomului dintr-o stare staționară în alta se numește *tranziție cuantică*.

Pag. 66

25. Pentru a *selecta* orbitele staționare pe care se mișcă electronii, BOHR a introdus o **regulă de cuantificare a momentului cinetic**: momentul cinetic al electronului în mișcarea sa pe orbitele staționare este cuantificat de relația $m_0vr = n\hbar$, unde n este un număr natural, numit **număr cuantic principal**.

Pag. 67

26. Din condiția de echilibru dinamic pentru mișcarea pe orbită a electronului se obține raza celei de a n -a orbite: $r = r_0n^2$, unde $r_0 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_0Ze^2}$ este raza *primei orbite* a lui BOHR (pentru hidrogen, $r_0 = 0,529 \text{ \AA}$).

Pag. 67

27. Pentru valorile **cuantificate** ale *energiei totale* a electronului se obțin valorile: $E_n = -Z^2 \frac{E_0}{n^2}$, unde $E_0 = \frac{m_0e^2}{32\pi^2\hbar^2\epsilon_0}$, adică valorile energiei scad cu **pătratul** numărului cuantic n .

Pag. 68

28. Energia de ionizare a atomului de hidrogen este $E_i = 13,6 \text{ eV}$ și reprezintă *valoarea minimă* a energiei pe care trebuie să o primească un electron aflat în stare fundamentală ($n = 1$) pentru a putea să părăsească atomul.

Pag. 68

29. Modelul atomic al lui BOHR *nu* poate explica: *intensitatea liniilor spectrale* emise de atom în tranzițiile cuantice, *structura fină a liniilor spectrale* evidențiată experimental și alte comportări specifice ale *atomilor cu mai mulți electroni* (modul de așezare a electronilor pe orbite) etc. Toate aceste fenomene vor fi explicate mai târziu de către *fizica cuantică* care dezvoltă teoria lui BOHR.

Pag. 69

30. Datele *spectroscopice* confirmă în mod strălucit modelul lui BOHR, de exemplu, frecvențele liniilor spectrale emise de atom, energiile de ionizare etc.

Pag. 69

31. Confirmarea experimentală *nespectroscopică* a modelului lui BOHR a fost oferită de experimentul lui FRANCK și HERTZ (1914), care a dovedit că atomii de mercur (Hg) posedă nivele de energie **discrete**. Confirmările *nespectroscopice* au o importanță principială în fizică, fiind necesare pentru a se evita unele eventuale erori în interpretarea datelor spectroscopice.

Pag. 69

32. Comportarea *sistemelor de particule identice* (adică a particulelor care au aceleași proprietăți), *nu* poate fi explicată satisfăcător de teoria lui BOHR, care nu face distincție între *bosoni* și *fermioni*. Electronii fiind fermioni, nu se pot găsi câte doi sau mai mulți în aceeași stare (principiul de excluziune al lui PAULI), pe când bosonii (de exemplu, fotonii) pot fi oricât de mulți în aceeași stare.

Pag. 71

33. *Fermionii* sunt particule care au spinul *semîntreg* ($\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$) pe când *bosonii* sunt caracterizați de spin *întreg* (0, 1, 2).

Pag. 71

34. În limbaj **cuantic**, starea unui electron în atomul de hidrogen este definită cu ajutorul a patru numere cuantice: **numărul cuantic principal** n (cu valori naturale nenule: 1, 2, 3 ...), care cuantifică *energia*, **numărul cuantic orbital** ℓ (cu valori naturale cuprinse între 0 și $n - 1$), care cuantifică mărimea *momentului cinetic orbital*, **numărul cuantic magnetic orbital** m (cu valori întregi cuprinse între $-\ell$ și ℓ), care cuantifică *proiecția pe axa Oz a momentului cinetic orbital* (precum și a *momentului magnetic orbital*) și **numărul cuantic magnetic de spin** m_s (cu valorile semiîntregi $-\frac{1}{2}$ și $\frac{1}{2}$), care cuantifică *proiecția pe axa Oz a momentului cinetic propriu (de spin)* al electronului (mărimea acestuia este cuantificată de *numărul cuantic de spin* $s = \frac{1}{2}$).

Pag. 73, 74

35. Conform **principiului de excluziune** al lui PAULI, orbitele învelișului electronic se completează cu electroni ținându-se seama că doi electroni (*fermioni*) nu pot avea același grup de valori pentru cele patru numere cuantice care definesc starea. Rezultă, de exemplu, că pot exista cel mult $2n^2$ electroni cu același număr cuantic n .

Pag. 74, 75

36. **Razele X** au fost descoperite de RÖNTGEN în anul 1895 observând fluorescența unor cristale de *platinocianură de bariu* care se aflau în apropierea unor tuburi de descărcare în gaze rarefiate sub tensiuni înalte. În tuburile cu raze X există un *catod* care **emite electroni**, un *anod* care **acelerează electronii** emiși de catod și un *anticatod* care *emite razele X* când este bombardat de electronii accelerați.

Pag. 76

37. Se poate arăta că razele X sunt de **natură electromagnetică** și au lungimi de undă mai mici decât cele ale *radiațiilor ultraviolete* (sub 10 nm).

Pag. 76

38. Radiațiile X se pot obține fie prin **frânarea electronilor accelerați** (*radiația X de spectru continuu*), fie prin **ionizarea atomilor anticatodului** de către electronii accelerați, având ca urmare *îndepărtarea* unor electroni de pe păturile profunde ale atomului (K sau L) și *producerea* unor tranziții (care *succed* procesele de ionizare) pentru *rearanjarea* electronilor pe nivelele atomice (cu *emisia* de fotoni X cu un **spectru de linii**: *radiația X caracteristică*).

Pag. 77

39. Frecvențele radiațiilor X caracteristice se pot determina din **legea lui MOSELEY** $\sqrt{\nu} = a(Z - b)$, care arată că rădăcina pătrată a frecvenței radiației crește liniar cu numărul atomic Z .

Pag. 78

40. În **crystalografie**, radiațiile X permit investigarea *structurii cristalelor* pe baza **legii lui BRAGG**: $2d \sin \theta = n\lambda$.

Pag. 78, 79

41. Alte **aplicații** ale radiațiilor X: *radiografierea organismelor vii*, *defectoscopia industrială*, *identificarea unor elemente chimice* și a unor structuri organice, *combaterea poluării*, *controlul nedistructiv* al unor piese masive etc.

Pag. 78, 79

42. **Dectecția** razelor X se poate face cu *plăci și filme fotografice, ecrane fluorescente, detectori cu scintilație sau cu materiale semiconductoare*. Pag. 79
43. **Protecția** organismului uman împotriva efectelor de ionizare ale razelor X se face prin utilizarea *ecranelor, a hainelor și echipamentelor protectoare*, precum și prin *reducerea la minimum* a timpului de expunere. Pag. 79
44. **LASERUL** este un *dispozitiv cuantic* pentru *generarea și amplificarea* radiației electromagnetice coerente prin emisia stimulată a radiației. Pag. 80
45. **Amplificarea** radiației în dispozitivele LASER se face prin *emisie stimulată* care apare la interacțiunea unui *foton* cu energia $\varepsilon = \hbar\omega = E_2 - E_1$ cu un *atom excitat* având nivelele energetice E_1 și E_2 ; prin deexcitarea atomului rezultă *doi fotoni coerenți* între ei (cu *aceeași frecvență* și care oscilează *în fază*). Dacă sunt condiții pentru repetarea procesului de emisie stimulată, poate avea loc **multiplicarea în avalanșă** a fotonilor, rezultând *amplificarea* radiației coerente. Pag. 84
46. Pentru a fi posibilă *amplificarea* radiației emisei stimulate, mediul trebuie să prezinte **inversie de populație**, adică numărul de sisteme atomice excitate N_2 ale mediului activ trebuie să fie *mai mare* în raport cu numărul de sisteme atomice neexcitate N_1 (*populația* N_2 a nivelului LASER superior E_2 trebuie să fie *mai mare* decât populația N_1 a nivelului LASER inferior E_1 , adică $N_2 - N_1 > 0$, deși în mod normal $N_2 < N_1$ (conform distribuției BOLTZMANN)). Pag. 86
47. Condiția $N_2 - N_1 > 0$ nu este suficientă! Se definește **pragul** LASER prin mărimea N_p numită *inversie de populație de prag*, adică inversia de populație *minimă* necesară pentru a avea loc amplificarea radiației (**puterea emisă** să fie *mai mare* decât **pierderile de radiație** prin diferite procese). Mecanismul prin care mediul LASER primește energie pentru a se realiza inversia de populație se numește **pompaj**. Pag. 85-86
48. Pentru a se obține mai ușor *inversia de populație de prag* trebuie micșorate pierderile. Pentru aceasta se utilizează **cavitatea optică rezonantă**, un ansamblu de *două oglinzi paralele* așezate la capetele mediului LASER, pentru a produce *reflexia repetată* a fotonilor în mediul activ care are inversie de populație prin pompaj, pentru a participa la *emisia stimulată „în avalanșă”*, deci la *amplificarea* radiației. O fracțiune din acești fotoni care se plimbă de sute de ori între oglinzi este transmisă în exterior determinând *puterea LASER de ieșire*, adică fasciculul LASER utilizat în numeroase aplicații. Pag. 84
49. *Caracteristicile* principale ale radiației LASER sunt: **coerența înaltă, monocromaticitatea, direcționalitatea foarte bună și densitatea de energie radiantă foarte ridicată**, proprietăți care au aplicații importante în toate domeniile. Pag. 82
50. Principalele *tipuri de laseri și aplicațiile reprezentative* ale acestora sunt: laserul *cu semiconductori* ($\lambda = 1,53 \mu\text{m}$) utilizat în **comunicațiile optice**, laserul *cu heliu-neon* He-Ne ($\lambda = 0,63 \mu\text{m}$) utilizat în **holografie și măsurători de precizie**, laserul *cu sticlă dopată cu neodim* ($\lambda = 1,06 \mu\text{m}$) utilizat în **industrie și aplicații speciale**, laserul *cu dioxid de carbon* CO_2 ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$) utilizat în **industrie și în medicină** etc. Pag. 80, 82

SĂ REZOLVĂM ÎMPREUNĂ!

1. Considerați un atom aflat pe poziția Z în tabelul periodic al elementelor. Presupunând că acest atom este descris de modelul THOMSON, calculați raportul dintre valoarea sarcinii pozitive și volumul atomului, dacă diametrul acestui atom este d . Aplicație numerică: $Z = 1$, $d = 0,106$ nm.

Rezolvare:

Raportul cerut se numește densitatea volumică de sarcină; relația de definiție este $\rho = \frac{Q}{V}$, iar unitatea de măsură în S.I. este: $[\rho]_{S.I.} = \frac{C}{m^3} = C m^{-3}$. Deoarece sarcina pozitivă a atomului este $Q_+ = Ze = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C, iar volumul său este $V = \frac{\pi d^3}{6}$, rezultă $\rho = \frac{Q_+}{V} = \frac{6Ze}{\pi d^3}$. Pentru aplicația numerică: $\rho = 2,57 \cdot 10^{11}$ C m⁻³.

2. Considerați că atomul de hidrogen ar fi descris de modelul lui THOMSON. Reprezentați grafic dependența de distanța până la centrul atomului a forței de interacțiune dintre electron și sarcina pozitivă a acestui atom.

Rezolvare:

Expresia proiecției forței exercitate asupra electronului din partea sarcinii pozitive a atomului va fi:

$$F_r = -\frac{eq(r)}{4\pi\epsilon_0 r^2} = -\frac{e\rho \frac{4\pi}{3} r^3}{4\pi\epsilon_0 r^2} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R_H^3} r, \text{ pentru } r \leq R_H \text{ și}$$

$$F_r = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \text{ pentru } r > R_H.$$

Valoarea maximă a forței este $F_{\max} = 8,2 \cdot 10^{-8}$ N (pentru $r = R_H = 0,053$ nm). Graficul este reprezentat în fig. 1.

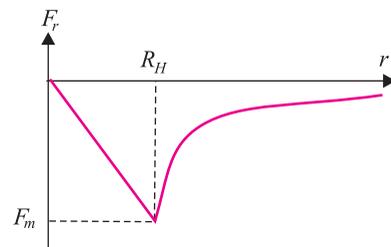


Fig. 1.

3. Considerăm radiația X caracteristică; deduceți și reprezentați grafic dependența rădăcinii pătrate a frecvenței primei linii din seria K (notată K_α) de numărul atomic Z al elementului emițător. Considerați constanta de ecranare egală cu unitatea.

Rezolvare:

Aplicând legea MOSELEY, obținem: $\nu_{21} = c\tilde{\nu}_{21} = Rc(Z-1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right)$, de

unde rezultă $\sqrt{\nu} = \sqrt{\frac{3}{4} Rc} \cdot (Z-1)$; reprezentarea grafică este arătată în fig. 2.

4. Considerați modelul planetar al atomului de hidrogen. Pentru o anumită traiectorie circulară, energia cinetică a electronului are valoarea 2,176 aJ.

Determinați viteza electronului și raza traiectoriei sale circulare.

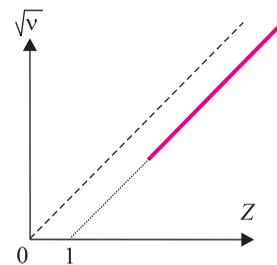


Fig. 2.

Rezolvare:

Din relația de definiție a energiei cinetice rezultă: $v = \sqrt{\frac{2E_{\text{cin}}}{m_e}}$, de unde $v = 2,19 \cdot 10^6 \text{ ms}^{-1}$. Deoarece

$$E_{\text{cin}} = -E_{\text{pot}} = +\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} = k_0 \frac{e^2}{2r}, \text{ rezultă } r = k_0 \frac{e^2}{2E_{\text{cin}}}, \text{ deci: } r = 9 \cdot 10^9 \frac{2,56 \cdot 10^{-38}}{2 \cdot 2,176 \cdot 10^{-18}} = 5,29 \cdot 10^{-11} \text{ m} = 52,9 \text{ pm}.$$

5. Considerați că modelul BOHR s-ar putea extinde la atomul de heliu.

Presupuneți că electronii acestui atom se mișcă pe aceeași orbită circulară, la distanța maximă posibilă unul de altul (la capetele unui diametru al traiectoriei) și că nucleul este fix.

Scrieți expresiile care reprezintă: energia potențială de interacțiune coulombiană, regula de cuantificare, condiția de echilibru a orbitei.

Rezolvare:

Energia potențială de interacțiune coulombiană se scrie, ținând seama de interacțiunile nucleu-electroni și electron-electron: $E_{\text{pot}} = 2\left(-\frac{2e^2}{4\pi\epsilon_0 r}\right) + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 (2r)} = -\frac{7e^2}{8\pi\epsilon_0 r}$. Condiția de cuantificare se scrie: $m_0 v r = n\hbar$. Condiția de stabilitate a orbitei este:

$$\frac{m_0 v^2}{r} = \frac{2e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot 4r^2} = \frac{7e^2}{16\pi\epsilon_0 r^2}.$$

6. O microparticulă cu masa m se poate deplasa pe diverse traiectorii circulare, într-un câmp de forțe atractive:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \begin{cases} -F_0 \frac{\vec{r}}{r}, & 0 < r < R_0 \\ 0, & r \geq R_0 \end{cases}$$

unde F_0 și R_0 sunt constante pozitive. Presupunem că sunt valabile *legile mecanicii clasice, postulatele lui BOHR și condiția de cuantificare a momentului cinetic orbital*. Determinați, pentru stările legate ale microparticulei:

- razele orbitelor permise, viteza și energia microparticulei corespunzând fiecărei orbite permise;
- viteza unghiulară, perioada și frecvența de rotație pe fiecare orbită permisă;
- spectrul energetic, energia necesară eliberării microparticulei din starea de energie minimă și seriile spectrale corespunzătoare tranzițiilor între stările permise.

Aplicație numerică: $m = 1,00 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$; $R_0 = 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ m}$; $\hbar = 1,06 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$; $\hbar F_0 = 8,00 \cdot 10^{-42} \text{ N} \cdot \text{J} \cdot \text{s}$.

Rezolvare:

Din expresia forței se poate deduce dependența energiei potențiale de distanță (fig. 3):

$$E_{\text{pot}} = \begin{cases} F_0 r + C, & 0 < r < R_0 \\ F_0 R_0 + C, & r \geq R_0 \end{cases}.$$

Condiția de stabilitate pe traiectoria circulară (pentru $r < R_0$) va fi: $\frac{m v^2}{r} = F_0$, iar condiția de cuantificare ne va da: $m v r = n\hbar$, $n \in \mathbb{N}$.

$$\text{Energia totală va avea expresia: } E = \frac{m v^2}{2} + F_0 r + C = \frac{3}{2} F_0 r + C.$$

Alegem $C = -F_0 R_0$, astfel încât $E_{\text{pot}}(R_0) = C + F_0 R_0 = 0$.

Rezultă: $E = \frac{mv^2}{2} + F_0 \left(\frac{3}{2}r - R_0 \right)$ și

$$r_n = \left(\frac{\hbar^2}{F_0 m} \right)^{1/3} n^{2/3} = (0,53 \cdot 10^{-10} \text{ m}) \cdot n^{2/3};$$

$$v_n = \left(\frac{F_0 \hbar}{m^2} \right)^{1/3} n^{1/3} = \left(2,00 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}} \right) \cdot n^{1/3};$$

$$E_n = \frac{3}{2} \left(\frac{F_0^2 \hbar}{m} \right)^{1/3} n^{1/3} - F_0 R_0 = (6 \cdot 10^{-18} \text{ J}) \cdot (n^{1/3} - 6) = (37,5 \text{ eV}) \cdot (n^{1/3} - 6).$$

Deoarece $r_n < R_0$ rezultă că $n < 27$.

Viteza unghiulară, perioada și frecvența de rotație pe fiecare dintre orbitele permise sunt:

$$\omega_n = \frac{v_n}{r_n} = (3,77 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}) \cdot n^{-1/3}; T_n = \frac{2\pi r_n}{v_n} = (1,66 \cdot 10^{-16} \text{ s}) \cdot n^{1/3} \text{ și}$$

$$\nu_n = \frac{1}{T_n} = (0,60 \cdot 10^{16} \text{ Hz}) \cdot n^{-1/3}.$$

Pentru spectrul energetic, vezi fig. 4. Lucrul de extracție este:

$$L_e = E_{27} - E_1 = 4,80 \cdot 10^{-17} \text{ J} = 300 \text{ eV}.$$

Frecvențele radiațiilor emise se calculează din relația:

$$\hbar \omega_{nm} = \frac{3}{2} \left(\frac{F_0^2 \hbar}{m} \right)^{1/3} (m^{2/3} - n^{2/3}), \text{ în care } n = 1, 2, \dots, 25 \text{ iar } m = n + 1, n + 2, \dots, 26.$$

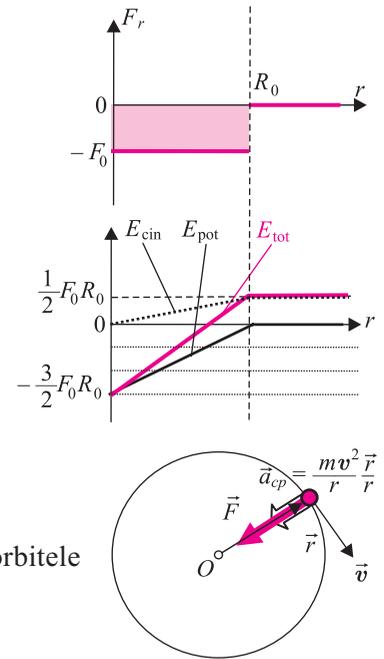


Fig. 3.

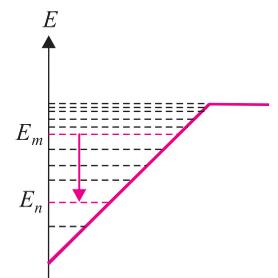


Fig. 3.

REZOLVAȚI SINGURI!

1. Cu un spectrograf de înaltă rezoluție se observă linia spectrală emisă de un sistem de atomi în urma tranziției între două nivele pentru care momentul cinetic orbital are valorile $\sqrt{6}\hbar$ și $2\sqrt{3}\hbar$. Atomii sunt introduși într-un câmp magnetic cu inducția B .

Considerând că tranzițiile nu pot avea loc decât dacă variația numărului cuantic magnetic, corespunzătoare nivelelor între care are loc tranziția nu este superioară în modul unității și dacă variația numărului cuantic de spin este nulă, stabiliți numărul liniilor spectrale observate și indicați tranzițiile posibile.

R. $N_{\text{tranziții}} = 2 \times 3 \times 5 = 30; N_{\text{linii}} = 3.$

2. Considerați modelul planetar al atomului de hidrogen.

Calculați raportul dintre forța de interacțiune coulombiană și forța de atracție universală dintre nucleu și electron.

R. $2,27 \cdot 10^{39}$

3. Considerați modelul planetar al atomului de hidrogen. Pentru o anumită traiectorie circulară, energia cinetică a electronului are valoarea 2,176 aJ (1 atto = 10^{-18}).

Determinați energia totală și energia potențială a sistemului în această situație.

R. $E_{\text{tot}} = -2,176 \text{ aJ}$, $E_{\text{pot}} = -4,352 \text{ aJ}$

4. Presupuneți că atomii sunt descriși de modelul THOMSON și că densitatea volumică a sarcinii pozitive este aceeași pentru toți atomii. Diametrul atomului de hidrogen ($Z_{\text{H}} = 1$) este $d_{\text{H}} = 0,106 \text{ nm}$.

În aceste condiții, stabiliți o relație între diametrul d al unui atom și numărul său de ordine Z din tabelul periodic al elementelor.

De câte ori ar trebui să fie mai mare diametrul atomului de oxigen ($Z_{\text{O}} = 8$) decât cel al atomului de hidrogen?

R. $d = \left(\frac{6Ze}{\pi\rho}\right)^{1/3} = d_{\text{H}}Z^{1/3}$; $d_{\text{O}} = 2d_{\text{H}}$.

5. Considerând că doi ioni interacționează cu o forță de tipul $\vec{F} = \left(Ce^{-\beta r} - \frac{\alpha e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}\right)\vec{r}$, indicați o metodă grafică pentru a determina distanța r_0 la care forța se anulează.

R. Se notează $F_1 = Ce^{-\beta r}$ și $F_2 = \frac{\alpha e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$. Se calculează $f_1 = \ln F_1$ și $f_2 = \ln F_2$. Se reprezintă pe același grafic $f_1(r)$ și $f_2(r)$, apoi se determină valoarea lui r pentru care cele două grafice se intersectează. Avantajul este că $f_1(r)$ este o dreaptă; dacă am fi reprezentat direct $F_1(r)$ și $F_2(r)$, determinarea punctului de intersecție ar fi fost mai dificilă.

6. Considerați modelul BOHR al atomului de hidrogen.

Care este valoarea minimă a momentului cinetic orbital al electronului?

R. $1,06 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$

7. Raza roșie ($\nu = 435 \text{ THz}$) a unui fascicul LASER are o putere de 1 mW.

Câți fotoni trec, în unitatea de timp, printr-o secțiune transversală a fasciculului?

R. $3,47 \cdot 10^{15}$

8. Considerăm modelul BOHR al atomului de hidrogen.

Care este expresia constantei lui RYDBERG, în ipoteza nucleului fix?

Cum se modifică valoarea acestei constante dacă se ține seama de faptul că nucleul nu este fix?

R. În ipoteza nucleului fix, $R = \frac{m_0 e^4}{8h^3 c \epsilon_0^2} = \frac{m_0 e^4}{64\pi^3 \hbar^3 c \epsilon_0^2}$.

Dacă se ține seama de faptul că ambele particule se mișcă în jurul centrului comun de masă, atunci

$$R^* = \frac{m_0 e^4}{8h^3 c \epsilon_0^2 \left(1 + \frac{m_0}{M_{\text{H}}}\right)} = \frac{m_0 e^4}{64\pi^3 \hbar^3 c \epsilon_0^2 \left(1 + \frac{m_0}{M_{\text{H}}}\right)}$$

9. Considerați că teoria lui BOHR s-ar putea extinde la studiul atomului de heliu.

Presupuneți că electronii acestui atom se mișcă pe aceeași orbită circulară, la distanța maximă posibilă unul de altul (la capetele unui diametru al traiectoriei) și că nucleul este fix.

Folosind condiția de echilibru a orbitei, scrieți expresia *energiei totale* a atomului în funcție de r . Apoi (aplicând aceeași regulă de cuantificare), determinați valorile cuantificate ale *razei* și *energiei*.

R. Din condiția $\frac{m_0 v^2}{r} = \frac{7e^2}{16\pi\epsilon_0 r^2}$ se poate deduce $E_{\text{cin}} = -\frac{1}{4} E_{\text{pot}}$ și $E = \frac{3}{4} E_{\text{pot}} = -\frac{21e^2}{32\pi\epsilon_0 r}$.

Folosind și relația $m_0 v r = n\hbar$, rezultă:

$$r_n = \frac{16\epsilon_0 \hbar^2}{7\pi m_0 e^2} n^2 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_0 e^2} n^2 \text{ și } E_n = -\frac{147m_0 e^4}{2048\hbar^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{147m_0 e^4}{512\pi^2 \hbar^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2}.$$

10. Calculați limitele *lungimilor de undă* și ale *frecvențelor* liniilor spectrale ale seriilor LYMAN, BALMER, PASCHEN, BRACKETT, PFUNDT și HUMPHREYS.

R.

Seria	n	$\lambda_{\min} = (91,127 \text{ nm}) n^2$	$\lambda_{\max} = (91,127 \text{ nm}) \frac{n^2(n+1)^2}{2n+1}$
LYMAN	1	91,127	121,503
BALMER	2	364,508	656,114
PASCHEN	3	820,143	1875,61
BRACKETT	4	1458,03	4050,09
PFUNDT	5	2278,18	7455,85
HUMPHREYS	6	3280,57	12365,2

Seria	n	$\nu_{\min} = \frac{(2n+1)(3,292 \text{ PHz})}{n^2(n+1)^2}$	$\nu_{\max} = \frac{3,292 \text{ PHz}}{n^2}$
LYMAN	1	2,469	3,292
BALMER	2	0,457	0,823
PASCHEN	3	0,160	0,366
BRACKETT	4	0,074	0,205
PFUNDT	5	0,040	0,132
HUMPHREYS	6	0,024	0,0914

TEST DE AUTOEVALUARE

T1 Se consideră modelul planetar al atomului, confirmat de experiențele lui RUTHERFORD (1911). În acest model sunt considerate valabile legile mecanicii clasice.

1. Rescrieți afirmația următoare, completând cuvântul lipsă (marcat prin ...):

„În modelul planetar se consideră că atomul este un sistem ... electron - nucleu.”

2. În ipoteza nucleului fix și fără a ține seama de radiația electromagnetică a particulelor încărcate electric aflate în mișcare accelerată, sunt valabile anumite legi de conservare a unor mărimi mecanice. Scrieți denumirile a două dintre aceste legi de conservare.

3. Indicați expresia energiei totale a atomului în acest model, precizând litera corespunzătoare variantei corecte (a, b, c sau d):

$$\text{a. } E_{tot} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0}; \text{ b. } E_{tot} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_0}; \text{ c. } E_{tot} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0^2}; \text{ d. } E_{tot} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_0}.$$

4. Indicați două deficiențe ale acestui model.

T2 Atomii de hidrogen dintr-o incintă se află într-o anumită stare excitată (C). Acești atomi emit radiație electromagnetică fie prin trecerea într-o altă stare excitată (B), fie prin revenirea în starea fundamentală (A). Energia unui foton din radiația electromagnetică emisă în tranziția între stările (C) și (A) este cu 10,2 eV mai mare decât energia unui foton din radiația electromagnetică emisă în tranziția între stările (C) și (B).

Considerați că atomul de hidrogen poate fi descris de modelul cuantificat introdus de BOHR.

1. Calculați energia unui foton al radiației electromagnetice emise prin trecerea atomilor din starea (B) în starea fundamentală (A).

2. Stabiliți numărul cuantic principal al stării (B).

3. Determinați raportul razelor orbitelor circulare ale electronilor corespunzătoare stărilor (B) și (A).

Se cunoaște valoarea energiei necesare ionizării atomului de hidrogen: 13,6 eV.

T3 Pentru a corecta deficiențele modelului planetar clasic al atomului, N. BOHR (ținând seama de datele experimentale pe care le-a avut la dispoziție) a introdus două postulate și a dat o regulă de cuantificare a momentului cinetic. Pe această bază, BOHR a construit un model al atomului de hidrogen.

1. Rescrieți enunțul următor, completând noțiunile lipsă (marcate prin ...):

„În modelul atomic cuantificat, energia totală nu poate lua decât o mulțime ... de valori, specificate de numărul întreg n , numit număr cuantic”

2. Scrieți ce reprezintă relațiile următoare, în cadrul studiului teoretic al modelului cuantic (BOHR)

al atomului de hidrogen: (a) $\frac{m_0 v^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$; (b) $rp = n \frac{h}{2\pi}$.

3. Indicați relația dintre constanta R din formula empirică $\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$ pentru calculul termenilor seriilor spectrale ale atomului de hidrogen și energia de ionizare W_i a unui atom de hidrogen aflat în starea fundamentală, precizând litera corespunzătoare variantei corecte:

a. $Rh = cW_i$; b. $Rc = hW_i$; c. $hcW_i = R$; d. $W_i = Rhc$.

4. Poate absorbi un atom de hidrogen, aflat în stare fundamentală, o radiație electromagnetică cu lungimea de undă 121,3 nm? Justificați prin calcul.

Energia de ionizare a atomului de hidrogen este $2,176 \cdot 10^{-18}$ J, constanta lui Planck are valoarea $6,63 \cdot 10^{-34}$ J·s, valoarea vitezei luminii în vid este $3 \cdot 10^8$ m/s.

T4 Termenii seriei spectrale LYMAN a atomului de hidrogen pot fi calculați cu ajutorul următoarei formule empirice: $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left(1 - \frac{1}{m^2} \right)$, (în care R este o constantă a cărei valoare este egală cu $1,097373 \cdot 10^7$ m⁻¹, iar m este un număr natural, strict mai mare decât 2).

1. Rescrieți enunțul următor, completând noțiunile lipsă (marcate prin ...):

„Spectrele de emisie caracterizează substanța ... , iar spectrele de absorbție caracterizează substanța”

2. Scrieți denumirea constantei R .

3. Raportul dintre cea mai mare lungime de undă din seria LYMAN și cea mai mică lungime de undă din această serie este (indicați litera corespunzătoare valorii corecte):

a. 1,25; b. 1,33; c. 1,50; d. 2,00.

4. Câte linii ale seriei LYMAN se află în spectrul vizibil (lungimile de undă ale radiațiilor din spectrul vizibil satisfac inegalitatea $400 \text{ nm} < \lambda < 750 \text{ nm}$)?

T5 Termenii seriei BALMER pot fi calculați cu ajutorul următoarei formule empirice (în care m este un număr natural, strict mai mare decât 2):

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \left(0,25 - \frac{1}{m^2}\right) \cdot 1,097373 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}.$$

1. Rescrieți enunțul următor, completând noțiunile lipsă (marcate prin ...):

„Liniile spectrale, așa cum apar privind prin luneta unui spectroscop, a cărui fantă este iluminată de radiațiile unui tub de descărcare în hidrogen la presiune scăzută sunt imaginile ..., având culori diferite și fiind ... între ele de zone întunecate.”

2. Scrieți denumirea mărimii notate cu $\tilde{\nu}$.

3. Raportul dintre cea mai mare lungime de undă din seria BALMER și cea mai mică lungime de undă din această serie este (indicați litera corespunzătoare valorii corecte):

a. 1,25; b. 1,33; c. 1,80; d. 1,50;

4. Câte linii ale seriei BALMER se află în spectrul vizibil ($400 \text{ nm} < \lambda < 750 \text{ nm}$)?

T6 Termenii unei serii spectrale a atomului de hidrogen pot fi calculați cu ajutorul următoarei formule empirice: $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right) \cdot 1,097373 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$, unde m și n sunt numere naturale ($m=n+1, n+2, \dots$).

1. Rescrieți enunțul următor, completând noțiunile lipsă (marcate prin ...):

„Termenii seriei BALMER se obțin pentru n egal cu ... și m mai mare strict decât ... ”

2. Scrieți relația dintre numărul de undă $\tilde{\nu}$ și frecvența ν .

3. Cea mai mare lungime de undă dintr-o anumită serie spectrală care este caracterizată de numărul natural n este dată de relația (indicați litera corespunzătoare relației corecte):

a. $\frac{n^2(n+1)^2}{(2n+1)^2} 91,13 \text{ nm}$; b. $\frac{n^2(n+1)^2}{(2n+1)} 10,97 \text{ nm}$; c. $\frac{n^2(n+1)^2}{(2n+1)} 91,13 \text{ nm}$; d. $\frac{n^2(n+1)^2}{(2n+1)^2} 10,97 \text{ nm}$;

4. Comparați cea mai mică lungime de undă din seria BALMER cu cea mai mare lungime de undă din seria LYMAN.

T7 Fiecare atom dintr-un colectiv de atomi de hidrogen poate fi descris de modelul cuantificat al lui BOHR și se poate afla fie în starea fundamentală, fie în stări excitate, numărul cuantic principal al stării cu energia cea mai mare fiind 3.

Un grup de elevi măsoară energiile fotonilor care sunt emiși în procesele de dezexcitare ale atomilor excitați. Rezultatele sunt înscrise în tabelul următor:

Numele elevului:	Ana	Barbu	Corina	Dorin	Elena
Energia fotonilor emiși (eV)	1,51	1,51	1,89	1,89	3,40
	3,40	3,40	3,40	10,2	10,2
	13,6	10,2	10,2	12,1	12,1

a. Scrieți relația dintre energia fotonilor emiși sau absorbiți de un atom și energiile stărilor staționare ale atomului, conform celui de al doilea postulat al lui BOHR.

b. Precizați semnificația fizică a constantei lui PLANCK raționalizate $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, așa cum reiese din relația de cuantificare introdusă de BOHR.

c. Indicați unitatea de măsură a constantei lui PLANCK în Sistemul Internațional de unități (S.I.).

d. Denumiți seriile spectrale din care fac parte liniile spectrale care pot fi observate analizând radiația electromagnetică emisă de hidrogenul din incintă.

e. Scrieți formulele empirice care exprimă numărul de undă (egal cu inversul lungimii de undă) al radiațiilor electromagnetice emise de atomii de hidrogen din incintă.

f. Indicați elevul care a obținut numai rezultate corecte.

