

MINISTERUL EDUCAȚIEI NAȚIONALE

Simona Bratu
Vasile Fălie

Fizică

Manual pentru clasa a XII- a

F1+F2



EDITURA DIDACTICĂ ȘI PEDAGOGICĂ, R.A.

Manualul a fost aprobat prin Ordinul Ministrului Educației, Cercetării și Tineretului nr. 1342/37 din 19.06.2007, în urma evaluării calitative și este realizat în conformitate cu programa analitică aprobată prin Ordinul Ministrului Educației și Cercetării nr. 5959 din 22.12.2006.

Descrierea CIP a Bibliotecii Naționale a României

BRATU, SIMONA

Fizica - F1 + F2: manual pentru clasa a XII-a/Simona Bratu,
Vasile Fălie. - București: Editura Didactică și Pedagogică, 2017
ISBN 978-606-31-0446-6

I. Fălie, Vasile

53

© **EDP 2017.** Toate drepturile asupra acestei ediții sunt rezervate Editurii Didactice și Pedagogice R.A., București. Orice preluare, parțială sau integrală, a textului sau a materialului grafic din această lucrare se face numai cu acordul scris al editurii.

Referenți: prof. univ. dr. **Marcel Dobre**
prof. grad I. **Ioan Popa**

EDITURA DIDACTICĂ ȘI PEDAGOGICĂ, R.A.

Str. Spiru Haret nr. 12, sector 1, cod 010176, București

Tel./fax: 021.312.28.85

e-mail: office@edituradp.ro

www.edituradp.ro

Librăria E.D.P.: str. Gen. Berthelot, nr. 28 – 30, sect. 1

Comenzile pentru această lucrare se primesc:

- prin e-mail: comercial@edituradp.ro
comenzi@edituradp.ro
- prin tel./fax: 021.315.73.98

Redactor-șef: **Dan Dumitru**

Redactor: **Izabella Tilea**

Desene: **Aurica Georgescu**

Tehnoredactor: **Anca Melcher**

Coperta: **Otilia Borș**

Număr de plan: 62076/2017. Format: 16/70×100

Tiparul executat la ALUTUS S.A., Miercurea Ciuc

Capitolul

TEORIA RELATIVITĂȚII RESTRÂNSE

Teoria relativității restrânse, formulată în anul 1905 de către Albert Einstein, este una dintre teoriile fundamentale ale fizicii. Punctul de plecare pentru înțelegerea relativității restrânse a lui Einstein îl reprezintă principiul relativității enunțat de Galilei.



Galileo Galilei (1564-1642), savant și scriitor italian. A fost unul dintre fondatorii mecanicii moderne (*Discursi i dimonstrazioni matematiche, intro due nuove scienze*, 1638) și a jucat un rol major în folosirea matematicii pentru explicarea legilor fizicii.

După părerea lui Galilei mișcarea și repausul nu au existență proprie, având sens numai mișcarea unui corp în raport cu un alt corp, altfel spus mișcarea corpurilor depinde de observator adică de sistemul de referință.

Aprecierea stării de mișcare sau de repaus a unui corp implică în mod necesar existența unui corp de referință, la care să fie raportată poziția corpului. Iar pentru ca descrierea mișcării corpului să fie completă, trebuie să se cunoască în fiecare moment poziția acestuia. De aceea corpului de referință i se atașează un sistem de axe de coordonate $Oxyz$ și un dispozitiv care permite măsurarea timpului, de exemplu un ceasornic sau un cronometru (fig. 1.1).

Conținuturile notate cu * sunt doar pentru filiera FI.

Toate observațiile făcute asupra fenomenelor studiate depind de sistemul de referință ales. Cele mai folosite pentru descrierea fenomenelor fizice sunt sistemele de referință inerțiale sau galileiene.

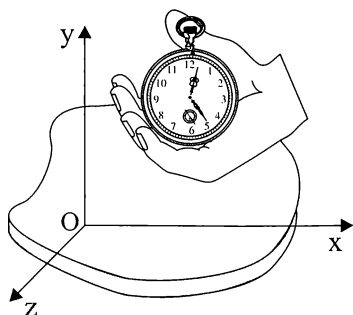


Fig. 1.1. Sistem de referință

De exemplu, Pământul sau orice alt corp de pe suprafața sa constituie o foarte bună aproximație a unui sistem inerțial. Acest sistem este folosit pentru studiul mișcărilor corpurilor de pe suprafața Pământului sau din apropierea sa. Evident, un asemenea sistem de referință nu este fix, deoarece Pământul are o mișcare de rotație în jurul axei sale (mișcarea diurnă) și de rotație în jurul Soarelui (mișcarea orbitală, efectuată cu o viteză de ordinul 3×10^4 m/s). Soarele, care este o stea mobilă, se rotește în jurul centrului galaxiei noastre cu o viteză de ordinul 3×10^5 m/s și o accelerație de 3×10^{-10} m/s², galaxia noastră se deplasează în raport cu alte galaxii etc.

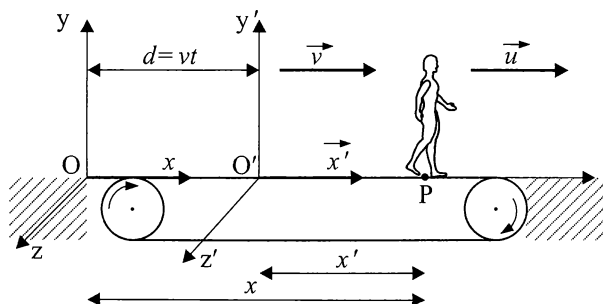
Principiul relativității clasice a fost enunțat prima dată de Galilei. O formulare a sa poate fi făcută pornind de la grupul de transformări ale lui Galilei.

Transformările lui Galilei leagă coordonatele unui punct, în care se petrece un eveniment, dintr-un sistem de referință inerțial S , de coordonatele lui dintr-un alt sistem de referință inerțial, S' . Deducerea acestor relații se face pe baza următoarelor premise:

1. Un eveniment (fenomen localizat în spațiu și timp) este caracterizat prin patru coordonate: trei coordonate spațiale (x, y, z), ale locului unde se petrece evenimentul, și o coordonată temporală (t), reprezentând momentul producerii evenimentului.

2. Timpul este absolut, fapt care duce la simultaneitatea absolută (două evenimente, care sunt simultane într-un sistem de referință, rămân simultane

Fig. 1.2. Două sisteme de referință inerțiale



în orice alt sistem de referință) și la durată absolută (durata dintre două evenimente dintr-un sistem de referință rămâne aceeași în orice alt sistem de referință).

3. Spațiul este euclidian independent de timp. Deci, spațiul este absolut (invariant), iar lungimile, suprafețele, volumele și unghiurile se păstrează în același raport în diferite sisteme de referință.

Fie două sisteme de referință inerțiale, S și S' (fig. 1.2). Sistemul S , considerat fix, se află în punctul O de pe sol, la intersecția dintre axele de coordonate Ox , Oy , Oz și scara timpului t , iar al doilea sistem, S' , se află în punctul O' (de pe o bandă rulantă care se mișcă față de sol cu viteza \vec{v} constantă), la intersecția dintre axele de coordonate $O'x'$, $O'y'$, $O'z'$ (paralele cu axele Ox , Oy , Oz) și scara timpului t' . Pe banda rulantă se deplasează o persoană cu viteza constantă \vec{u} .

În punctele O și O' se află câte un cronometru. Acestea sunt declanșate simultan când originile celor două sisteme de coordonate coincid ($O = O'$); în acest moment, $t = t' = 0$.

La un moment t , observatorul din sistemul S sesizează că persoana care se deplasează pe banda rulantă trece printr-un punct P . Pentru acest observator, punctul P are coordonatele x , y , z și t . Același eveniment este sesizat și de observatorul din sistemul S' , în același moment ($t = t'$). Pentru acest observator, punctul P are coordonatele x' , y' , z' și t' . Deoarece la momentul t distanța $OO' = vt$, relațiile care leagă coordonatele punctului P din cele două sisteme de referință sunt următoarele:

$$x = x' + vt, y = y', z = z', t = t' \quad (1.1)$$

sau

$$x' = x - vt, y' = y, z' = z, t' = t \quad (1.2)$$

Relațiile (1.1) și (1.2) reprezintă transformările lui Galilei. Cunoscând coordonatele unui eveniment într-un sistem de referință dat, S , putem calcula coordonatele acestui eveniment în orice alt sistem de referință S' , aflat în mișcare rectilinie uniformă față de cel dat.

Față de transformarea lui Galilei, distanța dintre două puncte este invariantă. Într-adevăr, fie distanța $d = x_2 - x_1$ între două poziții P_1 și P_2 ale mobilului P , care se deplasează pe direcția axei Ox în sistemul de referință S . Având în vedere ecuațiile de transformare (1.1), obținem distanța dintre cele două poziții ale mobilului, măsurată în S' :

$$d' = x'_2 - x'_1 = (x_2 - vt) - (x_1 - vt) = x_2 - x_1.$$

Rezultă că **lungimea unui segment este invariantă**. Această concluzie arată că în cadrul relativității lui Galilei întinderea spațială nu depinde de sistemul de referință, deci spațiul are caracter absolut.

Viteza mobilului P (persoana care se deplasează pe banda rulantă pe direcția Ox) în cele două sisteme de referință, S și S' , se obține derivând în raport cu timpul relațiile (1.1), unde $v = \text{const}$, iar $t = t'$:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dx'}{dt} + v \quad ; \quad \frac{dy}{dt} = \frac{dy'}{dt} \quad ; \quad \frac{dz}{dt} = \frac{dz'}{dt}$$

sau

$$u_x = u'_x + v \quad ; \quad u_y = u'_y \quad ; \quad u_z = u'_z. \quad (1.3)$$

Pentru același mobil P am obținut viteze diferite în cele două sisteme de referință: mobilul se deplasează în sistemul de referință S' cu viteza u'_x , iar în sistemul de referință S , cu viteza $u_x = u'_x + v$ (v fiind mărimea vitezei cu care se deplasează sistemul S' față de sistemul S). Prin urmare, viteza este o noțiune relativă, iar mărimea ei variază în funcție de sistemul de referință.

Studiul desfășurării fenomenelor fizice impune:

a) formularea unui număr de legi fundamentale, ce caracterizează evoluția fenomenelor studiate;

b) precizarea sistemelor de referință în care sunt valabile legile respective.

Astfel, trebuie să răspundem la următoarea întrebare: în ce sistem de referință sunt enunțate legile mecanicii newtoniene?

Poziția unui mobil este perfect determinată prin coordonatele sale, în orice sistem de referință; la fel și traiectoria sa, viteza și accelerația sa. Problema precizării sistemului de referință, în care sunt enunțate legile mecanicii, se pune atunci când se face legătura dintre mișcarea mobilului și cauza care o produce (forța caracteristică a diferitelor tipuri de interacțiuni).

Calculăm accelerația mobilului derivând relațiile (1.3) și având în vedere că $v = \text{const}$ și $dt = dt'$ se obține:

$$a_x = \frac{du_x}{dt} = \frac{du'_x}{dt} = a'_x, \quad a_y = a'_y, \quad a_z = a'_z, \quad \vec{a} = \vec{a}'. \quad (1.4)$$

Rezultatul obținut arată că accelerația este invariantă la trecerea de la un sistem de referință inerțial la un alt sistem de referință inerțial și are un caracter absolut față de sistemele inerțiale. Având în vedere acest lucru, rezultă că și relația fundamentală a mecanicii are aceeași expresie în ambele sisteme de referință inerțiale:

$$\vec{F} = \vec{F}' = m\vec{a}, \quad (\vec{a} = \vec{a}'). \quad (1.5)$$

Masa m , fiind un scalar invariant, deci neafectând transformările (1.1), expresia (1.5) demonstrează că relația fundamentală a mecanicii newtoniene rămâne invariantă față de transformările lui Galilei. Această proprietate constituie principiul relativității în mecanica newtoniană sau principiul relativității al lui Galilei. El se poate exprima astfel:

Sistemele inerțiale prezintă o proprietate fizică foarte importantă: mișcarea acestora nu influențează fenomenele fizice din cuprinsul lor. Căderea liberă a corpurilor, mișcarea pendulelor etc. se execută la fel, fie că sistemul inerțial se află în repaus, fie că se află în mișcare rectilinie și uniformă.

Prin generalizare, trebuie să admitem că:

Este imposibil să se pună în evidență o stare de mișcare rectilinie uniformă prin experimente de mecanică.

Principiul relativității galileiene nu este aplicabil fenomenelor de natură electromagnetică.

Contradicția dintre mecanica newtoniană și electromagnetism pleacă de la forța Lorentz, exercitată de câmpul electromagnetic asupra particulelor încărcate:

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.6)$$

Această forță, care depinde de viteza \vec{v} de deplasare a particulelor, nu poate fi încadrată în rândul forțelor din mecanica newtoniană independente de viteză.

În aceste condiții toate fenomenele electromagnetice vor apărea modificate pentru diferiți observatori din diferite sisteme de referință inerțiale. În aplicarea principiului relativității din mecanica newtoniană la fenomenele electromagnetice, apar unele aspecte speciale, legate de faptul că starea câmpului electromagnetic, și chiar valoarea forței electromagnetice, depind de starea de mișcare a corpurilor

cu sarcină electrică care le generează, aspecte ce sunt în totală contradicție cu relațiile de transformare ale lui Galilei.

Mecanica newtoniană nu este compatibilă cu fenomenele electromagnetice. Incompatibilitatea provine din faptul că interpretarea rezultatelor experimentale s-a făcut pe baza principiului relativității galileiene, care nu este aplicabil fenomenelor electromagnetice. Pentru a înlătura această incompatibilitate, unii fizicieni au propus reformularea legilor fenomenelor electromagnetice în așa fel încât acestea să fie compatibile cu mecanica newtoniană. Einstein a preconizat, dimpotrivă, o modificare a mecanicii newtoniene, care să corespundă la condițiile de invarianță a legilor fenomenelor electromagnetice. Einstein a intuit corect deficiențele relativității clasice, bazate pe relațiile de transformare ale lui Galilei. El a pus bazele unei mecanici noi – mecanica relativistă – renunțând la noțiunile de spațiu absolut și de timp absolut. El a avut în vedere între altele rezultatul unui experiment efectuat de fizicienii Michelson și Morley (1887), prin care s-a demonstrat că viteza luminii în vid este o mărime constantă, invariantă în raport cu orice sistem de referință inerțial.

Oamenii de știință din secolul al XIX-lea, care s-au orientat în mod deosebit spre studiul opticii, au dezvoltat teoria ondulatorie a luminii. Aceștia asimilau unda luminoasă cu o undă elastică transversală. Conform acestui model, trebuia să existe un mediu material elastic prin care să se propage undele luminoase, cum ar fi aerul pentru undele sonore. Astfel, s-a admis existența unui mediu ipotetic drept suport al undelor luminoase, numit *eter*, răspândit peste tot în Univers, și care pătrundea în toate corpurile.

Acest eter universal, în cazul în care ar fi imobil, ar putea juca rolul unui sistem de referință absolut, față de care s-ar putea raporta mișcarea tuturor corpurilor.

Pentru a putea răspunde corect acestei probleme se cerea confirmarea pe bază experimentală a existenței eterului.

Fizicianul american Albert Abraham Michelson (1852-1931), printr-un experiment rămas celebru, și-a propus să determine viteza absolută a Pământului în mișcarea sa în jurul Soarelui, în raport cu eterul imobil. Experimentul respectiv a fost repetat între anii 1881-1887, în diferite locuri de pe suprafața Pământului, folosindu-se un aparat de tip interferometru, foarte sensibil, construit de Michelson, și care îi poartă numele. În anul 1887, Michelson a efectuat experimentul în colaborare cu omul de știință american Edward W. Morley (1838-1923).

În experimentul său Michelson s-a bazat pe principiul relativității galileiene, deci pe relațiile de transformare ale lui Galilei. Astfel, el a considerat un sistem de referință S , legat de eterul imobil, mediul în care lumina se propagă cu viteza \vec{c} , și un al doilea sistem de referință S' , legat de Pământ sau, în particular, de instrumentul folosit (interferometrul), care se deplasează cu viteza \vec{v} în raport cu eterul imobil.

Conform legii galileiene de compunere a vitezelor, ar trebui ca lumina să se propage la suprafața Pământului:

- cu viteza $c_1 = c - v$, în sensul mișcării Pământului pe orbita sa în jurul Soarelui;
- cu viteza $c_2 = c + v$, în sensul opus mișcării Pământului pe orbita sa în jurul Soarelui;
- cu viteze intermediare pe celelalte direcții.

Aparatul a cărui schemă de principiu este dată în figura 1.3 se compune dintr-o sursă S de lumină monocromatică, două oglinzi plane O_1 și O_2 așezate perpendicular între ele, o lamă separatoare de sticlă L semitransparentă, așezată la 45° față de cele două oglinzi. Lama separatoare, elementul esențial al interferometrului, este acoperită pe una dintre fețele sale cu un strat subțire de argint. În felul acesta, ea lasă să treacă o parte din lumina incidentă și reflectă cealaltă parte a sa. Interferometrul mai cuprinde și un dispozitiv D , folosit pentru a observa franjele de interferență. Brațele interferometrului sunt egale: $OO_1 = OO_2 = l$. Aparatul este așezat pe o platformă mobilă, care se poate roti în jurul unui ax ce trece prin punctul O (centrul instalației), și este orientat astfel ca direcția OO_2 să coincidă cu direcția de mișcare a Pământului în jurul Soarelui.

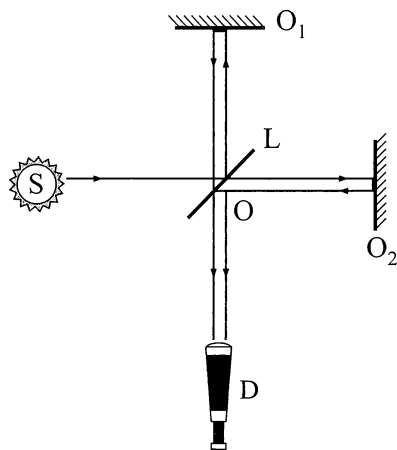


Fig. 1.3. Interferometrul Michelson

De la sursa S de lumină monocromatică pornește un fascicul SO , care este separat în două fascicule de către lama separatoare L : primul, OO_1 , obținut prin reflexie, cade normal pe oglinda O_1 , iar cel de al doilea, OO_2 , obținut prin transmisie, cade normal pe oglinda O_2 .

Fasciculele OO_1 și OO_2 , reflectate de oglinzile O_1 și O_2 , se întorc la lama separatoare L . Aici, rezultă două fascicule care vor fi orientate spre dispozitivul D , unde se poate urmări fenomenul de interferență în urma suprapunerii celor două

fascicule coerente (deoarece provin de la aceeași sursă). Intensitatea luminoasă în punctele în care se suprapun undele de lumină va fi maximă sau minimă după cum undele se suprapun în fază sau în opoziție de fază.