Energia necesară ionizării atomului de hidrogen este 13,6 eV.

RĂSPUNSURI

T1 1. „legat”. 2. „legea conservării energiei”; „legea conservării impulsului”; „legea conservării momentului cinetic”. 3. b ($E_{tot} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_0}$). 4. Nu explică stabilitatea în timp a atomului. Nu este în concordanță cu observația că un atom aflat în stare fundamentală nu emite radiație decât în urma excitației sale. Nu permite calculul corect al frecvențelor radiațiilor electromagnetice emise de către atomii excitați.

T2 1. Energia fotonului emis este $1,632 \cdot 10^{-18} \text{ J} = 10,2 \text{ eV}$. 2. Numărul cuantic principal al stării (B) este 2. 3. Raportul razelor traiectoriilor circulare este 4.

T3 1. „numărabilă”; „principală”. 2. „Condiția de echilibru pe orbita circulară a electronului.”, „Condiția de cuantificare a momentului cinetic.” 3. d. ($W_i = Rhc$). 4. „da”. Justificare: $\frac{hc}{121,3\text{nm}} = W_i \left(1 - \frac{1}{2^2}\right)$; atomul va trece în prima stare excitată.

T4 1. „emițătoare de lumină”; „absorbantă”. 2. „R se numește constanta lui RYDBERG”. 3. b. ($4/3=1,33$). 4. „niciuna”.

T5 1. „fantei”; „separate”. 2. „ $\tilde{\nu}$ se numește număr de undă”. 3. c. ($9/5=1,80$). 4. 4 (patru).

T6 1. „Termenii seriei Balmer se obțin pentru n egal cu 2 și m mai mare strict decât 2”. 2. $c\tilde{\nu} = v$. 3. c. 4. $\lambda_{\max}^{\text{Lyman}} < \lambda_{\min}^{\text{Balmer}}$.

T7 a. Energia fotonului emis ($E_m > E_n$) sau absorbit ($E_m < E_n$) în urma unei tranziții cuantice este $\epsilon_{\text{foton}} = |E_m - E_n|$. b. „ \hbar reprezintă momentul cinetic al atomului în starea fundamentală.” c. Unitatea de

măsură a constantei \hbar este J·s. d. LYMAN și BALMER. e. $\tilde{\nu}_{m1} = \frac{1}{\lambda} = R \left(1 - \frac{1}{m^2}\right)$, $m = 2,3$; $\tilde{\nu}_{k2} = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{k^2}\right)$, $k = 3$. f. Dorin: 1,89 eV; 12,1 eV; 10,2 eV.

Capitolul

IV

Semiconductoare. Aplicații în electronică

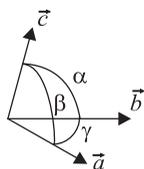
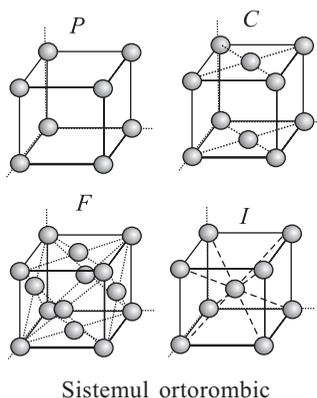
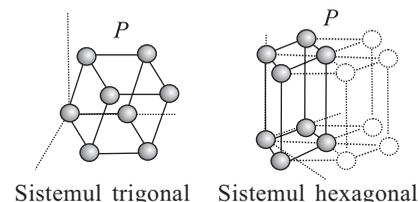
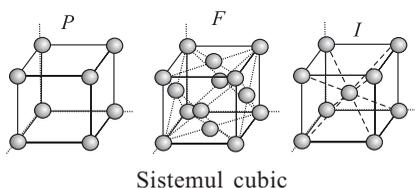


Fig. 4.1. Parametrii celulei elementare.



1. CONDUȚIA ELECTRICĂ ÎN METALE ȘI SEMICONDUCTORI. SEMICONDUCTORI INTRINSECI ȘI EXTRINSECI

Tipuri de cristale

Cristalele se pot clasifica după tipul legăturii cristaline, adică în funcție de felul în care electronii de valență ai atomilor constituenți participă la legarea atomilor în solid, în cristale *VAN DER WAALS*, *ionice*, *covalente* și *metalice*

Rețeaua cristalină

Cristalele *ideale* au o structură periodică, reticulară, formată din noduri care au aceeași dispunere relativă indiferent de punctul din care privim. Acest lucru ar fi exact doar pentru cristalele infinite; în realitate, un cristal este format dintr-un număr finit de atomi (dar foarte mare, de ordinul 10^{23}).

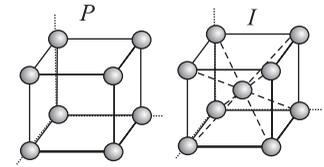
Rețeaua cristalină poate fi definită de mulțimea punctelor $\vec{r}_n = k\vec{a} + l\vec{b} + m\vec{c}$, unde: originea este un nod oarecare al rețelei; n, k, l, m sunt numere întregi; \vec{a}, \vec{b} și \vec{c} sunt trei vectori necoplanari, care caracterizează celula elementară (fig. 4.1). Unghiurile dintre acești vectori se notează:

$$\alpha = (\vec{b}, \vec{c}), \quad \beta = (\vec{c}, \vec{a}) \quad \text{și} \quad \gamma = (\vec{a}, \vec{b}).$$

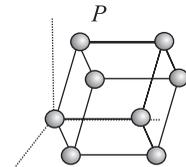
Tipuri de rețele cristaline

Există 14 tipuri de rețele cristaline, grupate în 7 sisteme cristalografice, conform tabelului următor.

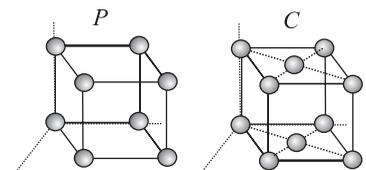
Sistemul de cristalizare	Condiții pentru muchii și unghiuri	Tipul și simbolul celulei elementare
CUBIC	$a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	simplică (primitivă) P
		cu volum centrat I
		cu fețe centrate F
TRIGONAL	$a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$ $\alpha = \beta = \gamma < 120^\circ$	simplică (primitivă) P
TETRAGONAL	$a = b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	simplică (primitivă) P cu volum centrat I
HEXAGONAL	$a = b \neq c$ $\alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$	simplică (primitivă) P
ORTOROMBIC	$a \neq b \neq c \neq a$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	simplică (primitivă) P
		cu baze centrate C
		cu fețe centrate F
		cu volum centrat I
MONOCLINIC	$a \neq b \neq c \neq a$ $\alpha = \beta = 90^\circ \neq \gamma$	simplică (primitivă) P
		cu baze centrate C
TRICLINIC	$a \neq b \neq c \neq a$ $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq \alpha \neq \beta \neq \gamma$ $\alpha \neq 90^\circ, \beta \neq 90^\circ, \gamma \neq 90^\circ$	simplică (primitivă) P



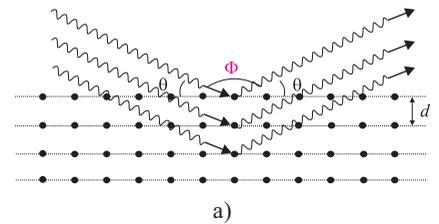
Sistemul tetragonal



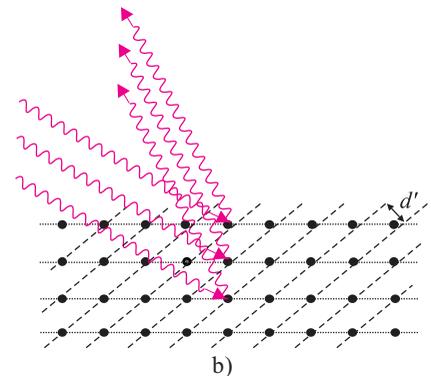
Sistemul triclinic



Sistemul monoclinic

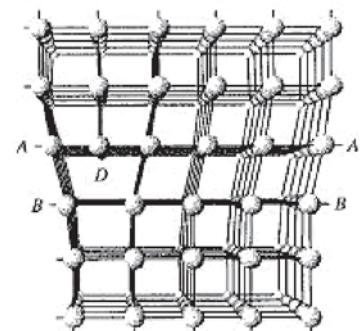


a)



b)

Fig. 4.2. Reflexia selectivă BRAGG pe familii de plane cristaline.



Rețea cristalină cu imperfecțiuni structurale (defecte).

O celulă elementară căreia îi revine un singur atom, ținând seama de celulele vecine, se numește *primitivă*.

Semnificația simbolurilor *P*, *I*, *F* și *C* este indicată pe figurile alăturate.

De exemplu, celulei cubice simple îi revine $8 \times \frac{1}{8} = 1$ atom, fiind o celulă primitivă. Celulei cubice cu fețe centrate sau celulei cubice cu volum centrat le revin $8 \times \frac{1}{8} + 6 \times \frac{1}{2} = 4$ atomi, respectiv $8 \times \frac{1}{8} + 1 = 2$ atomi, deci acestea *nu sunt* celule primitive.

Aceste rețele (numite rețele BRAVAIS) sunt singurele posibile cu un singur tip de atomi. Cu mai multe tipuri de atomi pot exista rețele obținute prin întrepătrunderea rețelelor simple; de exemplu, cristalul de clorură de sodiu (NaCl) este format prin întrepătrunderea a două rețele cubice simple.

Condiția de difracție (BRAGG)

Investigarea structurii cristaline se face folosind folosind reflexia selectivă a radiațiilor X pe cristale. În acest caz, se observă maxime de difracție pentru unghiurile θ_n date de relația:

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

unde: n este ordinul difracției, $n = 1, 2, 3, \dots$; d este distanța dintre două plane *vecine* ale unei familii de plane cristaline paralele; unghiul θ este unghiul de cotangență, Φ este unghiul dintre direcția fasciculului incident și direcția fasciculului difuzat, între ele existând relația: $\theta = \frac{\pi - \Phi}{2}$ (fig. 4.2).

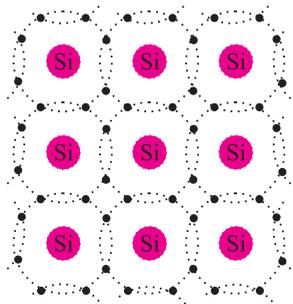


Fig. 4.3. Punerea în comun a electronilor de valență în cristalul de siliciu.

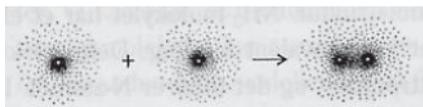


Fig. 4.4. Creșterea densității de sarcină la punerea în comun a doi electroni.

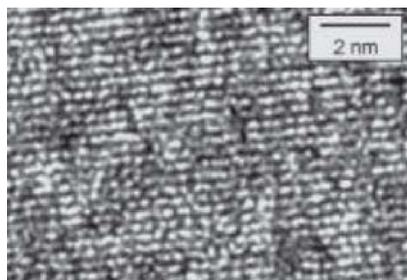


Fig. 4.5. Imaginea unui *cristal metalic*, în care se poate distinge așezarea atomilor, obținută cu un *microscop cu efect tunel*.

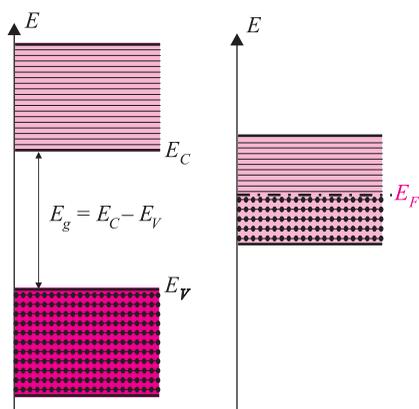


Fig. 4.6. Structura de benzi a izolatoarelor (stânga) și metalelor (dreapta). La metale sunt figurate: energia minimă a benzii de conducție E_C , energia maximă a benzii de valență E_V și energia Fermi E_F . La izolatoare, energia benzii interzise $E_g = E_C - E_V$ este relativ mare (> 3 eV).

Această relație este valabilă numai dacă $\lambda \approx d$. Deoarece d are valori de ordinul fracțiunilor de nanometri, rezultă că radiațiile care permit investigarea structurii cristaline trebuie să aibă lungimi de undă de acest ordin de mărime, adică trebuie, într-adevăr, să fie radiații X.

Lungimea de undă (exprimată în nm) a radiațiilor X de frânare este legată de tensiunea de accelerare a electronilor care cad pe anticatod prin relația $\lambda_{\min} [\text{nm}] = \frac{124}{U [\text{kV}]}$, ceea ce înseamnă că va trebui să folosim tensiuni de accelerare mai mari de 15 kV.

Pentru a preciza orientarea unei familii de plane paralele care trec prin nodurile rețelei se folosesc triplete de numere, numite *indici MILLER*.

Dacă un plan trece prin nodurile $A(\vec{r}_A = N_a \vec{a})$, $B(\vec{r}_B = N_b \vec{b})$ și $C(\vec{r}_C = N_c \vec{c})$, se consideră inversele numerelor întregi N_a , N_b și N_c , apoi se notează (hkl) tripletul de numere întregi obținut prin înmulțirea cu cmmmc al numerelor N_a , N_b și N_c .

De exemplu, pentru planul care trece prin punctele $A(\vec{r}_A = 4\vec{a})$, $B(\vec{r}_B = 3\vec{b})$ și $C(\vec{r}_C = 6\vec{c})$, obținem tripletul $(\frac{1}{4}, \frac{1}{3}, \frac{1}{6})$, astfel încât indicii MILLER ai acestui plan vor fi (342).

Planele cu aceeași indici MILLER sunt paralele între ele.

Dacă un indice MILLER este 0, planul va fi paralel cu axa corespunzătoare.

Cristale covalente, cristale metalice

Pentru a înțelege mecanismul conducției în semiconductoare și în conductoarele metalice, să vedem cum se realizează legătura atomilor în cristalele covalente și în cele metalice.

➤ În *cristalele covalente* legătura se realizează între perechi de atomi neutri, prin punerea în comun a electronilor de valență, astfel încât fiecare atom să aibă în jurul lui structura stabilă de electroni: octet sau dublet (în cazul hidrogenului) (fig. 4.3).

Natura forțelor care se manifestă între atomi (*forțele de schimb*), poate fi explicată cu ajutorul *mecanicii cuantice*; o justificare ar fi că densitatea de sarcină negativă dintre doi atomi crește prin punerea în comun a electronilor de valență (fig. 4.4).

Aceste cristale sunt *foarte stabile*. În stare pură și la temperaturi mici *nu conduc* curentul electric.

➤ În *cristalele metalice*, legătura între atomi se realizează prin *colectivizarea* electronilor de valență, care formează o distribuție de sarcină negativă în cristalul format de ionii pozitivi plasați în nodurile unei rețele spațiale (fig. 4.5).

Forțele de interacțiune, care conferă stabilitatea cristalului, sunt de natură coulombiană; există o configurație de echilibru, în care energia potențială este minimă.

Aceste cristale, extrem de *stabile*, prezintă o *bună conductibilitate* termică și electrică, iar în tăietură proaspătă au *luciu metallic* (lumina este împrăștiată de electronii liberi din metal).

Energia electronilor în cristale

Electronii liberi din cristal au o energie totală negativă, dată de lucrul mecanic de extracție L , amintit la studiul efectului fotoelectric extern. Energia lor totală nu va putea depăși valoarea $W_{\max} = -L$, caracteristică fiecărei substanțe și numită energia Fermi, E_F .

Deoarece sunt *fermioni* ascultând de principiul de excluziune al lui Pauli, *electronii de valență* dintr-un cristal nu își pot păstra stările energetice din atomii individuali, ci vor trebui să aibă energii *diferite*; diferența este însă foarte mică, deoarece numărul electronilor dintr-un cristal este de ordinul 10^{24} , iar domeniul energetic nu poate depăși câțiva electronvolți. În acest fel, nivelele lor energetice se vor grupa în *benzi energetice* permise, separate prin benzi energetice interzise.

Numărul maxim posibil de electroni dintr-o bandă este legat de numerele de ocupare ale nivelelor energetice din modelul cuantic al atomului cu mai mulți electroni.

Dacă o bandă energetică este complet ocupată cu electroni și următoarea bandă liberă se află mai sus cu cel puțin 3 eV, atunci substanța nu va avea electroni liberi care să poată fi accelerați de un câmp electric și, ca urmare, va fi *izolatoare*. Banda ocupată se numește (*bandă de valență*, BV) (fig. 4.6).

Banda energetică în care *nu* se găsesc niveluri energetice *permise* electronilor se numește bandă interzisă și, după cum am spus, la izolatoare are o lărgime $E_g > 3$ eV (indicele g vine de la engleză: *gap*).

Conductoare și semiconductoare intrinseci

Dacă banda de energie corespunzătoare electronilor de valență nu este complet ocupată cu electroni, substanța va fi *conductoare*. Banda parțial ocupată se numește bandă de conducție, BC. Ultimul nivel ocupat la 0 K se numește *nivel FERMI*. În metale, la conducție participă electronii liberi din banda de conducție.

Atragem atenția că există posibilitatea apariției unor benzi ocupate parțial datorită unui fenomen interesant, numit *suprapunere de benzi*: la formarea unui cristal din atomi individuali, inițial depărtați (de exemplu prin desublimare) odată cu apropierea atomilor, nivelele energiilor permise se despică (în acord cu *principiul de excluziune*) astfel încât se pot apropia și chiar suprapune. În această situație, substanțe care ar fi trebuit să fie izolatoare, sunt de fapt *conductoare* (fig. 4.7).

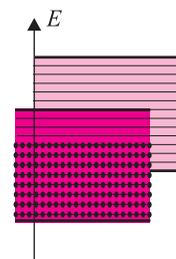


Fig. 4.7. Suprapunerea de benzi la unele conductoare.

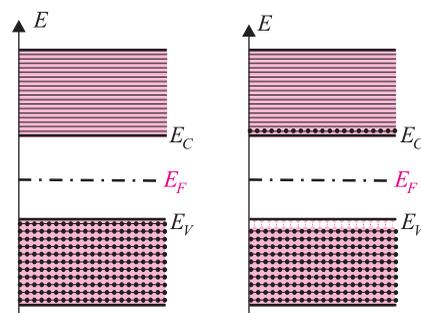


Fig. 4.8. Schema benzilor de energie la un semiconductor la temperaturi mici (stânga) și generarea termică (intrinsecă) la temperatura camerei.

B	C	N	O
Al	Si	P	S
Ga	Ge	As	Se
In	Sn	Sb	Te

Fig. 4.9. Fragment din *Tabelul periodic al elementelor*, cuprinzând elementele semiconductoare și vecinii lor.

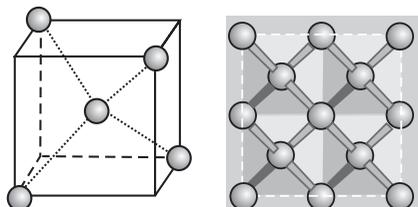
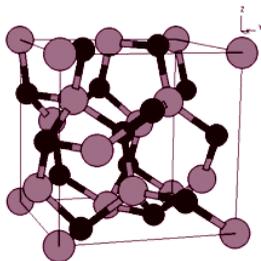


Fig. 4.10. Legătura tetraedrică.

Substanțele la care banda interzisă are o lărgime mai mică de 3 eV se numesc semiconductoare și prezintă următoarea particularitate: energia agitației termice este suficientă pentru ca electronii să poată părăsi legătura și să devină de conducție, ocupând nivele libere din banda superioară, care se va numi (din acest motiv) *bandă de conducție*.

Dar, deoarece ionii rămași nu mai au în jurul lor configurația stabilă (octet), *electronii de valență* vor tinde să migreze de la un ion la altul, putându-se deplasa sub acțiunea unui câmp electric exterior aplicat cristalului (în sens invers câmpului electric), **participând și ei la conducție** (dar mobilitatea lor este mai mică decât a electronilor de conducție, părând că au proprietăți inerțiale mai mari).

Deoarece este mai ușor să urmărim pozițiile libere (mult mai puține decât electronii de valență rămași), fizicienii au adoptat următoarea terminologie:

- în banda de conducție BC purtătorii de sarcină, *negativi*, se numesc *electroni liberi din banda de conducție*;
- în banda de valență BV se consideră că purtătorii de sarcină sunt „*golurile*” *din banda de valență*, care vor trebui să aibă sarcină pozitivă (pentru că se deplasează în sens invers câmpului electric).

Următoarea *analogie* poate fi folosită pentru a explica această alegere:

– într-o sală de concerte aproape ocupată, în loc să urmărim deplasarea persoanelor care vor să ocupe locurile libere situate mai aproape de scenă, este mai ușor să urmărim cum se redistribuie scaunele goale, care par să se „deplaseze” în sens invers.

Conducția datorată electronilor legați din banda de valență va fi numită conducție de „goluri” (în engleză: *holes*, în franceză: *trous*).

Cele două tipuri de purtători de sarcină vor apărea în perechi, ca urmare a faptului că primesc energie de la rețea, **în perechi**; de aceea fenomenul se numește *generare termică de perechi* sau *generare intrinsecă* (vezi fig. 4.8).

Substanțele care prezintă această particularitate au fost numite *semiconductoare intrinseci* (fig. 4.9); nivelul Fermi este situat la jumătatea benzii interzise.

Caracteristica semiconductoarelor *intrinseci* este tocmai *egalitatea* dintre numărul (sau concentrația) purtătorilor de sarcină negativi și numărul (sau concentrația) purtătorilor de sarcină pozitivi.

Desigur, conducția semiconductoarelor este mult mai slabă decât a conductoarelor metalice, dar ele sunt de extremă importanță în tehnică deoarece permit *controlul* extrem de *rapid* și cu *energii infime* al conducției; semiconductoarele stau la baza construirii tuturor dispozitivelor electronice moderne importante, începând cu calculatoarele și telefoanele mobile și continuând în toate domeniile cu care veniți în legătură.

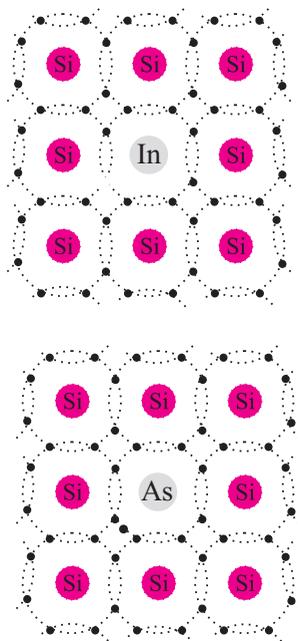


Fig. 4.11. Apariția golurilor în cristalul de Si de tip *p* – impurificat cu atomi trivalenți, acceptori, de **In** (*sus*) și a electronilor liberi în cristalul de Si de tip *n* – impurificat cu atomi pentavalenți, donori, de **As** (*jos*).

Primele elemente semiconductoare folosite au fost germaniul și siliciul, ambele situate în grupa a IV-a principală a tabelului periodic al elementelor și având o structură cristalină *tetraedrică*: fiecare atom este legat covalent cu exact *patru* atomi vecini, prin punerea în comun a câte unui electron.

Privind dintr-o anumită poziție, structura tetraedrică pare o structură plană; vom folosi pentru discuție această vedere (fig. 4.10).

Semiconductoare extrinseci (dopate/impurificate)

Dacă substituim (într-o proporție de ordinul 1 la 100 000), în mod omogen, câte un atom dintr-un cristal semiconductor (de exemplu din cristalul de siliciu) cu un atom din grupele învecinate (a III-a sau a V-a), datorită structurii tetraedrice a rețelei, vor apărea următoarele fenomene:

– impuritățile din grupa a V-a vor avea un electron slab legat, care nu poate participa la legătura covalentă; ca urmare, chiar la temperatura camerei, atomul de impuritate se va ioniza (devenind ion *pozitiv*), iar electronul respectiv va putea participa la conducție, împreună cu ceilalți purtători de sarcină (care au fost generați în perechi); în acest fel, purtătorii de sarcină *negativi* (adică *electronii liberi din banda de conducție*) devin *purători de sarcină majoritari*; impuritățile (*pentavalente*) care, în urma ionizării, cedează cristalului electroni de conducție se numesc impurități *donoare* sau simplu, *donori* (fig. 4.11), iar semiconductorul astfel impurificat devine *extrinsec* și se numește semiconductor de *tip n* (de la *negativ*) (fig. 4.12).

– impuritățile din grupa a III-a vor avea, din punct de vedere geometric, posibilitatea să se ionizeze *negativ*, acceptând un electron dintre cei care participă la altă legătură covalentă și formând o nouă legătură covalentă în poziția în care era un singur electron de valență (în loc de doi); în acest fel, purtătorii de sarcină *pozitivi* (adică *golurile din banda de valență*) devin *purători de sarcină majoritari*; impuritățile (*trivalente*) care, în urma ionizării, acceptă electroni dintre electronii de valență se numesc impurități *acceptoare* sau simplu, *acceptori* (vezi fig. 4.11), iar semiconductorul astfel impurificat devine *extrinsec* și se numește semiconductor de *tip p* (de la *pozitiv*) (vezi fig. 4.12).

Să remarcăm că semiconductoarele nu pot fi complet lipsite de impurități, fapt important la temperaturi mici; la temperaturi mai mari, generarea intrinsecă va egaliza practic, concentrațiile purtătorilor de sarcină.

Dacă impurificarea este făcută în egală măsură cu *donori* și *acceptori*, semiconductorul *rămâne intrinsec*.

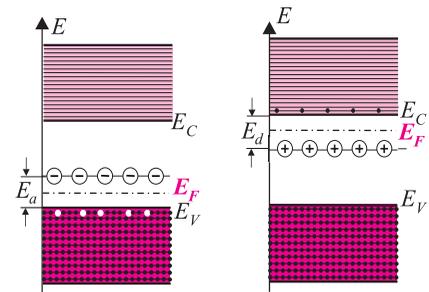
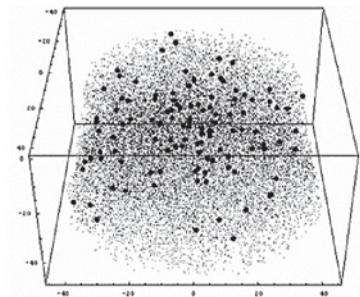
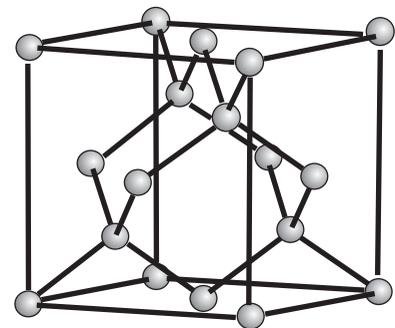


Fig. 4.12. Schema benzilor de energie la un semiconductor de tip *p* (stânga) și un semiconductor de tip *n* (dreapta) Poziția nivelului Fermi este indicată pe figură.



Imaginea prelucrată a unui cristal de siliciu impurificat cu bor (6 la 100 000). Sunt figurați numai 3% din atomii de siliciu.



Structura tetraedrică a unui semiconductor.

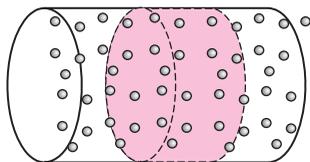
Curentul electric în semiconductoare

Să considerăm, situându-ne pe poziții clasice, că purtătorii de sarcină din semiconductoare se mișcă în acord cu legile mecanicii newtoniene; ei vor fi accelerați un interval de timp t_c , după care vor suferi ciocniri cu nodurile rețelei, astfel încât viteza lor medie pe direcția câmpului va fi:

$$\bar{v}_p = \frac{et_{cp}}{2m_p} \bar{E} = \mu_p \bar{E}, \quad \bar{v}_n = -\frac{et_{cn}}{2m_n} \bar{E} = -\mu_n \bar{E},$$

unde:

$$v_{\text{medie}} = \frac{1}{2} at_c, \quad \bar{F} = m \bar{a} = \pm e \bar{E},$$



$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{e\Delta N}{\Delta t} = \frac{en\Delta V}{\Delta t} = \frac{enSv\Delta t}{\Delta t} = enSv$$

e este sarcina elementară, t_c este durata medie dintre două ciocniri succesive ale purtătorilor de sarcină, m este masa efectivă a purtătorilor de sarcină din semiconductor (*golurile* din banda de valență BV și *electronii liberi* din banda de conducție BC), μ se numește *mobilitatea* purtătorilor de sarcină, \bar{E} este *intensitatea câmpului electric* din semiconductor. Indicii p se referă la purtătorii de sarcină pozitivi (*golurile* din BV), iar indicii n se referă la purtătorii de sarcină negativi (*electronii liberi* din BC).

Ținând seama că intensitatea curentului electric I depinde de densitatea de curent \vec{j} , conform relației $I = \vec{j} \cdot \vec{S}$ și că $U = \bar{E} \cdot \vec{d}$,

legea lui OHM $I = \frac{U}{R}$ se poate scrie sub formă microscopică:

$$\vec{j} = \sigma \bar{E} = \frac{1}{\rho} \bar{E} \quad \text{sau} \quad \bar{E} = \rho \vec{j} = \frac{1}{\sigma} \vec{j}.$$

Analog, putem scrie sub formă microscopică și legea lui JOULE:

$$\frac{\Delta W_{\text{JOULE}}}{\Delta V \Delta t} = \sigma E^2 = \frac{1}{\rho} E^2 = \vec{j} \cdot \bar{E} = \frac{1}{\sigma} j^2 = \rho j^2$$

Relația dintre *densitatea de curent* și *viteza de transport* (numită și *viteză de drift*) (fig. 4.13):

$$\vec{j}_p = ep\bar{v}_p, \quad \vec{j}_n = -en\bar{v}_n, \quad \vec{j} = \vec{j}_p + \vec{j}_n,$$

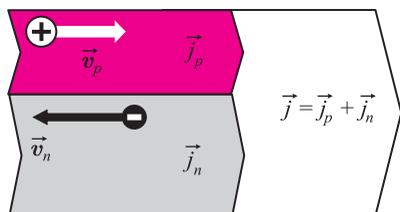
unde p este concentrația purtătorilor de sarcină pozitivi și n este concentrația purtătorilor de sarcină negativi.

Prin compararea expresiilor, obținem expresia conductivității semiconductoarelor cu impurități ($\sigma = \frac{1}{\rho}$, ρ este rezistivitatea):

$$\sigma = e(p\mu_p + n\mu_n).$$

Conductivitatea semiconductoarelor *intrinseci* va fi:

$$\sigma = en_i(\mu_p + \mu_n).$$



Densitățile de curent electronic și de goluri au același sens.

Fig. 4.13.

2. DIODA SEMICONDUCTOARE. REDRESAREA CURENTULUI ALTERNATIV

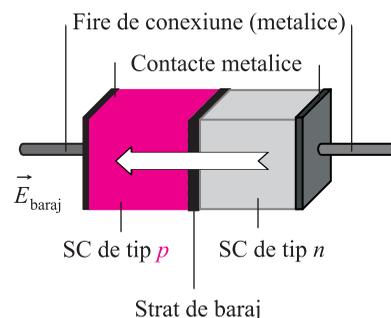
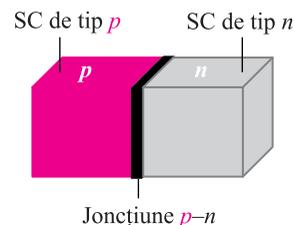
Să urmărim acum ce procese fizice apar la jonctiunea a două cristale semiconductoare de tipuri diferite, p și n . Mai întâi, să remarcăm faptul că nu putem pur și simplu să alăturăm două cristale diferite, deoarece rețelele cristaline nu se vor potrivi și conducția între cele două regiuni ar fi alterată în mod aleator, de la o pereche la alta, ceea ce este inacceptabil.

De fapt se procedează altfel: un cristal de un anumit tip, să zicem n , este impurificat cu elemente *acceptoare* printr-un procedeu oarecare, de exemplu prin *difuzie*.

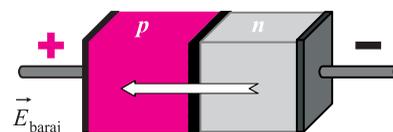
La un capăt se pune o pastilă de element *trivalent*, de exemplu bor și ansamblul se încălzește; impuritățile acceptoare vor difuza până la o anumită distanță, numită *lungime de difuzie*.

În regiunea apropiată de acest capăt, tipul conducției se va schimba de la n la p , iar la o distanță egală cu lungimea de difuzie se va forma o regiune extrem de îngustă (de ordinul micrometrilor) în care conducția se schimbă brusc de la p la n .

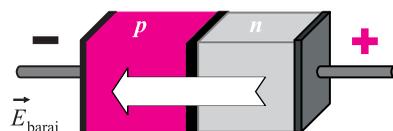
Această regiune foarte îngustă, în care au loc procese fizice specifice, se numește *jonctiune p-n* și are proprietatea remarcabilă de a permite conducția într-un singur sens; această proprietate, *unidirecționalitatea conducției*, permite dezvoltarea unor aplicații tehnice directe (*detecția undelor radio, redresarea tensiunilor alternative industriale etc.*) dar, lucrul cel mai important, combinarea mai multor jonctiuni permite realizarea unei mari varietăți de dispozitive electronice (tranzistoare de diverse tipuri, tiristoare, triacuri).



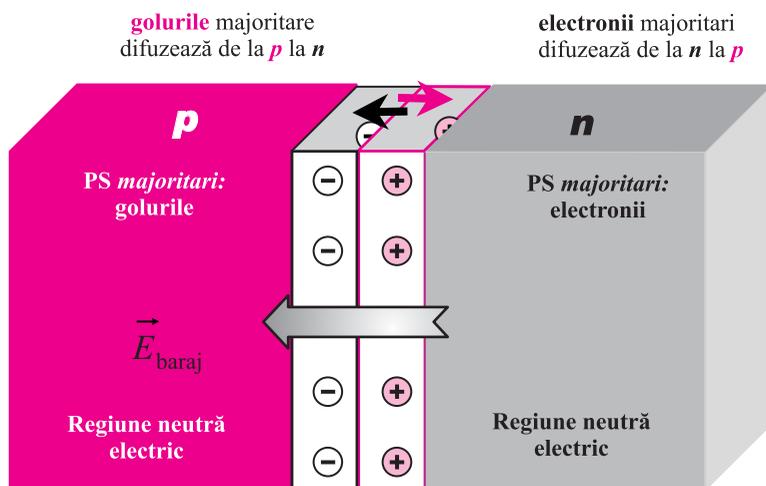
Jonctiune $p-n$ cu contacte și fire metalice pentru conectarea într-un circuit electric.



La polarizarea directă a jonctiunii $p-n$ aceasta se îngustează, *bariera de potențial* pentru PS majoritari coboară și *câmpul intern de baraj* scade.



La polarizarea inversă a jonctiunii $p-n$ aceasta se extinde, *bariera de potențial* pentru PS majoritari se înalță și *câmpul intern de baraj* crește.



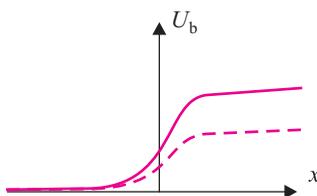
Formarea câmpului intern de baraj \vec{E}_b în jonctiunea $p-n$ nepolarizată: ca urmare a difuziei PS *majoritari*, atomii (fiecși) de impuritate din jonctiune se *ionizează*.

Difuzia ar trebui să continue până la egalarea concentrațiilor în cele două regiuni, dar acest lucru nu se va întâmpla nici pe departe deoarece, *ca urmare a difuziei*, atomii de impurități din joncțiune se vor ioniza, creând un *câmp electric intern, numit câmp electric de baraj*.

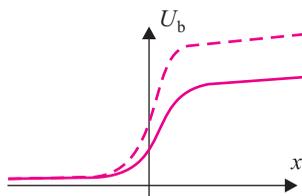
Într-adevăr, difuzia electronilor majoritari din regiunea n face ca atomii impurităților do-noare să devină ioni pozitivi, iar difuzia golurilor majoritare din regiunea p transformă atomii impurităților acceptoare în ioni negativi. Câmpul electric intern va fi orientat de la regiunea n (în care se află ionii pozitivi) spre regiunea p (în care se află ionii negativi).

Întrebare:

Cum se modifică rezistența electrică a cristalului în joncțiune?



Scăderea înălțimii barierei de potențial întâmpinată de PS majoritari la polarizarea directă a joncțiunii.



Creșterea înălțimii barierei de potențial întâmpinată de PS majoritari la polarizarea inversă a joncțiunii.

Să analizăm procesele fizice din *joncțiunea p-n* aflată la *echilibrul termic și nepolarizată*. Să ne reamintim că în regiunea p purtătorii de sarcină (PS) majoritari sunt *golurile din BV*, iar în regiunea n , *electronii din BC*. În joncțiune, datorită diferenței de concentrație, PS majoritari din fiecare regiune vor difuza în cealaltă regiune, *sărăcind* joncțiunea în PS majoritari.

Trebuie să remarcăm însă, că acest câmp de baraj (foarte *intens* datorită îngustimii joncțiunii), favorizează trecerea prin joncțiune a PS minoritari.

Se poate spune că PS majoritari întâlnesc o *barieră de potențial*, care se opune difuziei acestora, dar care favorizează deplasarea purtătorilor minoritari.

Cele două procese sunt dinamice: PS majoritari se deplasează datorită diferenței de concentrație, dând naștere unui curent de la p la n și, în egală măsură, PS minoritari se deplasează sub acțiunea câmpului intern, de la regiunea n spre regiunea p .

În concluzie, la echilibrul termodinamic, prin *joncțiunea p-n nepolarizată nu va trece curent*.

Joncțiunea p-n în regim de polarizare

Polarizarea directă

Să analizăm acum ce se întâmplă când aplicăm o tensiune cu plus pe regiunea p și cu minus pe regiunea n .

În acest caz, câmpul electric extern va avea sens opus câmpului electric intern, slăbindu-l. Ca urmare, vor putea difuza din ce în ce mai mulți PS majoritari: prin joncțiune trece curent electric. Curentul va crește odată cu creșterea tensiunii aplicate și, la un moment dat, când puterea disipată prin efect JOULE va deveni excesivă în raport cu capacitatea de disipare a cristalului, acesta se va deteriora ireversibil.

Acest mod de polarizare se numește **polarizare directă** și este ușor de reținut cum se realizează: + (*pozitiv*) la p și – (*negativ*) la n .

Se poate raționa și altfel: la polarizarea directă, înălțimea barierei de potențial care împiedica difuzia PS majoritari scade, astfel că PS majoritari vor putea să difuzeze mai ușor.

Polarizarea inversă

Dacă vom inversa polaritatea tensiunii aplicate joncțiunii, câmpul extern va avea *același sens* cu cel intern (altfel spus înălțimea barierei de potențial care împiedica difuzia PS majoritari va *crește*).

Acest mod de polarizare se numește **polarizare inversă**.

În acest caz, PS *majoritari nu vor mai putea străbate joncțiunea*. Prin joncțiune va exista un curent datorat PS minoritari, care este însă foarte mic. Practic, joncțiunea $p-n$ polarizată invers, *nu va conduce*.

Mărind tensiunea inversă peste o anumită limită, caracteristică fiecărui tip de joncțiune, se poate produce o străpungere, curentul crescând brusc peste orice limită, fiind limitat numai de elementele exterioare de circuit. În acest caz, fie joncțiunea se deteriorează ireversibil, fie poate suporta un curent cu o intensitate limitată fără a se deteriora.

Dioda semiconductoră

Adăugând cristalului semiconductor contacte ohmice (metalice) pe cele două regiuni, obținem un dispozitiv numit *diodă semiconductoră* (pentru a se deosebi de tubul electronic numit *diodă electronică* sau *diodă cu vid*, utilizată la studiul experimental al efectului fotoelectric extern).

Caracteristica diodei semiconductoră

Realizând un circuit simplu, se poate trasa caracteristica diodei semiconductoră în conducție directă. Obținem, în acord cu discuția anterioară, curba din fig. 4.14 (porțiunea trasată pentru $U > 0$). În conducție directă, evidențiem tensiunea de deschidere U_0 (0,6 V – – 1,2 V), după care curentul crește exponențial cu tensiunea aplicată.

În conducție inversă, trasarea caracteristicii implică precauții mai mari, deoarece rezistența diodei la polarizarea inversă este foarte mare, putând fi chiar mai mare decât rezistența voltmetrului; astfel, vom trasa de fapt, caracteristica voltmetrului.

Dacă ținem seama de observația făcută și dacă dispunem de aparate de precizie, vom constata că forma caracteristicii diodei în regiunea tensiunilor negative este cea din fig. 4.14.

Observăm că intensitatea curentului este practic nulă pentru tensiuni care nu depășesc în valoare absolută o anumită valoare limită U_s (așa cum am discutat anterior) și observăm că dacă $|U|$ depășește cu puțin valoarea U_s , dioda *se străpunge*, adică nu mai opune, practic, rezistență trecerii curentului electric. Această regiune se folosește în practică pentru a construi un tip special de diode semiconductoră (diodele ZENNER) utilizate în montajele stabilizatoare de tensiune.

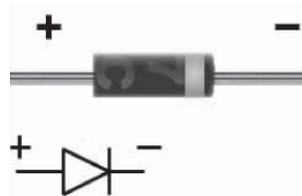
Redresarea curentului alternativ

Forma caracteristicii unei diode ne arată că dioda poate fi folosită pentru a transforma un curent *alternativ* într-un curent cu o singură *polaritate*, adică poate fi folosită la *redresarea* curentului alternativ. Dispozitivul care realizează acest lucru se va numi *redresor*.

Ne vom mărgini la redresarea curentului alternativ *sinusoidal*.

Cel mai simplu montaj de redresare folosește o singură diodă (fig. 4.15); acest tip redresor se numește *redresor monoalternanță* și este ineficient, deoarece se pierde jumătate din energie, așa cum se vede urmărind forma tensiunii redresate.

Un montaj mai eficient este cel care folosește *patru diode*; acest tip de redresor se numește *redresor dublă alternanță* (fig. 4.16).



Diodă SC din seria 1N polarizată *direct* (vedere și simbol).

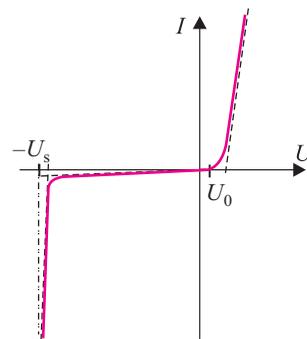


Fig. 4.14. Caracteristica unei diode SC, liniarizată pe porțiuni. U_0 este tensiunea de deschidere, iar U_s este tensiunea (*inversă*) de străpungere.

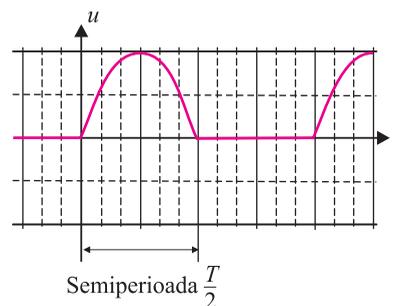
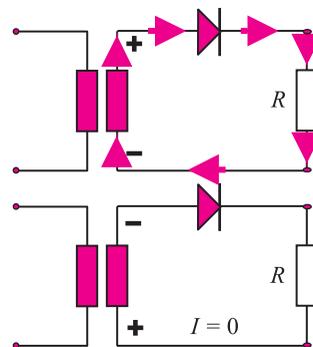
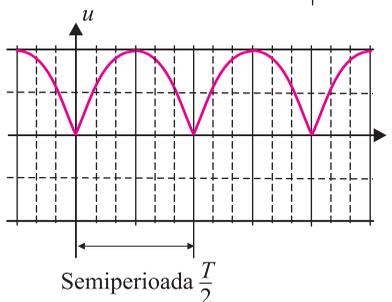
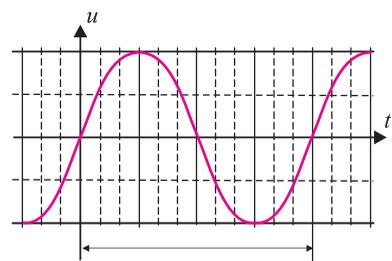
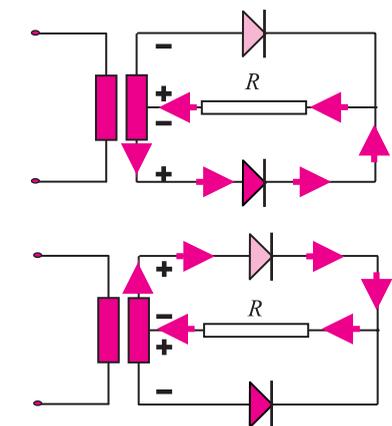
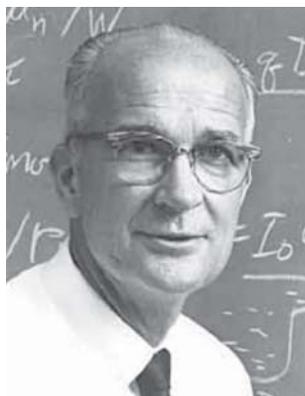


Fig. 4.15. Funcționarea redresorului monoalternanță și forma tensiunii redresate.



Funcționarea redresorului dublă alternanță cu două diode și transformator cu priză mediană; forma tensiunii alternative și a celei redresate.



William SHOCKLEY (1910–1990), fizician american laureat al Premiului Nobel (1956).

De această dată nu se mai pierde energie ca în cazul precedent. Observați mersul curentului în cele două cazuri. Remarcați că diodele din laturile paralele conduc sau opresc curentul simultan.

Acest montaj se numește montaj *în punte*. Industrial, se preferă să se încapsuleze cele patru diode la un loc, dispozitivul obținut numindu-se *punte redresoare*.

Puntea redresoare este un exemplu de *circuit integrat* rudimentar: patru componente pe același suport.

În figura următoare puteți vedea un montaj didactic, pentru laboratorul de fizică.



Punte redresoare (montaj didactic).

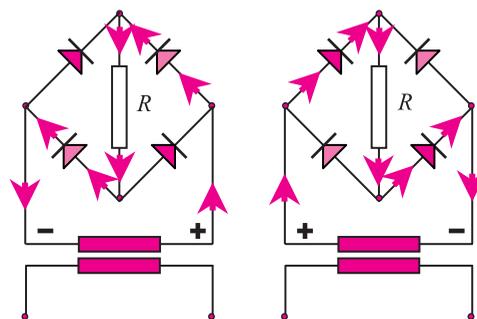


Fig. 4.16. Funcționarea *punții redresoare*.

Pentru a înțelege procesele fizice dintr-o diodă semiconductoră, urmăriți simularea virtuală de la următoarea adresă de internet: <http://wwwg.eng.cam.ac.uk/mmg/teaching/linearcircuits/diode.html>.

(*) 3. TRANZISTORUL CU EFECT DE CÂMP. APLICAȚII

Tranzistoarele cu efect de câmp sunt dispozitive semiconductoră unipolare: conducția este asigurată de un singur tip de purtători de sarcină (fie *electronii liberi din banda de conducție*, fie golarile din banda de valență). Unul dintre fizicienii care au pus bazele teoretice ale funcționării acestui tip de tranzistoare a fost William SHOCKLEY.

Tranzistoarele cu efect de câmp permit un control eficient al conducției cu o putere minimă, au la intrare o impedanță extrem de mare și au zgomot foarte mic, ceea ce le conferă avantaje practice.

Există mai multe tipuri de tranzistoare cu efect de câmp (TEC în română sau FET în engleză, de la *field effect transistor*), dintre care vom prezenta structura TECMOS sau MOSFET (*metal-oxid/semiconductor*).

Constructiv, este alcătuit dintr-un *substrat* semiconductor, *slab dopat*, de exemplu de tip *p*, în care există, două regiuni de tip *n*, puternic dopate, numite *sursă* (S) și *drenă* (D). Pe sursă și drenă se depun *contacte metalice*, de obicei din aluminiu, care constituie electrozii. Distanța dintre S și D are dimensiuni microscopice sau submicroscopice.

Restul substratului este acoperit cu un strat extrem de subțire de oxid (de obicei, *dioxid de siliciu*), mai subțire de $0,05 \mu\text{m} = 50 \text{ nm}$.

Peste stratul de oxid se plasează un strat metalic formând astfel un electrod numit *poartă* (G).

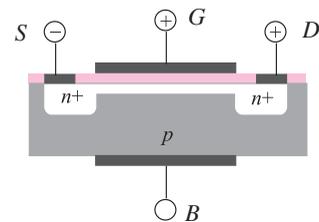
Pe partea opusă, pe corpul substratului, mai este plasat un electrod (B) care permite aplicarea unei tensiuni pe poartă și crearea unui câmp electric *perpendicular* pe suprafața substratului. Remarcați că, deoarece tensiunea pe substrat polarizează invers joncțiunile substrat-sursă și substrat-drenă, curentul de substrat este practic nul. La fel și curentul de poartă este practic nul, datorită stratului izolator de oxid.

Substratul de tip *p* este slab dopat, așa că va avea o rezistență extrem de mare și *nu* va permite trecerea curentului între sursă și drenă, dacă tensiunea aplicată porții este nulă.

La aplicarea pe poartă a unei mici tensiuni pozitive, apare un câmp electric transversal foarte puternic (deoarece distanța între poartă și electrodul opus ei este foarte mică, după cum vă mai amintiți,

$|\vec{E}| = \frac{U}{d}$). Acest câmp intens permite electronilor de valență să treacă în banda de conducție. Astfel, între *sursă* și *drenă*, foarte aproape de suprafața semiconductorului, apare o cale de conducție (un strat de inversiune de tip *n* în substratul *p*) prin care se poate stabili un curent electric; această regiune se numește *canal*.

Controlul conducției (adică al intensității curentului prin canal) se realizează cu ajutorul tensiunii de poartă și este foarte eficient. O schemă simplă cu TECMOS este prezentată în figura 4.17; dispozitivul este un comutator pentru aprinderea unui bec care are puterea de 1,5 W, practic fără a consuma putere în circuitul de comandă.



Schema unui tranzistor cu efect de câmp, de tipul metal-oxid-semiconductor.

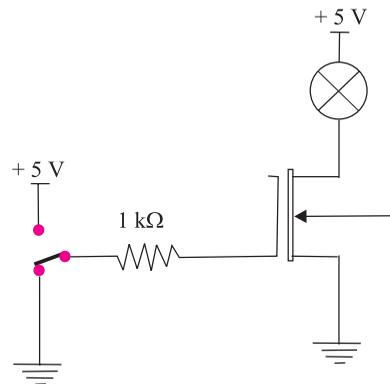


Fig. 4.17. Schemă de montaj pentru aprinderea unui bec folosind un TEC

Temă

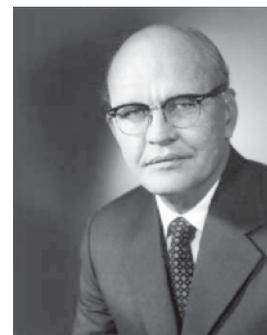
Pentru simularea funcționării unui TECMOS, urmăriți adresa:
 ➤ www2.eng.cam.ac.uk/~dmh/ptialcd/

4.(*) CIRCUITE INTEGRATE

Ce sunt circuitele integrate și cum au apărut

Circuitele integrate (prescurtat, CI în română sau IC în engleză) au fost inventate în 1958, independent, de inginerul Jack KILBY și de fizicianul Robert NOYCE, care au avut ideea de a miniaturiza schemele electronice realizând pe *același suport* (de *germaniu*, pentru primul și de *siliciu* pentru al doilea) atât componentele *active* (diode, tranzistoare), cât și cele *pasive* (rezistențe, condensatoare, fire de legătură). În afara extraordinarei posibilități de miniaturizare, acest procedeu a îmbunătățit considerabil și fiabilitatea dispozitivelor.

Producerea circuitelor integrate este extrem de dificilă, necesitând echipamente speciale, precauții deosebite (reglarea temperaturii și presiunii), filtrarea aerului din incintă și multe altele, dar avantajele sunt enorme. Progresul făcut de tehnică ca urmare a apariției circuitelor integrate a fost uriaș. Să reținem că în 1966 a fost construit primul calculator electronic de buzunar, după care această industrie a luat, în patru decenii, avântul pe care îl cunoaștem astăzi și care nu pare să aibă limite. Aplicațiile circuitelor integrate în domenii de vârf (industrie și cercetare fundamentală, astronautică, medicină) au fost determinante pentru dezvoltarea acestor domenii.



Jack KILBY (1923–2005), inginer american, laureat al premiului Nobel pentru Fizică (2000).



Circuit integrat „deschis”.



Robert NOYCE (1927–1990)
fizician american.

O caracteristică remarcabilă este că noile circuite integrate se pot proiecta și realiza utilizând circuitele integrate existente, care sunt programate pentru a obține circuite integrate din ce în ce mai complexe.

Integrarea a fost inițial la scară mică (SSI), ceea ce însemna zeci de tranzistoare per „chip”, apoi numărul componentelor integrate a crescut continuu (MSI, LSI) ajungând la integrarea la scară foarte mare (VLSI), ceea ce înseamnă 3 milioane de tranzistoare per „chip”. O tendință de ultimă oră este tehnologia SOC (*System-on-Chip*): mai multe circuite integrate interconectate, realizate pe *același* suport.

Aplicațiile circuitelor integrate sunt extrem de numeroase și variate, pornind de la cele mai simple până la cele mai complexe. Să amintim câteva:

- calculatoarele personale au, în afară de unitatea centrală de procesare, mai multe circuite integrate dedicate unor aplicații (memoriile, plăcile video sau de sunete...);
- perifericele calculatoarelor (imprimantele, dispozitivele de scanare...)
- telefoanele mobile;
- dispozitivele de localizare globală;
- ceasurile digitale;
- dispozitivele de înregistrare/redare a sunetelor sau imaginilor;
- automobilele și chiar autobuzele sau troleibuzele;
- jucăriile;
- unele aparatele folosite în gospodărie (mașina de spălat, cuptorul cu microunde ...).

Etapile procesului tehnologic al circuitelor integrate

În esență, procesul se compune din două etape:

- I. proiectarea și realizarea circuitelor electrice sau electronice;
- II. realizarea conexiunilor metalice și încapsularea.

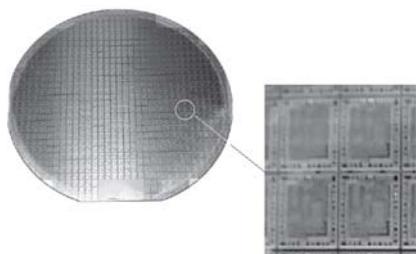
1. Se realizează, cu ajutorul calculatorului, schema care corespunde specificațiilor, apoi se testează.

2. Se realizează măști succesive, așa cum au fost proiectate, pentru a realiza circuitele pe suportul semiconductor.

3. În condiții perfect controlate, se cresc cristalele semiconductoră masive, dar fără imperfecțiuni, care vor reprezenta suportul.

4. Cristalul de siliciu este tăiat în discuri subțiri, cu ajutorul unui dispozitiv de tăiere cu diamant, după care fețele discului sunt polizate până la un înalt grad de finețe, astfel încât să aibă o suprafață lucioasă ca o oglindă.

5. Discul de siliciu este acoperit cu un strat izolator de oxid de siliciu.



Disc de siliciu pe care se fabrică circuitele integrate și un detaliu.

6. Se acoperă stratul de oxid cu un film protector, fotosensibil.

7. Se așează masca deasupra discului acoperit și se iradiază cu radiații ultraviolete; ca urmare, materialul protector este îndepărtat numai în regiunile iradiate.

8. Discul este dezvoltat, spălat și uscat (așa cum se procedează și cu filmele fotografice), pentru a îndepărta materialul atacat de radiațiile ultraviolete la care a fost expus cristallul.

9. În continuare, discul este supus corodării, pentru a realiza zone deschise pe suprafața siliciului, înconjurată de regiuni izolate cu oxid.

10. Discul este supus procesului de impurificare (sau dopare) a zonelor deschise, pentru a-i modifica tipul conducției; pașii de la 5 la 10 se repetă de mai multe ori, realizându-se circuitul strat cu strat. Dacă este nevoie, se mai depun și alte straturi de material conductor sau izolator, pentru a realiza elementele pasive de circuit.

11. Se începe metalizarea circuitului, pentru a interconecta elementele de circuit create; mai întâi se depune un strat subțire de cupru.

12. Se acoperă cuprul depus cu un strat protector împotriva corodării, sensibil la radiațiile ultraviolete.

13. Se acoperă discul cu o mască pe care au fost desenate legăturile necesare, apoi se iradiază cu radiație ultravioletă, care ajunge la stratul depus anterior numai unde îi permite masca.

14. Se curăță, cu ajutorul unor substanțe chimice, straturile impresionate de radiația ultravioletă.

15. Se corodează metalul neprotejat, obținând conexiunile proiectate. Se repetă pașii de la 11 la 15 de mai multe ori (în circuitele actuale, s-a ajuns la 5 repetări).

16. Circuitul integrat obținut (sau „chipul” cum se mai numește) se supune testării performanțelor.

17. Fiecare circuit individual de pe disc este tăiat cu un dispozitiv de tăiere cu diamant. Să remarcăm că în prezent s-a ajuns la dimensiuni extrem de mici ale fiecărui circuit integrat: sub zecimea de micrometru.

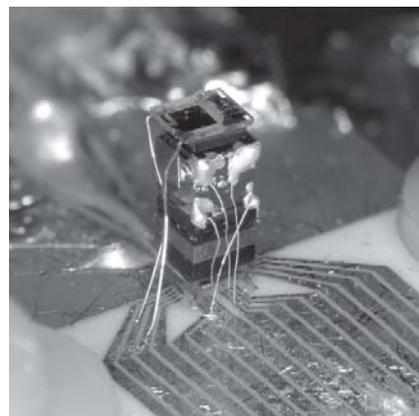
18. Circuitele integrate obținute sunt supuse unor ultime teste, apoi sunt împachetate în vederea comercializării. Prețul acestor dispozitive scade pe zi ce trece, iar complexitatea crește exponențial.

Două aplicații elementare ale circuitelor integrate

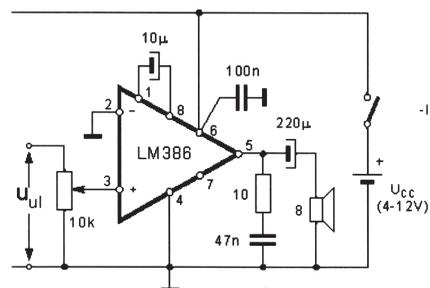
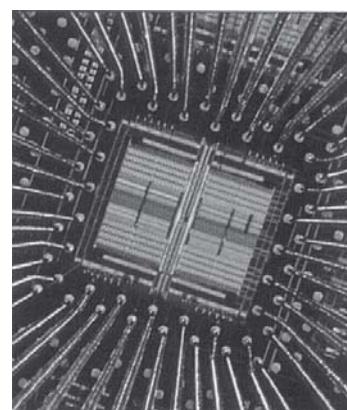
Prezentăm schema conexiunilor exterioare necesare realizării (fig. 4.18):

A. unui amplificator de joasă frecvență;

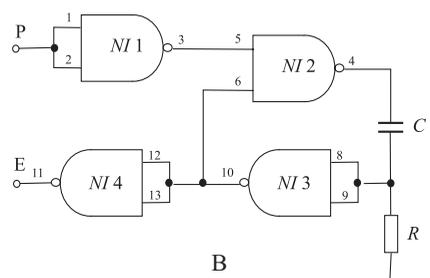
B. unui multivibrator monostabil, folosind patru porți logice (NAND) ale unui circuit integrat dintre cele mai uzuale.



Circuite integrate.



A



B

Fig. 4.18.

SEMICONDUCTOARE. APLICAȚII ÎN ELECTRONICĂ

Schemă recapitulativă

1. Cristalele ideale au o structură periodică, reticulară, obținută prin dispunerea atomilor, ionilor sau moleculelor în nodurile rețelei care posedă proprietăți de simetrie specifice.
Pag. 100
2. După tipul legăturii cristaline, cristalele se clasifică astfel: cristale covalente, cristale ionice, cristale metalice și cristale van der Waals.
Pag. 100
3. Celula elementară care intră în structura rețelei cristaline este definită de trei vectori \vec{a} , \vec{b} și \vec{c} în raport cu originea care este un nod oarecare al rețelei și trei unghiuri: $\alpha = (\vec{b}, \vec{c})$, $\beta = (\vec{c}, \vec{a})$ și $\gamma = (\vec{a}, \vec{b})$.
Pag. 100
4. După relațiile dintre laturile și unghiurile celulei elementare, există 14 tipuri de rețele cristaline grupate în 7 sisteme cristalografice: cubic, trigonal, tetragonal, hexagonal, ortorombic, monoclinic și triclinic.
Pag. 101
5. Investigarea rețelei cristaline cu ajutorul razelor X se bazează pe relația de difracție a lui Bragg:
$$2d \sin \theta = n\lambda.$$

Pag. 101-102
6. Pentru a specifica orientarea spațială a unei familii de plane paralele, duse prin oricare 3 noduri ale rețelei cristaline se utilizează indicii Miller, care se calculează considerând punctele de intersecție ale unuia din plane cu sistemul de trei axe de referință ale celulei elementare.
Pag. 102
7. În cristalele covalente, legătura se realizează între perechi de atomi neutri, prin punerea în comun a electronilor de valență, astfel încât fiecare atom să capete o structură stabilă de electroni (octet sau dublet).
Pag. 102
8. În cristalele metalice, legătura dintre atomi se realizează prin colectivizarea electronilor de valență, care formează o distribuție de sarcină negativă în cristalul format din ioni pozitivi așezați în nodurile rețelei. Forțele de interacțiune, de natură coulombiană, conferă stabilitate cristalului, într-o poziție de echilibru cu energie potențială minimă.
Pag. 102
9. În cristale, nivelele energetice pe care sunt distribuiți electronii se grupează, formând benzi energetice permise separate între ele prin benzi energetice interzise. Distribuția electronilor pe nivele se face conform principiului de excluziune al lui Pauli.
Pag. 103

10. Originea benzilor de energie o constituie nivelele energetice ale atomilor. Prin apropierea atomilor în anumite condiții se formează cristalul, iar nivelele atomice se despică, formând benzile energetice care sunt astfel alcătuite la rândul lor din subnivele ce sunt ocupate de electroni conform principiului de excluziune al lui Pauli.

Pag. 103

11. În cazul conductoarelor (metale) există o bandă energetică parțial ocupată cu electroni care se numește bandă de conducție, BC.

Pag. 104

12. Ultimul nivel energetic ocupat la 0 K se numește *nivel Fermi* E_F și la conductoare este situat în interiorul benzii de conducție.

Pag. 104

13. La conducție participă electronii din banda de conducție care pentru $T > 0$ K, capătă energie și depășesc nivelul Fermi, devenind electroni liberi. Ecartul energetic dintre două subnivele din interiorul unei benzi energetice permise este foarte mic ($10^{-20} - 10^{-22}$ eV), astfel încât poate fi ușor depășit nivelul Fermi.

Pag. 104

14. În raport cu metalele a căror conductivitate este ridicată, materialele semiconductoare au o conductivitate electrică mai redusă iar izolatoarele nu conduc practic curentul electric.

Pag. 104

15. În cazul semiconductoarelor și izolatoarelor, ultima bandă energetică complet ocupată cu electroni la 0 K se numește *bandă de valență* (BV), iar banda energetică următoare, complet liberă se numește bandă de conducție, BC.

Pag. 104

16. Între banda de valență BV, și banda de conducție BC, se găsește o bandă interzisă E_g . Substanțele având $E_g > 3$ eV se numesc *izolatoare*, iar substanțele având $E_g < 3$ eV se numesc *semiconductoare*.

Pag. 104

17. La *izolatoare*, banda interzisă fiind largă ($E_g > 3$ eV), nu este posibilă trecera electronilor din banda de valență în banda de conducție, în condiții obișnuite, pentru a participa la conducție, astfel încât izolatoarele nu conduc curent electric.

Pag. 104

18. La *semiconductoare*, unde E_g este mai îngustă ($E_g < 3$ eV) este posibilă trecera electronilor din banda de valență în banda de conducție în condiții obișnuite (de exemplu, prin încălzire), astfel încât este posibilă conducția atât datorită electronilor liberi din banda de conducție cât și *golurilor* rămase libere în banda de valență. Prin urmare la semiconductoare există atât o conductibilitate electronică cât și o conductibilitate de goluri, purtătorii fiind generați în perechi electron-gol.

Pag. 104

19. La semiconductoare nivelul Fermi E_F este poziționat în banda interzisă dintre banda de conducție și banda de valență.

Pag. 105

20. Semiconductoarele fără impurități au fost numite intrinseci. Caracteristica acestor materiale o reprezintă egalitatea dintre concentrațiile de electroni n și de goluri p care participă la conducție.

Pag. 104

21. Deși conductibilitatea semiconductorilor este mai slabă decât a metalelor totuși aceasta poate fi controlată ușor, fapt care determină importanța pentru electronică a materialelor semiconductoare, în special a celor dopate cu impurități (semiconductoare extrinseci).

Pag. 105

22. La semiconductoarele dopate cu impurități *donoare* (atomi din grupa a V-a: P, As) sau *acceptoare* (atomi din grupa a III-a: In, Ga), proprietățile de conducție se modifică prin contribuția pe care o au la conducție atomii donori, care produc electroni suplimentari în banda de conducție (nivelele donoare fiind situate în banda interzisă în apropierea benzii de conducție) sau atomii acceptori, care produc goluri suplimentare în banda de valență (nivelele acceptoare fiind situate în banda interzisă în apropierea benzii de valență).

Pag. 105

23. Semiconductoarele cu impurități donoare se numesc de tip n iar semiconductorii cu impurități acceptoare se numesc de tip p . În semiconductoarele de tip n , electronii sunt purtători majoritari iar golurile sunt purtători minoritari, pe când în semiconductorii de tip p , golurile sunt purtători majoritari iar electronii purtători minoritari.

Pag. 105

24. Densitățile de curent \vec{j} în semiconductoarele cu impurități au o componentă electronică \vec{j}_n și o componentă datorită golurilor \vec{j}_p , astfel încât:

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p.$$

Conform legii lui Ohm $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, se obține pentru conductivitatea semiconductorului expresia:

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p)$$

unde μ_n respectiv μ_p sunt mobilitățile pentru electroni și goluri.

Pag. 106

25. Prin punerea în contact a două semiconductoare, unul de tip n și celălalt de tip p se obține o joncțiune pn , care are proprietatea remarcabilă de a conduce curentul electric într-un singur sens. Tehnologic o joncțiune $p - n$ se poate realiza prin difuzia impurităților într-un semiconductor intrinsec.

Pag. 107

26. La echilibru termic, în absența polarizării, o joncțiune $p - n$ prezintă o regiune de sarcină spațială care se manifestă la trecerea purtătorilor ca o barieră de potențial.

Pag. 107

27. La polarizarea directă a joncțiunii cu o tensiune exterioară ((+) pe regiunea p și (-) pe regiunea n), purtătorii sunt împinși spre joncțiune, înălțimea barierei de potențial scade și este permisă trecerea curentului prin joncțiune.

Pag. 107

28. La polarizarea inversă a joncțiunii cu o tensiune exterioară ((-) pe regiunea p și (+) pe regiunea n), purtătorii sunt îndepărtați de joncțiune, înălțimea barierei de potențial crește și trecerea curentului prin joncțiune nu este posibilă.

Pag. 107

29. Joncțiunea $p - n$, cu contacte ohmice pentru aplicarea tensiunii exterioare se numește diodă semiconductoare.

Pag. 108

30. Caracteristica curent-tensiune a diodei semiconductoare arată posibilitatea utilizării acestui dispozitiv electronic pentru redresarea curentului alternativ, în montaje mono și dublă alternanță.