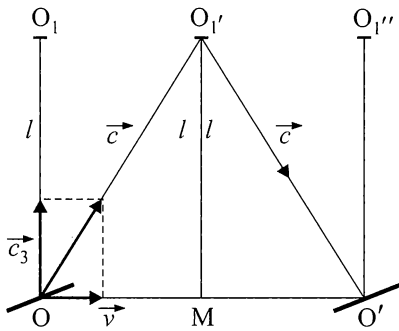
Calculul defazajului între cele două unde care interferă:

Diferența de fază se poate produce ca urmare a diferenței de drum parcurs de cele două unde, iar diferența de drum parcurs de unde poate fi exprimată în funcție de intervalul de timp în care undele au parcurs drumurile respective.

Interferometrul se află în mișcare de translație odată cu Pământul. Datorită acestei mișcări, lumina se propagă în sistemul de referință Pământ cu viteze diferite în direcții diferite. Astfel, timpul necesar fasciculului de lumină pentru a se deplasa, dus-întors, de-a lungul brațului OO_2 (în sistemul de referință Pământ), este:

$$t_1 = \frac{l}{c_1} + \frac{l}{c_2} = \frac{l}{c-v} + \frac{l}{c+v} = \frac{2l}{c^2 - v^2}; \quad (1.7)$$

În cazul fasciculului reflectat de



oglinda O_1 , viteza luminii \vec{c}_3 în sistemul de referință Pământ este perpendiculară pe viteza \vec{v} (fig. 1.4) – interferometrul fiind în mișcare, în eter, cu viteza \vec{v} . Viteza luminii în sistemul de referință eter, \vec{c} , se obține prin adunarea vectorială a vitezelor \vec{c}_3 și \vec{v} . Rezultă că modulul vitezei \vec{v} este:

$$c_3 = \sqrt{c^2 - v^2}. \quad (1.8)$$

Fig. 1.4. Interferometrul are față de eter viteza \vec{v} , deplasându-se odată cu Pământul

Timpul dus-întors pentru fasciculul reflectat de oglinda O_1 este:

$$t_2 = \frac{2l}{c_3} = \frac{2l}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad (1.9)$$

Conform relațiilor (1.7) și (1.8), pentru $t_1 \neq t_2$, rezultă că, în baza relativității galileiene, între cele două fascicule care ajung la dispozitivul D există o diferență de timp $\Delta t = t_1 - t_2$ (căreia îi corespunde o diferență de drum $\Delta d = c\Delta t$), care ar trebui să introducă între fasciculele de lumină un defazaj ce va determina, în urma interferenței lor în planul focal al lentilei dispozitivului D, apariția unei figuri de interferență bine determinată (cu o anumită poziție a franjelor). Dacă diferența de timp, Δt , este riguros constantă, figura de interferență observată prin dispozitivul D rămâne mereu aceeași. Prin urmare, această figură de interferență nu poate da

ea însăși nicio informație cu privire la diferența drumurilor celor două fascicule de lumină.

Rotind interferometrul cu 90° , astfel încât brațul OO_1 să fie orientat în direcția mișcării Pământului, cele două drumuri ale fasciculelor de lumină își schimbă orientarea în raport cu eterul. Prin urmare, fasciculul care inițial avea nevoie de timpul t_1 pentru a parcurge drumul dus-întors are acum nevoie de timpul t_2 și viceversa. Acum, între cele două timpuri rezultă diferența: $\Delta t_1 = -\Delta t$.

În urma rotirii interferometrului, diferența de timp și de drum dintre fasciculele de lumină se modifică, rezultând diferențe de timp și de drum totale:

$$\Delta t' = \Delta t - \Delta t_1 = 2 \Delta t, \text{ respectiv } \Delta d' = c \Delta t'.$$

Aceste diferențe de timp și de drum a vrut să le evidențieze Michelson prin deplasarea liniilor de interferență. Spre stupefacția lui Michelson, *poziția franjelor de interferență nu se modifică prin rotirea aparatului!* Indiferent de rotirea aparatului, nu s-a putut pune în evidență nici cea mai mică întârziere.

Rezultatele experimentale arătau clar că interpretarea teoretică a fenomenului era eronată. Rezultă că principiul relativității galileiene, pe baza căruia au fost interpretate rezultatele experimentale obținute, nu este aplicabil luminii (în particular) și fenomenelor electromagnetice (în general), adică viteza luminii este independentă de sistemul de referință inerțial.

Din experimentul Michelson-Morley rezultă:

$$c_1 = c_2 = c_3 = c \text{ și } v = 0 \text{ sau, mai bine zis, că nu există eter.}$$

Se impunea deci necesitatea elaborării unei noi teorii, pe baza unor principii în concordanță cu datele experimentale, care să scoată fizica din criza în care se afla la începutul secolului al XX-lea. Astfel a apărut teoria relativității restrânse, care a marcat începutul unei noi epoci în fizică.

Folosind sursele bibliografice pe care le puteți procura, studiați și întocmiți un referat privind tema:

Experimentul Michelson-Morley

Problemele existente la sfârșitul secolului al XIX-lea, legate de teoria câmpului electromagnetic și de mecanica newtoniană, au fost rezolvate de Einstein prin crearea teoriei relativității.

Punctul de pornire al teoriei relativității îl constituie cele două postulate formulate de Einstein în 1905.

Primul postulat este o generalizare a principiului relativității din mecanica clasică și afirmă că:

Astfel, sunt eliminate din fizică atât noțiunea de sistem de referință absolut, cât și cea de eter universal.

Fenomenele fizice se desfășoară identic în toate sistemele de referință inerțiale, în condiții inițiale identice.

Cel de-al doilea postulat afirmă că:

Viteza luminii în vid reprezintă viteza maximă de transmitere a oricărei interacțiuni.

Aceste două postulate reprezintă baza Teoriei relativității restrânse (speciale) a lui Einstein, care ia în considerare numai sistemele de referință inerțiale. Mai târziu (în 1916) el a realizat Teoria relativității generalizate, care tratează mișcarea accelerată a sistemelor de referință neinerțiale.

Teoria relativității a lui Einstein reprezintă o concepție nouă despre spațiu și timp. Principiul constanței vitezei luminii în vid conduce la reconsiderarea unor noțiuni spațio-temporale fundamentale: simultaneitate, spațiu, timp, după cum vom vedea în paginile următoare.

Pentru a stabili consecințele principiilor teoriei relativității restrânse, trebuie să cunoaștem, mai întâi, relațiile dintre coordonatele unui eveniment în raport cu două sisteme de referință inerțiale.

Un sistem de referință este mai mult decât un sistem de coordonate (x, y, z) , care este un *spațiu matematic*. Sistemul de referință este un *spațiu fizic* și reprezintă

nu numai un reper spațial (coordonatele x, y, z), ci și un reper temporal (momentul de timp t).

Astfel, vom caracteriza un eveniment atât prin poziția sa în spațiu, cât și prin momentul în care are loc, deci vom lua în considerare sisteme de referință spațio-temporale cu 4 dimensiuni (x, y, z, t), adică sisteme de referință cvadridimensionale.

Fie două sisteme inerțiale, S și S' (fig. 1.5), cu axele paralele. Considerăm că la momentul inițial $t' = t = 0$ originile celor două sisteme de referință coincid și că S' se deplasează rectiliniu și uniform cu viteza v de-a lungul axei comune Ox .

Dacă un eveniment este caracterizat în sistemul de referință inerțial S de coordonatele (x, y, z, t) , iar în sistemul S' de coordonatele (x', y', z', t') , formulele de transformare la care conduc principiile teoriei relativității restrânse, formule deduse de H.A. Lorentz, sunt:

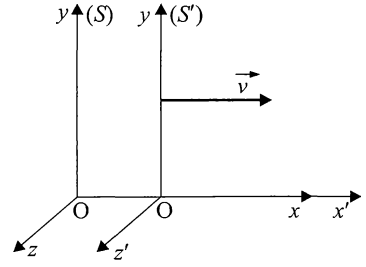
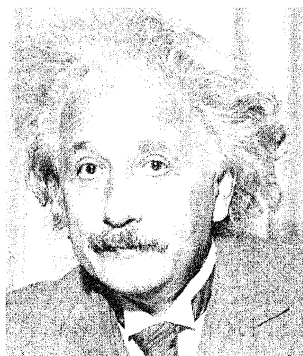


Fig. 1.5. Două sisteme de referință inerțiale, S și S'

$$\left\{ \begin{array}{l} x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = \frac{t - \frac{v}{c^2} \cdot x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \end{array} \right. \quad (1.10)$$

Acestea sunt *transformările directe*, în care v reprezintă viteza sistemului $O'x'y'z'$ față de sistemul $Oxyz$. Observatorul O poate crede că se află în repaus și că sistemul $O'x'y'z'$ se mișcă cu viteza (v). La rândul lui, observatorul O' poate crede că se află în repaus, iar sistemul $Oxyz$ se deplasează cu viteza ($-v$). Astfel, obținem *transformările inverse*:

$$\left\{ \begin{array}{l} x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \\ y = y' \\ z = z' \\ t = \frac{t' + \frac{v}{c^2} x'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \end{array} \right. \quad (1.11)$$



Albert Einstein (14 martie 1879, Ulm-18 aprilie 1955, Princeton). Atunci când unei persoane i se cere să numească un fizician, aproape întotdeauna numele care îi vine în gând este cel al lui Albert Einstein, celebru om de știință al secolului 20. Cunoscut pentru crearea și dezvoltarea teoriei speciale și generalizate a relativității și pentru îndrăznețea sa ipoteză cu privire la natura luminii, Einstein a fost fără îndoială una dintre cele mai strălucite minți științifice ale umanității. A primit Premiul Nobel în anul 1921 și a fost numit membru pe viață al *Institute for Advanced Study* din Princeton în 1933.

Contribuțiile lui ne-au schimbat concepțiile asupra spațiului, timpului și însăși naturii realității, iar ideile lui și-au lăsat amprenta pe aproape toate aspectele fizicii moderne, de la cea subatomică până la cea cosmologică.

Chipul lui Albert Einstein, declarat „Omul secolului” de revista *Time*, a devenit sinonim cu ideea de geniu. Mulți îl consideră cel mai mare savant care a trăit vreodată.

1. Relativitatea simultaneității

Fie două evenimente simultane în sistemul de referință S (deci $t_1 = t_2$), dar distanțate în spațiu ($x_1 \neq x_2$). În acest sistem de referință, intervalul de timp dintre cele două evenimente este $\Delta t = t_2 - t_1 = 0$.

În sistemul S' , aflat în mișcare rectilinie uniformă cu viteza v în lungul axei comune Ox (fig. 1.5.), conform transformărilor Lorentz (1.10) rezultă:

$$\Delta t' = t'_2 - t'_1 = \frac{t_2 - \frac{v}{c^2}x_2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{t_1 - \frac{v}{c^2}x_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Grupând convenabil termenii, obținem:

$$\Delta t' = \frac{t_2 - t_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{\frac{v}{c^2}(x_2 - x_1)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Prima fracție este nulă deoarece $\Delta t = 0$ (evenimentele sunt simultane în S). Rămâne:

$$\Delta t' = \frac{\frac{v}{c^2}(x_1 - x_2)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.12)$$

adică $\Delta t' \neq 0$, deoarece $x_1 \neq x_2$, așa cum s-a presupus inițial.

Rezultă că două evenimente simultane în S , dar separate spațial, nu mai sunt percepute ca simultane în S' .

În teoria relativității, simultaneitatea nu mai are caracter absolut (ca în fizica clasică), ci devine *relativă*. Noi nu putem sesiza acest fapt, deoarece, așa cum rezultă din relația (1.12), el devine observabil doar atunci când viteza relativă a celor două referențiale este foarte mare (v este apropiat, ca mărime, de c) sau când distanța Δx este foarte mare.

2. Contrația lungimilor

Dacă o bară este așezată în lungul axei Ox , pentru situația din figura 1.6., ea va avea lungimea determinată de diferența coordonatelor capetelor sale. Astfel:

- în sistemul S capetele sale au coordonatele x_1 și x_2 , deci lungimea barei este $l = x_2 - x_1$. Măsurarea coordonatelor s-a efectuat simultan, la același moment, deci $t_1 = t_2$.

- în sistemul S' , capetele barei

au coordonatele x'_1 și x'_2 , deci lungimea ei este $l' = x'_2 - x'_1$.

Folosind relațiile de transformare ale lui Lorentz obținem:

$$l' = \frac{x_2 - vt_2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{x_1 - vt_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{v(t_2 - t_1)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Dar, întrucât măsurătorile s-au efectuat în același moment în sistemul S ,

$$\Delta t = t_2 - t_1 = 0.$$

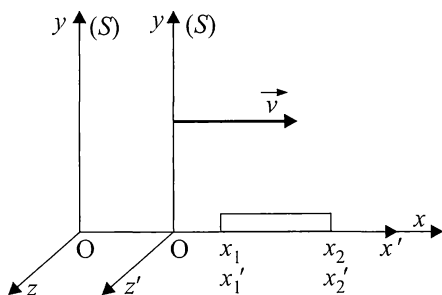


Fig. 1.6. Contrația lungimilor

Astfel, lungimea barei în S' este:

$$l' = \frac{l}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (1.13)$$

Se definește *sistemul propriu* al unui obiect ca fiind sistemul de referință față de care obiectul respectiv este în repaus. Orice mărime măsurată în sistemul propriu se numește mărime proprie și, de obicei, se atribuie indicele zero mărimilor proprii: $l_0 =$ lungime proprie; $\Delta t_0 =$ durata proprie a unui eveniment.

Astfel, relația 1.13 se poate scrie:

$$l = l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (1.14)$$

unde l se numește *lungime cinematică*. Întrucât $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} < 1$, rezultă că întotdeauna $l < l_0$.

În teoria relativității, lungimea unei bare, măsurată de un observator aflat în mișcare relativă față de bara respectivă, este mai mică decât lungimea aceleiași bare, măsurată de un observator care se află în repaus față de aceasta.

Contrația lungimii apare numai de-a lungul direcției de mișcare, deoarece $y = y'$, $z = z'$ și dimensiunile transversale ale obiectului rămân aceleași în urma măsurărilor efectuate din orice sistem de referință. Astfel, corpurile aflate în mișcare cu viteze relativiste apar turtite pe direcția de mișcare; volumul lor se vede contractat pe această direcție (fig. 1.7).

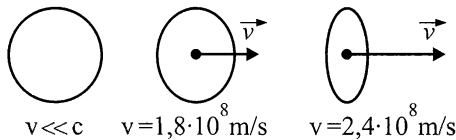


Fig. 1.7. Contrația de-a lungul direcției de mișcare este mai pronunțată la viteze mai mari

Contractia lungimilor nu se observă în viața de toate zilele deoarece factorul

$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ din ecuația (1.14) diferă semnificativ de 1,00 doar la viteze v foarte mari, apropiate de viteza luminii în vid $c = 3 \cdot 10^8$ m/s.

Lungimea unei bare în sistemul propriu S' , care se deplasează cu viteza $v = 0,9 c$ față de sistemul S , este $l_0 = 1,5$ m. Care va fi lungimea barei determinată de un observator în sistemul S ?

$$\text{lungimea barei este } l = l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, \text{ unde } \frac{v}{c} = 0,9.$$

Deci:

$$l = (1,5 \text{ m}) \sqrt{1 - (0,9)^2} = 0,65 \text{ m}.$$

Observăm că lungimea cinematică este mai mică decât lungimea proprie.

În cartea sa „Teoria relativității a lui Einstein” Max Born (laureat al Premiului Nobel) spunea:

„Contractia este numai o consecință a modului de analiză, nu o modificare a realității fizice și, deci, ea nu face parte din noțiunile de cauză și efect. Din punct de vedere fizic, o bară materială nu este un obiect spațial, ci o formațiune spațio-temporală.

Prin această concepție este rezolvată și celebra dispută dacă contractia este *reală* sau numai *aparentă*. Dacă tăiem o felie de salam dintr-un salam întreg, felia va fi mai mare sau mai mică după cum tăiem – mai oblic sau mai drept. Este lipsit de sens a considera diferențele mărimi ale feliilor de salam ca fiind *aparente* și numai cea mai mică, de exemplu aceea care se obține prin tăietura dreaptă, ca mărime *reală*.

Tot astfel o bară are, în teoria lui Einstein, lungimi diferite în funcție de poziția observatorului. Dintre acestea, una, cea de repaus, este cea mai mare, însă faptul acesta nu o face mai reală decât celelalte. Folosirea disjuncției de *aparent* și *real* în acest sens naiv nu este mai inteligentă decât întrebarea: care este coordonata x reală a unui punct (x, y) , fără a se indica despre ce sistem de coordonate este vorba”.

3. Dilatarea duratelor

Considerăm două evenimente care se produc în sistemul S la momentele t_1 , respectiv t_2 . Intervalul de timp care le separă (durata) este $\Delta t = t_2 - t_1$.

În sistemul S' , de exemplu o rachetă care se deplasează cu o viteză apropiată de viteza luminii, evenimentele se produc în același punct al rachetei. Deci, în sistemul propriu, $x'_1 = x'_2$.

Durata în sistemul S' este: $\Delta t' = t'_2 - t'_1$. Aplicând relațiile de transformare ale lui Lorentz (1.10), se obține:

$$\Delta t' = \frac{t_2 - \frac{v}{c^2} x_2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{t_1 - \frac{v}{c^2} x_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \text{ adică: } \Delta t' = \frac{t_2 - t_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{\frac{v}{c^2} (x_2 - x_1)}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (1.15)$$

unde $\beta = \frac{v}{c}$.

Dar, conform ipotezei, $x'_1 = x'_2$ adică $\frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{v(t_2 - t_1)}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ (1.16)

Înlocuind (1.16) în (1.15), obținem:

$$\Delta t' = \frac{\Delta t}{\sqrt{1 - \beta^2}} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right),$$

adică

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - \beta^2} \quad (1.17)$$

sau

$$\Delta t = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (1.18)$$

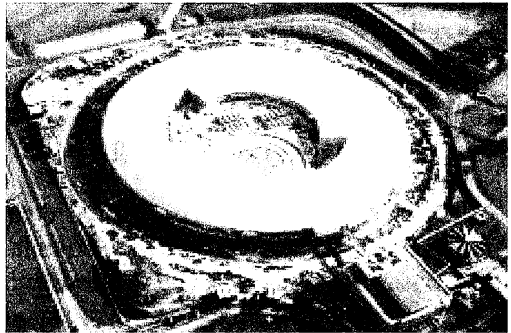


Fig. 1.8. Sincrotron (South Oxfordshire, Marea Britanie)

Întrucât $\sqrt{1 - \beta^2} < 1$, rezultă din (1.18) că $\Delta t_0 < \Delta t$.

Dilatarea duratelor a fost confirmată experimental prin măsurători asupra mișcării particulelor elementare, particule care au mase foarte mici (de ordinul 10^{-30} până la 10^{-27} kg) și care necesită energie mică pentru a fi accelerate la viteze apropiate de c . Multe dintre aceste particule nu sunt stabile și se dezintegrează după un timp în particule mai mici. De exemplu, miunonul are timpul mediu de viață de 2,2 s când este în repaus.