Pag. 109, 110

31. Tranzistoarele cu efect de câmp (TEC) sunt dispozitive semiconductoare unipolare, conducția fiind asigurată de un singur tip de purtători de sarcină. Principalele calități ale TEC sunt controlul eficient al conducției cu o putere minimă, impedanța de intrare extrem de mare și zgomotul redus.

Pag. 110

32. Constructiv, TEC este alcătuit dintr-un substrat semiconductor, de exemplu de tip p , slab dopat în care se realizează două regiuni puternic dopate de tip n , alăturate, numite sursă S și drena D , pe care se depun electrozi. Peste stratul de oxid care acoperă substratul se plasează un al treilea electrod numit poartă (G), cu ajutorul căruia se realizează controlul conducției, prin tensiunea de poartă.

Pag. 111

33. Circuitele integrate sunt scheme electronice miniaturizate realizate pe același suport, care cuprind atât componente active (diodă, tranzistoare) cât și pasive (rezistențe, condensatoare, fire de legătură), fiind caracterizate de consum redus de putere, fiabilitate ridicată și posibilități de miniaturizare inimaginabilă.

Pag. 111

34. Procesul tehnologic de realizare a circuitelor integrate cuprinde două etape principale: proiectarea și realizarea circuitelor electronice și în a doua etapă realizarea conexiunilor metalice și încapsularea. Fluxul tehnologic cuprinde 18 etape principale și este în mare măsură automatizat.

Pag. 112

35. Dezvoltarea tehnologiei circuitelor integrate cuprinde evoluția de la integrarea la scară mică (SSI) până la 3 milioane de tranzistoare pe cip, în integrarea pe scară largă (VLSI) și la tehnologiile SOC de interconectare a mai multor circuite integrate pe același suport.

Pag. 112

36. Aplicațiile semiconductoarelor sunt extrem de diverse și importante, revoluționând calculatoarele și comunicațiile, automatica și roboții, aparatura industrială, medicală și casnică, sateliții și rachetele spațiale, dar și armamentul care devine din ce în ce mai greu de controlat.

Pag. 113

PROBLEME REZOLVATE

1. Un fir conductor de cupru are rezistivitatea $\rho = 1,55 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$, concentrația electronilor din banda de conducție $n = 8,43 \cdot 10^{28} \frac{1}{\text{m}^3}$ și lungimea $\ell = 1 \text{ m}$. Se aplică la capetele acestui conductor tensiunea $U = 0,010 \text{ V}$. Calculați:

- mobilitatea purtătorilor de sarcină (PS);
- viteza de *drift* a PS;
- durata τ în care un PS străbate lungimea ℓ a conductorului.

Soluție: a) $\mu_n = \frac{1}{\rho n e}$, $\mu_n = 4,8 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} = 4,8 \frac{\text{mm}^2/\text{s}}{\text{V/m}}$; b) $v_n = \mu |\vec{E}| = \mu \frac{U}{\ell}$,

$v_n = 0,48 \cdot 10^{-6} \frac{\text{m}}{\text{s}} = 0,48 \frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$; c) $\tau = \frac{\ell}{v_n}$, $\tau = 2,1 \cdot 10^4 \text{ s} \approx 5,8 \text{ h}$.

2. Caracteristica intensitate-tensiune a unei diode este reprezentată în fig. 1 (stânga). Determinați, printr-o metodă grafică, punctul de funcționare (I , U) al montajului din fig. 1 (centru), dacă valoarea rezistenței înseriate cu sursa și cu dioda este $R = 1 \text{ k}\Omega$, iar t.e.m. a sursei este $E = 4 \text{ V}$; rezistența interioară a sursei poate fi neglijată. Ce valoare are rezistența diodei R_d în punctul de funcționare?

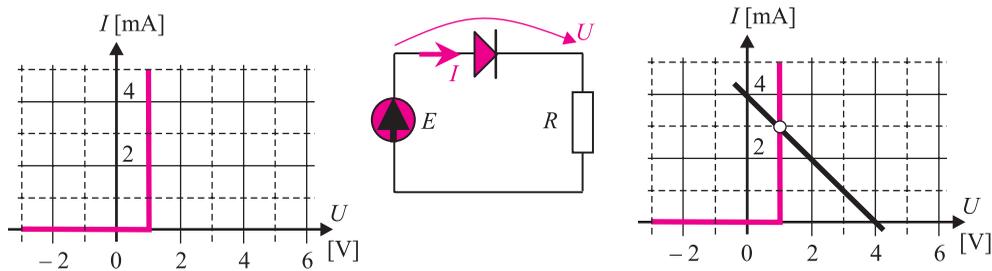


Fig. 1.

Care este schema echivalentă a diodei, realizată numai cu elemente ideale de circuit (diodă ideală, sursă ideală de tensiune)?

Soluție:

Conform caracteristicii idealizate a diodei: dacă $I > 0$ tensiunea este $U = U_0 = 1 \text{ V}$ (U_0 este tensiunea de deschidere); dacă $U < 0$, atunci $I = 0$.

Aplicând legea lui KIRCHHOFF, se poate scrie: $I = \frac{E}{R} - \frac{1}{R}U$; această ecuație reprezintă o dreaptă, numită *dreapta de sarcină* sau *caracteristica dinamică* a generatorului. În cazul prezentat, această dreaptă taie axa intensității la 4 mA și axa tensiunii la 4 V. *Punctul de funcționare* al montajului se va găsi la intersecția caracteristicii diodei cu dreapta de sarcină; din grafic se pot citi valorile tensiunii și intensității:

$U = 1 \text{ V}$, $I = 3 \text{ mA}$. Conform definiției, rezistența diodei în punctul de funcționare este $R_d = \frac{U}{I} = 333 \Omega$.

Schema echivalentă este:

3. Considerăm din nou circuitul din problema anterioară, dar înlocuim generatorul cu un altul care furnizează o tensiune alternativă de forma reprezentată în fig. 2. a; dioda și rezistorul rămân neschimbate. Utilizând metoda grafică discutată anterior, reprezentați grafic dependența de timp a intensității curentului prin circuit. Care este valoarea maximă a tensiunii la bornele rezistorului?

Soluție: Pentru fiecare valoare a tensiunii generatorului aplicăm metoda anterioară; când tensiunea generatorului ia valoarea maximă, $U = 4 \text{ V}$, intensitatea este 3 mA .

Aplicând legea lui OHM, obținem valoarea maximă a tensiunii pe rezistor: $U_{R, \max} = R \cdot I = 3 \text{ V}$.

Pentru valori mai mici ale tensiunii generatorului, dreapta de sarcină se va translața și punctul de funcționare va executa o „excursie” pe caracteristica diodei, așa cum se observă în fig. 2. b. Când tensiunea generatorului devine mai mică de 1 V (de exemplu, în intervalul dintre 0 și $1,25 \text{ ms}$ și în intervalul dintre $8,75 \text{ ms}$ și 20 ms), intensitatea va fi nulă. Graficul intensității va fi cel indicat în fig. 2. c. Montajul este, în fapt, un *redresor monoalternanță*.

4. Caracteristica intensitate tensiune a unei diode este reprezentată în fig. 3. Urmărind valorile de pe grafic, determinați:

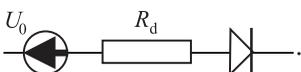
- a) tensiunea de deschidere U_0 a diodei;
- b) rezistența statică R_0 a diodei (definită, în fiecare punct al caracteristicii, prin raportul dintre U și I) când prin ea trece un curent cu intensitatea $I_0 = 30 \text{ mA}$;
- c) rezistența dinamică a diodei, definită pentru fiecare valoare a tensiunii U prin relația $\frac{1}{R_{\text{din}}} = \frac{dI(U)}{dU}$;

- d) ecuația caracteristicii $I = I(U)$ a diodei;
- e) schema circuitului echivalent al diodei (folosind numai elemente ideale de circuit: *diodă ideală, generator de tensiune constantă, rezistoare ohmice*).

Răspuns:

a) $U_0 = 1 \text{ V}$; b) $R_0 = 166,7 \ \Omega$; c) $R_d = 133,3 \ \Omega$;

$$d) I = \begin{cases} 0, & \text{pentru } U < 1 \text{ V} \\ \frac{U - 1 \text{ V}}{133,3 \ \Omega}, & \text{pentru } U \geq 1 \text{ V} \end{cases};$$

e) Schema echivalentă este: 

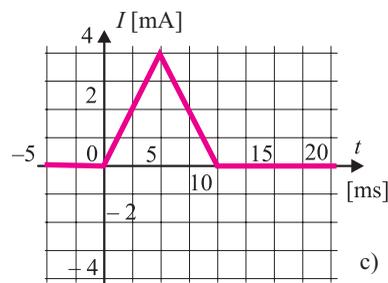
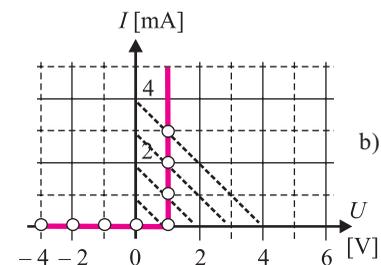
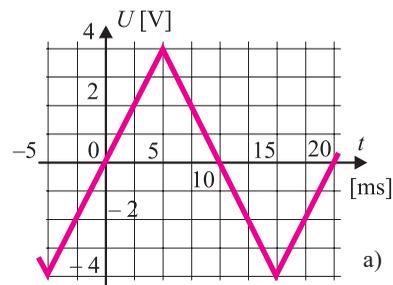


Fig. 2.

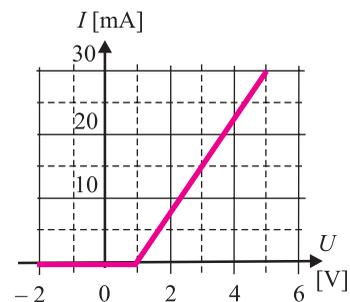


Fig. 3.

PROBLEME PROPUSE

1. Printr-un fir conductor de cupru cu conductivitatea $\sigma = 6,45 \cdot 10^7 \frac{1}{\Omega \cdot \text{m}}$ și aria secțiunii transversale $S = 2 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$ trece un curent electric cu intensitatea $I = 2,5 \text{ A}$. Calculați:

- a) mărimea forței care acționează asupra unui electron de conducție;
- b) accelerația unui electron de conducție.

Răspuns: a) $F = 3,1 \cdot 10^{-20} \text{ N} = 31 \text{ zN}$; b) $a = 3,4 \cdot 10^{10} \frac{\text{m}}{\text{s}^2} = 34 \frac{\text{GN}}{\text{kg}}$.

2. Considerăm un fir conductor de aluminiu cu rezistivitatea $\rho = 2,5 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$, densitatea $d = 2,7 \frac{g}{cm^3}$ și lungimea $\ell = 1 m$. Știind că masa molară a aluminiului este $M = 27 \frac{g}{mol}$ și că fiecare atom de Al contribuie la conducție cu un electron, calculați:

- mobilitatea electronilor de conducție ai aluminiului;
- timpul mediu t_c dintre două ciocniri succesive ale electronilor de conducție cu ionii din nodurile rețelei cristaline;
- energia transmisă prin efect JOULE unității de volum a rețelei cristaline în unitatea de timp, p_J .

Răspuns: a) $\mu_n = \frac{M}{epdN_A} = 4,2 \cdot 10^{-3} \frac{m^2}{V \cdot s}$, b) $t_c = \frac{2\mu_n m_{0e}}{e} = 4,7 \cdot 10^{-14} s = 47 fs$,

c) $p_J = \frac{U^2}{\rho \ell^2} = 4 \cdot 10^7 \frac{W}{m^3 \cdot s} = 40 \frac{MW}{m^3 \cdot s}$.

3. Intensitatea câmpului electric din interiorul unui conductor de cupru (cu concentrația electronilor de conducție $n = 5,8 \cdot 10^{28} \frac{1}{m^3}$) prin care s-a stabilit un curent electric staționar are mărimea $|\vec{E}| = 0,10 \frac{V}{m}$. Conductorul, presupus a fi bine izolat termic, se încălzește în $\Delta t = 90 s$ cu $\Delta T = 15 K$.

Cunoscând densitatea cuprului $d = 8,93 \frac{g}{cm^3}$ și căldura specifică a acestuia $c = 390 \frac{J}{kg \cdot K}$, calculați timpul mediu t_c dintre două ciocniri succesive ale electronilor de conducție.

Răspuns: $t_c = \frac{2m_{0e} d c \Delta T}{n e^2 |\vec{E}|^2 \Delta t}$.

4. La temperatura $T = 300 K$, conductivitatea germaniului (presupus intrinsec) are valoarea $\sigma = 2,13 \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$. Cunoscând mobilitățile purtătorilor de sarcină (pentru golurile din BV, $\mu_p = 0,18 \frac{m^2}{V \cdot s}$ și pentru electronii din BC, $\mu_n = 0,38 \frac{m^2}{V \cdot s}$), calculați:

- concentrația intrinsecă n_i ($n_p = n_e = n_i$) a PS;
- raportul dintre viteza de drift a electronilor și viteza de drift a golurilor.

Răspuns: a) $n_i = \frac{\sigma}{e(\mu_p + \mu_n)} = 2,4 \cdot 10^{19} \frac{1}{m^3}$; b) $\frac{v_n}{v_p} = 2,1$.

5. Un cristal de germaniu este impurificat cu atomi acceptori de indiu (trivalenti) în proporție de un atom de In la $N_0 = 3 \cdot 10^9$ atomi de Ge. La o anumită temperatură, la care toate impuritățile au fost ionizate și are loc și generarea de perechi de PS, concentrația intrinsecă este $n_i = 2,3 \cdot 10^{19} \frac{1}{m^3}$.

Ge are masa molară $M = 72,6 \frac{g}{mol}$ și densitatea $d = 5,33 \frac{g}{cm^3}$. Calculați concentrația golurilor din BV p .

Răspuns: $p = n_i + \frac{d N_A}{M N_0} = 3,8 \cdot 10^{19} \frac{1}{m^3}$.

Capitolul

V

Fizică nucleară

1. PROPRIETĂȚI GENERALE ALE NUCLEULUI ATOMIC

1.1. Structura nucleului

Fizica nucleului este ramura fizicii care studiază structura, proprietățile și transformările nucleului atomic, interacțiunile nucleare și modul în care acestea se reflectă la nivel macroscopic.

După cum am văzut, experimentele lui Ernest RUTHERFORD au evidențiat o zonă centrală a atomului (numită *nucleu*) de dimensiuni foarte mici și încărcată cu sarcină electrică pozitivă, în care este concentrată practic toată masa atomului. Electronii se află în jurul nucleului, zona în care pot fi localizați fiind de zeci de mii de ori mai mare decât dimensiunea nucleului.

Structura nucleului atomic nu a fost clară de la început. Experimentele efectuate nu erau suficient de relevante, deoarece nu existau particule-proiectil suficient de energice pentru a pătrunde în interiorul nucleului.

Pe baza observațiilor experimentale, în 1911, RUTHERFORD a presupus că nucleul trebuie să cuprindă particule cu sarcină pozitivă (egală cu valoarea sarcinii elementare e) și masă mult mai mare decât masa electronilor (de aproximativ două mii de ori); el a numit aceste particule *protoni*.

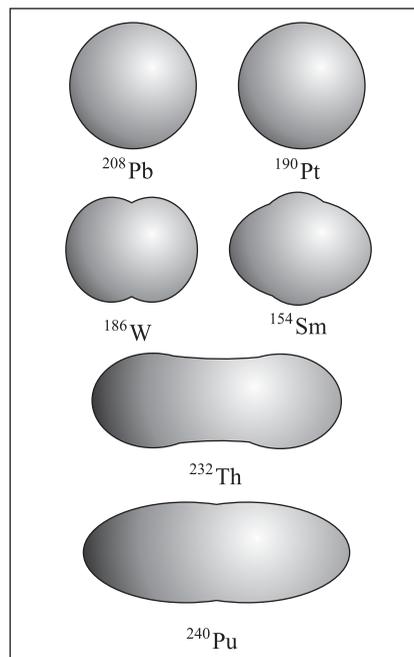
Deoarece BECQUEREL arătase în 1895 că nucleele pot emite electroni, s-a presupus, în mod eronat, că nucleul are în componență electroni și protoni, fiind înconjurat de alți electroni care să asigure neutralitatea atomului.

De exemplu, nucleul atomului de azot se presupunea că ar fi format din 14 protoni și 7 electroni, alți 7 electroni aflându-se în jurul acestui nucleu. Fapte experimentale, legate de comportarea atomilor în câmp magnetic, au pus la îndoială această ipoteză.

CHADWICK a descoperit, în 1932, o altă particulă cu masa practic egală cu cea a protonului, dar fără sarcină electrică, numită *neutron*.



LORD ERNEST RUTHERFORD
(1871–1937), fizician englez.



Experimental s-a evidențiat faptul că nucleele atomice au forme diferite (lângă simboluri sunt indicate numerele de masă).



Dimitri IVANENKO (1904–1994),
fizician rus.



Werner HEISENBERG (1901–1976),
fizician austriac.

Unitatea de masă atomică este egală cu a 12-a parte a masei de repaus a izotopului $^{12}_6\text{C}$ și are valoarea:

$$u = 1,66053886 \cdot 10^{-27} \text{ kg.}$$

Masa protonului, exprimată în unități S.I., are valoarea:

$$m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ kg;}$$

exprimată în unități de masă atomice, $m_p = 1,007276466 \text{ u}$.

Energia de repaus a protonului, exprimată în electronvolți, este

$$m_{0p}c^2 = 938,272 \text{ MeV}.$$

IVANENKO și HEISENBERG au presupus că nucleul este alcătuit *numai* din protoni și neutroni; această ipoteză este considerată valabilă și astăzi, când se admite modelul protono-neutronic al nucleului.

Protonii și neutronii care alcătuiesc nucleul au primit numele generic de *nucleoni*. Nucleonii au mase foarte apropiate, dar se deosebesc prin starea de încărcare electrică: protonii au sarcină pozitivă, iar neutronii nu sunt încărcăți electric.

Să revenim la exemplul anterior: IVANENKO și HEISENBERG au arătat că nucleul atomului de azot este format din șapte protoni și șapte neutroni, iar cei șapte electroni care orbitează în înveliș asigură neutralitatea atomului.

La acest nivel al cunoașterii, s-a presupus că nucleonii se comportă ca particule elementare, asemănătoare unor corpuri rigide, cu diferite forme. Desigur, până la descoperirea structurii atomului și atomii fuseseră considerați particule elementare; ulterior, vom vedea că și nucleonii au o *structură*, deci nu sunt nici ei particule elementare.

Pentru a preciza numărul particulelor care alcătuiesc un nucleu X, se folosește de cele mai multe ori notația ^A_ZX , unde:

- **Z** este *numărul atomic*; reprezintă numărul de protoni (pentru atomul corespunzător, Z este egal cu numărul de electroni din învelișul electronic, deci este egal cu numărul de ordine din *Tabelul periodic al elementelor*);

- **A** este *numărul de masă*; reprezintă numărul total de nucleoni. Notând cu **N** numărul de neutroni se poate scrie:

$$A = Z + N.$$

De exemplu, nucleul de azot despre care am vorbit mai înainte se notează $^{14}_7\text{N}$, protonul se poate scrie 1_1p sau ^1_1H (deoarece protonul reprezintă nucleul atomului de hidrogen), iar neutronul se notează 1_0n .

Particulele alfa (α) sunt nuclee de heliu, se notează ^4_2He și se mai numesc helioni.

Determinarea maselor nucleonilor s-a realizat prin diferite tipuri de experimente. Pentru protoni, s-a studiat mișcarea acestora în câmpuri electrice sau magnetice, iar pentru neutroni s-au utilizat procesele de ciocnire.

Să mai subliniem că dacă protonul pare a fi o particulă stabilă, neutronul aflat *în stare liberă* se transformă într-un proton, un electron și o altă particulă (practic fără masă de repaus și fără sarcină electrică, extrem de greu de pus în evidență, datorită slabei interacțiuni cu materia) numită *antineutrino*; în medie, acest fenomen se petrece după 886 de secunde (aproximativ 15 minute) măsurate în referențialul propriu al particulei. În teoria cuantică a forțelor nucleare, protonul și neutronul reprezintă aceeași particulă care se poate găsi în două stări de sarcină: pozitivă sau neutră; schimbarea stării se face prin schimbul unor particule numite mezoni π sau pioni.

În casetele alăturate sunt date valorile maselor nucleonilor. Deoarece masa electronului este $9,1094 \cdot 10^{-31}$ kg, rezultă că masa electronului este de 1836 de ori mai mică decât masa protonului și de 1839 de ori mai mică decât masa neutronului.

Elementele chimice reprezintă un amestec de atomi cu același număr atomic, dar cu numere de masă diferite. Proprietățile chimice, fiind legate de electronii periferici, sunt practic identice, dar unele proprietățile fizice (*masa atomică, sarcina specifică*) sunt diferite. Pentru a deosebi nucleele acestor atomi, introducem o noțiune nouă: vom numi *nuclid* specia nucleară cu un număr de protoni Z și de neutroni N bine precizat (de exemplu: ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{14}_7\text{N}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$).

În funcție de numerele de nucleoni ale diferiților nuclizi, aceștia pot fi clasificați în:

- *Izotopi* – nuclizi cu același număr atomic Z , dar cu numere de neutroni N distincte, numiți astfel de SODDY în 1913; de exemplu ${}^1_1\text{H}$ (hidrogenul ușor), ${}^2_1\text{H}$ (hidrogenul greu sau deuteriul), ${}^3_1\text{H}$ (hidrogenul super greu sau tritiul).

- *Izotoni* – nuclizi cu același număr de neutroni N , dar cu numere atomice Z diferite; de exemplu ${}^3_1\text{H}$, ${}^4_2\text{He}$.

- *Izobari* – nuclizi cu același număr de masă A , dar cu numere atomice Z diferite, numiți astfel de STEWART în 1918; de exemplu ${}^{59}_{26}\text{Fe}$, ${}^{59}_{27}\text{Co}$, ${}^{59}_{28}\text{Ni}$.

- *Izomeri* – nuclizi cu același Z și cu același N , dar cu anumite proprietăți fizice diferite (energia internă, forma, durata medie după care se transformă în alt nuclid sau timpul de viață mediu, proprietățile magnetice etc.); de exemplu: ${}^{80}_{35}\text{Br}$ are doi izomeri cu durate de viață medii diferite (18 minute și 4,4 ore).

1.2. Dimensiunile nucleelor

Diametrul unui nucleu este cu patru ordine de mărime mai mic decât diametrul atomului corespunzător. De exemplu:

- protonul are diametrul de aproximativ $1,5 \cdot 10^{-15}$ m = 1,5 fm, de aproximativ 40 000 de ori mai mic decât diametrul atomului de hidrogen (care este de aproximativ 10^{-10} m);

- nucleul uraniului are diametrul mediu de 18 fm, de aproximativ 30 000 de ori mai mic decât diametrul atomului de uraniu.

Modelând nucleele cu sfere compacte, de densitate constantă, putem exprima raza R a unui nuclid în funcție de numărul său de masă prin relația aproximativă $R = R_0 A^{\frac{1}{3}}$, unde $R_0 = 1,45 \cdot 10^{-15}$ m.

Conform acestei relații, R_0 reprezintă raza protonului sau a neutronului.

Masa neutronului, exprimată în unități S.I., are valoarea:

$$m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ kg};$$

exprimată în unități de masă atomice,

$$m_n = 1,008665 \text{ u}.$$

Energia de repaus a neutronului, exprimată în electronvolți, este

$$m_n c^2 = 939,565 \text{ MeV}.$$



Anders Jonas ÅNGSTRÖM (1814–1874), fizician suedez, unul dintre întemeietorii spectroscopiei.

În fizica atomică și nucleară au fost folosite la început două unități de măsură specifice (care sunt în afara S.I. și sunt folosite din ce în ce mai rar): ångström:

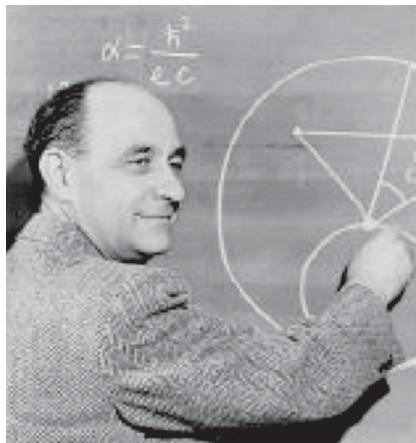
$$1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m} = 0,1 \text{ nm}$$

fermi:

$$1 \text{ fermi} = 10^{-15} \text{ m} = 1 \text{ fm}$$

Densitatea substanței nucleare (presupusă constantă) poate fi calculată cu formula anterioară:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{A u}{\frac{4\pi}{3} R^3} = \frac{3u}{4\pi R_0^3} = 1,3 \cdot 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}.$$



Enrico FERMI (1901–1954), fizician american de origine italiană, laureat al premiului Nobel (1938). A construit primul reactor nuclear (1942).

Densitatea unor obiecte cosmice numite stele neutronice este cuprinsă între $0,8 \cdot 10^{16} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ și $2 \cdot 10^{18} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, adică de același ordin de mărime cu densitatea materiei nucleare.

1.3. Masa nucleară

Masa de repaus a unui nucleu $M(Z, A)$ poate fi calculată în funcție de masa atomului M_{atom} (determinată experimental prin spectroscopie de masă) și de masa electronului m_e (a cărei valoare este $9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$) prin relația:

$$M(Z, A) = M_{\text{atom}}(Z, A) - Zm_e + \frac{1}{c^2} W_{\text{legătură}}^{\text{electroni}},$$

unde energia de legătură a electronilor în atom are expresia $W_{\text{legătură}}^{\text{electroni}} = 15,73 Z^{\frac{7}{3}} \text{ eV}$ și se poate neglija în primă aproximație, adică

$$M(Z, A) = M_{\text{atom}}(Z, A) - Zm_e.$$

Pentru calculul mai precis al maselor nucleare, există o formulă empirică dedusă în 1935 de Carl-Friedrich VON WEIZSÄCKER.

Deși mică, diferența dintre masele atomice și cele nucleare este importantă în energetica nucleară.

1.4. Sarcina electrică a nucleului

Sarcina electrică Q a nucleului este pozitivă, fiind dată de numărul de protoni Z : $Q = Z q_{\text{proton}}$, unde sarcina protonului q_{proton} este egală cu sarcina elementară, $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

De exemplu, sarcina nucleului de uraniu ($Z = 92$) este $1,47 \cdot 10^{-17} \text{ C}$.

Observație

Nucleele sunt caracterizate și de alte proprietăți, de natură cuantică:

– *spinul nuclear* reprezintă momentul cinetic propriu al nucleului și este o mărime cuantificată. Numărul care cuantifică spinul nuclear se numește număr cuantic de spin, se notează cu I și depinde de numărul nucleonilor componenți; de exemplu:

Volumul unui nucleu este cu 12–15 ordine de mărime mai mic decât volumul atomului respectiv. Să ne imaginăm nucleul ca o sferă cu diametrul de 1 mm, atomul ar fi o sferă cu diametrul de 100 m (cât lungimea unui teren de fotbal)! Materia care ne înconjoară este mai mult „goală” decât plină. Rețineți însă că în Univers există corpuri mult mai compacte, de exemplu *stelele neutronice*.

Nuclidul	$I [\hbar]$	Nuclidul	$I [\hbar]$
${}^6_3\text{Li}$	1	${}^{15}_7\text{N}$	$\frac{1}{2}$
${}^7_3\text{Li}$	$\frac{3}{2}$	${}^{14}_7\text{N}$	0

– *momentul magnetic nuclear* μ caracterizează comportarea nucleului în câmp magnetic și este legat de spinul nuclear. De exemplu, moment magnetic al nuclidul ${}^{14}_7\text{N}$ este nul; această observație a dus de fapt la descoperirea structurii protono-neutronice a nucleelor (IVANENKO și HEISENBERG).

2. ENERGIA DE LEGĂTURĂ A NUCLEULUI ATOMIC. STABILITATEA NUCLEELOR ATOMICE

Stabilitatea nucleelor este explicată calitativ pe baza *forțelor nucleare* și a relației dintre forțele nucleare (de tip atractiv) și cele electrice (de tip repulsiv).

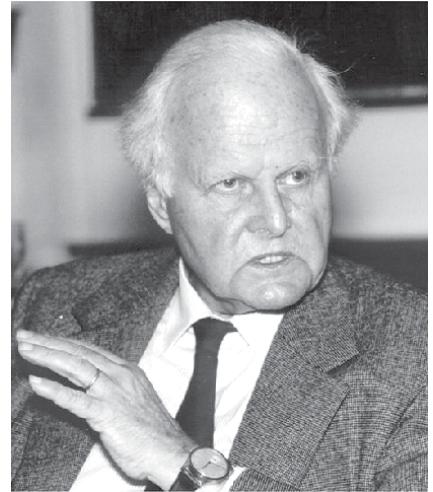
Modelarea structurii nucleare este legată de cunoașterea modului în care interacționează nucleonii prin forțe nucleare.

2.1. Forțele nucleare

Forțele de interacțiune dintre nucleoni se numesc *forțe nucleare tari* și au câteva caracteristici importante:

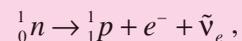
- sunt forțe de *atracție*, foarte puternice (de peste o sută de ori mai mari decât cele electrice și de 10^{38} de ori mai mari decât forțele de gravitație);
- au rază foarte mică de acțiune (aproximativ 10^{-15} m = 1 fm);
- au caracter de *saturație*: un nucleon dat nu interacționează decât cu un număr limitat de nucleoni – vecinii cei mai apropiați;
- sunt independente de sarcina nucleonilor, adică sunt aceleași pentru protoni și neutroni (este remarcabil că protonul și neutronul se pot transforma unul în altul – *vezi caseta alăturată*).

Natura forțelor de atracție între neutroni a început să fie mai bine înțeleasă după descoperirea structurii nucleonilor: se consideră că nucleonii sunt formați din particule numite *quarci*, care au sarcini electrice fracționare ($\pm\frac{e}{3}$ sau $\pm\frac{2e}{3}$), dar care nu se pot observa individual, ci numai împreună, formând nucleoni sau mezoni.

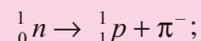


Carl-Friedrich von WEIZÄCKER (1912–2007), fizician german.

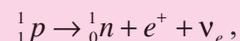
Transformări reciproce proton-neutron
– neutronul se poate transforma într-un proton, un electron și un antineutrino:



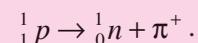
sau într-un proton și un mezon pi⁻:

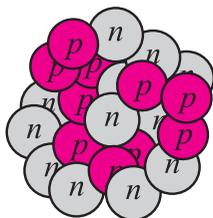


– protonul se poate transforma într-un neutron, un pozitron și un neutrino:



sau într-un neutron și un mezon pi⁺:



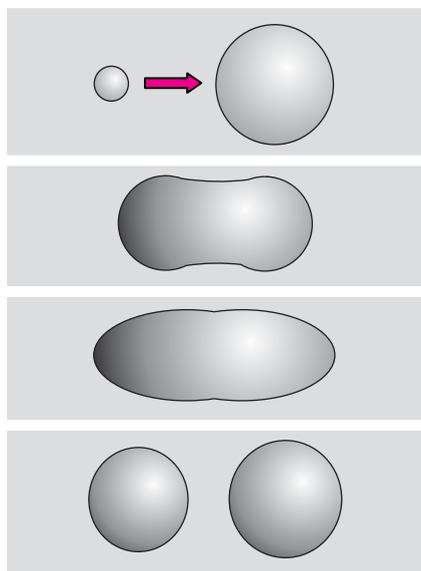


Model al unui nucleu.

2.2. Modele nucleare

A. Caracterul de saturație al forțelor nucleare permite stabilirea unui model simplu, numit modelul *picăturii de lichid*, elaborat de Niels BOHR în 1936. Conform acestui model, sub acțiunea forțelor nucleare, nucleonii se dispun în formă de picătură; deoarece nucleonii periferici interacționează puternic (prin forțe de atracție) numai cu vecinii cei mai apropiați, nucleonii din regiunea centrală sunt puternic comprimați de stratul periferic (analog moleculelor care alcătuiesc o picătură de lichid, care sunt comprimate de moleculele din stratul superficial).

Pe baza modelului picăturii de lichid se poate explica forma aproape sferică a unor nuclee (remarcați însă că există multe nuclee a căror formă *nu este* sferică), posibilitatea unui nucleu de a se fragmenta spontan sau după ce a fost ciocnit de alt nucleu (fisiunea spontană și stimulată), valoarea mare a densității materiei nucleare, dependența de numărul de masă a razei unui nucleu (vezi caseta alăturată).



Explicarea fragmentării unui nucleu ca urmare a ciocnirii cu alt nucleu mai mic.

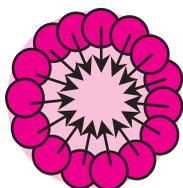
Modelul picăturii de lichid nu poate explica toate fenomenele observate, în particular nu poate explica de ce anumite nuclee sunt mult mai stabili decât altele.

Într-adevăr, s-a observat că nuclizii pentru care numărul de protoni Z ia valorile 2; 8; 20; 28; 50; 82; 126 sau numărul de neutroni $N = A - Z$ ia valorile 2; 8; 20; 28; 50; 82; 126; 184 sunt mult mai stabili decât ceilalți nuclizi; aceste numere se numesc *numere magice*.

Există și nuclizi deosebit de stabili, pentru care atât N cât și Z sunt numere magice; aceștia au fost numiți nuclizi *dublu magici*.

B. Să ne amintim modelul cuantic al atomului cu mai mulți electroni: conform principiului de excluziune al lui PAULI, electronii se aranjează pe niveluri de energie cu valori din ce în ce mai mari (un nivel fiind ocupat de maximum doi electroni cu spinii opuși); atomii care au numere atomice Z din șirul 2, 8, 18, 32 (corespunzând unor păaturi electronice complete) sunt mai stabili decât ceilalți atomi. Prin analogie cu acest model, ținând seama că nucleonii (atât protonii cât și neutronii) au, ca și electronii, spinul $\frac{1}{2}$ (supunându-se, în consecință, principiului de excluziune al lui PAULI), a fost construit *modelul păturilor nucleare*.