Experimente riguroase au demonstrat că, atunci când un miuon se deplasează cu viteză mare, timpul său mediu de viață măsurat este mai mare decât în repaus, exact așa cum rezultă din formula privind dilatarea duratelor.

Progresele în fizica particulelor elementare și construirea acceleratoarelor de particule au permis verificarea teoriei lui Einstein. În figura 1.8 este prezentat un accelerator de particule modern.

Relațiile (1.13) și (1.17) respectă *principiul de corespondență*. Astfel, pentru $v \ll c$, raportul $\frac{v^2}{c^2} \rightarrow 0$, deci $\Delta t' = \Delta t$ și $l' = l$, adică, la viteze obișnuite, timpul „cure” la fel în toate sistemele de referință inerțiale, iar lungimea are caracter absolut. Se regăsește astfel invarianța timpului și a spațiului din mecanica clasică.

- a) Care va fi durata de viață medie a unui miuon, care se deplasează cu viteza $v = 0,6c = 1,8 \cdot 10^8$ m/s, dacă timpul lui de viață, în repaus, este $\Delta t_0 = 2,2 \cdot 10^{-6}$ s?
 b) Ce distanță va parcurge mionul înainte de a se dezintegra?

$$a) \Delta t = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{2,2 \cdot 10^{-6}}{\sqrt{1 - \frac{0,36c^2}{c^2}}} = \frac{2,2 \cdot 10^{-6}}{\sqrt{0,64}} \text{ s} = 2,8 \cdot 10^{-6} \text{ s}.$$

b) La viteza $v = 1,8 \cdot 10^8$ m/s, fizica clasică ne-ar indica, pentru timpul de viață de $2,2 \mu\text{s}$, o distanță $d_0 = v \cdot \Delta t_0 = (1,8 \cdot 10^8 \text{ m/s}) \cdot (2,2 \cdot 10^{-6} \text{ s}) = 400 \text{ m}$.

Dar teoria relativității conduce la o distanță medie $d = v \cdot \Delta t = (1,8 \cdot 10^8 \text{ m/s}) \cdot (2,8 \cdot 10^{-6} \text{ s}) = 500 \text{ m}$, care este în concordanță cu măsurătorile experimentale.

4. Compunerea vitezelor

Compunerea vitezelor în mecanica relativistă reprezintă relația care se stabilește între componentele vitezei unui corp măsurate într-un sistem de referință în funcție de componentele sale măsurate în alt sistem de referință inerțial.

Fie sistemele S și S' din figura 1.5, pentru care cunoaștem relațiile de transformare ale lui Lorentz (1.10). Un corp are viteza \vec{u} în S și \vec{u}' în S' .



Componentele vitezelor sunt:

$$- \text{în } S: u_x = \frac{dx}{dt}, \quad u_y = \frac{dy}{dt}; \quad u_z = \frac{dz}{dt}$$

repectiv

$$- \text{în } S': u'_x = \frac{dx'}{dt'}, \quad u'_y = \frac{dy'}{dt'}, \quad u'_z = \frac{dz'}{dt'}.$$

Diferențiem relațiile lui Lorentz (1.10):

$$\begin{cases} dx' = \frac{dx - vdt}{\sqrt{1-\beta^2}} \\ dy' = dy \\ dz' = dz \\ dt' = \frac{dt - \frac{v}{c^2} dx}{\sqrt{1-\beta^2}} \end{cases}$$

Pe baza definițiilor de mai sus obținem componentele vitezei în S' , în funcție de componentele vitezei în S .

$$u'_x = \frac{dx'}{dt'} = \frac{dx - vdt}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{dt - \frac{v}{c^2} dx}$$

și simplificând prin dt , rezultă:

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - \frac{v}{c^2} u_x} \quad (1.19)$$

Procedăm la fel pentru componenta pe axa $O'y'$:

$$u'_y = \frac{dy'}{dt'} = dy \cdot \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{dt - \frac{v}{c^2} dx},$$

de unde, prin simplificare cu dt , rezultă:

$$u'_y = \frac{u_y \sqrt{1-\beta^2}}{1 - \frac{v}{c^2} u_x} \quad (1.20)$$



Analog se obține componenta vitezei pe axa $O'z'$.

$$u'_z = \frac{dz'}{dt'} = dz \cdot \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{dt - \frac{v}{c^2} dx}, \text{ adică: } u'_z = \frac{u_z \sqrt{1-\beta^2}}{1 - \frac{v}{c^2} u_x} \quad (1.21)$$

Transformările inverse se obțin schimbând v cu $(-v)$:

$$\begin{cases} u_x = \frac{u'_x + v}{1 + \frac{v}{c^2} u'_x} \\ u_y = \frac{u'_y \sqrt{1-\beta^2}}{1 + \frac{v}{c^2} u'_x} \\ u_z = \frac{u'_z \sqrt{1-\beta^2}}{1 + \frac{v}{c^2} u'_x} \end{cases} \quad (1.22)$$

Relațiile de transformare a vitezelor satisfac principiul de corespondență, deoarece pentru $v \ll c$ rezultă:

$$\begin{cases} u'_x = u_x - v \\ u'_y = u_y \\ u'_z = u_z \end{cases}$$

adică, pentru viteze mici, regăsim principiul de compunere a vitezelor din mecanica clasică.

Transformările sunt, de asemenea, conforme cu principiul relativist al constanței vitezei luminii în vid, deoarece, pentru $u_x = c$, rezultă:

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - \frac{v}{c^2} u_x} = \frac{c - v}{1 - \frac{v}{c^2} \cdot c} = c,$$

adică, viteza luminii în vid este aceeași în toate sistemele de referință inerțiale.



O navă cosmică se deplasează cu viteza $v = 0,6 c$ față de Pământ. Din navă este lansată, în aceeași direcție și în același sens cu aceasta, o mică rachetă de cercetare cu o viteză relativă $u' = 0,6 c$ față de navă. Care va fi viteza relativă a rachetei mici față de Pământ?

Racheta mică va avea față de Pământ, conform primei relații (1.22), viteza:

$$u = \frac{0,6c + 0,6c}{1 + \frac{(0,6c) \cdot (0,6c)}{c^2}} = \frac{1,20c}{1,36} = 0,88 c.$$

Formula de compunere a vitezelor din mecanica clasică ar fi dat $u = v + u' = 1,2 c$, ceea ce ar fi contrazis postulatul constanței vitezei luminii în vid.

La viteze apropiate de viteza luminii în vid, durata, lungimea și simultaneitatea devin relative. Ce se întâmplă însă cu masa, impulsul și energia unei particule?

În teoria relativității restrânse, masa unui corp nu mai este independentă de starea de mișcare a acestuia; ea este dependentă de viteza corpului (fig.1.9).

Această dependență este dată de relația:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (1.23)$$

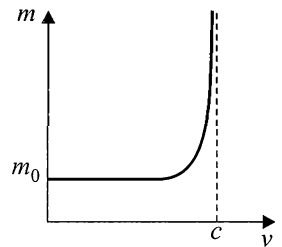


Fig. 1.9. Variația masei în funcție de viteză

unde: m_0 se numește *masă de repaus* – masa pe care o are corpul în sistemul de referință propriu, adică în sistemul de referință legat de corp, față de care acesta se află în repaus; masa m , dată de relația (1.23), se numește *masă de mișcare sau masă relativistă*.

Pentru viteze mici, $v \ll c$, rezultă $m = m_0$, deci masa nu variază cu viteza, așa cum se cunoaște din mecanica newtoniană. Însă nu se poate trage concluzia că masa corpurilor care se mișcă cu viteze mici coincide cu masa de repaus. Deoarece masa de repaus nu este o proprietate generală a corpurilor, există particule care nu au masă de repaus, spre exemplu fotonii. Pe de altă parte, masa de repaus nu satisface legea de conservare.

Pentru viteze mari, $v \rightarrow c$, masa corpului $m \rightarrow \infty$.

Prin definiție, impulsul unui corp cu masa de repaus m_0 este dat de relația:

$$\vec{p} = m\vec{v} = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \vec{v}. \quad (1.24)$$

După cum se vede din relația (1.24), impulsul unui corp variază la trecerea dintr-un sistem de referință în alt sistem de referință, atât din cauza vitezei, cât și a masei corpului.

Legea a doua a dinamicii, așa cum a fost formulată de Newton (*forța este egală cu variația impulsului în unitatea de timp*), rămâne valabilă și în cadrul mecanicii relativiste:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d}{dt}(m \cdot \vec{v}) \quad (1.25)$$

unde m este masa relativistă.

Relația $\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = m \cdot \vec{a}$ nu mai este valabilă în mecanica relativistă.

În teoria relativității restrânse s-a demonstrat că între masa unui corp și energia sa există o relație de interdependență, dată de relația:

$$E = mc^2, \quad (1.26)$$

unde E reprezintă energia relativistă a corpului, iar mărimea

$$E_0 = m_0c^2 \quad (1.27)$$

definiște energia corpului în sistemul de referință propriu (legat de corp) și este o energie specifică mecanicii relativiste, numită *energie de repaus*.

Relația de interdependență dintre masa unui corp și energia lui s-a arătat a fi de o importanță majoră pentru dezvoltarea fizicii moderne, deoarece ea stă la baza folosirii energiei nucleare.

Cunoașterea relației relativiste dintre masă și energie a făcut posibilă înțelegerea mai profundă a naturii interacțiunilor nucleare.

Relația (1.27) definește energia corpului în sistemul de referință propriu, iar relația (1.26) definește energia corpului în raport cu un sistem de referință față de care corpul se mișcă. Dacă particula trece de la starea de repaus la starea de mișcare, cu viteza v , rezultă o variație a energiei corpului

$$\Delta E = E - E_0 = (m - m_0)c^2 = \Delta m \cdot c^2. \quad (1.28)$$

Relația (1.28) este cunoscută sub numele de relația lui Einstein. Această relație arată că orice variație de energie este însoțită de o variație corespunzătoare a masei, și reciproc. Din acest motiv se spune că relația respectivă constituie *legea echivalenței masei cu energia*. Această echivalență a masei cu energia nu trebuie confundată cu identitatea, deoarece identificarea implică transformarea substanței (masei) în energie. În cazul identificării s-ar ajunge la concluzia falsă a transformării unei forme a materiei (a substanței) în una dintre proprietățile ei, și anume în energie. Deci, relația (1.28) nu este o relație de transformare a masei în energie, ci o relație de echivalență dintre masă și energie, care stabilește numai proporționalitatea, nu și identitatea acestor două mărimi. Relația (1.28) arată că odată cu conservarea energiei are loc și conservarea masei relativiste.

Un electron care pornește cu o viteză aproximativ nulă este accelerat cu o tensiune U . Să se determine:

a. Viteza obținută de electron pentru $U = 1$ kV.

b. Tensiunea U_0 de la care electronul va deveni relativist. Se dau: masa

electronului $m_0 = 0,511 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ și sarcina electronului $e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ C.

a. Aplicăm teorema variației energiei cinetice pentru mișcarea electronului și obținem energia cinetică a acestuia:

$$E_c - 0 = eU = 10^3 \text{ eV} = 1 \text{ keV}.$$

Energia de repaus a electronului este $E_0 = m_0 c^2 = 0,511 \text{ MeV}$. Raportul E_c/E_0 ne va indica dacă electronul este relativist sau nu.

$$\frac{E_c}{E_0} = \frac{10^{-3} \text{ MeV}}{0,511 \text{ MeV}} = 2 \cdot 10^{-3} < 10^{-2}. \text{ Electronul nu este relativist și pentru deter-}$$

minarea vitezei acestuia aplicăm relația: $\frac{1}{2} m_0 v^2 = eU$; $v = \sqrt{\frac{2eU}{m_0}}$ sau

$$v = c \sqrt{\frac{2eU}{m_0 c^2}} = 3 \cdot 10^8 \sqrt{\frac{2 \cdot 10^3}{0,511 \cdot 10^6}} = 1,88 \cdot 10^7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}.$$

b. Electronul devine relativist pentru $E_c \geq 10^{-2} E_0$, sau $eU \geq 10^{-2} E_0$, de unde $U \geq 10^{-2} \cdot 0,511 \cdot 10^6$; $U > 5110 \text{ V}$.

SINTEZA CAPITOLULUI 1

➤ În mecanica clasică, timpul și spațiul au caracter absolut, adică durata unui eveniment și lungimea unui obiect nu depind de sistemul de referință inerțial ales.

➤ Relativitatea clasică are la bază transformările Galilei: $x' = x - vt$; $y' = y$, $z' = z$, $t' = t$.

➤ Experimentul Michelson-Morley a avut rezultat negativ, neputând să demonstreze existența „eterului”; din acest experiment a reieșit că lumina are aceeași viteză de deplasare, indiferent de direcția pe care cade pe un dispozitiv experimental.

➤ Conform postulatelor lui Einstein:

– formularea legilor fizicii este aceeași în toate sistemele de referință inerțiale;
– viteza luminii în vid este o constantă care nu depinde de mișcarea sursei de lumină sau a observatorului și are valoarea $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$.

➤ Transformările Lorentz la trecerea de la un set de coordonate (x, y, z, t) dintr-un sistem (S) la setul (x', y', z', t') din sistemul S' care se deplasează cu viteza v față de S de-a lungul direcției Ox .

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad y' = y; \quad z' = z; \quad t' = \frac{t - \frac{v}{c^2} \cdot x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

➤ Proprietatea a două evenimente de a fi simultane depinde de referențialul ales; simultaneitatea are caracter relativ.

➤ La viteze relativiste (aproprate de viteza luminii) pe direcția de mișcare apare „construcția lungimii”. Lungimea cinematică l (măsurată de un observator aflat în

mişcare relativă) este mai mică decât lungimea proprie l_0 (măsurată de un observator aflat în repaus față de obiectivul măsurat).

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

► Durata unui eveniment este relativă, depinzând de sistemul de referință. La viteze mari, apropiate la viteza luminii, timpul este minim în sistemul propriu (față de care observatorul se află în repaus). Pentru orice alt observator timpul pare dilatat.

$$\Delta t = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Durata proprie Δt_0 este limita inferioară a duratelor cinematice Δt .

► Teoria lui Einstein se referă la sisteme care se deplasează cu viteze relativiste, apropiate de viteza luminii în vid. Ea conține, ca un caz particular, teoria relativității clasice; într-adevăr, la viteze normale, terestre, $v \ll c$, formulele prezentate mai sus ne conduc la: relațiile Galileei, invarianța spațiului ($l = l_0$) și invarianța timpului ($\Delta t = \Delta t_0$). Astfel este respectat *principiul de corespondență*.

► Regula de compunere a vitezelor este:

$$u_x = \frac{u'_x + v}{1 + \frac{v}{c^2} u'_x}$$

pentru direcția de mișcare, iar pentru o direcție perpendiculară

pe direcția de mișcare a referențialului:

$$u_y = \frac{u'_y \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \frac{v}{c^2} u'_x} \quad \text{sau} \quad u_z = \frac{u'_z \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \frac{v}{c^2} u'_x}$$

Aceste relații de transformare a vitezelor respectă atât principiul de corespondență, cât și principiul invarianței vitezei luminii în vid.

► Masa depinde de viteza de mișcare conform relației $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$, unde m_0

este masa de repaus.

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

➤ Energia relativistă a unui corp cu masa de repaus m_0 , care se deplasează cu

viteza v , este egală cu
$$W = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$
.

➤ Energia de repaus $W_0 = m_0 c^2$ reprezintă valoarea energiei pentru $\vec{v} = 0$.

➤ Energia cinetică este $\Delta W = (m - m_0)c^2 = c^2 \times \Delta m$ unde Δm este diferența dintre masa cinematică și masa proprie.

Folosind sursele bibliografice pe care le puteți procura, studiați și întocmiți un referat cu tema:

Viața și opera lui Albert Einstein

O rachetă se deplasează cu o viteză de modul $v = 0,85 c$. Un observator de pe Pământ îi măsoară lungimea și găsește $l = 48,2$ m. Care este lungimea de repaus a navei?

R: $l_0 = 91,69$ m.

O stea se află la 75 al (an lumină) de Pământ. O rachetă se deplasează spre ea cu o viteză în modul $v = 0,95 c$. Cât timp i-ar trebui rachetei să parcurgă distanța Pământ – stea conform unui observator: a) de pe Pământ b) din rachetă.

R: a) $\Delta t = \frac{d}{v} = 78,94$ ani; b) $\Delta t_0 = \Delta t \sqrt{1 - \beta^2} = 25$ ani.

O persoană se află într-o navă cosmică ce se deplasează cu o viteză de modul $v = 0,5 c$ (în raport cu Pământul) și observă un meteorit venind din urmă, care o depășește cu o viteză pe care ea o măsoară și o găsește $u' = 0,5 c$. Determinați viteza meteoritului în raport cu Pământul.

R: $u = \frac{u' + v}{1 + vu' / c^2} = \frac{4}{5} c$.