Conform acestui model, atât protonii cât și neutronii se așază, în acord cu principiul de excluziune al lui PAULI, pe niveluri energetice crescătoare, protonice și, respectiv, neutronice. Pe un anumit nivel se pot găsi doar doi nucleoni, cu orientarea spinilor opusă. Nivelurile energetice se grupează în păaturi; pentru fiecare pătură există un număr maxim de nucleoni.



Modelul picăturii de lichid.

Spre deosebire de cazul electronilor din atom, care se află în câmpul coulombian al nucleului (cu simetrie sferică), nucleonii se găsesc într-un câmp de forțe mult mai complex. De aceea, numerele de ocupare maxime ale păturilor în care se grupează energetic nucleonii (în „*gropi de potențial*” protonice și neutronice) au alte valori, acestea fiind chiar *numerele magice*.

Acest model explică satisfăcător mai multe proprietăți ale nucleelor: spinul nuclear, momentul magnetic nuclear, forma și stabilitatea anumitor nuclizi.

Pentru exemplificare, prezentăm alăturat câțiva nuclizi *dublu magici*.

În decembrie 2006 a fost sintetizat izotopul elementului Unniloctium sau Hassium, cu $Z = 108$ și $A = 270$, care este remarcabil de stabil: el se dezintegrează, în medie, după 22 s (durată mare pentru elementele transuraniene); se presupune că și acest nuclid este dublu magic.

C. Un alt model nuclear care ia în considerare toate aspectele interacțiunilor nucleare, încercând să unifice modelele discutate anterior, este *modelul colectiv* (sau *generalizat*) al nucleului.

În acest moment, modelul colectiv (generalizat) al nucleului explică satisfăcător majoritatea fenomenelor: fisiunea (spontană și stimulată), nivelurile de energie ale nuclizilor cu numere pare de protoni și de neutroni, stările excitate, spinul nuclear, momentele magnetice, forma nucleelor.

2.3. Stabilitatea nucleelor atomice

În natură există 245 de izotopi stabili și 70 de izotopi instabili (radioactivi). Izotopia (noțiune introdusă de SODDY în 1913) este o proprietate generală a nucleelor. Există elemente care au 9–10 izotopi stabili (xenonul, staniul). Remarcăm însă că 23 de elemente au numai un izotop stabil (de exemplu: *fluorul, sodiul, aluminiul, aurul*).

Izotopii pot fi produși artificial, în scopuri de cercetare sau pentru utilizarea în practică; se cunosc peste 1000 de izotopi artificiali.

Pentru a aprecia obiectiv stabilitatea unui nuclid, vom introduce câteva mărimi fizice care să caracterizeze din punct de vedere energetic nucleele.

Să subliniem mai întâi că, în acord cu relația lui EINSTEIN dintre masa și energia unei microparticule, energia de repaus a unui nucleu este dată de relația: $E_{0N} = M_{0N}c^2$.

Nr.	Nuclid	Z	N
1.	${}^4_2\text{He}$	2	2
2.	${}^{16}_8\text{O}$	8	8
3.	${}^{40}_{20}\text{Ca}$	20	20
4.	${}^{48}_{20}\text{Ca}$	20	28
5.	${}^{48}_{28}\text{Ni}$	28	20
6.	${}^{100}_{50}\text{Sn}$	50	50
7.	${}^{208}_{82}\text{Pb}$	82	126

Stabilirea dependenței razei unui nucleu de numărul său de masă

Considerând că densitatea ρ este constantă, se poate scrie:

$$V = \frac{m}{\rho},$$

adică

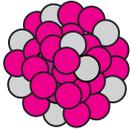
$$\frac{4\pi}{3}R^3 = \frac{A u}{\rho},$$

de unde rezultă

$$R = \left(\frac{3A u}{4\pi\rho} \right)^{\frac{1}{3}} = R_0 A^{\frac{1}{3}},$$

unde

$$R_0 = \left(\frac{3u}{4\pi\rho} \right)^{\frac{1}{3}} = 1,45 \cdot 10^{-15} \text{ m}.$$



$$+ E_{\text{leg}} = Z \text{ (red sphere) } + (A - Z) \text{ (grey sphere)}$$

Reprezentarea schematică a definiției energiei de legătură a unui nucleu.

În fizica nucleară, energiile se exprimă în megaelectronvolt,

MeV:

$$1 \text{ MeV} = 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ J}.$$

Masele se exprimă în unități de masă atomică,

$$u = 1,66053886 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

și se ține seama că

$$1 u \cdot c^2 = 932,7611 \text{ MeV}$$

(viteza luminii în vid are valoarea:

$$c = 299\,792\,458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}.$$

Observație. În alte lucrări, în funcție de valorile cunoscute și de aproximațiile făcute, se întâlnesc valori puțin diferite.

Aici M_{0N} reprezintă masa de repaus a nucleului, care este legată de masa de repaus a atomului prin relația

$$M_{0N}(Z, A) = M_{0, \text{atom}}(Z, A) - Zm_{0e}$$

(în care am neglijat energia de legătură a electronilor în atom).

Definim *energia de legătură a nucleului*, E_{leg} , ca fiind egală cu lucrul mecanic necesar desfacerii unui nucleu izolat aflat în repaus în nucleonii componenți, izolați și aflați de asemenea în repaus:

$$E_{\text{leg}} = [Zm_{0p} + (A - Z)m_{0n} - M_{0N}]c^2.$$

Nucleele cu număr mare de nucleoni vor avea o energie de legătură mare, fără ca aceasta să însemne și o mare stabilitate. De aceea definim mărimea numită *energie de legătură medie pe nucleon*, B , raportând energia de legătură a nucleului la numărul de nucleoni, A :

$$B = \frac{E_{\text{leg}}}{A}.$$

Energia de repaus a hidrogenului ușor (adică a protonului) are valoarea $m_{0p}c^2 = 938,272 \text{ MeV}$ și este egală cu energia de legătură medie pe nucleon, B .

Condiția de stabilitate a nucleului: $E_{\text{leg}} > 0$, adică nucleul se poate fragmenta numai dacă i se transferă energie din exterior.

Când nucleul este instabil ($E_{\text{leg}} < 0$), el se va fragmenta spontan după un timp mai scurt sau mai lung, transferând particulelor rezultate energia de legătură sub formă de energie cinetică și eliberând astfel o mare cantitate de energie.

Calculând și reprezentând grafic energia de legătură pe nucleon B în funcție de numărul de masă A , obținem o curbă care are aspectul din figura 5.1. Observați că nucleele cele mai stabile au o energie de legătură pe nucleon de aproximativ 8,5 MeV.

Pentru calculul energiei de legătură a unui nucleu în locul masei protonului m_p și masei nucleului M_{nucleu} se pot introduce, respectiv, masa atomului de hidrogen și masa atomului corespunzător (determinabilă prin spectrografie de masă), masele celor Z electroni reducându-se (**verificați!**): $E_{\text{leg}} = [Zm_{0H} + (A - Z)m_{0n} - M_{0, \text{atom}}]c^2$.

În fizica nucleară se mai introduce o mărime numită *defectul de masă* Δ , care se definește prin relația: $\Delta = M_{0N} - [Zm_{0p} + (A - Z)m_{0n}]$ sau, aproximativ, $\Delta \approx M_{0N} - A$ și se exprimă în unități atomice de masă (M_{0N} este masa de repaus a nucleului).

Existența defectului de masă este datorată forțelor nucleare care, în momentul formării nucleului, duc la eliberarea unei energii

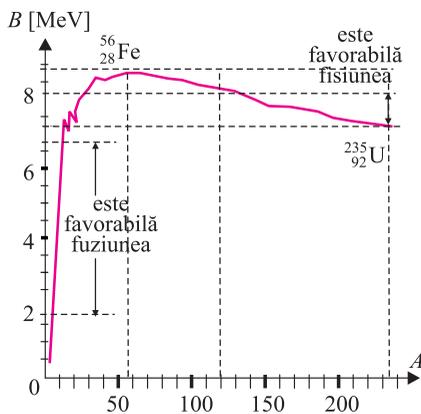


Fig. 5.1 Dependența energiei de legătură pe nucleon în funcție de numărul de masă.

egale cu energia de legătură a nucleului. Această observație a condus la descoperirea *energiei nucleare*, care astăzi este o alternativă viabilă la sursele clasice de energie, chiar dacă este relativ periculoasă pentru mediu și populație, prin posibilitatea contaminării radioactive (să nu uităm însă că și utilizarea combustibililor fosili produce efecte nocive la scară planetară).

Defectul de masă Δ este pozitiv pentru elementele ușoare și negativ pentru elementele cu $10 < Z < 72$, apoi redevenind pozitiv.

Mai general, putem defini energia de legătură a unei particule oarecare (a) într-un nucleu ca fiind egală cu lucrul mecanic necesar desfacerii nucleului (aflat în repaus și în starea lui fundamentală) în particula considerată (a) și nucleul care rămâne după separarea particulei (a) (evident, numărul de masă al particulei (a) trebuie să fie mai mic decât al nucleului considerat). Această definiție *nu* trebuie să conducă la ideea că particula (a) *preexista* în nucleu!

Considerând, de exemplu, nucleul de deuteriu ${}^2_1\text{H}$ (izotopul greu al hidrogenului) observăm că *energia de legătură a nucleului*, *energia de legătură a protonului în nucleu* și *energia de legătură a neutronului în nucleu* sunt egale între ele:

$$E_{\text{leg}}({}^2_1\text{H}) = E_{\text{leg}}(p) = E_{\text{leg}}(n) = m_{0\text{H}}c^2 + m_{0\text{n}}c^2 - M_{0\text{D}}c^2$$

Temă: Calculați, cu ajutorul datelor din tabele, valoarea numerică a acestei expresii.

3. RADIOACTIVITATEA. LEGILE DEZINTEGRĂRII RADIOACTIVE

Radiațiile nucleare

Radiațiile nucleare sunt particule nucleare în mișcare (protoni, neutroni, electroni, pozitroni, helioni, deuteroni, fotoni) emise de nucleele instabile.

Radiațiile nucleare pot apărea:

- prin dezintegrarea nucleelor radioactive,
- prin ciocnirea unor particule nucleare accelerate cu nucleele,
- în urma unor reacții nucleare.

Radioactivitatea este proprietatea nucleelor unor elemente de a se dezintegra spontan prin emisia unei radiații corpusculare sau electromagnetice; aceste elemente se numesc *radioactive*.

Radioactivitatea naturală este proprie unor substanțe ce există în natură (Ra, U, Po, Th), este numită astfel pentru a o deosebi de *radioactivitatea artificială*, caracteristică substanțelor produse de om pe diferite căi (subliniem că *radioactivitatea* este un fenomen natural).



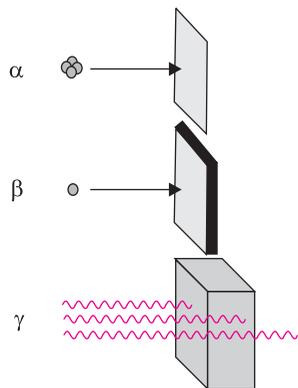
Henri BECQUEREL (1852–1908)
fizician francez, laureat al
premiului Nobel în 1903.



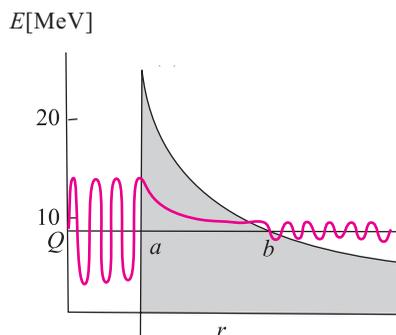
Marie Sklodowska CURIE (1867–1934) și
Pierre CURIE (1859–1906), fizicieni
francezi, laureați ai premiului Nobel în 1903
(împreună) și în 1911 (numai Marie).



Simbolul care indică existența
unor materiale radioactive.
**Nu vă apropiați de zonele în care
îl vedeți, decât dacă știți sigur
că vă este permis!**



Radiațiile alfa, beta și gama au puteri de pătrundere diferite.



Bariera coulombiană și efectul tunel pentru explicarea dezintegrării alfa.



George GAMOW (1904–1968), fizician american de origine ucrainiană.

După descoperirea sa de către Henri BECQUEREL (1896), în urma studiului unor minereuri de uraniu, J. ELSTER și H. GEITEL constată experimental scăderea exponențială în timp a intensității radiației emise de către aceste substanțe (1899).

Experiențele multiple efectuate în această perioadă au arătat că proprietățile radiațiilor emise nu se modifică dacă substanțele radioactive:

- sunt supuse la temperaturi și presiuni ridicate,
- sunt plasate în câmpuri electrice și magnetice intense,
- se află în substanțe cu compoziție chimică diferită.

Concluzia a fost că emisia de radiații trebuie să fie o proprietate „internă”, profundă, localizată în „miezul” atomului, de unde rezultă că fenomenul de radioactivitate nu este o proprietate a atomului, ci a „sâmburelui” acestuia care, ulterior, s-a numit *nucleu*.

Studiul radiațiilor emise de substanțele radioactive – efectuate prin experiențele de deviere ale acestora în câmpuri electrice și magnetice – a arătat că radiațiile emise de nucleele radioactive sunt de trei feluri (α , β și γ), numite astfel după primele litere ale alfabetului grec.

Radiațiile α sunt nuclee de heliu, și au următoarele proprietăți:

- spectru energetic discret (cu energii între 3 MeV și 6 MeV),
- parcurg în aer distanțe cuprinse între 3 cm și 10 cm,
- trec prin foițe foarte subțiri de aur,
- pot fi oprite de un strat de substanță cu grosimea de 0,1 mm,
- au o mare putere de ionizare,
- sunt împrăștiate la trecerea prin substanță,
- pot produce (la ciocnirea cu alte nuclee) reacții nucleare.

Radiațiile β sunt electroni (β^-) sau pozitroni (β^+), mai penetrante decât radiațiile α cam de 100 de ori (radiațiile β cu energia de 1 MeV străbat câțiva metri în aer, sau 2–3 mm în aluminiu, având însă o mică putere de ionizare.

Radiațiile γ sunt cele mai penetrante, străbătând metale cu grosimi destul de mari. Ele nu sunt deviate de câmpuri electrice sau magnetice, deci nu au sarcină electrică. Radiațiile γ sunt de natură electromagnetică, având lungime de undă mică (deci energie mare).

Dezintegrarea alfa (α)

Dezintegrarea α este emisia spontană de nuclee de heliu de către unele nuclee grele: ${}^A_Z X \rightarrow {}^4_2 \alpha + {}^{A-4}_{Z-2} Y$.

Sunt cunoscuți circa 30 de izotopi naturali și mai multe sute de izotopi artificiali α –radioactivi.

Din punct de vedere clasic, emisia particulelor α ar trebui să se realizeze instantaneu sau, mai exact, în timpul $\frac{R}{v_\alpha}$ (în care R este raza nucleului și v_α este viteza particulei α în interiorul nucleului).

Acest timp, pentru energiile E_α cuprinse în intervalul 3–9 MeV și pentru razele uzuale ale nucleelor grele, este de circa 10^{-22} – 10^{-20} s. În realitate, timpul de înjumătățire variază în limite foarte largi, de la zecimi de microsecundă până la miliarde de ani (10^{-7} – 10^{17} s). Este deci evident că există „ceva” ce frânează emisia particulelor α ; este vorba de o „barieră de potențial” datorită **forțelor nucleare** de atracție, intense, dar cu rază de acțiune finită (foarte mică) și **forțelor coulombiene** (mai slabe, dar cu rază de acțiune mare, practic infinită).

Deși din punct de vedere clasic existența acestei bariere de potențial interzice total emisia de particule α , din punct de vedere cuantic particulele α pot penetra această barieră cu o probabilitate mai mare sau mai mică, fenomenul numindu-se „efect tunel”, după cum arată GAMOW și, independent, CONDOR și GURNEY (1928).

Ei au presupus, în primul rând, că particula α „preexistă” în nucleu; apoi au arătat că, deși din punct de vedere clasic, energia particulei alfa din interiorul nucleului (3–9 MeV) *nu* este suficientă pentru depășirea barierei energetice (aproximativ 20 MeV), există o probabilitate (calculată cu ajutorul mecanicii cuantice) ca particula alfa să poată fi localizată în afara nucleului; acest efect arată că, în mecanica cuantică stările *microparticulelor* sunt definite altfel decât stările particulelor clasice, ca urmare a caracterului dual, ondulatoriu-corpular, al acestor microparticule.

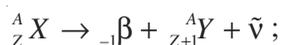
Efectul a fost numit efect *tunel*, pentru că energia particulei alfa localizate în afara nucleului *este egală* cu energia ei în interiorul nucleului: particula se comportă ca și cum ar fi găsit o breșă „prin” barieră, mai degrabă decât să fi primit o energie suplimentară care să îi permită să treacă „peste” barieră.

Dezintegrarea beta (β)

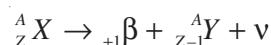
Dezintegrarea beta este procesul de transformare spontană a nucleelor instabile în nuclee izobare ce se deosebesc de nucleul inițial prin $\Delta Z = \pm 1$. Forțele responsabile de dezintegrarea beta sunt *forțele nucleare slabe*.

Variația numărului atomic Z cu ± 1 se poate produce în trei moduri:

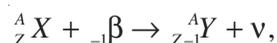
- 1) ca rezultat al emisiei unui electron (β^-):



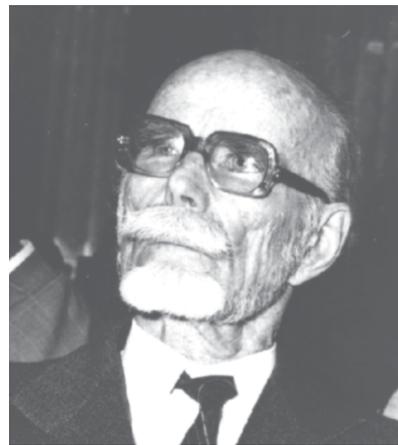
- 2) ca rezultat al emisiei unui pozitron (β^+):



- 3) ca rezultat al capturării unui electron apropiat de nucleu (acest fenomen se numește captură electronică, C.E.):



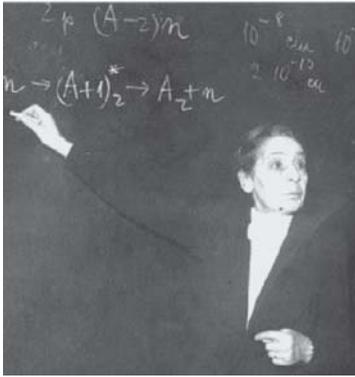
unde ν și $\tilde{\nu}$ sunt *particulele neutrino* și *antineutrino*.



Pierre Victor AUGER (1899–1993),
fizician francez.



Luis Walter ALVAREZ (1911–1988),
fizician american
laureat al premiului Nobel (1968).



Lise MEITNER (1878–1968),
fiziciană suedeză de origine austriacă.

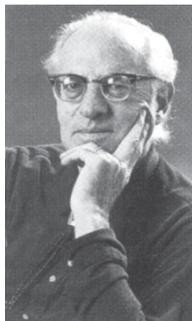
Dezintegrarea beta și neutrinel

1914: CHADWICK stabilește că spectrul energetic al electronilor emiși prin dezintegrarea beta este *continuu*;

1932: PAULI încearcă să explice fenomenul făcând apel la particula *neutrino*;

1933: FERMI, GAMOW și TELLER propun denumirea de *neutrino*;

1956: COWAN și REINES pun în evidență interacțiunile neutrinelui.



Frederick REINES (1918–1998),
fizician american.

Aceste procese pot avea loc numai dacă sunt favorabile energetic.

Procesul de *captură electronică* apare ca urmare a interacțiunii electromagnetice dintre nucleu și electronii păturilor atomice și constă în captura unui electron de către nucleu; locul vacant (lăsat de electronul capturat de nucleu) este ocupat de electronii de pe păturile superioare. Prin rearanjarea acestor electroni apar radiații X care, *prin efect fotoelectric*, pot produce electroni AUGER; detectarea acestor electroni (Lise MEITNER, 1923) a și condus, de fapt, la descoperirea capturii electronice (ALVAREZ, 1937).

În timp s-a stabilit că dezintegrarea β este cel mai răspândit proces de dezintegrare. Emisia de electroni de către nucleu a condus inițial la ideea că aceștia sunt conținuți de nucleu și de aici ipoteza „protono-electronică” a nucleului, ipoteză infirmată experimental.

Dezintegrarea β a ridicat probleme delicate legate de emisia electronilor/pozitronilor din nucleu (deși ei *nu* preexistă în nucleu!) și de spectrul lor continuu (care a constituit o mare surpriză, deoarece, dacă în urma dezintegrării beta nu ar fi fost emisă încă o particulă, aplicând legile de conservare ale energiei și impulsului, ar rezulta o

valoare determinată a energiei electronului emis: $E_{cin} = \frac{m_Y Q}{m_X + m_e}$, unde $Q = (m_X - m_Y - m_e)c^2$, iar X și Y reprezintă nucleele implicate).

Studiile ulterioare (1956) au arătat că în dezintegrările β , guvernate de interacțiunea slabă, nu are loc conservarea parității „funcției cuantice” de undă, fapt ce a impus reanalizarea unui concept fundamental al fizicii.

Tot procesul de dezintegrare β a impus recunoașterea existenței forțelor nucleare slabe, studiul lor generând introducerea unor concepte noi în fizica modernă, care au un rol însemnat în teoriile moderne de unificare a tuturor forțelor din natură.

Observație

În acest moment (2007), interacțiunile *electromagnetice*, nucleare *slabe* și nucleare *tari* sunt *unificate*, adică pot fi descrise de o teorie unitară; singura interacțiune care scapă încă unificării este cea gravitațională.

Încercări de a se unifica toate interacțiunile cunoscute în natură se fac în continuare; o teorie promițătoare este teoria *corzilor* (*stringurilor*), care așteaptă însă confirmări experimentale.

Pentru a explica existența spectrului energetic β continuu, în raport cu legile de conservare a energiei totale și impulsului, PAULI (1932) a făcut ipoteza că în procesul β se emite din nucleu și o altă particulă în afara particulei β , neutră din punct de vedere electric și cu spinul *semiîntreg*, numită ulterior *neutrino*.

Nucleonii au o structură

Constituenții nucleonilor poartă numele de *quarci*.

Quarcii sunt, de fapt, sursele *câmpului nuclear*, ale *câmpului electromagnetic* și ale *câmpului forțelor slabe*.

Experimental s-a arătat că interacțiunea *slabă* e cu mult mai mică decât cea *electromagnetică* sau cea *tare* (de aceea a fost numită *interacțiune slabă*, deși este mult mai puternică decât interacțiunea *gravitațională*).

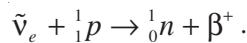
Cuantele câmpului slab numite *bosoni vectoriali masivi* (W^+ , W^- , Z^0) au fost descoperite experimental în 1982–1983; au o masă de repaus foarte mare (de ordinul zecilor de GeV) și spinul 1. Deoarece acești bosoni sunt masivi, *raza de acțiune* a interacțiunilor slabe este foarte scurtă:

$$r \ll 10^{-15} \text{ m.}$$

Deoarece energia cinetică maximă (suma energiei cinetice a nucleului rezidual și a electronului emis) este practic egală cu energia de dezintegrare a procesului β (calculată din diferența maselor de repaus ale particulelor implicate), rezultă că masa acestei particule trebuie să fie extrem de mică (la început s-a considerat că masa de repaus a acestor particule ar fi nulă; acum se știe că valoarea ei este nenulă, dar prea mică pentru a putea fi măsurată).

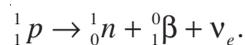
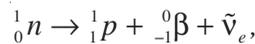
Fiindcă în 1932 fusese descoperit neutronul, particula postulată de PAULI (și considerată „hoțul de energie”) a fost numită de FERMI, în 1933, „neutrino” (diminutiv italian de la neutron).

Ipoteza lui PAULI, acceptată inițial ca o soluție ce „salva” legile de conservare amintite, a fost ulterior acceptată fără rezerve ca urmare a experiențelor care (un sfert de secol mai târziu) au demonstrat existența reală a antineutrinoilor și neutrinoilor (REINES, COWAN, 1956):



Astfel s-a ajuns la concluzia – foarte importantă – că dezintegrarea β nu implică nucleul în totalitatea sa, ci doar nucleonii individuali, fiind un proces „localizat”.

Procesele de dezintegrare β pot fi corect descrise doar în cadrul teoriei cuantice relativiste a câmpurilor (*Electrodinamica cuantică*) prin analogie cu procesul de emisie de fotoni de către atomi sau nuclee, în sensul că pozitronul și electronul (particule ușoare, numite leptoni) se formează chiar în momentul emisiei lor din nucleu:



Observație:

Particula care însoțește emisia unui electron este *antineutrino*, iar cea care însoțește emisia unui *pozitron* (sau *antielectron*) este *neutrino*, urmare a unor legi de conservare de natură pur cuantică.

Particulele neutrino și antineutrino care apar în radioactivitatea β se numesc, respectiv, *neutrino electronic* și *antineutrino electronic*, deoarece sunt diferite de alte particule asemănătoare (care apar în dezintegrările mezonilor *pi* și *tau*).

Radiația gama (γ)

Este radiația electromagnetică emisă de nuclee aflate în stări excitate. Prin emisia de cuante γ nucleul se dezexcită (simplu sau în cascadă).

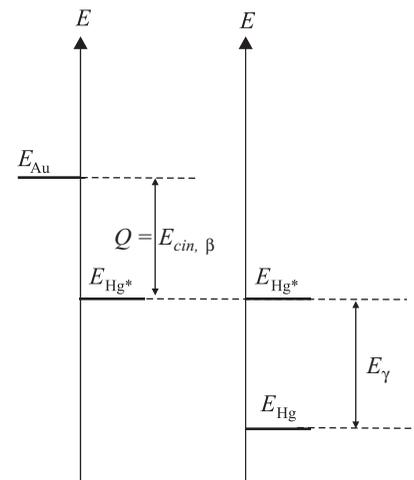


Fig. 5.2. În urma dezintegrării β a nucleului ${}^{198}_{79}\text{Au}$, nucleul rezultat, ${}^{198}_{80}\text{Hg}^*$ se află într-o stare excitată; revenirea în starea fundamentală se face prin emisia unei cuante gama.

Radiația γ este o radiație electromagnetică cu lungimea de undă mică (sub 1\AA), deci cu energie mare. Energia cuantelor γ emise de nuclee este cuprinsă între $0,010\text{ MeV}$ (adică 10 keV) și 5 MeV .

Radiațiile γ sunt foarte penetrante și sunt foarte nocive pentru om; de aceea reactoarele nucleare trebuie să fie bine protejate de ziduri groase de beton. În zona în care există radiații γ nu pot lucra decât roboți (telecomandați).

Existența radiației γ vine în sprijinul modelului păturilor nucleare: nucleonii aflați pe niveluri excitate revin (direct sau prin tranziții succesive) pe nivelurile cu energie mai mică în care se află când nucleul este dezexcitat.

În urma unei dezintegrări beta (deoarece un neutron s-a transformat într-un proton), nucleul rezultat (rezidual) poate rămâne într-o stare excitată; atingerea stării fundamentale se va face prin emisia unei cuante γ . Un exemplu este prezentat în fig. 5.2.



Egon von SCHWEIDLER
(1873–1948), fizician austriac.

Legea dezintegrării radioactive

Radioactivitatea este în esență un proces *statistic*, așa cum a arătat SCHWEIDLER care a dedus în 1905 *legea dezintegrării radioactive* din considerente statistice:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 \exp(-\lambda t),$$

unde $N(t)$ reprezintă numărul nucleelor radioactive existente la momentul t , N_0 reprezintă numărul inițial (la momentul $t_0 = 0$) al nucleelor radioactive, iar λ se numește *constanta de dezintegrare* sau *constantă radioactivă* (și reprezintă probabilitatea de dezintegrare a unui nucleu în unitatea de timp). În S.I. constanta radioactivă se măsoară în s^{-1} .

Deoarece unii nuclizi se pot dezintegra în mai multe moduri (numite *canale*), probabilitatea de dezintegrare în unitatea de timp (pe toate canalele) reprezintă suma probabilităților de dezintegrare în unitatea de timp pe fiecare canal în parte:

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_n.$$

Inversul constantei radioactive reprezintă *timpul mediu de viață* al unui nucleu radioactiv: $\tau = \frac{1}{\lambda}$; conform legii dezintegrării radioactive, după acest interval de timp numărul nucleelor radioactive scade de **e** ori (unde **e** este baza logaritmilor naturali, număr transcendent, aproximativ egal cu **2,71828...**).

Să încercăm să deducem legea dezintegrării radioactive.

Presupunem că, dacă la un anumit moment de timp t există un colectiv statistic format din $N(t)$ nuclee capabile să se dezintegreze printr-un anumit proces, numărul nucleelor care se vor dezintegra

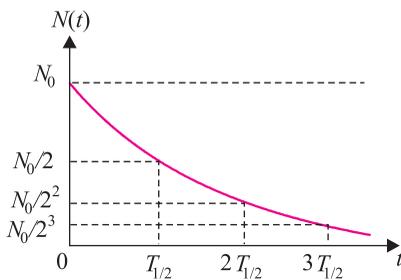
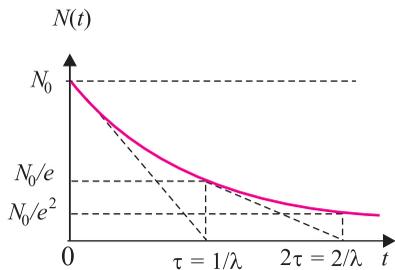


Fig. 5.3. Reprezentări grafice ale legii dezintegrării radioactive.

efectiv într-un interval de timp foarte mic Δt (număr egal cu scăderea numărului nucleelor radioactive, $-\Delta N$), este proporțional cu N și cu Δt ; factorul de proporționalitate reprezintă tocmai probabilitatea de dezintegrare a unui nucleu în unitatea de timp, λ : $-\Delta N = \lambda N \Delta t$.

Împărțind cu $\Delta t \neq 0$ și trecând la limită ($\Delta t \rightarrow 0$), obținem:

$$\frac{1}{N(t)} \frac{dN}{dt} = -\lambda \text{ sau } \frac{N'(t)}{N(t)} = -\lambda,$$

de unde, prin integrare, rezultă imediat

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t},$$

unde $N_0 = N(0)$ reprezintă numărul inițial de nuclee radioactive.

Reprezentarea grafică a acestei legi este indicată în fig. 5.3.

Deoarece $-\frac{dN}{dt} = \lambda N = \frac{N}{\tau}$, tangenta la grafic într-un punct oarecare

(având panta $\frac{dN}{dt} < 0$) taie axa timpului la un interval egal cu durata medie de viață τ (egală cu inversul constantei radioactive λ).

Această observație ne arată că nu este important momentul inițial $t_0 = 0$, graficul având aceeași formă oricare ar fi momentul pe care îl considerăm inițial; remarcăți că pentru alte funcții (gândiți-vă la funcția de gradul al doilea sau la funcțiile armonice sau la funcția

$f(x) = \frac{1}{x}$) această proprietate *nu este adevărată!*

Pentru o reprezentare mai intuitivă, să apelăm la relația cunoscută $e^x = 2^{\frac{x}{\ln 2}}$; cu aceasta, legea dezintegrării radioactive se poate scrie:

$$N(t) = N_0 2^{-\frac{\lambda t}{\ln 2}} = N_0 2^{-\frac{t}{\tau \ln 2}} = N_0 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}}$$

unde am introdus o nouă mărime fizică, numită *timp de înjumătățire* sau *perioadă de înjumătățire* :

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \ln 2;$$

acesta reprezintă intervalul de timp după care numărul nucleelor radioactive scade la jumătate. Atenție: $\ln 2 \approx 0,693 < 1$, deci $T_{1/2} < \tau$.

Perioada de înjumătățire este o mărime mai intuitivă; de exemplu, după 2 perioade de înjumătățire rămân nedezintegrate 25% din numărul nucleelor inițiale, iar după 10 perioade de înjumătățire numărul nucleelor rămase nedezintegrate scade de aproximativ o mie de ori, adică cu trei ordine de mărime ($2^{10} = 1024$).

Să calculăm după cât timp $T_{1/p}$ numărul nucleelor rămase nedezintegrate scade de p ori (p este real).

Punând condiția $N(T_{1/p}) = \frac{N_0}{p}$,

rezultă succesiv: $\frac{N_0}{p} = N_0 e^{-\lambda T_p}$,
 $e^{\lambda T_{1/p}} = p$, $\lambda T_{1/p} = \ln p$ și, în final,

$$T_{1/p} = \frac{\ln p}{\lambda}.$$

Pentru $p = e$, obținem

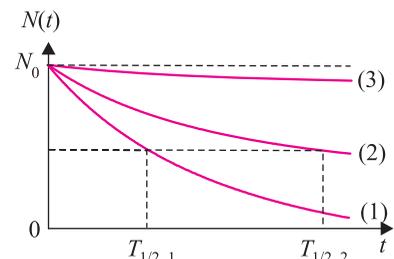
$$T_{1/e} = \frac{1}{\lambda}$$

iar pentru $p = 2$, obținem

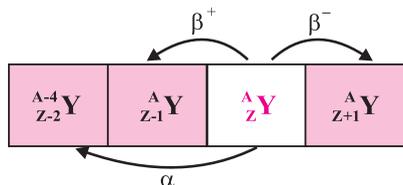
$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}.$$

Studiați legea dezintegrării radioactive cu ajutorul simulării virtuale de la adresa de internet:

► http://www.walter-fendt.de/ph14ro/lawdecay_ro.htm



Observați că perioadele de înjumătățire satisfac inegalitățile: $\tau_3 \gg \tau_2 > \tau_1$.



Ilustrarea legilor de deplasare
(FAJANS, SODDY)

I. Prin emisia unei particule α din nucleul X ia naștere un nucleu al elementului Y situat în *Tabelul periodic al elementelor* cu două locuri mai la stânga și având numărul de masă (A) cu patru unități mai mic decât nucleul părinte:

nuclidul ${}^A_Z X$ se transmută în nucleul ${}^{A-4}_{Z-2} Y$.

II. Prin emisia unui electron (radiație β^-) de către nucleul X , se formează un nucleu al elementului Y care se situează pe locul *imediat următor* elementului X din *Tabelul periodic al elementelor* și are *același* număr de masă (A) cu nucleul părinte (X):

nuclidul ${}^A_Z X$ se transmută în nucleul ${}^A_{Z+1} Y$.

Prin emisia β^+ se obține elementul Y situat pe locul *imediat anterior* elementului X din *Tabelul periodic al elementelor* și având *același* număr de masă (A) cu nucleul părinte (X):

nuclidul ${}^A_Z X$ se transmută în nucleul ${}^A_{Z-1} Y$.

Se observă că prin emisia β^+ se obțin nuclee *izobare* (au același număr de nucleoni).

Studiind tabelele care conțin perioadele de înjumătățire ale diverselor elemente observăm o scară largă de valori: Astatiniu 214: 10^{-6} s, Calciu 39: 1 s, Zinc 71: 2,2 minute, Titan 45: 3 ore, Iod 131: 8 zile, Stronțiu 90: 25 ani, Uraniu 238: 4,5 miliarde de ani.

Explicația fenomenului este de natură cuantică și ține de structura fiecărui nucleid în parte.

Ca o consecință directă, observați că perioada de înjumătățire a uraniului este de același ordin de mărime cu vârsta Pământului (4,5 miliarde de ani), ceea ce explică de ce uraniul se mai găsește încă în scoarța terestră.

O altă mărime caracteristică nucleizilor radioactivi, care ține seama atât de probabilitatea de dezintegrare în unitatea de timp cât și de numărul nucleelor capabile să se dezintegreze, este *activitatea* unei probe, notată cu Λ și definită prin relația:

$$\Lambda = \lambda N.$$

În S.I. activitatea Λ se măsoară în dezintegrări pe secundă, adică s^{-1} sau Bq (becquerel). Un becquerel reprezintă activitatea unei surse radioactive care suferă o dezintegrare în fiecare secundă.

Conform legii dezintegrării radioactive, activitatea unei cantități de substanță radioactivă depinde de timp după o lege analoagă:

$$\Lambda(t) = \Lambda_0 e^{-\lambda t}.$$

O unitate tolerată pentru activitate este Ci (curie) care are $3,7 \cdot 10^{10}$ Bq și reprezintă activitatea inițială a *unui gram de radiu*.

Legile deplasării radioactive (FAJANS și SODDY)

Stabilirea nucleului care se obține în urma dezintegrării radioactive se poate face pe baza legilor de conservare a numărului de nucleoni și a sarcinii electrice totale.

Cei care au stabilit (independent) acest lucru au fost chimiștii FAJANS și SODDY; ei au enunțat legile deplasării radioactive, referindu-se la poziția în *Tabelul periodic al elementelor* a nucleelor rezultate în urma dezintegrărilor radioactive cunoscute.

Observație

În ultimul timp au fost observate și alte tipuri de dezintegrări (de exemplu emisia a doi protoni, dezintegrările puternic asimetrice etc.) pentru care legile deplasării se pot extinde cu ușurință.

În anul 1902, RUTHERFORD și SODDY au stabilit că dacă nucleul a suferit o dezintegrare, nu mai poate repeta același proces încă o dată și că nucleele se dezintegrează independent unul de altul.

De aici a rezultat că intensitatea radiației emise este o măsură a numărului de nuclee dezintegrate în unitatea de timp.

Pe Pământ se găsesc unele nuclee radioactive grele, grupate în serii (*lanțuri radioactive*) în care nucleele radioactive trec dintr-o specie nucleară în alta prin emisie de particule α sau β .

Există și nuclee radioactive ușoare, cum ar fi ^{40}K , sau cele care se produc în reacțiile nucleare ale particulelor din fluxul de radiație cosmică cu nucleele din atmosfera Pământului (de exemplu, în reacția nucleară $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ se produce izotopul radioactiv ^{14}C , folosit la datarea unor fragmente preistorice de substanțe organice).

Serii radioactive

Experimental, s-a stabilit că dezintegrarea nucleelor grele (având $Z > 82$) cu emisia spontană de particule α sau de electroni (β^-) duce la formarea unui nucleu stabil prin intermediul unor radioelemente care derivă unul din celălalt. O asemenea succesiune de specii radioactive înlănțuite formează o *serie radioactivă*. Ea poate fi reprezentată astfel:



unde A este nuclidul *părinte* (începutul seriei radioactive), B , C , ... sunt nuclizii *fii*, iar X este produsul *final*, un nuclid stabil (ultimul termen al seriei).

Diferitele specii radioactive sau izotopi radioactivi ce intră în alcătuirea unei serii radioactive date, la care se adaugă și izotopul stabil (capătul seriei), se numesc *termenii* seriei radioactive. Toți termenii unei anumite serii radioactive reprezintă nuclee *genetic legate* (vezi http://www.walter-fendt.de/ph14ro/decayseries_ro.htm).

Dacă în seria radioactivă timpul de înjumătățire al nucleului părinte (capul seriei) este mult mai mare decât orice alt timp de înjumătățire al celorlalți termeni ai seriei, atunci, după un anumit interval de timp, între membrii seriei radioactive se stabilește starea de *echilibru secular*; în această stare, activitățile tuturor termenilor seriei sunt egale: $\Lambda_A = \Lambda_B = \dots = \Lambda_X$.

În natură, marea majoritate a elementelor radioactive prezente în rocile terestre face parte din *trei* serii radioactive naturale, care, datorită faptului că au capul de serie cu timpul de înjumătățire comparabil cu vârsta Pământului ($T_{1/2} \approx 5 \cdot 10^9$ ani), se află toate în stare de *echilibru secular*.

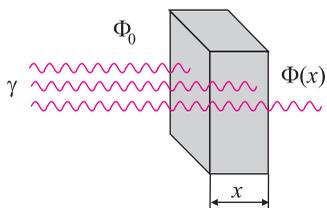
Seria	Simbolul	$T_{1/2}$ [ani]	$A(n)$, $A \in \mathbb{N}$	Elementul final stabil
thoriului	$^{232}_{90}\text{Th}$	$1,39 \cdot 10^{10}$	$A = 4n$	$^{208}_{82}\text{Pb}$
neptuniului	$^{237}_{93}\text{Np}$	$2,25 \cdot 10^6$	$A = 4n + 1$	$^{209}_{83}\text{Bi}$
uraniului	$^{238}_{92}\text{U}$	$4,56 \cdot 10^9$	$A = 4n + 2$	$^{206}_{82}\text{Pb}$
actiniului	$^{235}_{92}\text{U}$	$8,52 \cdot 10^8$	$A = 4n + 3$	$^{207}_{82}\text{Pb}$

Deoarece elementele ce alcătuiesc oricare serie radioactivă naturală sunt legate genetic numai prin dezintegrări α și β în cadrul aceleiași serii radioactive, numerele de masă (A) ale tuturor termenilor sunt egale sau diferă numai printr-un multiplu de patru. Din această cauză pot exista maximum *patru* serii radioactive diferite, numerele de masă ale termenilor acestora având una din următoarele forme: $4n$, $4n + 1$, $4n + 2$, $4n + 3$. Dintre acestea, în natură există doar trei serii: a Thoriului ($4n$), a Uraniului ($4n + 2$), a Actiniului ($4n + 3$). A patra serie, cea a Neptuniului ($4n + 1$), este la ora actuală practic dispărută, datorită timpului de înjumătățire al capului de serie (≈ 22 de milioane de ani) relativ redus în raport cu vârsta Pământului ($\approx 4,5$ miliarde de ani).

Studiul *lanțurilor radioactive* a permis evidențierea a *trei serii* (sau *familii*) *radioactive naturale* și a unei *serii radioactive artificiale*.

Pe baza legilor de deplasare ale lui FAJANS și SODDY, se constată că numerele de masă ale nuclizilor fiecărei serii diferă cu un multiplu de *patru* (deoarece particula alfa are $A = 4$, iar particulele beta au $A = 0$). Reprezentarea grafică a unei familii radioactive se poate face într-o diagramă *neutron-proton* (N în funcție de Z) sau *nucleon-proton* (A în funcție de Z).

În tabelul alăturat sunt indicate cele patru familii radioactive; n este un număr *natural* ($n \in \mathbb{N}$). Seria *neptuniului* este artificială, deoarece toți nuclizii (cu excepția nuclidului final stabil, *bismutul* $^{209}_{83}\text{Bi}$) sunt artificiali.



4. INTERACȚIUNEA RADIAȚIEI NUCLEARE CU SUBSTANȚA. DETECȚIA RADIAȚIILOR NUCLEARE. DOZIMETRIE

Interacțiunea radiației nucleare cu substanța

La trecerea radiației gama prin diferite substanțe (aer, plumb, beton) aceasta interacționează cu substanța, producând anumite efecte:

- ionizarea,
- efectul fotoelectric intern și extern,
- efectul COMPTON,
- generarea de perechi electron-pozitron.

Fiecare tip de interacțiune are loc pentru anumite valori ale energiei radiației incidente, adică pentru anumite valori ale frecvențelor sau lungimilor de undă ale radiației.

Temă Estimați valorile lungimilor de undă ale radiației gama care produce fiecare dintre efectele enumerate, considerând valorile caracteristice ale energiei fiecărui proces.

În urma acestor fenomene, fotonii gama care alcătuiesc radiația părăsesc fasciculul incident; ca urmare, intensitatea fluxului incident de fotoni gama scade pe măsură ce distanța parcursă de fotoni în mediu crește.

Legea de atenuare a fotonilor gama

Analog legii dezintegrării radioactive, se poate deduce legea de atenuare a fluxului fotonilor gama la trecerea prin substanță. Presupunând că într-un strat foarte subțire de material scăderea fluxului este proporțională cu fluxul și cu grosimea stratului, obținem expresia: $\Phi(x) = \Phi_0 e^{-\mu x} = \Phi_0 \exp(-\mu x)$, unde x este grosimea stratului de substanță străbătut, Φ_0 , $\Phi(x)$ reprezintă fluxul de fotoni la intrarea în stratul de substanță, respectiv după parcurgerea distanței x , iar μ este *coeficientul de atenuare liniară*, adică probabilitatea de interacțiune a fotonilor cu atomii de substanță pe unitatea de distanță.

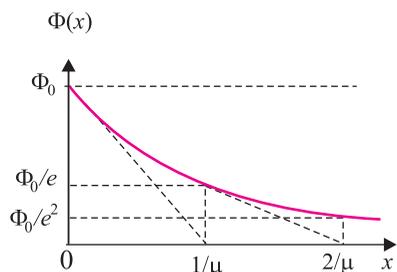
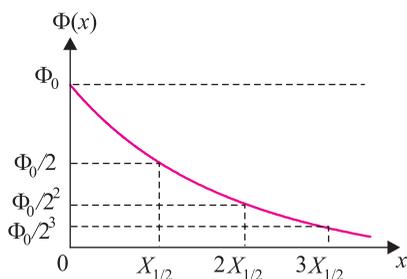
Pentru o reprezentare mai intuitivă, apelăm din nou la relația $e^x = 2^{\frac{x}{\ln 2}}$; cu aceasta, legea atenuării fotonilor gama se poate scrie:

$$\Phi(x) = \Phi_0 2^{\frac{\mu x}{\ln 2}} = \Phi_0 2^{-\frac{x}{X_{1/2}}},$$

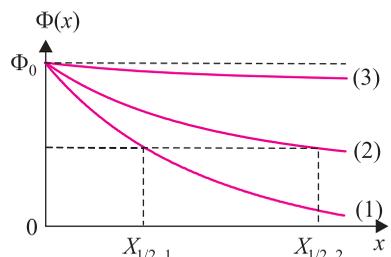
unde am introdus o nouă mărime fizică, numită *grosime de înjumătățire*:

$$X_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu};$$

aceasta reprezintă distanța după care fluxul de fotoni se reduce la jumătate.



Reprezentări grafice ale legii atenuării fluxului radiațiilor γ .



Observați că distanțele de înjumătățire satisfac inegalitățile: $X_{1/2,3} \gg X_{1/2,2} > X_{1/2,1}$.

Atenție: $\ln 2 \approx 0,693 < 1$, deci $X_{\frac{1}{2}} < \frac{1}{\mu}$.

Grosimea de înjumătățire este o mărime mai intuitivă; de exemplu, după parcurgerea unei distanțe $2 X_{\frac{1}{2}}$ fluxul scade de 4 ori, iar după parcurgerea unei distanțe $10 X_{\frac{1}{2}}$ fluxul scade de aproximativ o mie de ori, adică cu trei ordine de mărime ($2^{10} = 1024$).

Radioactivitatea și viața cotidiană (Lectură)

Izotopi radioactivi naturali

Radionuclizii ce apar în stare naturală se pot clasifica în trei categorii: radionuclizi primari, secundari și induși.

Radionuclizii primari sunt acei radionuclizi al căror timp de înjumătățire este mai mare de 300 de milioane de ani, astfel încât o parte a nucleelor radioactive existente în momentul formării Pământului mai pot fi detectate încă în rocile terestre. Cei mai importanți sunt: Uraniu 238 și Uraniu 235, Thorium 232, Rubidiu 87, Potasiu 40, Samariu 147, Lutețiu 176, Lantan 138, Wolfram 180, Iridiu 115, Calciu 48.

Radionuclizii secundari sunt toți radionuclizii ce fac parte din seriile radioactive naturale, fiind descendenții capului de serie. Pe lângă Radiul 226, care a fost utilizat în deceniile trecute în radioterapia cancerului (în prezent fiind utilizat în mod limitat la producerea surselor izotopice de neutroni), radionuclizii secundari mai importanți din seria radioactivă a uraniului sunt cei trei izotopi ai radonului (219, 220 și 222); contribuția lor medie la iradierea naturală a populației constituie 48% din echivalentul dozei efective anuale (2,38 mSv/an).

Radionuclizii induși sunt acei radionuclizi ce apar în urma unor reacții nucleare produse de factori naturali. Numărul lor este impresionant. Din această categorie fac parte:

a) radionuclizii ce apar sub influența *radiației cosmice* și a radiației emise de unii radionuclizi naturali (flux de neutroni): Aluminiu 26, Beriliu 10, Calciu 41, Carbon 14, Clor 36, Iod 129. Pe lângă acești radionuclizi, trebuie semnalată și existența în natură a două elemente transuraniene: Neptuniu 237 și Plutoniu 239, elemente ce se găsesc frecvent în rocile ce conțin Uraniu și Thorium. Prezența lor este o dovadă a existenței în mediul natural a unor reacții nucleare produse de neutronii rapizi din radiația cosmică sau de cei generați în timpul fisiunii spontane a Uranului 238;

b) radionuclizii *antropogeni*, care au apărut începând cu deceniul al cincilea al secolului al XX-lea în urma testelor nucleare atmosferice și a diferitelor accidente survenite la centralele nucleare sau la instalațiile de retratare a combustibililor nucleari uzați; în principiu, radionuclizii aceștia constau din fragmente de fisiune, unele elemente transuraniene și dintr-o mare diversitate de radionuclizi apăruiți în urma reacțiilor de activare cu neutroni. Impactul lor ecologic asupra biosferei este departe de a fi complet estimat.

Radioactivitatea naturală este prezentă în tot mediul înconjurător; ajungând la Pământ din spațiul cosmic. Pământul însuși este radioactiv, iar radioactivitatea naturală este prezentă în alimente și în aer. Fiecare dintre noi este expus, într-o măsură mai mare sau mai mică, la radiația naturală.

Originea radiației cosmice este un subiect în discuție. Unii specialiști sunt de părere că ar veni, în special, din galaxia noastră, alții că ar veni din afara ei. Și Soarele contribuie întrucâtva. Radiațiile de origine nedeterminată sunt practic constante ca număr, dar cele care vin de la

Și fluxurile de neutroni sunt atenuate la trecerea prin substanță, ca urmare a proceselor de absorbție.

Legea de absorbție a neutronilor este:

$$N(x) = N_0 \exp(-n\sigma x),$$

unde x este grosimea stratului de substanță străbătut, N_0 și $N(x)$ reprezintă numărul neutronilor din fascicul la intrarea în stratul de substanță, respectiv la ieșire; n este numărul nucleelor absorbante din unitatea de volum, σ este secțiunea eficace de absorbție.

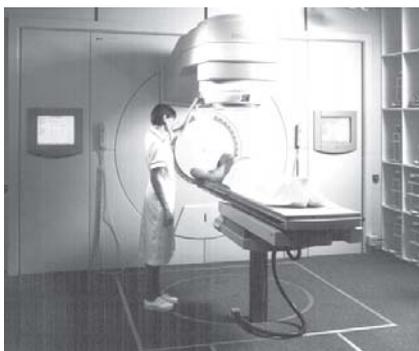
O unitate folosită în fizica nucleară pentru exprimarea secțiunilor eficace este *barnul*, cu simbolul: $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$ și reprezintă, aproximativ, aria secțiunii normale a unui nucleu de uraniu.



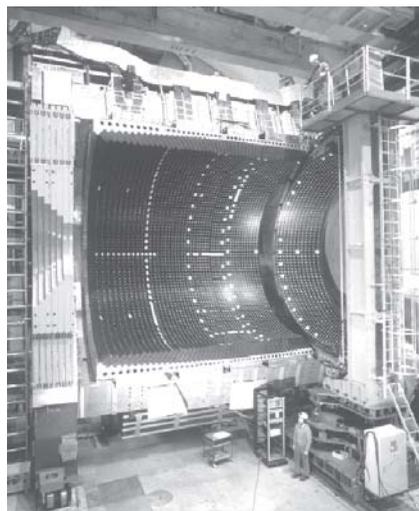
Centrală nucleare-electrică



Aurora boreală



Radioterapie



Detector de energie a radiațiilor nucleare (C.E.R.N.)

Soare sunt emise în timpul erupțiilor solare. Numărul particulelor cosmice care intră în atmosfera Pământului este afectat și de câmpul magnetic al acestuia: mai multe intră pe la poli decât pe la ecuator. Când pătrund în atmosferă, particulele din radiația cosmică suferă interacțiuni complexe și sunt absorbite de aceasta în mod gradat; astfel încât intensitatea radiației descrește pe măsură ce scade altitudinea. Există și o dependență a intensității radiației cosmice de latitudine (crește cu aceasta). Nu se poate face prea mult pentru a micșora expunerea la radiația cosmică, deoarece ea pătrunde ușor prin zidurile clădirilor obișnuite. Radiațiile emise de radionuclizii tereștri iradiază tot corpul uman mai mult sau mai puțin uniform. Deoarece materialele de construcție sunt extrase din Pământ, și ele sunt radioactive, populația este iradiată atât în casă, cât și în aer liber. Cantitatea de radiație (doza) absorbită depinde de geologia ținutului și de structura clădirilor. Cum nu se alege o zonă de locuit pe baza fondului de radiații γ și nu se selectează materialele obișnuite de construcție pe baza conținutului radioactiv, nu se poate face prea mult pentru a se micșora această doză. Totuși, anumite zone și materiale cu un nivel ridicat de radioactivitate ar putea fi evitate.

Radonul și produsele sale de dezintegrare. Când gazele radon și thoron ies din pământ în atmosferă, ele se dispersează în aer și concentrațiile sunt mici. Totuși, când pătrund într-o locuință, fie prin pereți, fie prin podea, concentrațiile cresc din cauza lipsei unei alimentări cu aer proaspăt din exterior. Producții de dezintegrare ai Radonului 222 și Radonului 220 sunt radionuclizi care se atașează particulelor de praf din aer; acestea, atunci când sunt inhalate, iradiază plămânii. Se poate modifica doza primită în interiorul încăperilor din partea produselor de dezintegrare ale radonului fie prin îndepărtarea acestor produse din clădire, fie prin împiedicarea pătrunderii radonului în locuință. Produsele de dezintegrare pot fi îndepărtate prin creșterea ventilației sau prin folosirea instalațiilor de purificare a aerului. Călea cea mai bună este de a reduce pătrunderea radonului din sol, prin etanșarea podelei sau prin aerarea și îmbunătățirea ventilației din subsoluri. Asemenea tehnici sunt de mai mult timp studiate în diferite țări industrializate.

Radioactivitatea alimentelor. În aer, alimente și apă sunt prezenți și alți radionuclizi din seriile Uraniului și Thoriului, cum ar fi Plumbul 210 și Poloniul 210; aceștia iradiază țesuturile interne ale corpului. Potasiul 40 este introdus în corp odată cu alimentele și reprezintă sursa majoră de iradiere internă. Cu excepția produselor de dezintegrare ale radonului, mai mulți radionuclizi cum ar fi Carbonul 14 sunt creați în atmosferă de radiațiile cosmice, iar aceștia contribuie și ei la iradierea internă. Conținutul de Potasiu 40 al corpului se poate controla biologic și crește cu cantitatea de grăsime. Există posibilități mici de modificare a iradierii interne date de acești radionuclizi inhalați și ingerați, cu excepția evitării alimentelor sau apei cu un nivel ridicat de radioactivitate. Se știe că, pe lângă radiația naturală, viața noastră este influențată și de cea artificială (industria nucleară, centralele nucleare-electrice, experiențele nucleare).

Mai puțin se știe însă despre alte surse de radiații, cum ar fi: ceasurile cu cadran luminos (marcate cu substanțe radioactive) sau călătoriile cu avionul – care constituie un apanaj al vieții moderne. Tot în această categorie este inclusă și radioactivitatea naturală răspândită în mediu de cenușa emanată în timpul arderii cărbunelui.

În concluzie, radioactivitatea este prezentă în viața tuturor; aceasta este, fără îndoială, dăunătoare omului care, încercând să se adapteze, a dezvoltat un mecanism de apărare (*repararea ADN-ului*). Oricum, populația trebuie protejată față de expunerea inutilă sau excesivă. Cu toate acestea, utilizarea radioactivității are și aspecte benefice omului, aceasta fiind importantă în industrie (markerii), agricultură (producerea unor hibrizi), în dezvoltarea medicinei (tratarea cancerului cu Cobalt 60) și a altor științe (biologie, chimie, arheologie), economie (dezvoltarea surselor de energie).

Detecția radiațiilor nucleare

Detectoarele de radiații nucleare sunt instrumente complexe folosite la determinarea cantității de radiație, tipului de radiații dintr-un mediu și a unor caracteristici ale acestora (energie, masă, sarcină).

Detectoarele de radiații nucleare sunt alcătuite, în principiu, din:

- corpul de detecție (o substanță care sub acțiunea radiațiilor nucleare produce efecte caracteristice),
- sistemul de înregistrare (dispozitiv, uneori foarte complex, care permite evidențierea caracteristicilor radiațiilor nucleare: număr, energie, sarcină etc.).

Clasificarea detectoarelor de radiații nucleare

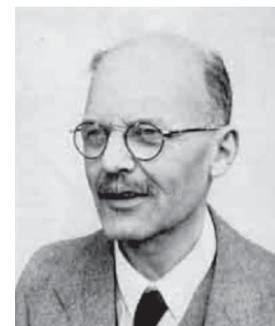
Detectoare bazate pe:

- A. *ionizarea în gaz*: contorul GEIGER-MÜLLER, camera de ionizare;
- B. *apariția scintilațiilor*: spintariscopul, detectorul cu scintilație;
- C. *formarea de perechi electron-gol* în cristale SC: detectoarele cu semiconductoare;
- D. *efectul fotochimic* al radiației: emulsia nucleară;
- E. *revenirea mediului la starea normală* în vecinătatea ionilor formați în lungul traiectoriei unei particule rapide, încărcate electric, într-un gaz sau lichid aflate într-o stare metastabilă: camera cu ceață, camera cu bule.

Exemple de detectoare de radiații nucleare

– camera cu ceață (WILSON): particulele ionizante pătrund într-o incintă în care atmosfera este *suprasaturată* cu vapori (pompa pe care o observați în fotografie răcește adiabatic gazul din incintă și transformă vaporii de alcool în vapori suprasaturanți); prin condensare se formează picături fine de lichid, vizibile cu ochiul liber, care arată traiectoria particulelor;

– contorul GEIGER-MÜLLER: este alcătuit dintr-o incintă cilindrică etanșă, un electrod central sub forma unui fir subțire (conectat la un potențial pozitiv ridicat) și un electrod cilindric (depus chiar pe peretele interior al incintei) legat la masă printr-un rezistor cu rezistență mare; în interior se află neon sau argon și un halogen gazos; trecerea unei particule ionizante prin contor determină apariția unei descărcări, amplificată de faptul că electronii generați după primele ionizări sunt puternic accelerați spre electrodul central filiform și produc noi ionizări, astfel încât se generează o *avalanșă*. Pulsul de tensiune apărut pe rezistorul din circuit este înregistrat și poate fi numărat (dacă se atașează dispozitivului un *numărător*). Până la stingerea descărcării, contorul nu mai poate înregistra o nouă particulă.



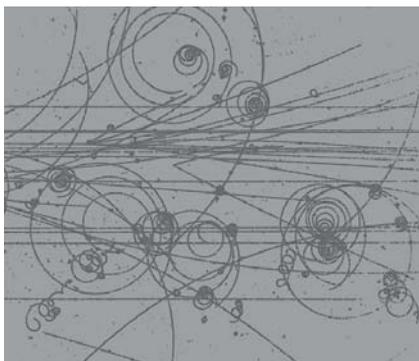
Hans GEIGER (1882–1945), fizician german.



Contor GEIGER-MÜLLER pentru uz didactic



Camăra cu ceață (WILSON) pentru uz didactic.



Traectoriile ale unor particule ionizante în camera cu ceață.

Observație

O unitate de măsură pentru doza absorbită (care nu mai este folosită în prezent) se numea **rad** (denumire acronimă a expresiei *Röntgen Absorbed Dose*): $1 \text{ rad} = 0,01 \text{ Gy}$.



Contor GEIGER-MÜLLER

Dozimetrie

Dozimetria este domeniul care studiază tehnica și posibilitățile de măsurare a iradierii persoanelor și obiectelor.

Radiațiile ionizante nu pot fi percepute direct de către simțurile omului, dar pot fi detectate (și caracteristicile lor pot fi măsurate). Pentru măsurarea iradierii se introduc mai multe mărimi fizice specifice.

Doza de radiație este cantitatea de radiație primită de un mediu, măsurată prin acțiunea de ionizare a aerului. Se măsoară în **röntgen** (cu simbolul R).

În sistemul röntgenologic (folosit pentru evaluarea efectelor biologice ale razelor X și γ de energie sub 3 MeV), 1 R este unitatea de doză care creează prin ionizare într-un cm^3 de aer în condiții normale aproximativ $2,09 \cdot 10^9$ perechi de ioni monovalenți.

Echivalent, 1 R creează într-un **gram** de aer $1,61 \cdot 10^{12}$ perechi de ioni monovalenți: $1R = 2,58 \cdot 10^{-4} \frac{\text{C}}{\text{kg}}$.

Doza absorbită (D) este energia cedată de radiația ionizantă unității de masă a substanței prin care trece (de exemplu, țesutul viu). $D = \frac{W}{m}$ și se măsoară în **gray** (simbol: Gy): $1\text{Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$.

Dozele absorbite egale nu au neapărat aceleași efecte biologice – de exemplu doza de 1 Gy de radiație α într-un țesut este mai periculoasă decât doza de 1 Gy de radiație β , deoarece particula α , fiind mai lentă și având sarcină electrică mai mare decât particula β , pierde mai multă energie de-a lungul traiectoriei.

Efectele radiațiilor asupra organismului

În funcție de doză și de tipul de radiație primite de organism, efectele asupra sănătății pot fi mai mult sau mai puțin grave. Evaluarea acestora se face fie în cadrul studiilor de epidemiologie, fie prin experimente asupra celulelor vii. Iată câteva din efectele diferitelor doze primite în urma iradierii omogene a întregului corp uman:

0–0,25 Gy: nu se înregistrează niciun efect biologic sau medical, imediat sau pe termen lung, nici la copii, nici la adulți;

0,25–1 Gy: apare o senzație de greață și se înregistrează o ușoară *leucopenie* (scăderea numărului *leucocitelor* din sânge);

1–2,5 Gy: stare de vomă, modificări ale circulației sanguine; se revine satisfăcător, în mod natural sau pe cale medicală la situația normală;

2,5–5 Gy: consecințele asupra sănătății devin serioase, spitalizarea este obligatorie; dacă doza de **5 Gy** este primită dintr-o dată, ea este letală în 50% din cazuri;

peste 5 Gy: moartea este aproape inevitabilă.

Pentru a pune toate radiațiile ionizante pe o bază egală în raport cu posibilitatea de a produce efecte negative, a fost introdusă o altă mărime fizică, numită **doza biologică (B)** sau **echivalentul dozei**.

Doza biologică B este o mărime fizică ce evaluează efectele biologice ale radiațiilor, dată de relația:

$$B = \eta D,$$

unde η este efectivitatea relativă; se măsoară în **rem** (de la **R**öntgen **e**quivalent **m**an), care corespunde energiei de 0,01 J absorbită de un țesut viu (spre deosebire de **rad**, care se referă la doza de radiație absorbită de orice substanță).

La ora actuală se folosește termenul de **echivalentul dozei**, mărime care se măsoară în **sievert, Sv**;

$$1 \text{ Sv} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}} = 100 \text{ rem}.$$

Factorul η ține seama de modul în care o anumită radiație își distribuie energia în țesut, influențând eficacitatea de a produce efecte reale. Pentru radiațiile γ , X, β $\eta = 1$ și pentru radiația α $\eta = 20$.

Dozele biologice sunt **aditive**; de aceea, efectele iradierii **se cumulează**.

Echivalentul dozei constituie un indicator al riscului la expunere a unui anumit țesut, la diferite radiații.

Prin observații efectuate de-a lungul anilor s-au stabilit anumite limite pentru doza biologică, până la care nu se observă efecte biologice asupra organismului în tot timpul vieții. Această mărime se numește doza maximă permisă ($B_{\text{max}} = 1 \text{ mSv/an}$).

Trebuie să mai știm că datorită radioactivității naturale (cosmice, a Pământului, a apei, a materialelor de construcție) doza naturală pe care fiecare dintre noi o primește este de 0,0000365 Sv/săptămână, ea fiind sub a zecea parte din doza maximă permisă.

Radioprotecția se realizează în special pentru cei ce lucrează în mediu radioactiv, printr-o măsurare continuă a dozelor de radiații, cu ajutorul unui aparat numit **dozimetru**.

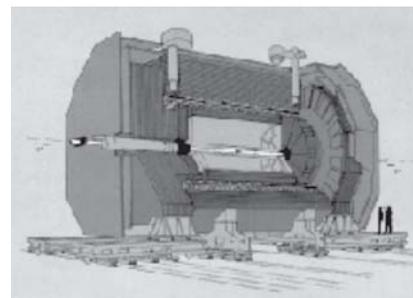
Aceasta se face în scopul controlului permanent al dozei absorbite ce trebuie să se afle sub doza biologică maximă admisă.

Câteva măsuri concrete de micșorare a dozei absorbite pe cale naturală: asigurarea aerisirii încăperilor, ștergerea prafului, spălarea frecventă a corpului, evitarea călătoriilor dese cu avionul, a fumatului, a statului prea mult în fața televizorului și altele).

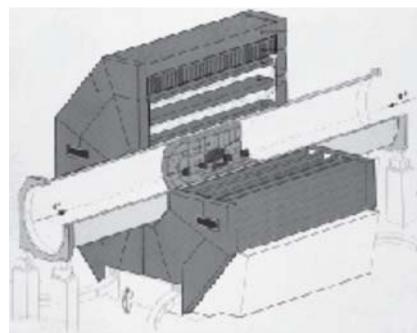
În România, Comisia Națională pentru Controlul Activităților Nucleare (CNCAN) este responsabilă pentru soluționarea tuturor problemelor legate de protecția contra radiațiilor.



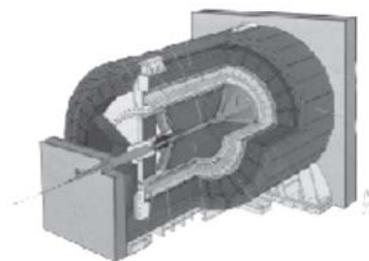
Delphi



Aleph



L3



Opal

Unul dintre cele mai mari acceleratoare de particule din lume este LEP (Large Electron-Positron Collider) de la CERN (Consiliul European pentru Cercetări Nucleare). Acesta conține patru detectoare de particule, ce pot înregistra energia, impulsul și sarcina particulelor ce rezultă în urma coliziunilor ce au loc în accelerator. Cele patru detectoare sunt:

Delphi, Aleph, L3 și Opal.

Reactorul nuclear

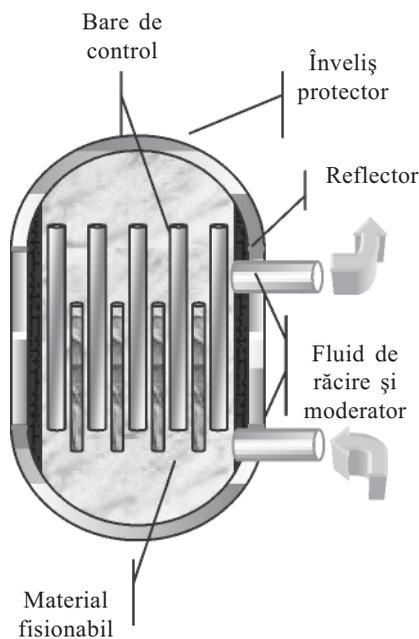
Un reactor nuclear este o instalație complexă în care se realizează controlat *reacția de fisiune* a unor substanțe constituite din izotopii unor elemente grele radioactive, în scopul utilizării energiei degajate. Primul reactor nuclear a fost construit în 1942, la Chicago, de o echipă condusă de ENRICO FERMI.