Un observator aflat într-un sistem de referință inerțial S cronometrează trecerea prin fața lui a unei nave cosmice, și înregistrează intervalul de timp $\Delta t = 6s$. Dacă nava cosmică se deplasează în raport cu S cu viteza $u = 0,8c$, ce valoare va avea acest interval de timp pentru observatorul din nava cosmică?

$$\mathbf{R:} \Delta t' = 10s.$$

Determinați viteza cu care să se deplaseze o particulă pentru ca masa sa m , să fie dublul masei sale de repaus m_0 .

$$\mathbf{R:} \Delta v = \frac{\sqrt{3}}{2}c.$$

Masa de repaus a unui electron este $m_0 = 9,11 \cdot 10^{-31}$ kg. Determinați masa electronului când viteza sa are valorile:

- a) $0,1c$; b) $0,9c$; c) $0,99c$.

$$\mathbf{R:} \text{ a) } 9,15 \cdot 10^{-31} \text{ kg; b) } 2,09 \cdot 10^{-30} \text{ kg; c) } 6,45 \cdot 10^{-30} \text{ kg.}$$

Un electron cu energia cinetică $E_c = 15$ MeV se deplasează perpendicular pe liniile unui câmp magnetic uniform cu inducția de modul $B = 0,1$ T. Determinați raza traiectoriei electronului. Se dau: masa electronului $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg și sarcina electronului $e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ C.

$$\mathbf{R:} 0,52 \text{ m.}$$

a) Cu ce viteză se deplasează un electron a cărui masă este de 10 000 ori mai mare decât masa lui de repaus? Astfel de viteze se obțin în acceleratorul de particule liniar de la Stanford SLAC. b) Dacă electronii parcurg în tubul de accelerare 3 km, cât de lung pare acesta în sistemul de referință propriu al unui electron?

$$\mathbf{R:} \text{ a) } v = 0,999c ; \text{ b) } l = l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = 0,3 \text{ m}$$

Calculați energia cinetică a unui electron a cărui masă este de trei ori mai mare decât masa de repaus.

$$\mathbf{R:} E_c = E - E_0 = 2m_0c^2 = 163,8 \cdot 10^{-15} \text{ J} \approx 1 \text{ MeV}$$

Calculați masa de mișcare a unui proton ($m_0 = 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg) a cărui energie cinetică este jumătate din energia sa totală. Cu ce viteză se mișcă acest proton?

$$\mathbf{R:} E = E_0 + \frac{1}{2} E \Rightarrow m = 2m_0; v = \frac{c\sqrt{3}}{2}.$$

TEST DE AUTOEVALUARE (F2)

1. Experimentul lui Michelson a evidențiat:
 - a) eterul total neîntrenat;
 - b) faptul că lumina are viteză dependentă de sistemul de referință;
 - c) existența eterului ca sistem de referință absolut;
 - d) inexistența unui sistem de referință absolut.
2. La viteze mari, apropiate de viteza luminii:
 - a) energia totală a unui corp este dată de diferența dintre energia cinetică și energia de repaus;
 - b) o parte din masa corpului se transformă în energie;
 - c) energia cinetică a unui corp este dată de diferența dintre energia totală și energia de repaus;
 - d) masa tinde la zero.
3. Lungimea cinematică este:
 - a) lungimea maximă;
 - b) lungimea de repaus;
 - c) lungimea de mișcare;
 - d) constantă.
4. O bară cu lungimea proprie $l_0 = 5$ m se deplasează în raport cu referențialul (S). Cu ce viteză se deplasează bara dacă lungimea barei măsurată din (S) este $l = 3$ m?
 - a) 0,3 c;
 - b) 0,5 c;
 - c) 0,8 c;
 - d) c.
5. Masa de mișcare a unui proton reprezintă 180% din masa de repaus. Care este viteza protonului?
 - a) $1,5 \cdot 10^8$ m/s;
 - b) $2,5 \cdot 10^8$ m/s;
 - c) $3 \cdot 10^8$ m/s;
 - d) $3,5 \cdot 10^8$ m/s.
6. Ce distanță parcurge o particulă instabilă din momentul creării sale până în momentul dezintegrării dacă durată sa de viață măsurată în mișcare este $\tau = 3 \cdot 10^{-6}$ s, iar din repaus este $\tau_0 = 2,2 \cdot 10^{-6}$ s?
 - a) 612 m;
 - b) 700 m;
 - c) 782 m;
 - d) 1000 m.

TEST DE AUTOEVALUARE (F1)

1. Conform cu transformările Lorentz:
 - a) durată unui fenomen este invariantă;
 - b) durată este minimă în sistemul de referință propriu;
 - c) durată este în maximă în sistemul propriu;
 - d) sistemul de referință propriu este legat de observatorul de pe Pământ.



2. În legea de compunere a vitezelor din mecanica relativistă $u_x = \frac{u'_x + v}{1 + \frac{v}{c^2} u'_x}$.

- a) v este viteza corpului față de sistemul considerat fix;
- b) v este viteza corpului față de sistemul mobil (S');
- c) v este viteza sistemului mobil față de cel fix;
- d) v este viteza luminii față de sistemul mobil.

3. Expresia variației relativiste a masei cu viteza dată de Einstein arată că:

- a) masa corpurilor care s-ar mișca cu viteza luminii ar tinde la zero;
- b) în sistemul de referință propriu masa variază;
- c) la viteze apropiate de viteza luminii, inerția corpurilor tinde la infinit;
- d) masa de mișcare este aproximativ egală cu masa de repaus pentru un interval mic de variație a vitezei la viteze apropiate de viteza luminii.

4. Un mezon se deplasează cu viteza $v = 0,99 c$ de la locul de formare până la cel de dezintegrare pe o distanță $l_0 = 3$ km. Se cer:

- I. timpul de zbor al mezonului în sistemul propriu (mobil);
- II. timpul de zbor al mezonului în sistemul fix;
- III. distanța de zbor în sistemul fix.

5. O particulă relativistă, având masa de repaus m_0 și sarcina electrică q , intră într-un câmp magnetic uniform de inducție B cu viteză $v = 0,8 c$, perpendiculară pe liniile de câmp. Raza traiectoriei particulei este:

- a) $\frac{4}{5} \frac{m_0 c}{qB}$;
- b) $\frac{4}{3} \frac{m_0 c}{qB}$;
- c) $\frac{3}{4} \frac{m_0 c}{qB}$;
- d) $1,25 \frac{qB}{m_0 c}$.

6. Două rachete se deplasează una spre cealaltă cu vitezele $v_1 = v_2 = \frac{3}{4} c$ în raport cu un observator aflat pe Pământ. Viteza relativă de apropiere a rachetelor este:

- a) $0,96 c$;
- b) c ;
- c) $1,5 c$;
- d) 0 .

Capitolul

ELEMENTE DE FIZICĂ CUANTICĂ

Al doilea aspect al revoluției ce a șocat lumea fizicii în prima parte a secolului al XX-lea (primul l-a constituit teoria relativității a lui Einstein) a fost teoria cuantică.

Au fost necesare aproape trei decenii pentru ca teoria cuantică să fie acceptată, și mulți oameni de știință au contribuit la dezvoltarea ei. A început în anul 1900 cu ipoteza lui Planck asupra cuantelor de energie și a culminat în anul 1925 cu teoria mecanicii cuantice a lui Schrödinger și Heisenberg, teorie care a contribuit mult la înțelegerea structurii materiei.

În anul 1905, adică în același an în care a formulat teoria relativității restrânse, Einstein a extins ipoteza cuantelor de energie, propunând o nouă teorie a luminii. Dacă până atunci părea clar că lumina este o undă (așa cum reieșea din experimentele de interferență, difracție, polarizare), fenomene noi, precum efectul fotoelectric sau efectul Compton, nu mai puteau fi explicate decât dacă se admitea că lumina are caracter corpuscular, adică este alcătuită din mici particule.

Spre sfârșitul secolului al XIX-lea s-au studiat anumite fenomene legate de lumină, care nu mai putea fi explicate cu modelul ondulatoriu. Unul dintre aceste fenomene a fost efectul fotoelectric observat în 1887 de Hertz și apoi, în 1888, de Hallwachs; acesta a arătat că o placă de zinc, încărcată cu sarcină negativă, se descarcă atunci când este expusă radiațiilor ultraviolete, dar nu și când este expusă luminii albe.

Dacă o placă de zinc electrizată negativ este supusă radiației provenite de la o sursă de ultraviolete, ea își pierde sarcina și se descarcă (fig. 2.1).

Iluminăm placa de zinc, electrizată negativ, cu lumină albă (fig. 2.2). Observăm că electroscopul rămâne încărcat.

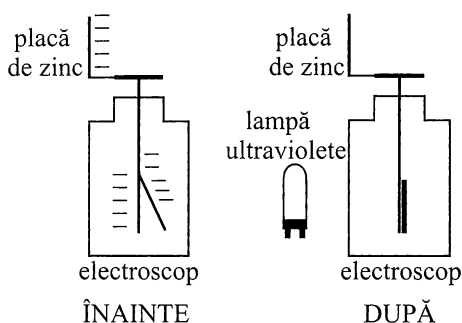


Fig. 2.1. Radiția UV provoacă plecarea electronilor din placa de zinc și electroscopul se descarcă.

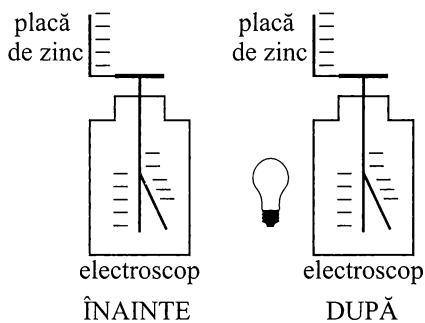


Fig. 2.2. Lumina obișnuită (din domeniul vizibil) nu poate elibera electronii aflați în exces pe placa de zinc.

Din aceste experimente putem trage concluzia că sub acțiunea radiațiilor ultraviolete placa de zinc emite particule electrizate negativ (electroni).

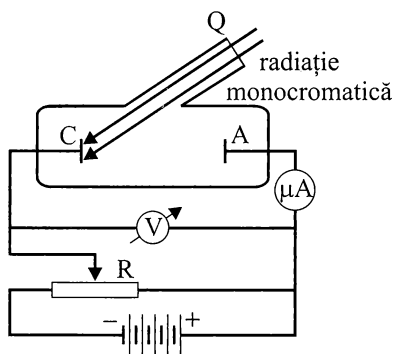


Fig. 2.3. Schema montajului pentru studii experimentale ale efectului fotoelectric.

Studiul efectului fotoelectric extern poate fi realizat cu ajutorul dispozitivului experimental din figura 2.3. Într-un tub vidat de sticlă înnegrită, prevăzut cu o fereastră din cuarț Q , se află doi electrozi metalici: catodul C și anodul A . Fereastra din cuarț va permite trecerea radiațiilor ultraviolete (sticla obișnuită nu este transparentă pentru aceste radiații). Între catod și anod se aplică o tensiune electrică, măsurată de voltmetrul V , care poate fi modificată prin deplasarea cursorului reostatului R . Intensitatea curentului electric poate fi măsurată cu un microampermetru μA .

Menținând constante frecvența (ν) și fluxul radiației monocromatice (Φ) care cade pe catod, se măsoară intensitatea fotocurentului în funcție de tensiunea aplicată între catod și anod și se trasează caracteristica tensiune-curent, $I=f(U)$, a efectului fotoelectric (fig. 2.4).

Din analiza acestei caracteristici deducem următoarele proprietăți ale efectului fotoelectric:

- pentru tensiuni pozitive, de accelerare, curentul generat de electronii emiși de catod în prezența luminii (numiți *fotoelectroni*) și care ajung la anod (generând *fotocurentul*) este proporțional cu tensiunea aplicată; totuși, dincolo de o anumită valoare a tensiunii, intensitatea fotocurentului nu mai crește, pentru că s-a ajuns la *saturație* (I_s), adică toți fotoelectronii emiși de catod în unitatea de timp ajung la anod;

- la anularea tensiunii, intensitatea fotocurentului este diferită de zero și are valoarea I_0 , ceea ce înseamnă că există electroni emiși în prezența luminii (fotoelectroni), care au suficientă energie cinetică pentru a ajunge de la catod la anod fără a fi ajutați de vreo diferență de potențial;

- pentru a anula intensitatea curentului electric este necesară aplicarea tensiunii inverse U_s , numită *tensiune de stopare*.

Valoarea lui U_s reprezintă o măsură a energiei cinetice maxime a fotoelectronilor; într-adevăr, din teorema variației energiei cinetice se deduce:

$$E_{c\max} = eU_s, \quad (2.1)$$

e fiind sarcina electronului, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}C$.

Modificând fluxul și frecvența radiației electromagnetice, se obțin legile efectului fotoelectric:

Legea I este ilustrată de figura 2.5:

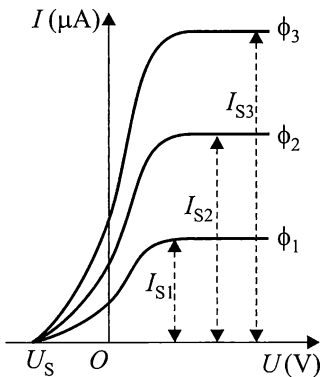


Fig. 2.5. Ilustrarea primei legi a efectului fotoelectric: dacă $\phi_2 = 2\phi_1$, $\phi_3 = 3\phi_1$, atunci $I_{S2} = 2I_{S1}$, $I_{S3} = 3I_{S1}$.

Legea a II-a este ilustrată de figura 2.6:

proporțională cu

2.6

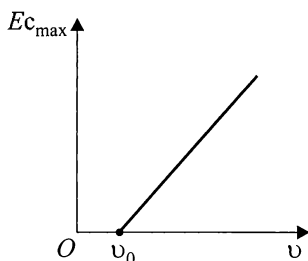


Fig. 2.6. Dependența liniară a energiei cinetice maxime a fotoelectronilor de frecvența radiației incidente; ν_0 este pragul fotoelectric

Legea a III-a este ilustrată de figura 2.7:

2.7

2.7

2.7

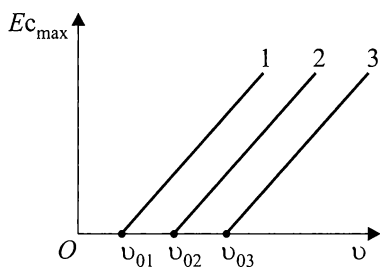


Fig. 2.7. Dependența energiei cinetice maxime a fotoelectronilor de frecvența radiației incidente pentru catodi din metale diferite; frecvențele de prag sunt ν_{01} , ν_{02} , ν_{03} .

Cunoscând relația între frecvența ν , lungimea de undă λ și viteza de propagare a undelor electromagnetice c :

$$\lambda = \frac{c}{\nu}, \quad (2.2)$$

în tabelul de mai jos sunt indicate valorile lungimilor de undă pentru pragul fotoelectric (valorile maxime, peste care efectul nu se mai produce).

Tabelul 2.1. Lungimea de undă maximă a radiațiilor care produc efect fotoelectric în funcție de natura metalului

Substanța	Cs	Na	Zn	Ag	Pt
λ_{prag} (nm)	660	500	372	260	196



Legea a IV-a

Efectul fotoelectric se produce
dintr-o cădere a razei
de 10 %.

Legile efectului fotoelectric, găsite experimental, nu pot fi explicate pe baza concepției clasice, ondulatorii, asupra luminii.

Pentru a interpreta comportarea curioasă a fotoelectronilor, Einstein se folosește de ipoteza cuantelor de energie, emisă de Planck în anul 1900. Potrivit concepției lui Planck, un oscilator electromagnetic microscopic (atom, ion) emite și absoarbe energie în cantități discrete, multipli întregi ai unei cantități elementare, denumită de el „cuantă de energie”. Energia unui oscilator electromagnetic poate să crească sau să scadă numai cu cantitatea.

$$\varepsilon = h\nu, \quad (2.3)$$

numită *cuantă de energie*, unde: ν este frecvența oscilatorului, iar h este o constantă universală denumită *constanta lui Planck* care are valoarea $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Js. Planck considera că aceste porții de energie nu au o existență de sine stătătoare, ci apar numai în procesul de emisie, respectiv absorbție, a energiei oscilatorilor microscopici.



Max Karl Ernst Ludwig Planck (23 aprilie 1858, Kiel – 4 octombrie 1947, Göttingen) a fost fizician german. A primit Premiul Nobel pentru Fizică în 1918 ca apreciere pentru serviciile oferite în avansarea Fizicii prin descoperirea „cuantelor energiei”. Este considerat fondatorul mecanicii cuantice. A studiat la München și Berlin, avându-i ca profesori pe Helmholtz, Clausius și Kirchoff, iar ulterior a devenit el însuși profesor de fizică (1889-1926). A obținut doctoratul în anul 1879.

Einstein este însă mult mai îndrăzneț: în concepția sa, cuantele de lumină au o existență proprie. În felul acesta unda luminoasă își pierde înțelesul clasic, de repartiție continuă a energiei pe o suprafață. Izvorul luminos nu emite unde, ci particule distincte de energie, cărora Einstein le-a dat numele de „cuante de lumină”. Astăzi, le spunem acestor particule de lumină *fotoni*.



În consecință, *Einstein consideră lumina ca fiind formată dintr-un ansamblu de fotoni* care au energia dată de relația (2.3).

Energia fotonului scrisă relativist este:

$$\varepsilon = mc^2. \quad (2.4)$$

Prin identificare cu relația (2.3) se obține expresia masei fotonului:

$$m = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (2.5)$$

Ținând seama de relația dintre masa de mișcare m și masa de repaus m_0 ,

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.6)$$

și știind că fotonul se deplasează în vid cu viteza $v = c$, rezultă:

$$m_0 = m \sqrt{1 - \frac{c^2}{c^2}} = 0, \quad (2.7)$$

adică fotonul nu are masă de repaus, ceea ce, fizic vorbind, înseamnă că nu există foton în repaus.

Impulsul fotonului $p = mc$ se obține dacă folosim masa din relația (2.5):

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (2.8)$$

Sarcina electrică a fotonului este nulă.

Conform ipotezei lui Einstein, atunci când un foton ciocnește un electron aflat la suprafața unui metal, el îi poate transfera acestuia energia sa. Energia câștigată de electron îi permite să se rupă de legăturile care îl rețineau în metal, să efectueze *lucrul mecanic de extracție*, L , și să evadeze.

Dacă energia primită de la foton, $h\nu$, este suficient de mare, atunci electronul poate efectua lucrul mecanic de extracție L și părăsește metalul cu energia cinetică $mv^2/2$.

Aplicând legea conservării energiei pentru acest proces, se obține:

$$h\nu = L + \frac{mv^2}{2} \quad (2.9)$$

Această egalitate poartă numele de *formula lui Einstein pentru efectul fotoelectric*.

Lucrul mecanic de extracție, L , este caracteristic fiecărui metal și reprezintă lucrul mecanic necesar unui electron pentru a se extrage din acel metal.

Iată, spre exemplu, valoarea lucrului de extracție L pentru câteva metale:

Tabelul 2. 2. Lucrul mecanic de extracție al unor metale

Element	L (eV)
Cesiu	1,89
Sodiu	2,06
Zinc	3,08
Beriliu	3,17
Cadmiu	4,08
Wolfram	4,25

Legile efectului fotoelectric extern, stabilite pe cale experimentală, nu au putut fi explicate cu ajutorul teoriei ondulatorii. Conform acestei teorii, atunci când pe un corp cade o undă electromagnetică, ea produce oscilații forțate ale electronilor din corp.

În primul rând, ar fi de așteptat ca, odată cu creșterea fluxului de energie luminoasă, fiecare electron să primească mai multă energie de la radiația luminoasă, iar energia cinetică a electronilor emiși să fie mai mare, ceea ce este în contradicție cu legea a II-a a efectului fotoelectric (E_{cmax} nu depinde de flux).

În al doilea rând, potrivit teoriei ondulatorii a luminii, ar trebui ca efectul fotoelectric să se producă pentru orice frecvență a radiațiilor incidente, cu condiția ca intensitatea acestora să fie suficient de mare, ceea ce contravine legii a III-a a efectului fotoelectric.

În al treilea rând, conform teoriei ondulatorii, electronii catodului primesc energie de la unda electromagnetică treptat, până ce energia lor ajunge suficient de mare pentru a putea părăsi metalul din care este făcut catodul. Corespunzător acestei explicații, ar trebui ca între momentul iluminării și momentul emisiei fotoelectronilor să existe un interval de timp (aproximativ 4 000 secunde), ceea ce este în dezacord total cu experiența (care arată că fotocurentul apare practic instantaneu) și cu legea a IV-a a efectului fotoelectric.

Conform teoriei lui Einstein, într-un fascicul de lumină monocromatică, toți fotonii au aceeași energie: $\varepsilon = h\nu$. Crescând fluxul luminos al radiației incidente, va crește și numărul de fotoni din fascicul.



Albert Einstein și Max Planck

I. Prima lege a efectului fotoelectric se explică astfel: crescând fluxul radiației luminoase incidente, vor cădea pe catod mai mulți fotoni și astfel va crește numărul interacțiunilor foton-electron, deci se va mări numărul de fotoelectroni care vor fi extrași cu ajutorul energiei primite de la fotoni. Astfel, intensitatea fotocurentului de saturație va crește.