Deoarece în *reacția de fisiune* se eliberează neutroni (care pot fi încetiniți) ea poate avea loc în lanț, condiția de menținere a acestei reacții fiind ca numărul mediu al neutronilor termici să fie supraunitar:

$$\langle N_{n \text{ term}} \rangle \geq 1.$$

Masa critică este cantitatea minimă de material fisionabil necesară pentru a menține o reacție în lanț (numărul de neutroni generați este mai mare decât numărul neutronilor absorbiți de mediul ambiant). *Exemplu:* pentru ${}^{235}_{92}\text{U}$ masa critică este de aproximativ 2 kg.

Elementele principale ale unui reactor sunt: 1. *materialul fisionabil*; 2. *moderatorul*; 3. *reflectorul*; 4. *sistemul de răcire*; 5. *sistemul de control și protecție*.



Schema unui reactor nuclear.

5. FISIUNEA NUCLEARĂ. REACTORUL NUCLEAR

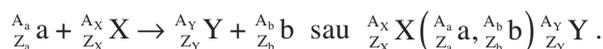
Reacții nucleare. Energia de reacție.

Reacțiile nucleare sunt un ansamblu de fenomene care se produc când se schimbă structura unui nucleu atomic *spontan* sau în urma *interacțiunii* sale cu un alt nucleu, cu o particulă (electron, neutron, proton, particulă α etc.) sau cu un foton.

Reacțiile nucleare se pot clasifica după *tipul particulei incidente*, *energia particulei incidente*, după *mecanismul de reacție*, după *numărul de masă al nucleului țintă* etc.

Exemple de reacții nucleare: *fisiunea spontană și stimulată*, *fuziunea*, *reacțiile fotonucleare* (de exemplu, fotodezintegrarea deuteronului). Reacțiile nucleare au loc sub acțiunea *forțelor nucleare*.

Prima reacție nucleară a fost observată în 1919 de către RUTHERFORD în camera cu ceață: ${}^{14}_7\text{N} + {}^4_2\alpha \rightarrow {}^{17}_8\text{O} + {}^1_1\text{H}$. În general, o reacție nucleară se poate scrie sub una din următoarele forme:



Energia de reacție (căldura de reacție) se definește ca fiind diferența dintre energia cinetică a particulelor în starea finală și energia cinetică a particulelor în starea inițială:

$$Q = \Delta E_{\text{cin}} = E_{\text{cin}}^Y + E_{\text{cin}}^b - E_{\text{cin}}^X - E_{\text{cin}}^a$$

și se poate calcula cu ajutorul *masei de repaus ale nucleelor*:

$$Q = (m_a + m_x - m_y - m_b)c^2,$$

sau *folosind masele atomice* (deoarece masele electronilor se reduc),

sau *utilizând energiile de legătură medii pe nucleon* $B = \frac{W_{\text{leg}}}{A}$ ale participanților la reacție:

$$Q = A_b B_b + A_y B_y - A_a B_a - A_x B_x$$

Observație: dacă printre participanții la reacție se află protoni sau neutroni, $B_{p/n} = 0$.

Se numesc *reacții exoenergetice* cele pentru care $Q > 0$ (se eliberează energie). Se numesc *reacții endoenergetice* cele pentru care $Q < 0$ (necesită energie pentru a fi produse).

Energia de prag este energia cinetică minimă necesară producerii unei reacții endoenergetice. Situându-ne în S.C.M. (*sistemul centrului de masă*) în care mărimile sunt notate cu *) obținem $E_{\text{prag}}^* = |Q| = \min(E_{\text{cin},a}^* + E_{\text{cin},x}^*)$, deoarece numai în S.C.M. (în care $\vec{p}_a^* + \vec{p}_x^* = 0 = \vec{p}_b^* + \vec{p}_y^*$) putem avea $E_{\text{cin},b}^* + E_{\text{cin},y}^* = 0$. Dacă ținta X se află în repaus, energia de prag în S.L. (*sistemul laboratorului*)

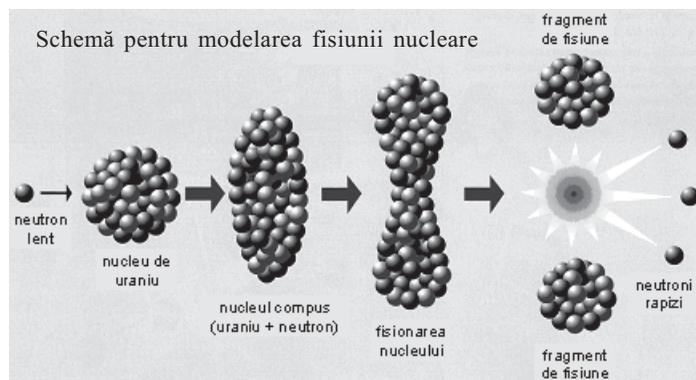
se poate calcula, în cazul nerelativist, cu relația: $E_{\text{prag}}^{\text{SL}} = \frac{m_a + m_x}{m_x} |Q|$.

Fisiunea nucleară este procesul spontan sau indus (de către neutroni, particule α , protoni, deuteroni, fotoni γ) de diviziune a nucleului atomic în două sau mai multe fragmente de mase comparabile; modul de diviziune este variat. Prima reacție de fisiune nucleară stimulată a fost realizată în 1939 de către HAHN, STRASSMAN și MEITNER prin bombardarea izotopului $^{235}_{92}\text{U}$ al uraniului cu neutroni lenți (termici): $^1_0n + ^{235}_{92}\text{U} \rightarrow ^{236}_{92}\text{U}^* \rightarrow ^{144}_{56}\text{Ba} + ^{89}_{36}\text{Kr} + 3^1_0n$.

Aceasta este o reacție exoenergetică; energia eliberată într-o singură reacție este de aproximativ 200 MeV per fisiune și stă la baza realizării centralelor nucleare.

Teoria fisiunii a fost elaborată de FRENKEL, BOHR și WHEALER.

Sub acțiunea unui flux de neutroni rapizi sau intermediari fisionează majoritatea elementelor grele; neutronii termici produc fisiunea a numai trei izotopi ai uraniului: $^{233}_{92}\text{U}$, $^{235}_{92}\text{U}$, $^{239}_{92}\text{U}$. Nucleele având $Z > 110$ pot fisiona și spontan. Fisiunea spontană a uraniului, deși are $Z < 110$, se explică cu ajutorul efectului tunel.



6. FUZIUNEA NUCLEARĂ

Fuziunea nucleară este reacția nucleară de sinteză a unui nucleu greu, mai stabil, din două nuclee ușoare, însoțită de eliberarea unei energii de ordinul megaelectronvolților (MeV). A fost descoperită prin bombardarea gheții grele (D_2O) cu un fascicul de deuteroni (2_1d) accelerați (1920–1925).

Fuziunea termonucleară este o fuziune la temperaturi foarte mari (10^8 K); termenul a fost introdus în fizică în anul 1928. Exemple de nuclee ușoare ce pot fuziona: izotopii hidrogenului ^1_1H , ^2_1D , ^3_1T , izotopii instabili ai heliului, carbonului, azotului.

Exemple de reacții de fuziune în care se eliberează o mare cantitate de energie, în condiții terestre:



Se speră că fuziunea termonucleară va fi sursa energetică a viitorului: **nepoluantă** și **inepuizabilă**.

Reacțiile de fuziune nucleară sunt **exoenergetice** deoarece, ca și în cazul fisiunii nucleare, în urma reacției se trece de la nuclizi cu energie de legătură pe nucleon B mai mică, la nuclizi cu energia de legătură pe nucleon mai mare.

Aplicații ale reactoarelor nucleare

Reactoarele nucleare se pot clasifica după mai multe criterii.

De exemplu, sunt reactoare **omogene și eterogene**, reactoare **energetice** sau de **cercetare**. Unele reactoare sunt **regenerative**, adică produc combustibil nuclear.

Aplicații practice ale reactoarelor:

1. înlocuirea combustibililor fosili în procesul generării de energie electrică;
2. producerea izotopilor radioactivi artificiali pentru uz medical, industrial sau de cercetare;
3. producerea unui fascicul de neutroni de intensitate mare pentru studiul ciocnirilor nucleare;
4. Producerea elementului fisionabil **plutoniu** (folosit drept combustibil și exploziv nuclear).

Exemplu: Centrala nucleareo-electrică de la Cernavodă funcționează pe baza sistemului CANDU (*Canadian Deuterium-Uranium*) și are o putere instalată de 706 MW pentru fiecare reactor din cei cinci proiectați.

Combustibilul este **uraniu natural** (sub forma unor pastile de dioxid de uraniu, care conțin 0,7% $^{235}_{92}\text{U}$, ce pot fi utilizate timp de 2–3 ani) iar **moderatorul** este **apa grea** (D_2O).

Arma nucleară de fisiune

Armele nucleare au fost folosite pentru prima oară la sfârșitul primului război mondial, când, la interval de 3 zile au fost lansate asupra orașelor japoneze Hiroshima (6 august 1945) și Nagasaki (9 august 1945) două bombe nucleare de fisiune.

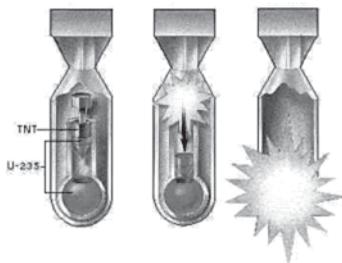
Bomba de la Hiroshima folosea drept combustibil izotopul $^{235}_{92}\text{U}$, obținut prin îmbogățirea uraniului natural (64,1 kg de uraniu îmbogățit); energia dezvoltată a fost echivalentă cu energia dezvoltată prin explozia a 15 kilotone de TNT (2,4,6-trinitrotoluen sau *trotil*).

Bomba de la Nagasaki folosea drept combustibil $^{239}_{94}\text{Pu}$ (6,2 kg) și a dezvoltat o energie uriașă: echivalentul a 21 de kilotone TNT.

Constructiv, în interiorul unei bombe existau două mase subcritice de material fisionabil, separate una de cealaltă. Printr-o explozie clasică (provocată prin detonarea unei mici cantități de TNT), cele două mase subcritice se uneau formând o masă *supracritică* și, astfel, apărea o reacție în lanț, *necontrolată* (vezi figura alăturată).

Exploziile nucleare produc atât efecte distructive imediate (undă de șoc, căldură, radiații) cât și efecte ulterioare (depuneri radioactive, contaminarea radioactivă de lungă durată a mediului); aceste efecte pot persista sute de ani.

De aceea, comunitatea internațională încearcă să convingă statele nucleare să renunțe la experimentele cu bombe atomice.



Bomba nucleară de fisiune: prin unirea a două mase subcritice se ajunge la o masă supracritică.

Energia eliberată în reacțiile de fisiune poate fi calculată cu ajutorul formulei lui Einstein: $Q = -c^2\Delta m$ sau pe baza curbei de variație a energiei de legătură pe nucleon B în funcție de numărul de masă A .

De exemplu, în reacția prezentată se obține o energie $Q_1 = 17,58$ MeV, energia pe nucleon fiind de aproximativ 3,5 MeV, cu mult mai mare decât 0,85 MeV, care este energia medie pe nucleon rezultată în reacția de fisiune nucleară.

Astăzi se admite că la originea energiei uriașe a Soarelui și a altor stele sunt reacțiile nucleare de fuziune. În acest sens, cercetările lui BETHE, CRITCHFIELD și WEIZSÄCKER (1938) au condus la punerea în evidență a ciclurilor proton-proton și carbon-azot.

În ciclul proton-proton se formează o particulă alfa din patru protoni (doi dintre protoni se transformă într-un deuteron, cu emisia unui pozitron și a unui neutrino) cu eliberarea unei mari cantități de energie. În ciclul carbon-azot se formează o particulă alfa tot din patru protoni cu eliberarea de energie, nucleul de carbon $^{12}_6\text{C}$ fiind regenerat după conversia sa în nucleul de azot.

Pentru a se produce reacția de fuziune, particulele care participă la reacție trebuie să depășească *bariera coulombiană*; aceasta se realizează datorită forțelor nucleare *tari* (*hadronice*) de atracție, dar numai dacă particulele sunt *confinat*e, adică dacă ajung la o distanță mai mică decât *raza de acțiune* a acestor forțe (care este, după cum știm, foarte mică).

Întrucât pentru depășirea barierei coulombiene sunt necesare energii ale *deuteronului* de peste 100 keV, înseamnă că reacția de fuziune devine posibilă la temperaturi cuprinse între 10^6 K (un milion de kelvini) și 10^9 K (un miliard de kelvini), situație în care gazul atomic este complet ionizat sub formă de *plasmă termonucleară*. De altfel, numele de reacție termonucleară provine tocmai de la aceste condiții de temperatură neobișnuite în care are loc sinteza nucleară.

Reacția de fuziune se poate *autoîntreține* dacă sunt create condiții ca deuteronii să se formeze chiar în *procesul de fuziune*, după cum, în cazul reacției de fisiune nucleară, neutronii necesari reacției se formează chiar în *procesele de fisiune*.

Studiul cantitativ al condițiilor de *autoîntreținere* a reacției termonucleare (în scopul obținerii de energie *ieftină* și *nepoluantă*) conduce la *criteriul lui LAWSON*, care reprezintă o interdependență a trei parametri ai plasmii termonucleare: 1. *temperatura*; 2. *concentrația particulelor*; 3. *timpul de confinare*. Acest criteriu stă la baza proiectării reactoarelor de fuziune nucleară.

Deși *nu* este o reacție în lanț, reacția de fuziune nucleară trebuie *controlată*, ca și reacția de fisiune nucleară, problemă de a cărei rezolvare depinde posibilitatea utilizării practice a uriașei energii eliberate în acest tip de reacție.

Condițiile cerute de criteriul LAWSON sunt realizate în *stele* și în *bomba termonucleară*, însă, în aceste cazuri, reacția de fuziune se desfășoară *necontrolat*.

Cercetările experimentale pentru controlarea fuziunii termonucleare implică utilizarea instalațiilor de tip Tokamak sau a laserilor de mare putere (în impulsuri). Cercetările sunt impulsionate de potențialul termonuclear al Pământului: prin sinteza heliului ${}^4_2\text{He}$ rezerva de hidrogen ${}^1_1\text{H}$ terestru ar putea înlocui energia primită de la Soare timp de două miliarde de ani ($2 \cdot 10^9$ ani).

Aplicațiile de perspectivă ale reacțiilor de fuziune cuprind: *obținerea energiei electrice, desalinizarea apei de mare, purificarea aerului, recondiționarea atmosferei terestre, încălzirea urbană și industrială* etc.

Fuziunea termonucleară este însă folosită la fabricarea armamentului; în acest caz însă, reacția termonucleară *nu* este controlată.

(*).7. ACCELERATOARE DE PARTICULE

Acceleratorul de particule este o instalație complexă cu ajutorul căreia particulele încărcate electric sunt accelerate sub acțiunea unor câmpuri electrice și magnetice până la energii cinetice foarte mari (ajungând până la sute de GeV).

Inițial, acceleratoarele au fost utilizate la studiul structurii nucleare și al particulelor elementare; ulterior, ele au fost folosite în industrie și medicină.

Principii de accelerare

Accelerarea este bazată pe interacțiunea particulelor încărcate electric cu câmpul electric și cu cel magnetic, care duce la creșterea energiei cinetice a particulelor. În practică sunt folosite două modalități: **a)** prin trecerea particulelor printr-o diferență de potențial U energia lor cinetică crește cu $\Delta E = |q|U$ (deoarece ΔE este relativ mică, această trecere se repetă de un număr mare de ori); **b)** particulele sunt accelerate de un câmp electric obținut prin variația fluxului inducției magnetice prin suprafața mărginită de traiectorie.

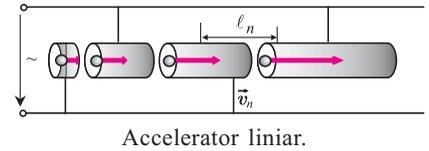
Exemple: **Acceleratorul liniar** este format din mai mulți electrozi cilindrici montați pe axul unui tub, conectați la un generator de înaltă frecvență, f . Lungimea ℓ_n a electrodului n trebuie calculată astfel încât la ieșirea din el a particulei aceasta să întâlnească tot un potențial accelerator.

Pentru cazul nerelativist, energia cinetică la ieșire și lungimea

$$\ell_n \text{ sunt: } E_{n_{\max}} = n_{\max} |q|U \text{ și } \ell_n = v_n \frac{T}{2} = \frac{1}{2f} \sqrt{2 \frac{|q|U}{m}} n = \ell_1 n^{\frac{1}{2}}.$$

De aceea, obținerea energiilor mari necesită lungimi kilometrice! De exemplu, acceleratorul liniar de la Stanford (California, USA) accelerează electroni până la 50 GeV și are o lungime de 3,2 km.

Ciclotronul este cel mai simplu accelerator ciclic. Particulele (nerelativiste) sunt menținute pe traiectorii circulare de un câmp



Accelerator liniar.

Clasificarea acceleratoarelor

I. După forma traiectoriei particulelor: **a)** liniare; **b)** ciclice.

II. După caracterul câmpului electric aplicat: **a)** directe; **b)** de inducție; **c)** rezonante; **d)** cu undă progresivă.

III. După domeniul energiei particulelor accelerate: **a)** nerelativiste; **b)** relativiste.

IV. După natura particulelor accelerate: **a)** pentru electroni; **b)** pentru protoni.

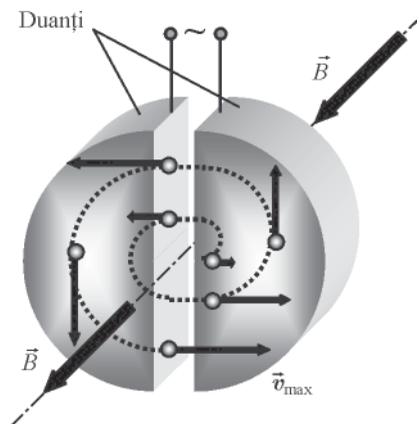


Fig. 5.4. Un accelerator ciclic: ciclotronul.

Observație

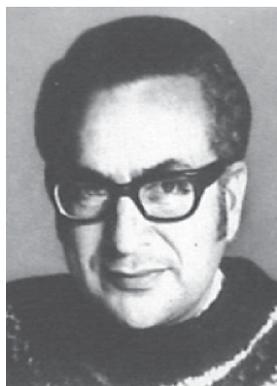
Energia maximă a electronilor nu poate atinge valori mai mari deoarece electronii de mare viteză care se mișcă pe traiectorii circulare emit fotoni, deci nu își mai pot crește energia.



Betatron.



Yuval NEEMAN (1925–2006),
fizician american.



Murray GELL-MANN (n. 1929),
fizician american.

magnetic $\vec{B} = \text{constant}$, transversal (adică perpendicular pe direcția vitezei). Accelerarea are loc la trecerea particulelor prin spațiul dintre doi *duanți* cărora li se aplică o tensiune de înaltă frecvență (fig. 5.4). La fiecare trecere, energia cinetică a particulei crește cu $\Delta E = |q|U$ și, ca urmare, va crește și raza traiectoriei: $E_{\max} = \frac{q^2 B^2 R_{\max}^2}{2m}$.

Energia maximă este limitată de variația relativistă a masei cu viteza ($E_{\max} = 12 \text{ MeV}$).

Betatronul este un accelerator ciclic pentru electroni. Funcționează pe principiul transformatorului electric: secundarul este un tor vidat în care se pot mișca electronii injectați; sub acțiunea unui câmp magnetic transversal, electronii se mișcă pe o traiectorie circulară de rază fixă. Accelerarea este realizată de un câmp electric de inducție, obținut prin variația inducției câmpului magnetic. Durata unui ciclu de accelerare este un sfert din perioada curentului alternativ utilizat; electronii efectuează aproximativ un milion de rotații, în final energia lor atingând 20 MeV. Când electronii ajung la energia maximă, ei sunt proiectați pe o țintă din metale grele, unde se produc radiații X dure (de frânare) folosite în defectoscopie, sterilizare, terapia cancerului.

(*).8. PARTICULE ELEMENTARE

Particulele elementare sunt denumite în mod convențional particulele din natură a căror structură internă nu este cunoscută și care se comportă ca entități de sine stătătoare în interacțiile cu alte particule sau cu câmpurile.

O particulă elementară poate fi caracterizată prin proprietățile ei, exprimate de mărimi fizice cum sunt: *masa, sarcina electrică, spinul, momentul magnetic, timpul mediu de viață, paritatea, izospinul, straniețatea, numărul leptonic, numărul barionic*.

Masa de repaus (m_0) și *masa de mișcare* (m) sunt legate prin relația cunoscută de la *teoria relativității restrânse*:
$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

După masa de repaus, particulele elementare se clasifică în:

- *fotoni* (cu masa de repaus nulă),
- *leptoni* (particule ușoare: electron și pozitron, miuon, neutrino),
- *mezoni* (particule cu masă intermediară: pioni și kaoni),
- *barioni* (particule grele: nucleonii) și *hiperoni* (particule supergrole: lambda, sigma, omega).

Sarcina electrică Z a particulelor încărcate este sarcina elementară.

Quarcii (Yuval NEEMAN și Murray GELL-MANN, 1969) au sarcini electrice *fracționare* $\left(\pm \frac{e}{3}, \pm \frac{2e}{3}\right)$; aceștia *nu pot fi observați* în stare liberă.

Nu s-au observat particule elementare cu sarcină mai mare (în valoare absolută) decât e (sarcina elementară).

Spinul constituie o proprietate intrinsecă a particulelor elementare, fără echivalent clasic (nu se regăsește la corpurile macroscopice); se definește ca un moment cinetic propriu (fără a fi – așa cum s-a încercat inițial – asociat cu mișcarea de rotație a particulei în jurul propriei axe) caracterizat printr-un număr cuantic numit *număr cuantic de spin*, s : $|\vec{S}| = \hbar \sqrt{s(s+1)}$.

Proiecțiile spinului pe o axă fizică (de exemplu pe direcția liniilor un câmp magnetic omogen) sunt și ele cuantificate prin intermediul numărului cuantic magnetic de spin m_s .

Particulele elementare se împart, după valorile lui s , în două mari categorii: *fermionii* (pentru care s este semiîntreg) și *bosonii* (pentru care s este întreg).

Sistemele de particule identice sunt descrise, în mecanica cuantică, de statistici proprii: **fermionii** sunt descriși de *statistica FERMI-DIRAC* și ascultă de principiul de excluziune al lui PAULI (explicând existența nucleelor și atomilor), în timp ce **bosonii** sunt descriși de *statistica BOSE-EINSTEIN* și se pot afla oricât de mulți în aceeași stare energetică (explicând astfel existența radiațiilor intense, de ex. LASER).

Momentul magnetic. Tuturor particulelor elementare, de o anumită masă și sarcină electrică, li se asociază un moment magnetic $\vec{\mu}$ legat de momentul cinetic propriu prin relația $\vec{\mu} = \pm g \frac{e}{2m} \vec{S}$, unde \vec{S} este momentul cinetic de spin, iar g este un factor numeric.

Deoarece momentul cinetic propriu este cuantificat, rezultă că și momentul magnetic propriu este cuantificat:

$$|\vec{\mu}| = g \frac{e\hbar}{2m} \sqrt{s(s+1)} = \mu_{B-P} \sqrt{s(s+1)},$$

unde μ_{B-P} este magnetonul BOHR-PROCOPIU, fiind descoperit de fizicianul român Ștefan PROCOPIU în 1912 și apoi de Niels BOHR în 1913. Magnetonul BOHR-PROCOPIU reprezintă un moment *magnetic elementar*.

$$\text{Pentru electron: } \mu_{B-P} = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,273 \cdot 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2.$$

Timpul mediul de viață τ depinde de tipul de interacțiune prin care se dezintegrează particula; τ poate fi *practic infinit* (pentru particulele elementare considerate stabile: fotonul, electronul și pozitronul, protonul și antiprotonul, neutrinel și antineutrinel), *mediu* (pentru neutron: $\tau = 917$ s), *scurt* (10^{-8} s, pentru majoritatea particulelor elementare) sau *foarte scurt* ($10^{-23} - 10^{-22}$ s, pentru așa-numitele *rezonanțe nucleare*).

Paritatea este o proprietate legată de funcția de undă Ψ asociată stării particulei elementare; indică faptul că un sistem cuantic își



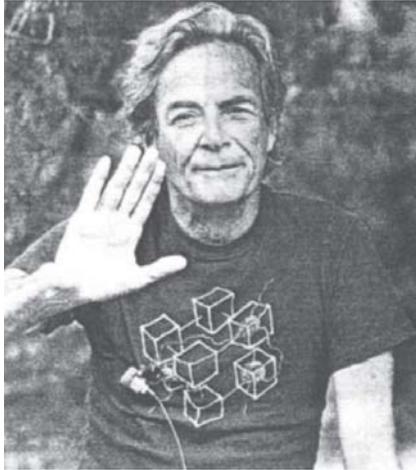
Ștefan PROCOPIU (1890–1972), fizician român.



Chen Ning LEE (n. 1922) și Tsung-Dao YANG (1926), fizicieni chinezi.



Acad. Aureliu SANDULESCU (n. 1932), fizician român, recunoscut internațional pentru descoperirea emisiei de clusteri grei (index PACS: 23.70.+j “Heavy-particle Decay”).



Richard P. FEYNMAN (1918–1988),
fizician american
laureat al premiului Nobel
pentru fizică (1965).

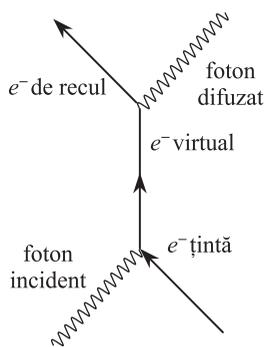


Fig. 5.5. Diagrama FEYNMANN asociată efectului COMPTON.

poate păstra sau modifica proprietățile în urma oglinirii. O particulă elementară este pară sau impară, după cum la oglindire funcția de undă asociată Ψ își păstrează semnul sau și-l schimbă. Dacă un sistem este format din mai multe particule, paritatea sistemului este dată de produsul parităților particulelor componente. Legea conservării parității nu este respectată în dezintegrarea β (fapt descoperit de WU și explicat teoretic de LEE și YANG în 1956).

Izospinul sau spinul izotopic \vec{T} : particulele elementare cu proprietăți asemănătoare dar cu sarcini diferite și mase apropiate formează familii numite multipleți de sarcină; se consideră că membrii familiei reprezintă stări diferite ale unei singure particule (de exemplu: protonul și neutronul sunt stări diferite ale nucleonului). Izospinul \vec{T} este descris printr-un număr cuantic T ce caracterizează aceste stări.

Numărul N al membrilor unui multiplet de sarcină este legat de proiecția izospinului pe axa Oz , T_z , prin relația: $N = 2 T_z + 1$; proiecția T_z a izospinului poate lua valori întregi sau semiîntregi, iar după numărul acestor valori multipletul de sarcină poate fi: singlet, dublet, triplet, etc.

Numărul barionic B este un număr cuantic aditiv; se atribuie tuturor barionilor ($B = 1$) și tuturor antibarionilor ($B = -1$). Există relația: $B = 2 (Z - T_z)$.

Numărul leptonic L este tot un număr cuantic aditiv și se atribuie tuturor leptonilor ($L = 1$) și tuturor antileptonilor ($L = -1$).

Stranietatea S este un număr cuantic caracteristic kaonilor și hiperonilor, fiind legat de celelalte numere cuantice prin relația empirică: $Z = T_z + \frac{B+S}{2} = T_z + \frac{Y}{2}$, Y purtând numele de *hiper-sarcină*.

Stranietatea este atribuită numai particulelor elementare ce se generează în perechi (în reacții nucleare la energii înalte).

Pentru nucleoni $S = 0$, pentru hiperonii stranii $S = -1$, pentru mezonii stranii $S = 1$.

Antiparticule. Fiecărei particule elementare îi corespunde în natură o antiparticulă (unele antiparticule coincid cu particulele respective: fotonul, pionul neutru).

O teorie completă a particulelor elementare și a modului de comportare al ansamblului particulă-antiparticulă nu există încă, postulându-se însă până în prezent anumite principii de bază:

- particulele și antiparticulele au exact aceeași masă, același spin și același timp de viață mediu, iar mărimile caracteristice (Z, S, B, L, T_z) au aceleași valori absolute, dar de semne opuse;
- particulele și antiparticulele iau naștere sau se anihilează în perechi, în câmpul nuclear;
- pentru ca o antiparticulă să apară trebuie să fie respectate toate legile de conservare;
- pentru notarea antiparticulei se utilizează același simbol ca și cel pentru particulă, supranotat cu bară sau cu tildă: \bar{p} , $\tilde{\nu}$ (anti-proton, antineutrino).

Interacțiuni ale particulelor elementare. Particulele elementare pot participa la patru tipuri de interacțiuni fundamentale: *nucleare tari, nucleare slabe, electromagnetice și gravitaționale* (fizicienii teoreticieni încearcă să unifice aceste interacțiuni; până acum au reușit unificarea primelor trei). Interacțiunile nucleare tari sunt intermediare de mezoni (fapt prevăzut de YUKAWA, prin ipoteza câmpului mezonnic), apar în procesele de împrăștiere sau de generare multiplă de particule; particulele elementare care participă la aceste interacțiuni se numesc *hadroni*. Contribuții importante la dezvoltarea teoriei interacțiunilor particulelor elementare a avut și fizicianul român Alexandru PROCA.

Interacțiunile *slabe* sunt intermediare de *bosoni* și se manifestă în dezintegrările particulelor nucleare elementare nestabile (dezintegrarea β).

Interacțiunile electromagnetice sunt intermediare de fotoni și se manifestă între particulele elementare încărcate electric.

Interacțiunile gravitaționale, intermediare de ipoteticul *graviton*, se manifestă între toate particulele, în funcție de masele acestora, independent de alte sarcini, și este importantă la nivelul macrocosmosului, dictând evoluția universului nostru.

Reprezentările grafice ale acestor interacțiuni utilizate în fizica teoretică se numesc *diagrame FEYNMANN* (fig. 5.5).

Legile de conservare în fizica particulelor elementare sunt *generale* sau *speciale*.

Cele generale (conservarea energiei, impulsului, momentului cinetic, sarcinii electrice, numărului barionic și leptonic) sunt valabile pentru orice tip de interacțiune; cele speciale sunt valabile limitat: *conservarea stranieiții și a parității* – în interacțiunile tari și electromagnetice, *conservarea izospinului* – numai în interacțiunile tari.

Sistematizarea particulelor elementare se bazează pe studiul grupurilor de simetrii.

Quarcul. Teorii despre formarea universului (Lectură)

„*Quarcul este o particulă elementară încărcată electric, care simte interacțiunea tare*” (Steven Weinberg). Denumirea quarcilor (despre care, la început, se credea că sunt doar **trei**) a fost preluată din romanul scriitorului irlandez James Joyce, *Finnegan's wake*, unde se găsesc următoarele versuri: “**Three quarks for Muster Mark!** / *Sure he hasn't got much of a bark / And sure any he has it's all beside the mark.*”.

Fiind *fermioni*, quarcii trebuie să respecte *principiul de excludere al lui Pauli*. Pentru a explica de ce particula Δ^{++} , formată din trei quarci *u*, toți în aceeași stare cuantică, respectă totuși principiul de excludere, **Geenberg** a introdus o caracteristică suplimentară a quarcilor denumită *sarcină de culoare*, ce poate avea trei valori distincte (acestora li se pot asocia numere cuantice diferite).

Fiecare quarc se poate afla în trei stări diferite, numite convențional *Red, Green, Blue* (adică *Roșu, Verde, Albastru*, notate *R, G, B*); se consideră că antiquarcii au anticulori (*Cyan, Magenta, Yellow*, adică *Turcoaz, Mov, Galben*, notate $\bar{R}, \bar{G}, \bar{B}$). Din combinația *Red-Green-Blue* sau din combinația *culoare-anticuloare* rezultă lipsa culorii (convențional, *White*, adică *Alb*).

Legea conservării energiei totale relativiste:

$$E_a + E_x = E_y + E_b, \text{ unde}$$

$$E = mc^2 = m_0 c^2 + E_{\text{cin}}.$$

Legea conservării impulsului total:

$$\vec{p}_a + \vec{p}_x = \vec{p}_y + \vec{p}_b;$$

dacă ținta este în repaus:

$$\vec{p}_a = \vec{p}_y + \vec{p}_b.$$

Legea conservării momentului cinetic total:

$$\vec{L}_a + \vec{L}_x = \vec{L}_y + \vec{L}_b.$$

Legea conservării sarcinii electrice:

$$Z_a + Z_x = Z_y + Z_b.$$

Legea conservării numărului de nucleoni:

$$A_a + A_x = A_y + A_b.$$

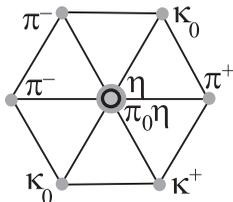
Legea conservării parității

Paritatea este un număr cuantic multiplicativ care descrie comportarea funcției corespunzătoare unei microparticule sau unui sistem de particule (numită funcție de undă $\Psi(\vec{r})$) la *inversiunea spațială*

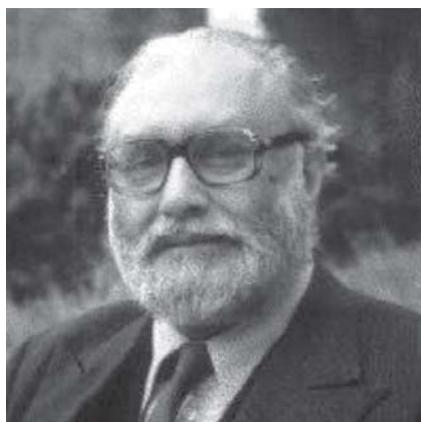
$$P(\Psi_a) \cdot P(\Psi_x) = P(\Psi_y) \cdot P(\Psi_b).$$

Inversiunea spațială înseamnă, de exemplu, că $\Psi(x)$ se transformă în $\Psi(-x)$; unele funcții sunt impare (cele asociate fermionilor), iar altele sunt pare (cele asociate bosonilor).

Ce sunt quarcii



Pentru a putea explica structura nucleonilor și a altor particule care interacționează tare (numite generic *hadroni*) **Murray GELL MANN**, **George ZWEIG** și **Yuval NEEMAN** au introdus (1963) modelul quarcilor: aceștia sunt fermioni ($s = \frac{1}{2}$) și au sarcina electrică fracționară ($\pm \frac{1}{3}e$ sau $\pm \frac{2}{3}e$). În teoria inițială au fost luați în considerare trei quarci: u (up), d (down), s (strange) și antiquarcii lor (\bar{u} , \bar{d} și \bar{s}); apoi, experimentele au sugerat introducerea a încă trei quarci: c (charmed), t (top) și b (bottom) și a antiquarcilor respectivi (\bar{c} , \bar{t} și \bar{b}). Aceste șase tipuri de quarci se numesc *arome* (*flavors*).



Abdus SALAM (n. 1926), fizician pachistanez laureat al premiului Nobel pentru fizică (1979).

De exemplu, protonul și neutronul se consideră că sunt alcătuiți din câte trei quarci: $p(uud)$, $n(udd)$, quarcii având toate cele trei culori (de ex. $u_R u_G d_B$), astfel încât nucleonii sunt *albi*. Particula Δ^{++} este alcătuită din trei quarci u diferiți ($u_R u_G u_B$).

O verificare experimentală a acestei ipoteze a fost făcută studiind generarea hadronilor în procesul de anihilare electron–pozitron (s-a evidențiat o probabilitate de generare de trei ori mai mare decât dacă nu ar fi existat sarcinile de culoare).

Quarcii interacționează prin intermediul unor cuante de câmp numite *gluoni*. Aceștia, în număr de opt ($3_{RGB} \times 3_{\overline{RGB}} - 1_W$), sunt bosoni ($s = 1$), au masă de repaus *nulă*, *nu au* sarcină electrică, dar *au* sarcini de culoare (de exemplu, $B\bar{R}$).

Teoria bazată pe modelul quarcilor colorați ce interacționează prin intermediul a opt gluoni a fost numită *Cromodinamică cuantică*. La dezvoltarea acestei teorii au contribuit cu lucrări fundamentale fizicienii **GLASHOW**, **WEINBERG**, **Abdus SALAM**, **WARD**, **ILIOPOULOS**, **Gerard't HOF**T.

Steven WEINBERG este și autorul celebrei cărți *Primele trei minute ale Universului* (1977), în care se prezintă într-un limbaj accesibil și nespecialiștilor una dintre cele mai acceptate teorii despre formarea universului, cunoscută sub denumirea de *Big Bang* (*Marea Explozie*). În 1988 apare o altă carte de referință, *Scurtă istorie a timpului* scrisă de **Stephen HAWKING** (titularul catedrei de matematică *Isaac Newton* de la Cambridge University), considerat drept unul dintre cei mai străluciți teoreticieni de la **EINSTEIN** încoace. El încearcă să răspundă la tulburătoarele întrebări: *De unde vine universul? Cum și când a început? Va ajunge la un sfârșit? Și dacă da, cum?*, de pe poziția cercetătorului în *cosmologie* și deopotrivă, în *teoria cuantică* (două domenii care studiază *macrocosmosul*, respectiv, *microcosmosul*). În secolul al XX-lea rezultatele cercetărilor din fizica particulelor elementare au contribuit în mod fundamental la elaborarea modelelor cosmologice, aceasta demonstrând încă o dată unitatea lumii în care trăim. În această carte **HAWKING** pornește în căutarea răspunsului la faimoasa întrebare a lui **EINSTEIN**: „*Dumnezeu a avut de ales în crearea universului?*”; autorul încearcă, după cum afirmă explicit, să înțeleagă gândirea Creatorului, *dacă* acesta ar fi existat.

Modele cosmologice

Cele mai multe modele cosmologice moderne se bazează pe *teoria relativității generalizate*. **EINSTEIN** a introdus (1917) *constanta cosmologică* λ (pe care a considerat-o pozitivă, ceea ce echivala cu o forță de respingere care compensa, la distanțe mari, acțiunea gravitației) și a considerat că spațiul fizic poate avea o *curbură* K (aceasta caracterizează natura spațiului: *hiperbolic*, *euclidian* sau *eliptic*). Pentru valori *negative*, *nule* sau *pozitive* ale constantei cosmologice λ și ale curburii K , se pot obține diferite tipuri de modele cosmologice: *Universuri în expansiune*, *oscilante*, *deschise*, *închise*.

Încă din 1922, **A. FRIEDMAN** a elaborat modele cu $\lambda = 0$ care presupun o singularitate originară a Universului. În 1948, **George GAMOW**, **Ralph ALPHER** și **Robert HERMAN** avansează ideea că universul a fost creat într-o explozie gigantică, pe care au numit-o *Marea Explozie* (*Big Bang*); modelul acceptat în prezent, numit *modelul standard*, este bazat tocmai pe această ipoteză. Acest model este susținut de două mari argumente oferite de observațiile astronomice: *recesiunea galaxiilor îndepărtate* (**HUBBLE**, 1929) și existența unei *radiații remanente de fond*, *corespunzătoare temperaturii absolute de 3 K* (**WILSON** și **PENZIAS**, 1965).

Toate calculele care au dus la dezvoltarea acestui model se bazează pe *principiul cosmologic* (EINSTEIN, 1917) care presupune că universul este *omogen și izotrop*. S-a ajuns la concluzia că, în trecutul îndepărtat, cu 15 miliarde de ani în urmă, a avut loc Marea Explozie ($t_0 = 0$), din care s-au născut *spațiul și timpul*. Până la momentul $t_P = 10^{-43}$ s (timpul lui Planck) **nu se poate spune** ce s-a întâmplat.

Din acel moment, fenomenele au avut o desfășurare rapidă. Toate interacțiunile (*gravitațională, electromagnetică, slabă și tare*) erau identice, particulele de materie și de antimaterie erau în cantități egale, ele erau create din radiație și, anihilându-se reciproc, se retransformau în radiație. Materia era foarte fierbinte (10^{14} K), atât de densă ($4 \cdot 10^{12} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$), încât universul era opac.

După 10^{-34} s, interacțiunea tare dintre quarci se separă de celelalte. Universul era încă foarte dens și era dominat de quarci și de gluoni; purtătorii interacțiunii slabe (bosonii W^\pm și Z^0) erau tot atâția câți fotonii și se comportau în același mod. În acel moment a apărut un foarte mic dezechilibru între materie și antimaterie (din fiecare miliard de particule de materie, doar una nu suferea procesul de anihilare cu particulele de antimaterie). Materia de acum este tocmai infimul excedent de atunci.

Între 10^{-34} s și 10^{-10} s interacțiunea slabă și cea electromagnetică s-au separat, densitatea de energie a scăzut și, ca urmare, nu au mai putut fi creați bosoni W^\pm și Z^0 . Antimateria a început să dispară deoarece nu mai era suficientă energie pentru recrearea antiparticulelor care fuseseră anihilate.

După o zecime de secundă, densitatea de energie radiantă a scăzut suficient pentru a permite formarea mezonilor (dintr-un quarc și un anti-quarc); quarcii grei liberi au început să dispară, transformându-se în quarci mai ușori și nu au mai putut fi recreați. Temperatura era de $3 \cdot 10^{10}$ K.

După aproximativ o secundă, au început să apară nucleonii (protonii și neutronii). Antimateria rămasă sub formă de pozitroni a dispărut aproape toată, antimaterie rămânând doar în interiorul mezonilor. Temperatura era de 10^{10} K.

După aproape trei minute, nucleonii au început să se combine, formând nuclee ușoare. În continuare, evoluția a devenit cu mult mai lentă; în Univers au rămas fotonii, neutrinii și antineutrinii, hidrogenul și heliul. Temperatura a devenit 10^9 K, iar densitatea a scăzut sub cea a apei. În următorii 300 000 de ani, universul devine transparent, fotonii nemaifiind absorbiți imediat ce s-au format (de aceea, vom putea privi în trecut, cu telescoape din ce în ce mai performante, doar până la acest moment). Electronii sunt capturați de nucleele de hidrogen, deuteriu, heliu și litiu, formând atomi.

După un miliard de ani, sub acțiunea gravitației, au început să se formeze nebuloase, galaxii și stele. Temperatura Universului se apropie de cea actuală: aproximativ 3 K.

Gravitația declanșează în interiorul stelelor reacții termonucleare. Unele stele, în stadiul final al existenței lor, au explodat, devenind supernove și aruncând în spațiu toate elementele chimice cuprinse în sistemul periodic; din aceste elemente s-au format planetele. S-au format primele molecule și au început procesele chimice.

La un moment dat, a apărut VIAȚA.

După aproximativ 15 miliarde de ani de la Big Bang, oamenii reconstruiesc această poveste: „*Spiritul uman reflectă un univers care reflectă spiritul uman*” (PEARCE).



Stephen William Hawking
(n. 1942), fizician englez,
autorul lucrării
Universul într-o coajă de nucă.



Steven Weinberg (n. 1933),
fizician american laureat al premiului
Nobel pentru fizică (1979), autorul
lucrării *Primele trei minute
ale Universului.*

FIZICA NUCLEARĂ

Schemă recapitulativă

1. *Nucleul atomic* cu numărul de masă A este format din Z protoni și $A - Z$ neutroni; *forțele nucleare* asigură concentrarea substanței nucleare într-un volum foarte mic. În nucleu *nu există electroni*. *Sarcina electrică* a nucleului este pozitivă: $Q = Ze$.

Pag. 121

2. *Forma nucleului* este aproximativ sferică; raza este dată de expresia $R = R_0 A^{1/3}$, unde $R_0 = 1,45 \cdot 10^{-15}$ m. *Densitatea substanței nucleare* este foarte mare, de ordinul $10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$.

Pag. 123

3. Studiul proprietăților nucleelor atomice a condus la descoperirea *forțelor nucleare*, care au următoarele caracteristici: sunt *atractive*, sunt *foarte intense*, au *rază foarte mică de acțiune*, au *caracter de saturație*, sunt independente de sarcină au *caracter de schimb* (ipoteza *câmpului mezon*ic a lui YUKAWA).

Pag. 125

4. *Modelele nucleare* cele mai cunoscute sunt: modelul „*picăturii de lichid*”, modelul „*păturilor nucleare*” și modelul „*colectiv (generalizat)*”.

Pag. 126

5. *Energia de legătură a nucleului* este egală cu lucrul mecanic necesar desfacerii unui nucleu izolat, aflat în repaus, în nucleonii componenți, aflați de asemenea în repaus.

$$E_{\text{leg}} = [Zm_{0p} + (A - Z)m_{0n} - M_{0N}]c^2.$$

Pag. 128

6. Diferența dintre masa nucleului M_{0N} și suma maselor nucleonilor se numește *defect de masă*:

$$\Delta = M_{0N} - [Zm_{0p} + (A - Z)m_{0n}], \text{ sau, aproximativ: } \Delta \approx M_{0N} - A \cdot u.$$

Pag. 128

7. *Radioactivitatea naturală* este proprietatea nucleelor unor elemente de a se dezintegra spontan cu emisie de radiație α , β sau γ . Radioactivitatea provocată prin diferite interacțiuni cu nuclizi care (în stare naturală) nu sunt radioactivi se numește radioactivitate *artificială* sau *indusă*.

Pag. 129

8. *Emisia particulelor alfa* (α) din nucleu a fost explicată de GAMOW prin *efectul tunel*. Radiațiile α au o mare putere de ionizare, au spectru energetic discret și pot produce, prin ciocnirea altor nuclee, *reacții nucleare*.

Pag. 130

9. În *dezintegrarea beta* (β) se obțin nuclee izobare, având numărul atomic Z modificat cu $\Delta Z = \pm 1$. Procesele de dezintegrare β sunt însoțite de emisia de particule neutrino sau antineutrino. *Radiațiile β sunt mai penetrante decât radiațiile α* . Forțele implicate în dezintegrarea β sunt *forțele nucleare slabe*.

Pag. 131

10. *Emisia radiației gama* (γ) este în concordanță cu *modelul păturilor nucleare* și cu existența stărilor excitate ale nucleului. Legea de atenuare a fluxului de fotoni γ la parcurgerea unei distanțe x prin substanță are forma $\Phi(x) = \Phi_0 e^{-\mu x}$, unde μ este *coeficientul liniar de atenuare*.

Pag. 133

11. Radioactivitatea este guvernată de *legea dezintegrării radioactive*: $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$ (unde λ este *constanta radioactivă* a nucleului) și de *legile deplasării*: ${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} Y$, la dezintegrarea α și ${}^A_Z X \rightarrow {}^{A}_{Z\pm 1} Y$, la dezintegrarea β^\pm .

Pag. 134

12. *Timpul de înjumătățire* pentru diferiți nuclizi radioactivi, $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$, poate varia între o microsecundă (10^{-6} s) și un miliard de ani (10^9 s).

Pag. 135

13. *Activitatea* unei surse radioactive este dată de relația $\Lambda = \lambda N$ (unde N este numărul nucleelor radioactive ale sursei) și se măsoară în becquerel (Bq); un becquerel reprezintă activitatea unei surse care suferă o *dezintegrare pe secundă* ($1 \text{ Bq} = 1 \text{ s}^{-1}$).

Pag. 136

14. Nucleele radioactive sunt grupate în patru *serii (lanțuri) radioactive*. Termenii unei serii sunt specii radioactive *legate genetic* între ele, *capătul inferior (final)* al fiecărei serii fiind un *nucleu stabil*.

Pag. 137

15. Efectele interacțiunii radiației γ cu substanța sunt: *ionizarea, efectul fotoelectric, efectul COMPTON, generarea de perechi particulă-antiparticulă (electron-pozitron)*.

Pag. 138

16. *Detectoarele de radiații nucleare* sunt aparate (instrumente) utilizate pentru determinarea tipului și proprietăților radiațiilor nucleare. Exemple: filme fotografice, substanțe luminescente, contoare GEIGER-MÜLLER, detectoare cu scintilație, camera cu ceață (WILSON), camera cu bule.

Pag. 141

17. *Dozimetria* are ca obiect tehnicile și metodele de măsurare a *cantității* de radiații nucleare primite de un anumit mediu; principalul efect detectat este *ionizarea*.

Pag. 142

18. *Doza absorbită* (D) reprezintă energia cedată de radiații unității de masă prin care trece. *Unitatea de măsură* a dozei absorbite se numește gray (Gy): $1 \text{ Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$. Pentru doza absorbită s-a mai utilizat un submultiplu al gray-ului, numit rad: $1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ Gy}$.

Pag. 142

19. *Doza biologică* (B) este definită ca *produsul dintre doza absorbită și factorul η de ponderarea radiațiilor*: $B = \eta D$. *Unitatea de măsură* a dozei biologice se numește sievert (Sv): $1 \text{ Sv} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$. Pentru doza biologică s-a mai utilizat un submultiplu al sievert-ului, numit rem: $1 \text{ rem} = 10^{-2} \text{ Sv}$.

Pag. 143

20. *Doza biologică maxim permisă* pentru organismul uman este $B_{\max} = 1 \frac{\text{mSv}}{\text{an}} = 10^{-3} \frac{\text{Sv}}{\text{an}}$.

Pag. 143

21. *Fisiunea nucleară* constă în *divizarea* spontană sau indusă (de acțiunea altor particule) a unui nucleu atomic în două fragmente de masă comparabilă și a câtorva neutroni (1÷3), cu eliberarea unei energii uriașe. *Fisiunea spontană* se produce pentru nuclizii cu $Z > 110$.

Pag. 144

22. *Reactoarele nucleare* sunt utilizate în practică pentru *obținerea de energie electrică*, pentru *producerea izotopilor radioactivi* necesari în medicină, în industrie și în cercetare, precum și ca *sursă de energie industrială* în vederea *înlocuirii combustibililor fosili* (a căror utilizare excesivă are ca efect încălzirea globală și care sunt în curs de epuizare).

Pag. 144

23. *Fuziunea nucleară* este reacția de *sinteză* a unor nuclee grele, mai stabile energetic, din unele nuclee mai ușoare, însoțită de *eliberarea unei mari cantități de energie*. Exemple tipice de nuclee ușoare ce pot fuziona: hidrogenul ${}^1_1\text{H}$, deuteriul ${}^2_1\text{H}$, tritiul ${}^3_1\text{H}$, heliul ușor ${}^3_2\text{He}$.

Pag. 145

24. *Acceleratorul de particule* este o instalație utilizată pentru a comunica energie (ce poate ajunge până la sute de MeV per particulă) unor particule încărcate electric, în scopul utilizării acestora în cercetarea fundamentală, în medicină sau în industrie.

Pag. 147

25. Principalele caracteristici definitorii ale *particulelor elementare* sunt: *masa m* , *sarcina electrică q* , *spinul \vec{S}* , *momentul magnetic propriu $\vec{\mu}$* , *timpul de viață mediu τ* , *paritatea P* , *izospinul \vec{T}* , *stranietatea S* , *numărul barionic B* , *numărul leptonic L* .

Pag. 148

26. După *masa de repaus*, particulele elementare se împart în: *fotoni* (particule fără masă de repaus), *leptoni* (particule cu masa de repaus mică), *mezoni* (particule cu masa de repaus intermediară), *barioni și hiperoni* (particule cu masa de repaus mare).

Pag. 148

27. Fiecărei particule îi corespunde în natură o *antiparticulă* (*antielectronul* se numește *pozitron*). Unele antiparticule (de exemplu pionul π^0) sunt identice cu particula. În urma interacțiunii directe, particula și antiparticula *se anihilează*, rezultând, de exemplu, doi fotoni gama cu energia totală cel puțin egală cu energia de repaus a perechii particulă-antiparticulă. O pereche particulă-antiparticulă poate fi *creată* (în anumite condiții, care respectă legile de conservare) din fotoni gama.

Pag. 150

28. Particulele elementare pot participa la patru tipuri de *interacțiuni fundamentale*: nucleare tari, nucleare slabe, electromagnetice, gravitaționale. *Legile de conservare* generale și speciale *gvernează interacțiunile* la care pot participa diversele tipuri de particule elementare. În prezent, cercetătorii urmăresc elaborarea unei *teorii unitare* a tuturor celor patru interacțiuni din natură (deocamdată s-a arătat că primele trei tipuri pot fi descrise în mod unitar, *gravitația* neputând încă fi inclusă în teoria unitară; o teorie actuală, neverificată încă experimental, despre care se presupune că poate *unifica toate cele patru tipuri* de interacțiuni, este *teoria supercorzilor*).

Pag. 151

PROBLEME REZOLVATE

1. Se consideră un proces de anihilare a unui **pozitron** cu energia cinetică **2 MeV** cu un electron **K** al unui atom greu. În cazul în care direcțiile celor doi fotoni care se formează în urma acestui proces sunt simetrice față de direcția inițială de mișcare a **pozitronului**, să se determine:

- Energia fiecărui foton rezultat.
- Unghiul θ format de direcțiile fotonilor emergenți cu direcția de incidență a **pozitronului**.

Se neglijează energia și impulsul de recul al atomului. Se dau: energia de ionizare corespunzând nivelului **K** al atomului considerat, $E_i = 80 \text{ keV}$, masa de repaus a electronului, $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$, sarcina elementară, $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, viteza luminii în vid, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$.

Rezolvare: Aplicând legea conservării energiei și lucrând în aproximația indicată în enunț, obținem:

$$(m_0 c^2 + E_{\text{cin,poz}}) + (m_0 c^2 - E_i) = 2\varepsilon_f, \text{ de unde rezultă:}$$

$$\varepsilon_f = h\nu = m_0 c^2 + \frac{E_{\text{cin,poz}} - E_i}{2} \cong 1,472 \text{ MeV}. \text{ Din legea conservării impulsului: } p_{\text{poz}} = 2p_f \cos \theta.$$

Dar $p_f = \frac{\varepsilon_f}{c}$, iar mărimea impulsului pozitronului rezultă din relația energie cinetică-impuls:

$$p_{\text{poz}} = \frac{1}{c} \sqrt{E_{\text{cin,poz}}(E_{\text{cin,poz}} + 2m_0 c^2)}, \text{ astfel încât } \cos \theta = \frac{p_{\text{poz}}}{2p_f} = 0,84, \text{ de unde rezultă } \theta = 32^\circ 51'.$$

2. Cât de mare este raza nucleului de $^{208}_{82}\text{Pb}$, care este considerat unul dintre cele mai stabile nuclee? Dar a celorlalți izotopi ai plumbului?

Rezolvare: Folosind relația $R = R_0 A^{\frac{1}{3}}$, unde $R_0 = 1,45 \cdot 10^{-15} \text{ m}$; $A = 208$ se obține $R = 8,584 \cdot 10^{-15} \text{ m} = 8,58 \text{ fm}$.

Din tabele se găsesc ceilalți izotopi ai plumbului: $^{206}_{82}\text{Pb}$, $^{207}_{82}\text{Pb}$.

Deci pentru: $A = 206$, $R = 8,55 \cdot 10^{-15} \text{ m} = 8,55 \text{ fm}$;

$A = 207$, $R = 8,57 \cdot 10^{-15} \text{ m} = 8,57 \text{ fm}$.

3. Să se indice care din nucleele: $^{26}_{12}\text{Mg}$, $^{26}_{13}\text{Al}$, $^{28}_{13}\text{Al}$, $^{28}_{14}\text{Si}$, $^{29}_{14}\text{Si}$ sunt izotopi și care sunt izobari.

Rezolvare: Izotopii sunt: $(^{26}_{13}\text{Al}, ^{28}_{13}\text{Al})$ și $(^{28}_{14}\text{Si}, ^{29}_{14}\text{Si})$ deoarece au același Z .

Izobari sunt: $(^{26}_{12}\text{Mg}, ^{26}_{13}\text{Al})$ și $(^{28}_{13}\text{Al}, ^{28}_{14}\text{Si})$ deoarece au același A .

4. Cât de mare este masa unui atom de $^{107}_{47}\text{Ag}$?

Dar masa nucleului acestui atom?

Rezolvare: Conform tabelelor, $A = 107,87 \text{ u}$. Deci masa unui atom de $^{107}_{47}\text{Ag}$ este

$$M_{^{107}_{47}\text{Ag}} = 107,87 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 179,06 \cdot 10^{-27} \text{ kg}.$$

O altă relație pentru calculul masei unui atom este:

$$M_{\text{atom}} = \frac{\text{masa unui mol}}{\text{numărul de atomi din mol}} = \frac{A \text{ exprimată în grame}}{N_A},$$

unde N_A este numărul lui Avogadro, deci $M_{^{107}_{47}\text{Ag}} = \frac{107,87 \text{ g}}{6,023 \cdot 10^{23} \text{ atomi}} = 177,6 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

Pentru calculul masei nucleului aceluiasi element, se folosește relația: $M_{\text{atom}} = M_{\text{nucleu}} + Z \cdot m_e$, în care s-a neglijat energia de legătură a electronilor în atom (W_{leg}), deci

$$M_{N_{^{107}_{47}\text{Ag}}} = M_{^{107}_{47}\text{Ag}} - Z \cdot m_e, \quad m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}.$$

$$M_{N_{^{107}_{47}\text{Ag}}} = 179,06 \cdot 10^{-27} \text{ kg} - 47 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg} = 179,02 \cdot 10^{-27} \text{ kg}.$$

Se observă diferența foarte mică față de masa atomului de Ag.

5. Să se calculeze masa atomică a heliului știind că energia de legătură a nucleului de ^4_2He este $W_{\text{leg}} = 28,3 \cdot 10^6 \text{ eV}$, masa protonului $m_p = 1,007276 \text{ u}$, masa neutronului $m_n = 1,008665 \text{ u}$, $m_e = 5,487 \cdot 10^{-4} \text{ u}$.

Se consideră $1 \text{ u} \cdot c^2 = 931,5 \text{ MeV}$.

Rezolvare: Conform definiției,

$$W_{\text{leg}} = [Z \cdot m_p + (A - Z) m_n - M_{\text{nucleu}}] c^2,$$

$$\text{deci } M_{\text{nucleu}} = Z \cdot m_p + (A - Z) m_n - \frac{W_{\text{leg}}}{c^2}.$$

Dar $M_{\text{atom}} = M_{\text{nucleu}} + Z \cdot m_e$, rezultă: $M_{^4_2\text{He}} = M_{N^4_2\text{He}} + Z m_e$, adică:

$$M_{^4_2\text{He}} = 2 \cdot m_p + 2 m_n - \frac{W_{\text{leg}}}{c^2} + 2 m_e; \quad M_{^4_2\text{He}} \approx 4,0026 \text{ u}.$$

6. Se știe că pentru a fi stabil, W_{leg} a unui nucleu trebuie să fie pozitivă. Precizați dacă nucleul de $^{239}_{92}\text{U}$ este stabil. Dar cel de ^4_2He ?

Se dau: $m_H = 1,007825 \text{ u}$, $m_n = 1,008665 \text{ u}$.

Se consideră $1 \text{ u} \cdot c^2 = 931,5 \text{ MeV}$.

Rezolvare: Pentru calculul W_{leg} se utilizează relația:

$$W_{\text{leg}} = [Z \cdot m_H + (A - Z) m_n - M_A] c^2,$$

unde M_A = masa atomică a elementului respectiv.

Din tabele se obține pentru $^{239}_{92}\text{U}$ $M_A = 239,054 \text{ u}$, iar pentru ^4_2He , $M_A = 4,002604 \text{ u}$. Înlocuind, rezultă:

$$W_{\text{leg } ^{239}_{92}\text{U}} = (92 m_H + 147 m_n - 239,054) 931,5 \text{ MeV},$$

$$W_{\text{leg } ^{239}_{92}\text{U}} = 1806,48 \text{ MeV}; \quad W_{\text{leg } ^{239}_{92}\text{U}} > 0,$$

deci nucleul $^{239}_{92}\text{U}$ este stabil, și $W_{\text{leg } ^4_2\text{He}} = (2 m_H + 2 m_n - 4,002604) 931,5 \text{ MeV}$.

$$W_{\text{leg } ^4_2\text{He}} = 28,29 \text{ MeV}; \quad W_{\text{leg } ^4_2\text{He}} > 0, \text{ rezultă că și nucleul } ^4_2\text{He} \text{ este stabil.}$$

PROBLEME PROPUSE

1. Cât de mare este raza nucleului de ${}_{13}^{27}\text{Al}$?

R: $R = 4,35 \cdot 10^{-15} \text{ m} = 4,35 \text{ fm}$.

2. Cât este masa unui atom de ${}_{29}^{63}\text{Cu}$? Dar masa nucleului aceluiasi element?

R: $M_{{}_{29}^{63}\text{Cu}} = 104,59 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$; $M_{{}_{29}^{63}\text{Cu}} = 104,57 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

3. Într-un contor **Geiger-Müller** se produc 10^8 electroni la o singură descărcare. Să se calculeze curentul mediu înregistrat la ieșirea din detector, dacă se produc 600 descărcări pe minut. Se dă: $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

R: $I_{\text{mediu}} = 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ A}$

4. Determinați vârsta unui obiect de lemn, știind că activitatea izotopului ${}^{14}\text{C}$ pentru acest obiect este $3/5$ din activitatea unui copac tăiat recent. Se dă $T_{1/2}({}^{14}\text{C}) = 5730 \text{ ani}$.

R: $t = 4282 \text{ ani}$

5. Cunoscând simbolul unei reacții nucleare $A(a, b)B$, adică: $a + A \rightarrow B + b$ și utilizând legile de conservare a numărului de nucleoni și a sarcinii electrice, să se identifice nuclidul lipsă, notat cu X din următoarele reacții nucleare:

a) ${}_{7}^{14}\text{N}(\alpha, p)X$; b) ${}_{6}^{12}\text{C}(X, \alpha){}_{4}^{8}\text{Be}$;

c) ${}_{1}^{3}\text{T}({}_{1}^{2}\text{D}, X){}_{2}^{4}\text{He}$, d) $X(p, n){}_{18}^{37}\text{Ar}$.

R: a) $X = {}_{8}^{17}\text{O}$, b) $X = \text{foton}$, c) $X = {}_{0}^{1}n$; d) $X = {}_{17}^{37}\text{Cl}$.

6. Stabiliți care din reacțiile nucleare din problema 5 sunt exoterme și care sunt endoterme, calculând energia de reacție (Q). Știind că $W_{\text{leg}} = -Q$, stabiliți care din reacții determină dezintegrarea spontană a nucleului țintă. Se consideră $1 \text{ u} \cdot c^2 = 931,5 \text{ MeV}$.

R: a) $Q = -8,12 \text{ MeV}$, reacție endotermă; $W_{\text{leg}} > 0$, nucleul țintă este stabil.

b) $Q = -7,37 \text{ MeV}$, reacție endotermă; $W_{\text{leg}} > 0$, nucleul țintă este stabil.

c) $Q = 16,65 \text{ MeV}$, reacție exotermă; $W_{\text{leg}} < 0$, dezintegrare spontană a nucleului țintă.

d) $Q = -1,63 \text{ MeV}$, reacție endotermă, $W_{\text{leg}} > 0$, nucleul țintă stabil.

7. Calculați energia de prag necesară producerii reacției: $n + {}_{6}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha + n$.

R: $E_{\text{prag}}^{SL} = 7,9 \text{ MeV}$.

8. Să se afle ce particulă X este împrăștiată în următoarea reacție și dacă nucleele sunt stabile față de această dezintegrare: ${}_{10}^{21}\text{Ne} \rightarrow {}_{10}^{20}\text{Ne} + X$.

R: $X = {}_{0}^{1}n$; $W_{\text{leg}} \cong 6,763 \text{ MeV}$, $W_{\text{leg}} > 0$, deci nucleele sunt stabile.

9. Să se calculeze expresia înălțimii maxime a barierei de potențial care împiedică intrarea unei particule α într-un nucleu de oxigen, cunoscând suma razelor celor două nuclee (R).

R: $C = \frac{4e^2}{\pi \epsilon_0 R}$.

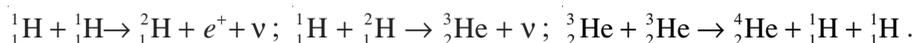
10. Un neutron se dezintegrează spontan. Care va fi energia maximă a electronului emis?

R: $E_{\max} = 782 \text{ keV}$.

11. Se știe că la fisiunea unui nucleu de U 235 se eliberează energia de 200 MeV. Câte nuclee de U 235 trebuie să fisioneze într-o secundă pentru a produce într-un reactor puterea de 3 200 W ($1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$).

R: $N = 10^{14}$ nuclee de U 235, ce fisionează într-o secundă.

12. Ciclul proton – proton (Critchfield) propus în anul 1938 pentru a explica originea energiei degajate în reacțiile termonucleare din stelele reci este următorul:



Să se calculeze energia totală eliberată.

R: $Q = 24,7 \text{ MeV}$.

13. Știind că la o radiografie pulmonară, doza biologică primită este $B = 20 \mu\text{Sv}$, aflați câte radiografii avem voie să facem toată viața, astfel încât să nu depășim doza biologică maxim admisă pe viață $B_{\max} = 1 \text{ mSv}$? (Presupunem că nu mai încasăm nicio doză din alte surse).

Exprimați doza biologică maxim admisă B_{\max} precum și doza biologică B în rem.

R: 50 radiografii, deci atenție! (s-a ținut seama de relațiile $B_{\max} = 0,1 \text{ rem / an}$ și $B = 0,002 \text{ rem / radiografie}$).

14. O radiație γ cu energia de 0,5 MeV are grosimea de înjumătățire în beton $X = 10 \text{ cm}$. Să se determine:

a) frecvența radiației;

b) grosimea stratului de beton care absoarbe 75 % din radiație.

Se cunoaște: $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$.

R: a) $\nu = 1,208 \cdot 10^{20} \text{ Hz}$.

b) $x = 2 X = 20 \text{ cm}$.

15. Să se determine energia necesară descompunerii nucleului de ${}^{12}\text{C}$ în 3 particule α . Ce energie medie revine unei particule α ? Se dau masele atomice: $M_{\text{He}} = 4,0026033 \text{ u}$; $M_{{}^{12}\text{C}} = 12 \text{ u}$. Specificați ce fel de reacție este aceasta, endoenergetică sau exoenergetică?

R: $W_{\text{leg}} = 7,279 \text{ MeV}$; $W_{\alpha} = \frac{W_{\text{leg}}}{3} = 2,462 \text{ MeV}$; $Q = -W_{\text{leg}}$.

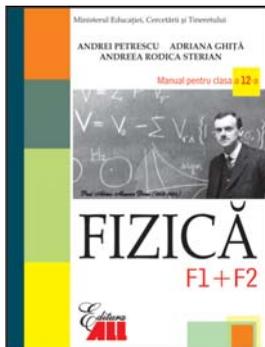
$Q < 0$, rezultă că reacția este endoenergetică.

16. Constanta radioactivă a radonului este $2,1 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$. Care va fi perioada de înjumătățire $T_{\frac{1}{2}}$ a acestuia?

R: $T_{\frac{1}{2}} = 91,8 \text{ h}$.

17. Doi nuclizi radioactivi au perioadele de înjumătățire $T_1 = T_0$ și $T_2 = 2T_0$; la un moment dat, raportul $\frac{N_2}{N_1}$ este $\frac{1}{4}$. După cât timp acest raport devine 4?

R: $t = 8 T_0$.



FIZICĂ (F1+F2)
Manual pentru clasa a 12-a

F1: filiera teoretică / profil real /

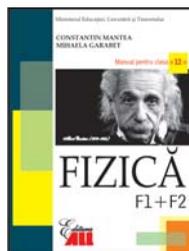
specializările: matematică-informatică
și științe ale naturii;

filiera vocațională / profil militar MAPN /

specializarea: matematică-informatică;

F2: filiera tehnologică pentru toate calificările

cu 1-2 ore pe săptămână



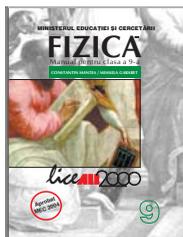
FIZICĂ (F1+F2)
clasa a 12-a
CONSTANTIN MANTEA
MIHAELA GARABET



FIZICĂ (F1)
clasa a 11-a
CONSTANTIN MANTEA
MIHAELA GARABET



FIZICĂ (F2)
clasa a 11-a
CONSTANTIN MANTEA
MIHAELA GARABET



FIZICĂ
clasa a 9-a
CONSTANTIN MANTEA
MIHAELA GARABET



FIZICĂ
clasa a 10-a
CONSTANTIN MANTEA
MIHAELA GARABET