II. Pentru explicarea legii a II-a, transcriem formula lui Einstein (2.9) astfel:

$$E_{cmax} = h\nu - L, \quad (2.10)$$

rezultând astfel că energia cinetică maximă a fotoelectronilor este direct proporțională cu frecvența radiației incidente.

III. Analizând ecuația (2.10), observăm că pe măsură ce scade frecvența radiațiilor incidente, scade și energia fotonilor incidenti, micșorându-se în același timp și energia cinetică a fotoelectronilor extrași. Pentru o anumită frecvență ν_0 (frecvența de prag), energia fotoelectronului este nulă. Pentru această frecvență relația lui Einstein (2.9) devine:

$$h\nu_0 = L. \quad (2.11)$$

În acest caz energia absorbită de electron servește doar pentru efectuarea lucrului mecanic de extracție. Pentru frecvențe $\nu < \nu_0$, efectul fotoelectric nu mai este posibil, așa cum arată legea a treia.

IV. Interacțiunea dintre un foton și un electron producându-se într-un interval de timp neglijabil, efectul fotoelectric se produce aproape instantaneu, așa cum arată legea a patra.

Astfel, ipoteza privind caracterul corpuscular al radiației electromagnetice explică corect producerea și legile efectului fotoelectric. Teoria cuantelor a reprezentat începutul unei ere noi în fizică, aceea a fizicii cuantice.

Efectul fotoelectric, pe lângă faptul că a jucat un rol important în confirmarea teoriei corpusculare a luminii, are și numeroase aplicații practice. Alarmerile antifurt și sistemele automate de deschidere a ușilor utilizează adesea circuite cu celulă fotoelectrică. Când o persoană întrerupe fasciculul luminos, anularea bruscă a curentului activează un comutator care comandă o sonerie sau o ușă. Uneori sunt folosite radiații UV sau IR la alarme, pentru că sunt invizibile. Multe detectoare de fum folosesc celule fotoelectrice pentru a detecta cantități infime de fum, care întrerup fluxul luminos și astfel produc scăderea curentului electric. Sonorul unui film („coloana sonoră”) poate fi înregistrat într-o bandă îngustă cu înnegrire variabilă pe o margine laterală a peliculei. Lumina care traversează pelicula este astfel „modulată”, iar semnalul de ieșire al unui detector cu celulă fotoelectrică urmărește fidel frecvențele din coloana sonoră. Pentru multe aplicații se înlocuiesc astăzi celulele fotoelectrice cu vid, clasice, cu fotodiode (dispozitive cu semiconductori).

1. Pentru stoparea fotoelectronilor emiși de suprafața unui solid sub acțiunea unei radiații incidente, cu lungimea de undă $\lambda_1 = 200 \text{ nm}$, este necesară o tensiune minimă de frânare $U_{S1} = 3,5 \text{ V}$. Să se determine:

a) tensiunea minimă de frânare a fotoelectronilor emiși de suprafață, sub acțiunea radiației cu lungimea de undă $\lambda_2 = 250 \text{ nm}$;

b) lucrul mecanic de extracție al unui electron din metal;

c) frecvența de prag;

d) viteza maximă a fotoelectronilor emiși sub influența celei de a doua radiații.

Se cunosc: constanta lui Planck, $h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$; viteza fotonului,

$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$; masa electronului, $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$; sarcina electronului,

$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

a) Se aplică formula lui Einstein (2.9) pentru fiecare din cele două radiații, pe rând:

$$\frac{hc}{\lambda_1} = L + eU_{S1} \quad \text{și} \quad \frac{hc}{\lambda_2} = L + eU_{S2}.$$

Scăzând a doua relație din prima, obținem:

$$hc \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) = eU_{S1} - eU_{S2}, \text{ de unde rezultă: } U_{S2} = U_{S1} - \frac{hc(\lambda_2 - \lambda_1)}{e\lambda_1\lambda_2}.$$

Înlocuind datele numerice, rezultă:

$$U_{S2} = 3,5 - \frac{6,625 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8 \cdot 50 \cdot 10^{-9}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 200 \cdot 10^{-9} \cdot 250 \cdot 10^{-9}} \Rightarrow U_{S2} = 2,26 \text{ V}.$$

b) Din ecuația lui Einstein, rezultă:

$$L = \frac{hc}{\lambda_1} - eU_{S1} = \frac{6,625 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{2 \cdot 10^{-7}} - 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3,5 = 4,33 \cdot 10^{-19} \text{ J}.$$

Putem exprima această cantitate în electronvolți; se cunoaște că **un electronvolt este energia unui electron care a fost accelerat de o diferență de potențial de 1 volt.**

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

Rezultă:

$$L = \frac{4,33 \cdot 10^{-19}}{1,6 \cdot 10^{-19}} \text{ eV} = 2,7\text{eV}.$$

c) La pragul fotoelectric, conform relației (2.11), avem: $L = h\nu_0$, deci $\nu_0 = \frac{L}{h}$.

Făcând înlocuirile, obținem:

$$\nu_0 = \frac{4,33 \cdot 10^{-19} \text{ J}}{6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}} = 6,54 \cdot 10^{14} \text{ Hz}.$$

d) Din relația (2.1) aplicată pentru cea de-a doua radiație obținem:

$$eU_{s2} = \frac{mv_{2\max}^2}{2} \Rightarrow v_{2\max}^2 = \frac{2eU_{s2}}{m} \Rightarrow v_{2\max} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2,26}{9,1 \cdot 10^{-31}}} = 8,9 \cdot 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}.$$

O sferă de cupru în stare neutră, îndepărtată de alte corpuri, este iradiată cu radiație monocromatică având lungimea de undă $\lambda = 0,2 \mu\text{m}$. Până la ce potențial maxim se va încărca sfera, emițând electroni ($L_{\text{Cu}} = 4,47 \text{ eV}$)?

Rezolvare

Emisia electronilor încetează în momentul în care $\frac{mv^2}{2} = eU_s$.

Din ecuația lui Einstein, $\frac{hc}{\lambda} = L + eU_s$, obținem:

$$U_s = \frac{(hc/\lambda) - L}{e} = \frac{hc}{\lambda e} - \frac{L}{e} = \frac{6,625 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{2 \cdot 10^{-7} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} - \frac{4,47 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 1,74 \text{ V}.$$

3. Dacă se iluminează catodul cu radiații având lungimea de undă $\lambda_1 = 440 \text{ nm}$ și apoi cu $\lambda_2 = 680 \text{ nm}$, tensiunea de stopare variază de 3,3 ori. Să se determine lucrul mecanic de extracție al electronului.

Pentru cele două radiații avem:

$$eU_1 = \frac{hc}{\lambda_1} - L; \quad eU_2 = \frac{hc}{\lambda_2} - L; \quad \frac{U_1}{U_2} = \frac{\frac{hc}{\lambda_1} - L}{\frac{hc}{\lambda_2} - L}.$$

$$\text{Notând } n = \frac{U_1}{U_2}, \text{ obținem: } L = \frac{hc(n\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_1\lambda_2(n-1)} = 1,39 \text{ eV}.$$



Alegeți A pentru afirmațiile adevărate și F pentru afirmațiile false.

- A F Cuarțul este transparent pentru radiațiile ultraviolete, iar sticla nu.
- A F Efectul fotoelectric se produce dacă frecvența este mai mare decât frecvența de prag.
- A F Fotonul are aceeași masă ca și electronul.
- A F O radiație monocromatică din domeniul vizibil poate să extragă electroni din orice metal.
- A F Curentul de saturație al unei celule fotoelectrice este independent de fluxul energetic incident.
- A F Efectul fotoelectric se produce numai dacă lungimea de undă a radiației incidente este mai mare decât lungimea de undă de prag λ_0 .
- A F Efectul fotoelectric a fost descoperit de Einstein.
- A F Frecvența de prag ν_0 depinde de fluxul energetic incident.
- A F Curentul de saturație crește proporțional cu fluxul radiațiilor electromagnetice incidente.
- A F Tensiunea de stopare este o măsură a energiei cinetice minime a fotoelectronilor.



Pentru rezolvarea problemelor, se consideră cunoscute:

- constanta lui Planck, $h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$;
- masa de repaus a electronului, $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$;
- sarcina electronului, $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$;
- viteza luminii în vid, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$;
- electronvoltul, $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$.

Suprafața unui fotocatod este iluminată cu un fascicul de radiație monocromatică având lungimea de undă $\lambda = 500 \text{ nm}$ și emite fotoelectroni cu viteza $v = 500 \text{ km/s}$. Care este valoarea lucrului mecanic de extracție a fotoelectronilor din materialul fotocatodului?

R: $L = 1,76 \text{ eV}$

a) Să se calculeze pragul fotoelectric al cesiului, știind că lucrul mecanic de extracție pentru acest metal este $L = 1,89 \text{ eV}$.



b) Să se determine viteza maximă a fotoelectronilor emiși atunci când pe o suprafață metalică de cesiu cade o radiație monocromatică având $\lambda = 500$ nm.

$$\mathbf{R: a) } \lambda_0 = 657,2 \text{ nm; b) } v = 4,1 \cdot 10^5 \text{ m/s}$$

3. Pe un material, al cărui lucru mecanic de extracție este $L = 2$ eV, cade radiația optică monocromatică având lungimea de undă $\lambda = 250$ nm. Să se determine:

- lungimea de undă a pragului fotoelectric și frecvența de prag;
- tensiunea de stopare a electronilor;
- viteza fotoelectronilor.

$$\mathbf{R: a) } \lambda_0 = 620 \text{ nm și } \nu_0 = 4,84 \cdot 10^{14} \text{ Hz;}$$

$$\mathbf{b) } U = 2,96 \text{ V; c) } v = 10^6 \text{ m/s}$$

Să se determine frecvența radiației pentru care electronii extrași din suprafața unui metal sunt opriți de o tensiune inversă de 2V. Frecvența de prag pentru acest metal este $\nu_0 = 6 \cdot 10^{14}$ Hz.

$$\mathbf{R: } \nu = \frac{h\nu_0 + eU_s}{h} = 1,08 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$$

4. Să se determine potențialul la care încetează emisia electronilor dintr-un corp de cesiu, iluminat cu radiații având lungimea de undă $\lambda = 600$ nm ($L_{Cs} = 1,89$ eV).

$$\mathbf{R: } U_s = \frac{(hc/\lambda) - L}{e} = 0,2 \text{ V}$$

Frecvența de prag a unui corp este $\nu_0 = 5,8 \cdot 10^{14}$ Hz. Să se determine frecvența ν a radiațiilor ce cad pe acesta dacă electronii ieșiți din suprafața lui sunt reținuți de corp atunci când potențialul său devine 3V.

$$\mathbf{R: } \nu = \nu_0 + \frac{eU}{h} = 1,3 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$$

Pentru anularea curentului electric produs prin acțiunea radiațiilor electromagnetice cu lungimea de undă λ , se aplică între catod și anod o tensiune de frânare $U_s = 1,5$ V. Știind că lucrul mecanic de extracție pentru catodul folosit este $L = 4$ eV, determinați lungimea de undă.

$$\mathbf{R: } \lambda = \frac{hc}{eU_s + L} = 225 \text{ nm}$$

5. Pragul fotoelectric pentru bariu este $\lambda_0 = 550$ nm. Cu ce viteză maximă ies fotoelectronii dacă lungimea de undă a radiației incidente este $\lambda = 440$ nm?

$$\mathbf{R: } v = \sqrt{\frac{2hc}{m} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right)} = 4,45 \cdot 10^5 \text{ m/s}$$

9. Lucrul de extracție al electronilor din cadmiu este $L = 4,08$ eV. Să de determine lungimea de undă a luminii incidente pentru ca viteza maximă a fotoelectronilor extrași să fie $v = 7,2 \cdot 10^5$ m/s.

$$\mathbf{R:} \lambda = \frac{hc}{L + mv^2/2} = 223 \text{ nm}$$

10. Catodul unei celule fotoelectrice are lucrul mecanic de extracție pentru un electron egal cu $L = 3,5$ eV.

- a) Să se calculeze lungimea de undă și frecvența de prag fotoelectric;
 b) Dacă intensitatea curentului fotoelectric este $I = 1,6 \cdot 10^{-10}$ A, să se calculeze numărul de electroni emiși de catod în fiecare secundă.

$$\mathbf{R:} \text{ a) } \lambda = 355 \text{ nm și } \nu_0 = 8,45 \cdot 10^{14} \text{ Hz; b) } n = \frac{I}{e} = 10^9 \text{ electroni/s}$$

11. Catodul unei celule fotoelectrice, având pragul fotoelectric $\lambda_0 = 540$ nm, este iluminat succesiv cu radiație monocromatică, având $\lambda_1 = 650$ nm și $\lambda_2 = 500$ nm.

- a) Ce indică un galvanometru aflat în circuitul celulei în cele două cazuri?
 b) Care este valoarea tensiunii de stopare?
 c) Care este viteza maximă pe care o poate avea un fotoelectron emis de catod?

$$\mathbf{R:} \text{ a) } \lambda_1 > \lambda_0 \Rightarrow \text{nu apare efect fotoelectric; } \lambda_2 < \lambda_0 \Rightarrow \text{apare efect fotoelectric;}$$

$$\text{b) } U_s = 0,184 \text{ V; c) } v_m = 2,54 \cdot 10^5 \text{ m/s}$$

12. Un fascicul de lumină monocromatică cu $\lambda = 450$ nm iluminează catodul unei celule fotoelectrice având pragul fotoelectric $\lambda_0 = 550$ nm.

Determinați:

- a) lucrul mecanic de extracție;
 b) energia unui foton incident;
 c) energia cinetică maximă a fotoelectronilor.

$$\mathbf{R:} \text{ a) } L = 2,25 \text{ eV; b) } \varepsilon = h\nu = 2,75 \text{ eV; c) } E_{\text{cmax}} = 0,5 \text{ eV}$$

13. Un laser cu He-Ne de putere $P = 2$ mW emite o lumină monocromatică cu lungimea de undă $\lambda = 630$ nm.

Să se determine:

- a) energia unui foton emis de acest laser;
 b) numărul de fotoni transportați pe secundă de fasciculul laser.

$$\mathbf{R:} \text{ a) } \varepsilon = h\nu = 3,16 \cdot 10^{-19} \text{ J; b) } n = \frac{P}{\varepsilon} = 6,33 \cdot 10^{15}$$

14. Un laser cu dioxid de carbon, folosit în chirurgie, emite o radiație de flux energetic 50 W, cu lungimea de undă $\lambda = 10,6$ μm .

Să se determine:

- a) energia unui foton emis de laser;
 b) numărul de fotoni emiși în fiecare secundă.

$$\mathbf{R:} \text{ a) } \varepsilon = hc/\lambda = 1,875 \cdot 10^{-20} \text{ J; b) } n = \frac{P}{\varepsilon} = 2,67 \cdot 10^{21}$$

În prima parte a secolului XX au fost efectuate mai multe experimente care au confirmat proprietățile corpusculare ale luminii, respectiv ale fotonilor. Printre acestea se află și descoperirea efectului Compton în 1923, numit astfel după descoperitorul său, Arthur Holly Compton.



Arthur Holly Compton (10.09.1892, Ohio – 15.03. 1962, Berkley). Profesor la Washington University, St.Louis și la Universitatea din Chicago. În 1918 a început să cerceteze împrăștierea razelor X. În 1923 a descoperit creșterea lungimii de undă a razelor X în urma împrăștierii lor pe electroni liberi, ceea ce ilustrează proprietățile corpusculare ale radiațiilor electromagnetice. A primit Premiul Nobel pentru fizică în anul 1927.

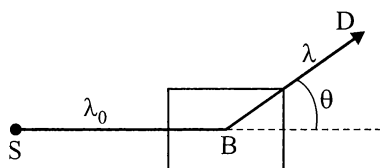


Fig. 2. 8. Reprezentarea schematică a efectului Compton

Fenomenul interesant constă în faptul că, în lumina împrăștiată apar, pe lângă radiația cu lungimea de undă λ_0 conținută în fasciculul de raze X incident, și alte radiații X cu lungime de undă *mai mare*, $\lambda > \lambda_0$.

Efectul Compton se observă pentru lungimi de undă mici (radiații X și radiații γ), deci pentru frecvențe mari (întrucât

$$\lambda = \frac{c}{\nu}).$$

Un fascicul îngust de radiații X, provenit de la o sursă S , trece printr-un bloc B de grafit sau parafină (materiale cu atomi ușori) ca în schema din figura 2.8. Radiația împrăștiată este detectată cu ajutorul detectorului D , pentru diferite unghiuri de împrăștiere θ .

Creșterea lungimii de undă a radiației împrăștiată de atomii ușori nu a putut fi explicată în cadrul teoriei ondulatorii, conform căreia, prin interacțiunea dintre undele incidente și substanță, acestea determină oscilații forțate ale electronilor și deci frecvența radiației difuzate ar trebui să fie egală cu cea a radiației incidente.

Pornind de la ipoteza naturii *corpusculare* a radiației X, Compton a explicat fenomenul, considerând difuzia ca rezultat al ciocnirii elastice dintre un foton incident și un electron liber. Electronii atomilor ușori sunt slab legați de nucleul atomic și pot fi considerați ca liberi. În figura 2.9, un electron e , presupus a fi în repaus, este ciocnit de fotonul de energie $h\nu_0$, care are impulsul $h\nu_0/c$ [a se vedea relația (2.8)].

Ca rezultat al acestei ciocniri, electronul trece în stare de mișcare cu viteza v , iar fotonul își schimbă direcția și își micșorează energia la $h\nu$.

Considerând că ciocnirea foton-electron este elastică, vom aplica legile de conservare pentru impuls și pentru energie cunoscute din mecanică. Electronul, având masă foarte mică, atinge viteze mari și, prin urmare, legile de conservare a energiei și impulsului se scriu relativist.

Legea de conservare a energiei se scrie sub forma:

$$h\nu_0 + m_0c^2 = h\nu + mc^2, \quad (2.12)$$

iar legea de conservare a impulsului (fig. 2.10),

$$\vec{p}_0 = \vec{p} + \vec{p}_e. \quad (2.13)$$

Din figura 2.10 se obține:

$$p_e^2 = p_0^2 + p^2 - 2pp_0 \cos \theta. \quad (2.14)$$

Știind că:

$$p_0 = \frac{h\nu_0}{c}, \quad p = \frac{h\nu}{c} \quad \text{și} \quad p_e = mv,$$

după înlocuiri în relația (2.14), se obține:

$$m^2v^2c^2 = h^2\nu_0^2 + h^2\nu^2 - 2h^2\nu_0\nu \cos \theta. \quad (2.15)$$

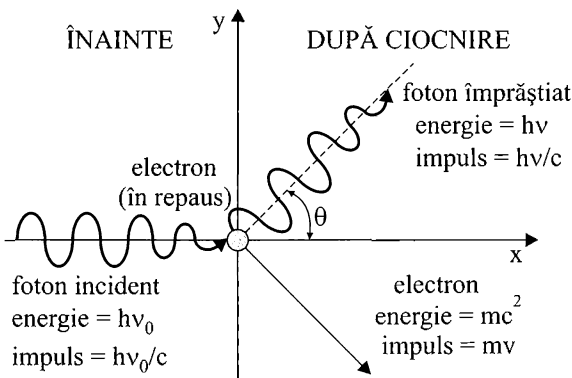


Fig. 2.9. Schimbarea frecvenței, după ciocnire, în efectul Compton

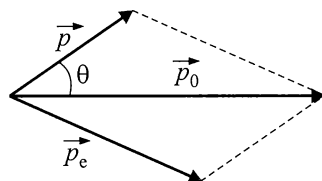


Fig. 2.10. Conservarea impulsului în cazul efectului Compton

Din legea conservării energiei (2.12), scrisă sub forma $mc^2 = h\nu_0 - h\nu + m_0c^2$, prin ridicare la pătrat rezultă:

$$m^2c^4 = h^2\nu_0^2 + h^2\nu^2 + m_0^2c^4 - 2h^2\nu_0\nu - 2h\nu m_0c^2 + 2h\nu_0 m_0c^2. \quad (2.16)$$

Scădem relația (2.15) din relația (2.16), membru cu membru, și rezultă:

$$m^2c^2(c^2 - v^2) = m_0^2c^4 - 2h^2\nu_0\nu(1 - \cos\theta) - 2h\nu m_0c^2 + 2h\nu_0 m_0c^2. \quad (2.17)$$

Cunoscând dependența masei electronului în funcție de viteză,

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \Rightarrow m^2(c^2 - v^2) = m_0^2c^2. \quad (2.18)$$

Din (2.17) și (2.18) obținem: $2h(\nu_0 - \nu)m_0c^2 = 2h^2\nu_0\nu(1 - \cos\theta)$, de unde, după simplificare și împărțire cu $\nu_0\nu$, rezultă:

$$\left(\frac{1}{\nu} - \frac{1}{\nu_0}\right)m_0c^2 = h \cdot 2\sin^2\frac{\theta}{2},$$

adică:

$$\frac{c}{\nu} - \frac{c}{\nu_0} = 2\frac{h}{m_0c}\sin^2\frac{\theta}{2}.$$

Așadar:

$$\lambda - \lambda_0 = 2\frac{h}{m_0c}\sin^2\frac{\theta}{2} \quad (2.19)$$

Notând

$$\Lambda = \frac{h}{m_0c}, \quad (2.20)$$

rezultă că diferența lungimilor de undă sau *deplasarea lungimii de undă* este:

$$\Delta\lambda = 2\Lambda\sin^2\frac{\theta}{2}. \quad (2.21)$$

Λ se numește *lungime de undă Compton*.

Pentru cazul descris, în care particula împrăștiătoare este electronul, $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg și rezultă:

$$\Lambda = \frac{6,625 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 3 \cdot 10^8} = 2,42 \cdot 10^{-12} \text{ m} = 2,42 \text{ pm} \quad (2.22)$$

Din relația (2.21) găsită de Compton rezultă că:

- variația lungimii de undă a radiației difuzate nu depinde de natura corpului difuzant și nici de lungimea de undă a radiației incidente;
- creșterea lungimii de undă depinde numai de direcția radiației împrăștiată și este maximă pentru unghiul de difuzie $\theta = 180^\circ$.

Această teorie este confirmată de rezultatele experimentale cu care este în perfectă concordanță, fapt care constituie încă o dovadă cu privire la proprietățile corpusculare ale luminii. Lumina se comportă ca un flux de particule cu energie și impuls bine determinate.

Un foton cu energie 10^4 eV, care ciocnește un electron liber aflat în repaus, este împrăștiat sub un unghi de 60° .

Să se determine cum se modifică pentru foton:

- lungimea de undă;
- frecvența;
- energia.

a) Aplicând (2.21) și (2.22), obținem:
$$\Delta\lambda = 2 \frac{h}{m_0 c} \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2} = \frac{1}{2} \Lambda = 1,21 \text{ pm}.$$

b) Din energia inițială a fotonului $\varepsilon_0 = 10^4 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 1,6 \cdot 10^{-15} \text{ J}$, se poate

afla frecvența inițială $\nu_0 = \frac{\varepsilon_0}{h}$ și lungimea de undă inițială $\lambda_0 = \frac{hc}{\varepsilon_0}$.

Frecvența fotonului după împrăștiere este
$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{\lambda_0 + \Delta\lambda}.$$

Variația frecvenței va fi $\Delta\nu = \nu - \nu_0$, adică

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda_0 + \Delta\lambda} - \frac{c}{\lambda_0} = \frac{-c \cdot \Delta\lambda}{\frac{hc}{\varepsilon_0} \left(\frac{hc}{\varepsilon_0} + \Delta\lambda \right)}.$$

Înlocuind valorile numerice și efectuând calculele, se obține:

$$\Delta\nu = -2,32 \cdot 10^{16} \text{ Hz}.$$



c) Variația (scăderea) energiei fotonului este:

$$\Delta\varepsilon = h\Delta\nu = -15,37 \cdot 10^{-18} \text{ J} = -96 \text{ eV.}$$

2. Un fascicul îngust de raze X, monocromatic, cade pe un corp difuzant. Lungimile de undă ale radiațiilor împrăștiate sub unghiurile $\theta_1 = 60^\circ$ și $\theta_2 = 120^\circ$ se află în raportul $\eta = 2$. Știind că împrăștierea se face pe electroni liberi, determinați lungimea de undă a radiației incidente.

$$\lambda_1 = \lambda_0 + 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta_1}{2}, \quad \lambda_2 = \lambda_0 + 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta_2}{2}$$

$$\text{Așadar: } \eta = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{\lambda_0 + 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta_2}{2}}{\lambda_0 + 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta_1}{2}} \Rightarrow \lambda_0 = \frac{2\Lambda(\sin^2 \frac{\theta_2}{2} - \eta \sin^2 \frac{\theta_1}{2})}{\eta - 1},$$

adică:

$$\lambda_0 = \frac{2 \cdot 2,42 \cdot 10^{-12} \left(\frac{3}{4} - 2 \cdot \frac{1}{4} \right)}{2 - 1} = 1,21 \text{ pm.}$$

Alegeți A pentru afirmațiile adevărate sau F pentru cele false.

- A F Efectul Compton se observă pentru radiații electromagnetice cu lungimi de undă mici.
- A F Energia fotonului împrăștiat crește în urma ciocnirii cu un electron liber.
- A F Variația lungimii de undă a radiației difuzate depinde de natura corpului difuzant.
- A F Creșterea lungimii de undă este maximă pentru unghiul de difuzie $\theta = 180^\circ$.
- A F Lungimea de undă Compton are valoarea $\Lambda = 2,42 \text{ pm}$, indiferent de particula care interacționează cu fotonul.

Un foton cu lungimea de undă $\lambda_0 = 8 \text{ pm}$ este difuzat sub unghiul $\theta = 90^\circ$ de un electron liber aflat în repaus. Să se calculeze frecvența fotonului difuzat.

$$\mathbf{R:} \quad \nu = \frac{c}{\lambda_0 + \Delta\lambda} = 2,88 \cdot 10^{19} \text{ Hz}$$

Un foton cu energia $\varepsilon_0 = 250 \text{ keV}$ este împrăștiat sub un unghi $\theta = 120^\circ$ de un electron liber aflat în repaus. Să se determine energia fotonului împrăștiat.

$$\mathbf{R:} \quad \varepsilon = \frac{hc\varepsilon_0}{hc + 2\Delta\varepsilon_0 \sin^2 \frac{\theta}{2}} = 144,3 \text{ keV}$$

Un foton își modifică lungimea de undă cu $\Delta\lambda = 0,0033 \text{ \AA}$, ca rezultat al împrăștierii Compton pe un electron liber aflat în repaus. Determinați unghiul sub care a fost împrăștiat fotonul.

$$\mathbf{R:} \quad \theta = 30^\circ$$

Un fascicul de radiații gamma, cu lungimea de undă $\lambda_0 = 0,1 \text{ \AA}$, suferă o variație a lungimii de undă egală cu $2,4 \cdot 10^{-12} \text{ m}$ ca rezultat al împrăștierii Compton pe electroni. Determinați unghiul de împrăștiere a fasciculului de radiații.

$$\mathbf{R:} \quad \theta = 90^\circ$$

Un foton împrăștiat Compton de un electron suferă o variație a lungimii de undă, egală cu $1,2 \cdot 10^{-12} \text{ m}$. Să se determine unghiul sub care a fost împrăștiat fotonul.

$$\mathbf{R:} \quad \theta = 60^\circ$$

Uneori lumina se comportă ca flux de particule (de exemplu în cazul efectului fotoelectric) alteori ca undă (de exemplu în fenomenele de interferență, difracție etc.). Dar ce putem spune despre particulele din care este alcătuită materia?



Louis Victor de Broglie (15.08.1892 – 19.03.1987) a fost fizician francez. Demonstrând că, la scară atomică, materia are în același timp caracter de undă și de particulă, de Broglie a contribuit în anii 1920 la maturizarea teoriei cuantice. În anul 1929 a primit Premiul Nobel pentru fizică.

În anul 1923, Louis de Broglie a extins ideea dualismului corpuscul-undă. El afirma: „Dacă în teoria luminii s-a neglijat aproape un secol aspectul corpuscular pentru a se atașa în exclusivitate doar aspectul ondulatoriu, oare nu s-a comis eroarea inversă în cazul materiei? Nu s-a greșit oare neglijând aspectul ondulatoriu pentru a se considera doar aspectul corpuscular al substanței?”

Louis de Broglie a sugerat că orice particulă în mișcare (electron, proton, atom etc.) are și o comportare ondulatorie. Legătura dintre lungimea de undă asociată λ și impulsul particulei este dată de relația:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}, \quad (2.23)$$

unde h este constanta lui Planck, p impulsul particulei, iar m și v masa, respectiv viteza particulei. Relația (2.23) definește așa-numita lungime de undă de Broglie a unei particule.

Legătura dintre frecvența ν a unei asociate și energia E a particulei este dată de relația:

$$E = h\nu. \quad (2.24)$$

În relațiile (2.23) și (2.24) intervin atât mărimi specifice corpusculilor (impulsul și energia E), cât și mărimi caracteristice undelor (frecvența ν și lungimea de undă λ).

Consecințele ipotezei lui Broglie sunt diferite în funcție de masa corpului (particulei). Corpurile cu masa mare vor avea, conform relației (2.23) lungime de undă neglijabilă întrucât constanta lui Planck h este, așa cum se știe, de ordinul 10^{-34} .

Particulele microscopice, însă, datorită masei foarte mici, au lungime de undă neglijabilă. În exemplele următoare putem vedea că ipoteza lui Broglie este foarte importantă pentru microparticule și particule elementare dar duce la rezultate neglijabile pentru corpurile macroscopice din jurul nostru.

Exemplul 1. Să calculăm lungimea de undă de Broglie pentru o minge cu masa 200 g ce se mișcă cu viteza de 15 m/s.

Rezolvare

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}}{0,2 \text{ kg} \cdot 15 \text{ m/s}} = 2,2 \cdot 10^{-34} \text{ m}.$$

Deoarece această valoare este incredibil de mică, proprietățile ondulatorii ale mingii trec neobservate.

Însă, în cazul particulelor elementare, cum ar fi electronii, situația este alta. Deoarece masa apare la numitor în relația (2.23), cu cât masa este mai mică, cu atât lungimea de undă va fi mai mare.

Exemplul 2. Să aflăm lungimea de undă a unui electron care a fost accelerat de o diferență de potențial de 100 V.

Rezolvare. Din teorema variației energiei cinetice, $\Delta E_c = L$, rezultă :

$$\frac{mv^2}{2} = eU. \text{ Deci: } v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}. \text{ Întrucât } \lambda = \frac{h}{mv}, \text{ rezultă:}$$

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meU}}. \quad (2.25)$$

Înlocuind valorile numerice obținem:

$$\lambda = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{\sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^2}} = 1,2 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 0,12 \text{ nm}.$$

Din acest exemplu reiese că electronii pot avea lungimi de undă de ordinul 10^{-10} m. Deși mici, aceste lungimi de undă pot fi detectate. Astfel, distanțele dintre atomi în cristale sunt de ordinul 10^{-10} m și, deci, așezarea ordonată a atomilor în cristal poate servi drept rețea de difracție tridimensională.

Întrucât este îndeplinită condiția pentru punerea în evidență a fenomenului de difracție (distanța dintre planele reticulare ale cristalelor este de ordinul de mărime al lungimii de undă a electronului), rezultă că se poate observa difracția electronilor pe cristale.

Din aplicarea ipotezei lui Broglie exemplelor de mai sus, se pot desprinde următoarele:

1. Pentru corpurile macroscopice lungimea de undă este neglijabilă. De aceea noi nu sesizăm proprietățile ondulatorii ale corpurilor din lumea înconjurătoare.

2. Pentru microparticule (electroni, protoni, particule α , neutroni etc.) lungimea de undă nu mai este o mărime neglijabilă, ci devine demnă de luat în considerare. Proprietățile ondulatorii sunt importante în universul microparticulelor (universul cuantic).

În anul 1927 C.J. Davisson și L. H. Germer au demonstrat că, la fel ca și undele electromagnetice, electronii pot fi difracți de cristale.

Aparatul construit de Davisson și Germer conținea o incintă vidată în care electronii, emiși de un filament încins, erau accelerați de o diferență de potențial și apoi loveau suprafața unui cristal de nichel. Schematic, experimentul este prezentat în figura 2. 11.

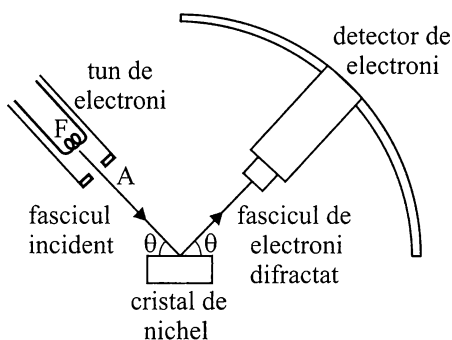


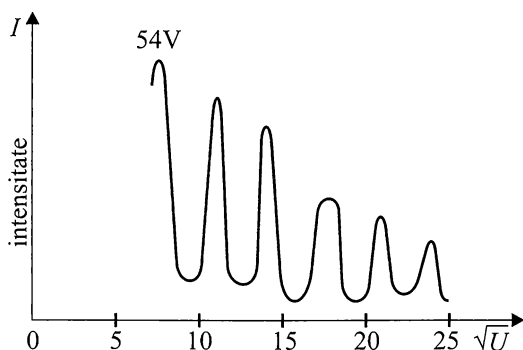
Fig. 2.11. Schema experimentului Davisson și Germer. F – filament; A – anod de accelerare a electronilor

Detectorul de electroni (un cilindru Faraday) era montat pe o șină de formă arcuită, deci se putea deplasa pe un semicerc pentru a capta electronii difracți sub diferite unghiuri. Cristalul de Ni de asemenea putea fi rotit.

S-a constatat astfel că pentru diverse unghiuri se obțin maxime ale intensității curentului de electroni împrăștiați. Aceste maxime indicau o comportare ondulatorie pentru electroni.

De asemenea, dacă unghiul era menținut fix dar se varia tensiunea de accelerare U deci, conform relației (2.25), se modifica lungimea de undă asociată electronilor, se obțineau maxime și minime de difracție ca în figura 2.12.

Fig. 2.12. Intensitatea curentului de electroni în urma difracției, în funcție de lungimea de undă a electronilor incidenti.



Din teoria difracției se cunoaște condiția de maxim: $\delta = k\lambda$, adică diferența de drum δ este un număr întreg de lungimi de undă.

Din figura 2.13 se observă că diferența de drum este $\delta = 2d\sin\theta$, unde d este distanța dintre planele atomice din cristal. Rezultă că pentru maximele de difracție este necesară condiția:

$$2d\sin\theta = k\lambda. \quad (2.26)$$

Această relație este cunoscută sub numele *legea lui Bragg* pentru maxime de difracție.

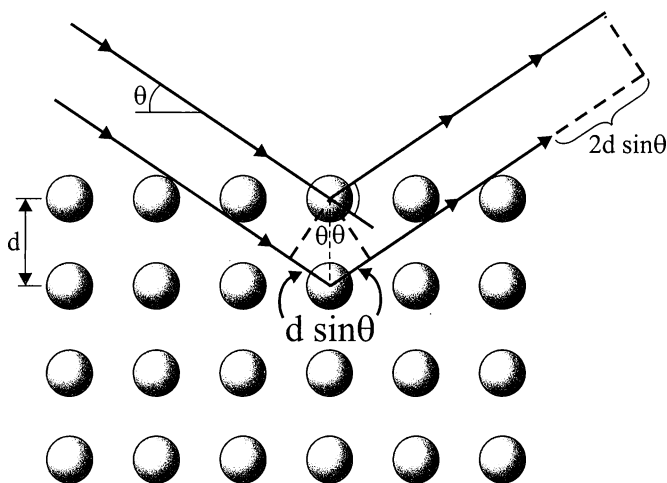


Fig. 2.13. Interferență constructivă când $2d\sin\theta = k\lambda$:
 d – distanța dintre planele atomice, iar θ – unghiul dintre direcția de incidență și planul cristalografic.

Dacă structura cristalului este cunoscută, condiția de maxim de intensitate conținută în legea lui Bragg (2.26) ne permite să calculăm lungimea de undă a radiației incidente pe cristal.

Deoarece primul maxim ($k = 1$) a fost obținut la un unghi de împrăștiere $\theta = 65^\circ$, iar pentru cristalul de Ni se cunoaște constanta de rețea $d = 0,91 \text{ \AA}$, rezultă:

$$\lambda = 2d\sin\theta = 2 \cdot 0,91 \cdot \sin 65^\circ = 1,65 \text{ \AA}.$$

Totodată, tensiunea de accelerare pentru primul maxim era $U = 54 \text{ V}$. Deci, folosind relația (2.25), rezultă că lungimea de undă asociată electronului, conform teoriei lui de Broglie, este:

$$\lambda = \frac{6,625 \cdot 10^{-34}}{\sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 54}} = 1,67 \text{ \AA}.$$

Descoperind că lungimea de undă calculată conform teoriei difracției luminii era aceeași cu cea calculată folosind ipoteza lui de Broglie, Davisson și Germer au demonstrat natura ondulatorie a electronilor.

Ulterior, au fost făcute experimente similare și cu alte microparticule, cum ar fi: protoni, neutroni, particule α etc. În toate aceste cazuri relația lui de Broglie a fost verificată.

Au fost de asemenea efectuate experimente de trecere a fasciculelor de electroni prin foițe metalice subțiri, cu grosimea de $1 \mu\text{m}$, cu structură policristalină. S-au obținut inele de difracție asemănătoare cu inelele produse de razele X prin difracție, ceea ce dovedește o dată în plus caracterul ondulatoriu al electronilor (fig. 2.14)

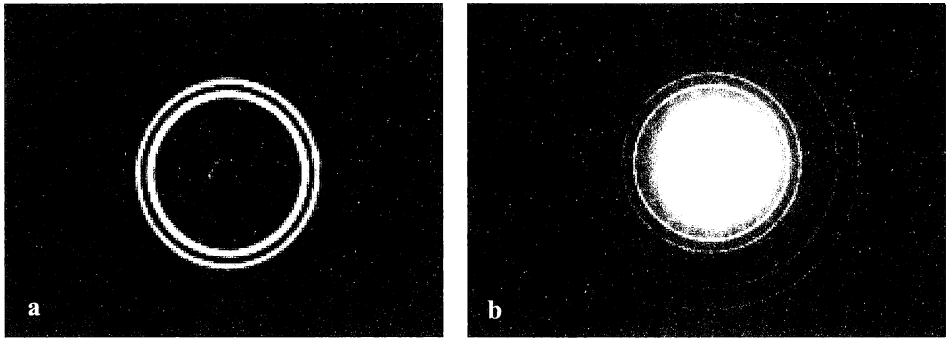


Fig. 2.14. a) Difracția razelor X printr-o foiță de aluminiu
b) Difracția electronilor prin aceeași foiță de aluminiu

Din toate aceste experimente rezultă că proprietățile ondulatorii există și la particulele materiale, iar dualitatea corpuscul-undă este o proprietate universală.

2.14.1

Ideea că electronii au proprietăți ondulatorii a dus la construirea microscopului electronic, care poate produce imagini mult mai mărite decât microscopul optic.



Se știe că puterea separatoare a instrumentelor optice este invers proporțională cu lungimea de undă a radiației utilizate. Microscopul optic nu vor putea da imagini clare ale unor obiecte cu dimensiuni mai mici de circa $0,15 \mu\text{m}$. Puterea separatoare a putut fi sensibil mărită cu ajutorul microscopului electronic, deoarece lungimea de undă a unei asociații electronului este mult mai mică decât lungimea de undă a radiațiilor vizibile sau ultraviolete utilizate de microscopul optic.

Părțile principale ale microscopului electronic îndeplinesc aceleași funcții ca și lentilele microscopului optic (fig. 2.16).

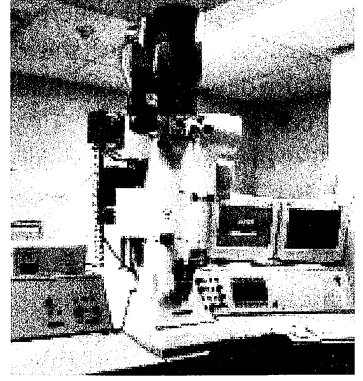


Fig.2.15. Microscopul electronic

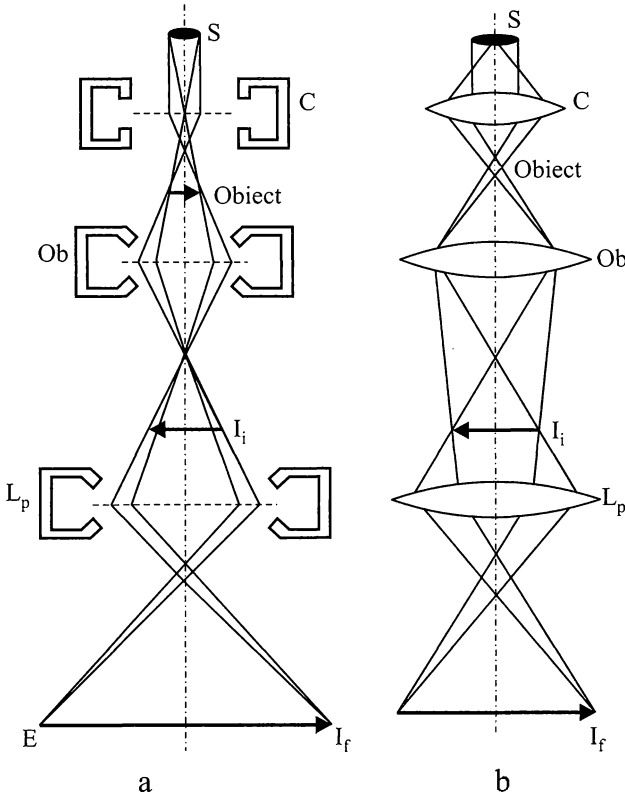


Fig. 2.16. Schema microscopului electronic (a) și a microscopului optic (b):
S – sursă de electroni (a) și de lumină (b); *C* – condensor; *Ob* – obiectiv;
I_i – imagine intermediară; *L_p* – lentilă de proiecție; *I_f* – imagine finală;
E – ecran fluorescent

Din punct de vedere constructiv, microscopul electronic are o structură mult mai complexă decât microscopul optic. El are lentile magnetice sau electrice, după cum devierea fasciculului de electroni are loc într-un câmp magnetic sau într-un câmp electric.

În cazul microscopului electronic, electronii, pe toată traiectoria lor, se deplasează în vid. Tensiunea de accelerare este de ordinul 10^5 V.

Pentru ca imaginea „electronică” să fie vizibilă, este necesar ca aceasta să fie transformată într-una luminoasă. În acest scop, în planul imaginii finale se află un ecran fluorescent.

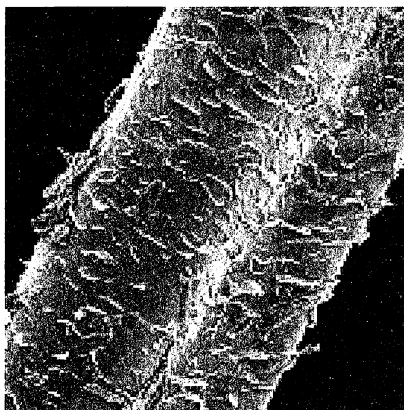


Fig. 2.17. Fir de păr cu învelișul de cheratină deteriorat, mărit de 100 de ori la microscopul electronic

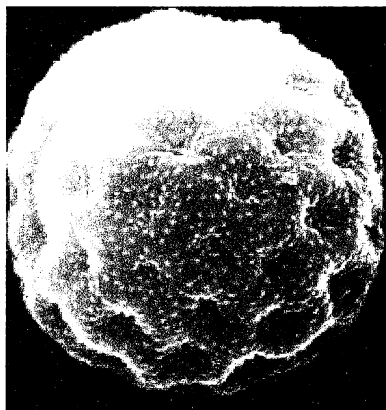


Fig. 2.18. Particulă de polen văzută la microscopul electronic

Ulterior s-au construit și microscopul protonic și ionice, care au condus la rezoluții de 10 – 15 ori mai mari față de cele obținute cu microscopul electronic.

În figura 2.17 putem observa un fir de păr cu învelișul de cheratină deteriorat și cu celulele moarte atârând, la o mărire de 100 de ori.

În figura 2.18 observăm structura unei particule fine de polen.

Efectul fotoelectric și efectul Compton reprezintă puternice argumente experimentale în favoarea teoriei corpusculare a luminii. Totodată, experimentele de interferență, difracție, polarizare pledează pentru caracterul ondulatoriu al luminii.

Se pare că suntem într-o dilemă. Unele experimente arată că lumina se comportă ca o undă, iar altele, că ea se comportă ca un flux de particule. Aceste două teorii

par incompatibile, dar amândouă s-au dovedit a fi valide. Fizicienii au ajuns până la urmă la concluzia că această dualitate a luminii trebuie acceptată ca un fapt real. I se spune „dualismul corpuscul-undă”. Se pare că lumina este un fenomen mai complex decât o simplă undă sau un simplu fascicul de particule.

Pentru a clarifica situația, fizicianul danez Niels Bohr (1885-1962) a propus *Principiul de complementaritate*, care stabilește că pentru a înțelege un experiment oarecare trebuie aplicată fie teoria fonică, fie teoria ondulatorie, dar nu amândouă simultan.

Totuși, trebuie să fim conștienți de ambele aspecte (corpuscular și ondulatoriu) ale luminii dacă vrem să ajungem la o înțelegere corectă a sa. De aceea, putem spune că cele două aspecte ale luminii se completează reciproc.

Este greu să înțelegem această dualitate, dar putem admite că aspectele amintite sunt „fețe” diferite pe care lumina le arată experimentatorilor.

O parte a dificultății provine din modul nostru de a gândi. Când încercăm să înțelegem ce „este” lumina în realitate, insistăm pe imagini vizuale. Dar, se poate ca lumina să nu fie conformă cu aceste modele (sau imagini vizuale) luate din lumea macroscopică. Adevărata natură a luminii nu poate fi vizualizată.

Cel mai bine este să admitem limitarea cunoașterii noastre de către experimentele indirecte și să acceptăm că, în termenii limbajului și imaginilor obișnuite (cele de zi-cu-zi), lumina prezintă atât caracteristici ondulatorii, cât și corpusculare.

Ipoteza lui de Broglie a extins dualismul undă-corporcul la întreaga materie, iar principiul de complementaritate se aplică și materiei.

Constituindu-se într-o dovadă experimentală incontestabilă a dualității undă-corporcul, experimentul lui Davisson și Germer a reprezentat un pas important în dezvoltarea mecanicii cuantice.

Calculând lungimea de undă pentru obiecte macroscopice obișnuite (de exemplu o minge de tenis), vom observa că lungimile de undă de Broglie pentru acestea sunt ridicol de mici. De aceea, pentru obiectele obișnuite, proprietățile ondulatorii nu par evidente și acestor obiecte li se atribuie, de obicei, doar calități corpusculare.

În lumea microparticulelor însă, acolo unde proprietățile ondulatorii sunt importante și lungimile de undă atașate nu mai sunt neglijabile, adică în fizica cuantică, problemele sunt foarte complexe.

Ori de câte ori se face o măsurătoare, o oarecare eroare sau incertitudine este prezentă.

În mecanica cuantică există, de fapt, o limită pentru acuratețea unor anumite măsurători. Această limită nu este o restricție dictată de perfecțiunea instrumentelor.

Ea este, mai degrabă, inerentă prin natura fenomenelor, fiind rezultatul a doi factori: dualismul corpuscul-undă și interacțiunea inevitabilă dintre lucrul observat și instrumentul de observare. A face o măsurătoare asupra unui obiect fără a-l deranja, măcar puțin, nu este posibil.

Heisenberg a arătat că, pentru o microparticulă, poziția și impulsul pe o direcție dată nu se pot măsura simultan cu precizie.



Werner Karl Heisenberg (5 decembrie 1901, Würzburg – 1 februarie 1976, München) a fost un celebru fizician german, laureat al Premiului Nobel pentru Fizică în anul 1932, și unul dintre fondatorii fizicii cuantice. A inventat mecanica matriceală, prima formalizare a mecanicii cuantice, în 1925. A formulat în 1927 principiul de incertitudine.

Dacă Δp_x este imprecizia în determinarea impulsului pe direcția x , iar Δx este imprecizia în determinarea poziției microparticulei pe direcția x , atunci:

$$\Delta p_x \cdot \Delta x \geq \hbar, \quad (2.27)$$

unde \hbar este raportul între h , constanta lui Planck, și 2π .

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} \quad (2.28)$$

Inecuația (2.27) reprezintă *relația de nedeterminare (incertitudine) a lui Heisenberg* și arată că:

Aceasta conduce la concluzia că pentru microparticule nu se poate defini o traiectorie ca în mecanica clasică, ci numai o localizare spațială probabilistică.

Relația de nedeterminare (2.27) introduce o diferență esențială între comportarea microparticulelor și cea a particulelor macroscopice. În mecanica clasică puteam determina, în același timp, poziția și impulsul unui corp cu o precizie oricât de bună.

Mecanica clasică rămâne corectă pentru obiecte macroscopice deoarece lungimea de undă care li se asociază este foarte mică și proprietățile ondulatorii nu se manifestă.

O altă formă sub care poate fi scrisă relația de incertitudine al lui Heisenberg este:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar, \quad (2.29)$$

unde: ΔE este eroarea (imprecizia) în determinarea energiei microparticulei, iar Δt este intervalul de timp.

Exemplul 1

Un electron se mișcă în linie dreaptă cu viteza constantă $v = 1,1 \cdot 10^6$ m/s, care a fost măsurată cu precizia de 0,1%. Care este precizia maximă cu care poziția sa poate fi simultan măsurată?

Impulsul electronului este

$$p = mv = 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot \text{kg} \cdot 1,1 \cdot 10^6 \text{ m/s} = 1 \cdot 10^{-24} \text{ N}\cdot\text{s}.$$

Incertitudinea în determinarea impulsului este de 0,1 procente, deci:

$$\Delta p = \frac{0,1}{100} \cdot 10^{-24} \text{ N}\cdot\text{s} = 10^{-27} \text{ N}\cdot\text{s}.$$

Conform relației de incertitudine (2.27), cea mai bună măsurătoare simultană asupra poziției va avea o eroare de:

$$\Delta x = \frac{\hbar}{\Delta p} = \frac{1,06 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}}{10^{-27} \text{ N}\cdot\text{s}} \approx 1,1 \cdot 10^{-7} \text{ m},$$

sau de 110 nm, adică de aproximativ 1 000 de ori mai mare decât diametrul unui atom! Pentru un electron, această eroare este inadmisibilă.

Exemplul 2

Care este incertitudinea în determinarea poziției unei mingii de baseball cu masa 150 g ce se mișcă cu viteza de (42 ± 1) m/s?

Imprecizia în determinarea impulsului este:

$$\Delta p = m \cdot \Delta v = 0,150 \text{ kg} \cdot 1 \text{ m/s} = 0,15 \text{ N}\cdot\text{s}.$$

$$\text{Din relația de incertitudine (2.27) rezultă: } \Delta x = \frac{\hbar}{\Delta p} = \frac{1,06 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}}{0,15 \text{ N}\cdot\text{s}} = 7 \cdot 10^{-34} \text{ m},$$

adică o distanță incredibil de mică.

Iată deci că principiul de nedeterminare nu are relevanță în cazul măsurătorilor efectuate asupra obiectelor macroscopice (în lumea macroscopică).

Imaginea clasică, deterministă, asupra lumii fizice a fost radical modificată de mecanica cuantică.





Niels Bohr, Robert Oppenheimer, Richard Feynmann, Enrico Fermi (de la stânga la dreapta)

În fizica clasică, drumul unei particule era perfect previzibil dacă se cunoșteau poziția inițială, viteza inițială și forțele ce se exercitau asupra ei. În mecanica cuantică însă, poziția și viteza unui obiect nici măcar nu pot fi cunoscute simultan cu precizie. Este afirmația principiului de incertitudine și ea se datorează faptului că entitățile de bază, cum ar fi

electronii, nu sunt considerate simple particule; ele au în același timp și proprietăți ondulatorii. Mecanica cuantică ne permite să calculăm doar probabilitatea ca un electron (sau altă microparticulă) să fie observat în diverse locuri și afirmă că există o imprevizibilitate inerentă în natură.

Pentru că electronii nu sunt simple particule, ei nu pot avea un drum exact în spațiu și timp. Aceasta sugerează că o descriere a materiei în spațiu și timp poate să nu fie corectă în totalitate, concluzie care a constituit subiectul unor discuții aprinse printre filosofi. Poate că cel mai important filosof al mecanicii cuantice a fost Bohr El a argumentat că o descriere spațio-temporală a atomilor și a electronilor nu este posibilă.

Totuși, o descriere a experimentelor cu atomi sau electroni trebuie făcută în termeni de spațiu, timp și alte concepte familiare experienței obișnuite, cum ar fi unde și particule. Nu trebuie să lăsăm ca descrierea experimentelor să ne facă să credem că atomii sau electronii există, de fapt, în spațiu și timp, ca particule Această distincție – între interpretarea noastră asupra experimentelor, pe de o parte, și ce se întâmplă cu adevărat în natură, pe de altă parte – este crucială.

Ce tensiune este necesară pentru ca lungimea de undă a unei asociate unui electron să fie 0,1 nm? (Considerăm electronul ca particulă nerelativistă).

Din teorema variației energiei cinetice:

$$\left. \begin{array}{l} \Delta E_c = L \\ \Delta E_c = \frac{mv^2}{2} \\ L = eU \end{array} \right\} \Rightarrow v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}.$$

Conform ipotezei lui de Broglie:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{m\sqrt{\frac{2eU}{m}}} = \frac{h}{\sqrt{2meU}}, \text{ adică } U = \frac{h^2}{2me\lambda^2}.$$

$$U = \frac{1}{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \cdot \left(\frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{10^{-10}} \right)^2 = 1,50 \cdot 10^2 = 150 \text{ V}.$$

Calculați raportul dintre energia cinetică a unui electron și energia cinetică a unui proton dacă se știe că aceștia au lungimile de undă asociate egale între ele. Considerați că vitezele sunt nerelativiste. Se cunosc: $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ și $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$.

$$\frac{E_{ce}}{E_{cp}} = \frac{\frac{m_e v_e^2}{2}}{\frac{m_p v_p^2}{2}} = \left(\frac{m_e v_e}{m_p v_p} \right)^2 \cdot \frac{m_p}{m_e}.$$

$$\text{Din } \lambda = \frac{h}{mv} \text{ rezultă: } mv = \frac{h}{\lambda}. \text{ Deci: } \frac{m_e v_e}{m_p v_p} = \frac{h}{\lambda_e} \cdot \frac{\lambda_p}{h} = 1 \text{ (conform textului}$$

problemei, $\lambda_p = \lambda_e$). Rezultă:

$$\frac{E_{ce}}{E_{cp}} = \frac{m_p}{m_e} = \frac{1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}} = 1835.$$

Să se calculeze lungimea de undă asociată unei mingi cu masa de 210 g ce se deplasează cu viteza de 10 m/s.

$$\mathbf{R: } \lambda = 3,15 \cdot 10^{-34} \text{ m}$$

Care este lungimea de undă a unde asociate unui neutron ($m = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$) ce se mișcă cu viteza $v = 5,5 \cdot 10^4 \text{ m/s}$?

$$\mathbf{R: } \lambda = 7,2 \cdot 10^{-13} \text{ m}$$

Ce tensiune de accelerare trebuie aplicată unui electron pentru ca lungimea de undă asociată acestuia să fie $\lambda = 0,23 \text{ nm}$? Se cunoaște masa electronului $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$.

$$\mathbf{R: } U = 28,5 \text{ V}$$

Care este lungimea de undă asociată unui electron cu energia: a) 10 eV; b) 100 eV; c) 1000 eV.

R: a) $3,88 \cdot 10^{-10}$; b) $1,22 \cdot 10^{-10}$ m; c) $0,38 \cdot 10^{-10}$ m

Să se calculeze raportul lungimilor de undă λ_1/λ_2 ale undelor asociate particulelor nerelativiste cu masele m_1 și m_2 , dacă ele au aceeași energie cinetică (nu aceeași viteză).

$$\mathbf{R:} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \sqrt{\frac{m_2}{m_1}}$$

Să se arate că dacă un proton și un electron au aceeași energie cinetică nerelativistă, protonul va avea lungimea de undă asociată mai mică decât electronul. Se cunosc: $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg și $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg

Ce tensiune de accelerare este necesară pentru ca un fascicul de electroni emiși de un tun electronic să aibă lungimea de undă $\lambda = 6 \text{ \AA}$?

$$\mathbf{R:} U = \frac{h^2}{2me\lambda^2} = 8 \text{ V.}$$

Un electron este accelerat, plecând din repaus de la tensiunea $U = 100$ V. Să se calculeze lungimea de undă de Broglie (cazul nerelativist).

$$\mathbf{R:} \lambda = 1,22 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

Un electron rămâne într-o stare excitată într-un atom un interval de timp de circa 10^{-8} s. Care este imprecizia minimă în determinarea energiei în acea stare excitată (în eV)?

$$\mathbf{R:} \Delta E \geq 1,06 \cdot 10^{-26} \text{ J} = 6,6 \cdot 10^{-8} \text{ eV}$$

Dacă poziția unui electron poate fi măsurată cu o acuratețe de până la $\Delta x = 2 \cdot 10^{-8}$ m, care va fi eroarea în determinarea vitezei sale? Se cunoaște $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg.

$$\mathbf{R:} \Delta v = 5,8 \cdot 10^3 \text{ m/s}$$

Un electron se deplasează cu viteza de $(6,50 \pm 0,012) \cdot 10^5$ m/s. Care este acuratețea cu care poate fi determinată poziția sa? Se dă $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg.

$$\mathbf{R:} \Delta x = \frac{\hbar}{m \cdot \Delta v} = 9,7 \cdot 10^{-8} \text{ m}$$

Un electron rămâne într-o stare excitată pe un nivel metastabil, într-un atom, un interval de timp de circa 10^{-5} s. Care este imprecizia minimă în determinarea energiei în acea stare excitată?

$$\mathbf{R:} \Delta E \geq 6,6 \cdot 10^{-11} \text{ eV}$$

SINTEZA CAPITOLULUI 2

➤ Emisia de electroni sub acțiunea unei radiații electromagnetice poartă numele de efect fotoelectric.

➤ Legile efectului fotoelectric sunt:

- Intensitatea fotocurentului de saturație este direct proporțională cu fluxul radiației incidente, atunci când frecvența este constantă.
- Energia cinetică maximă a fotoelectronilor este proporțională cu frecvența radiației incidente și nu depinde de fluxul acesteia.
- Efectul fotoelectric se produce numai dacă frecvența radiației incidente este mai mare decât o valoare minimă numită frecvență de prag ν_0 , care diferă de la un metal la altul.
- Efectul fotoelectric se produce instantaneu.

➤ Oscilatorii electromagnetici microscopici emit energie în cantități (porții) discrete, numite cuante de energie.

➤ Energia unei cuante de radiație electromagnetică este proporțională cu frecvența acesteia: $\varepsilon = h\nu$, unde h este constanta lui Planck, cu valoarea $h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$.

Ř Lumina este un fascicul de fotoni. Caracteristicile fotonului sunt:

Sarcina	$q = 0$
Viteza în vid	$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
Energia	$\varepsilon = h\nu = mc^2$
Masa de micare	$m = \frac{h\nu}{c^2}$
Masa de repaus	$m_0 = 0$
Impulsul	$p = \frac{h}{\lambda}$

➤ Formula lui Einstein pentru efectul fotoelectric este $h\nu = L + \frac{mv^2}{2}$, unde L este lucrul mecanic necesar pentru ca electronul să învingă forțele care îl leagă de materialul catodului.

➤ Efectul Compton constă în emisia unei radiații de către un material difuzant care este iradiat cu raze X sau γ ; lungimea de undă a radiației difuzante este mai mare decât cea a radiației incidente și crește odată cu unghiul de difuzie.

➤ Efectul Compton apare ca urmare a ciocnirii dintre un foton și un electron liber.

➤ Deplasarea lungimii de undă Compton are expresia:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = 2 \frac{h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2} = 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

➤ $\Lambda = \frac{h}{m_0 c}$ se numește lungime de undă Compton; pentru electron, ea are valoarea $\Lambda = 2,42 \cdot 10^{-12}$ m.

➤ Conform ipotezei introduse de Louis de Broglie, oricărei particule aflată în mișcare i se asociază o undă, numită undă asociată.

➤ Lungimea de undă asociată unei particule are expresia $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$, unde $p = mv$ este impulsul particulei.

➤ În anul 1927, Davinsson și Germer au efectuat primul experiment care a demonstrat natura ondulatorie a electronului, confirmând ipoteza făcută de Louis de Broglie.

➤ Microscopia electronică este o tehnică de obținere a „imaginii” unor obiecte microscopice cu ajutorul interferenței de electroni.

➤ Prin asocierea unei unde particulelor, dispare semnificația de traiectorie pentru particule. În mecanica cuantică se poate calcula doar probabilitatea ca particula să se afle într-un anumit volum din spațiu.

➤ Între incertitudinea Δx cu care se poate măsura coordonata x și incertitudinea Δp cu care se măsoară impulsul sistemului fizic cuantic, există relația $\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar$, unde \hbar este constanta lui Planck redusă. Aceasta este relația de incertitudine a lui Heisenberg.

➤ Datorită valorii foarte mici a constantei \hbar , principiul de incertitudine are semnificație doar la scară microscopică.

Folosind sursele bibliografice pe care le puteți procura, studiați și întocmiți un referat privind una din temele:

Aplicațiile efectului fotoelectric
Experimentul Davinsson-Germer
Microscopul electronic

TEST DE AUTOEVALUARE (F2)

1. Constanta h introdusă de Max Planck are valoarea:

- a) $6,625 \cdot 10^{-34}$ J/s;
- b) $6,625 \cdot 10^{-34}$ J · s;
- c) $6,625 \cdot 10^{-34}$ eV;
- d) $6,625 \cdot 10^{34}$ J · s.

2. Cuanta de energie transportată de un foton este:

- a) $\varepsilon = hc$;
- b) $\varepsilon = hq$;
- c) $\varepsilon = \frac{h}{\lambda}$;
- d) $\varepsilon = \frac{hc}{\lambda}$.

3. Lungimea de undă asociată unei microparticule $\lambda = \frac{h}{p}$:

- a) caracterizează toate microparticulele;
- b) are valoarea cuprinsă în intervalul (400 ÷ 700) nm;
- c) caracterizează microparticulele aflate în mișcare;
- d) este valabilă numai pentru fotoni.

4. O radiație cu frecvența $2 \cdot 10^{20}$ Hz produce fotoelectronii cu viteză nulă. Energia ce ține legați electronii în metal este:

- a) $13,24 \cdot 10^{-14}$ J;
- b) $14,42 \cdot 10^{14}$ J;
- c) 15 eV;
- d) 16×10^{-15} J.

5. Calculați lungimea de undă asociată de Broglie pentru un neutron termic ($m = 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg) care se deplasează cu viteza $v = 2200$ m/s.

- a) 0,18 nm;
- b) 0,7 nm;
- c) 1,2 nm;
- d) 1,8 nm.

6. Pragul roșu fotoelectric pentru un metal necunoscut este $\lambda_0 = 275$ nm. Energia cinetică maximă a fotoelectronilor extrași de radiația cu lungimea de undă $\lambda = 180$ nm este:

- a) 1,81 eV;
- b) 2,38 eV;
- c) 3,81 eV;
- d) 4,56 eV.

TEST DE AUTOEVALUARE (F1)

1. Găsiți care din următoarele relații NU este corectă (în legătură cu efectul fotoelectric extern):

- a) $\frac{hc}{\lambda} = L + E_{\text{cmax}}$;
- b) $h\nu = h\nu_0 + eU_s$;
- c) $\frac{hc}{\lambda_0} = \frac{hc}{\lambda} - \frac{1}{2}mv_{\text{max}}^2$;
- d) $\lambda \geq \lambda_0$.

2. Proprietățile fotonului sunt:

- a) energie $\frac{hc}{\nu}$; b) impuls $\frac{h}{\nu}$;
c) masa nulă; d) sarcina $1,6 \cdot 10^{-19}$ C.

3. Efectul Compton constă în:

- a) ciocniri de tipul foton-foton;
b) ciocniri de tipul foton-electron;
c) ciocniri de tipul electron-electron;
d) scăderea lungimii de undă a radiațiilor împrăștiate.

4. Într-un tub catodic cu anod și catod, fotoelectronii pot fi oprți să ajungă la anod cu o tensiune negativă de 5,2 V. Să se calculeze frecvența radiației ce produce fotoelectronii, dacă lucrul mecanic de extracție este $2 \cdot 10^{-18}$ J.

- a) $2,1 \cdot 10^{14}$ Hz;
b) $2,5 \cdot 10^{15}$ Hz;
c) $4,3 \cdot 10^{15}$ Hz;
d) $6,6 \cdot 10^{16}$ Hz.

5. Un electron traversează o zonă cu o diferență de potențial egală cu 100 V. Calculați lungimea de undă asociată electronului la ieșirea din zona cu câmp electric.

- a) 0,123 nm;
b) 0,786 nm;
c) 1,23 nm;
d) 2,46 nm.

6. O minge de golf cu masa $m = 50$ g se deplasează orizontal cu viteza $v = 80$ m/s. Calculați incertitudinea în măsurarea poziției mingii știind că incertitudinea în măsurarea vitezei acesteia este egală cu 0,01 m/s.

- a) $1,8 \cdot 10^{-15}$;
b) $1,6 \cdot 10^{-25}$;
c) $2,2 \cdot 10^{-34}$;
d) $1,06 \cdot 10^{-31}$ m.

FIZICĂ ATOMICĂ

Informații utile despre atomii ce intră în alcătuirea unui material sau despre structura atomului se obțin prin studii de spectroscopie.

Spectroscopia este ramura fizicii care se ocupă cu obținerea spectrelor, precum și cu măsurarea și interpretarea acestora.

Spectrul de emisie al unui element este format din totalitatea radiațiilor componente – de diferite lungimi de undă și intensități -- care alcătuiesc radiația electromagnetică emisă de acel element.

Emisia luminii este rezultatul unui proces la scară atomică. Atomii sau moleculele pot fi aduși în stare de a emite lumină (de a fi excitați) prin diverse metode, cum ar fi: descărcări în gaze rarefiate, bombardarea lor cu electroni, încălzirea substanțelor în flacăra unui bec de gaz etc.

În figura 3.1, atomii unui element, de exemplu hidrogen, sunt excitați de o diferență de potențial astfel încât emit radiații electromagnetice. Lumina emisă este colimatată și trimisă către o prismă, care o separă în radiațiile monocromatice componente. Dacă radiațiile componente sunt observate cu ochiul liber, avem un *spectroscop*; dacă sunt înregistrate pe film fotosensibil, aparatul se numește *spectrograf*, iar dacă sunt înregistrate cu mijloace electronice, atunci este vorba de un *spectrometru*.

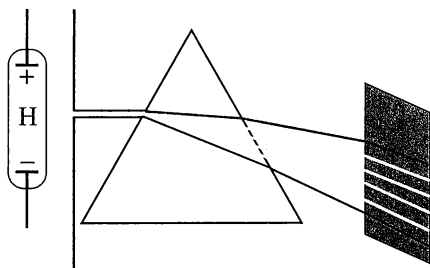


Fig. 3.1. Obținerea unui spectru

Spectroscopul este un aparat care permite descompunerea unui fascicul de lumină în radiațiile monocromatice din care este alcătuit și analiza acestor radiații.

Piesa principală a unui spectroscop este elementul dispersiv (o prismă sau o rețea de difracție).

Fiecare element chimic produce un anumit spectru de radiații, bine definit, care nu mai este întâlnit la un alt element. Există, deci, o strânsă legătură între structura atomului și spectrul său de emisie, ceea ce face posibilă identificarea unui element chimic după natura spectrului.

Putem spune că spectrul de emisie este o amprentă a elementului (moleculei) care l-a generat.

SPECTRE

Studiul calitativ al spectrelor.

- spectroscop cu prismă
- bec cu incandescență
- lampă cu vapori de mercur
- lampă cu vapori de sodiu
- sursă de tensiune

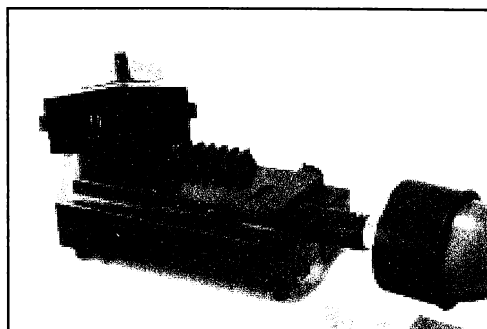


Fig. 3.2. Observarea spectrelor

Plasați în dreptul fantei de intrare a spectroscopului, pe rând, diferite surse de lumină: bec cu incandescență, lampă cu vapori de mercur, lampă cu vapori de sodiu (fig. 3.2).

Observați diferența: lumina albă emisă de filamentul incandescent al becului prezintă un spectru ca o fâșie colorată în culorile curcubeului, trecerea de la o nuanță la alta făcându-se uniform, fără discontinuități, adică un *spectru continuu*; în schimb, spectrul luminii emise de lămpile cu descărcare în gaze (vapori de mercur, respectiv de sodiu) prezintă o serie de linii colorate, fiecare linie fiind imaginea fantei în culoarea radiației respective – deci *spectre de linii*.

Spectrele pot fi de mai multe feluri, după cum urmează:

În starea gazoasă a substanței, atomii sau moleculele se influențează reciproc foarte puțin comparativ cu situația lor din starea lichidă sau solidă a aceleiași substanțe.

1. Spectre de linii

Atomii izolați (în stare gazoasă) emit spectre discrete, formate din linii. Astfel de spectre sunt emise, de exemplu, de tuburile cu descărcare electrică în gaze monoatomice la presiuni scăzute. De exemplu, atomul de sodiu (Na) emite

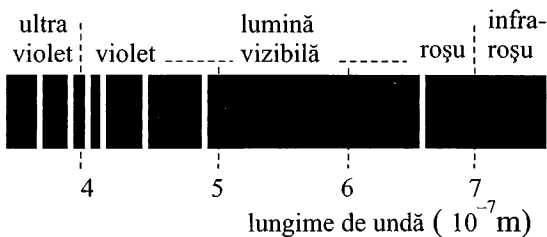


Fig. 3.3. Spectru de linii. O parte din liniile spectrale ale hidrogenului

două radiații galbene foarte apropiate între ele, cu lungimile de undă $\lambda_1 = 589$ nm și $\lambda_2 = 589,6$ nm, în timp ce în spectrul mercurului (Hg) se pot identifica ușor 7 linii spectrale, iar în spectrul neonului (Ne), 20. În figura 3.3 sunt prezentate linii spectrale ale hidrogenului atomic.

2. Spectre de bandă

Dacă gazul emițător este format din molecule (gaze moleculare: H_2 , O_2 , N_2), el emite spectre de bandă care constau în grupări de linii foarte apropiate între ele, astfel încât, uneori, acestea nici nu mai pot fi percepute ca linii separate.

3. Spectru continuu

Corpurile solide sau lichide aduse la incandescență emit o succesiune continuă de culori, cuprinzând toate lungimile de undă posibile. Filamentul incandescent al becului electric, metalul topit, cărbunele aprins, Soarele, emit spectre continue. Spectrul continuu este același pentru toate corpurile incandescente, indiferent de compoziția chimică a acestora (spectrul 1, Anexa 1 de la sfârșitul manualului), în timp ce spectrele de linii (spectrele 2 – 5, Anexa 1) sau de bandă (spectrul 6, Anexa 1) se deosebesc după natura atomului sau moleculei emițătoare.

Un spectru de absorbție al unei substanțe date se obține așezând o mostră din această substanță („proba”) între o sursă de radiații cu spectru continuu și aparatul spectral. Dacă proba absoarbe una sau mai multe frecvențe din radiația continuă incidentă, spectrul continuu va apărea brăzdat de linii sau benzi întunecoase (spectrele 7 și 8, Anexa 1). Lipsesc tocmai radiațiile pe care le pot emite atomii probei.

Spectrele de absorbție caracterizează substanța absorbantă.

Spectrul Soarelui conține o serie de linii negre; ele sunt datorate faptului că lumina emisă de partea incandescentă a Soarelui este absorbită de gazele mai reci (de exemplu hidrogen) din straturile mai îndepărtate, de la periferia atmosferei solare.

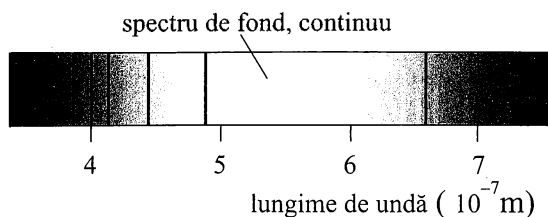


Fig. 3.4. Spectrul de absorbție al hidrogenului

înainte să fie mai redusă pentru liniile respective. În figura 3.4 observăm spectrul de absorbție al hidrogenului.

Deoarece spectrele de emisie și cele de absorbție caracterizează substanțele care emit și pe cele care absorb radiație electromagnetică, studiul spectrelor corespunzătoare poate da informații despre aceste substanțe. Analiza compoziției unei substanțe prin examinarea spectrului său de radiații se numește *analiză spectrală*. După natura spectrului folosit, există *analiză spectrală de emisie* și *analiză spectrală de absorbție*.

Analiza spectrală calitativă urmărește doar identificarea elementelor chimice prezente în proba de studiat.

Analiza spectrală cantitativă măsoară intensitățile liniilor spectrale și calculează concentrațiile în care se găsesc diferitele elemente în substanța de studiat.

Analiza spectrală prezintă multiple avantaje:

a) are o mare sensibilitate, astfel că pot fi determinate elementele prezente într-o probă dată până la cantitățile de $10^{-9} - 10^{-10}$ g;

b) permite determinarea simultană a aproape tuturor elementelor prezente într-o probă dată;

c) durata unei analize spectrale este foarte scurtă (de ordinul minutelor), ceea ce face posibilă utilizarea ei în scopul determinării compoziției unui aliaj chiar în timpul elaborării șarjei; mai mult, prin folosirea unui computer adecvat, se poate realiza automatizarea întregului proces de formare a compoziției chimice a masei topite.

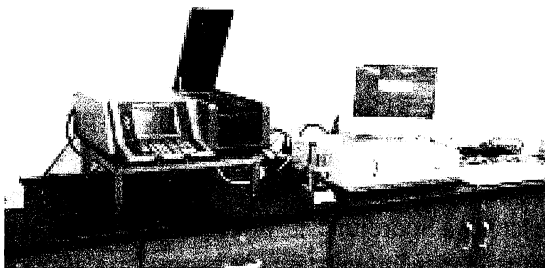


Fig. 3.5. Spectrometrul

Metodele analizei spectrale sunt mai rapide, mai precise și mai simple decât metodele chimice; de aceea ele sunt folosite pe larg în metalurgie, prospecțiuni geologice, industria chimică, laboratoare de cercetare științifică.

În figura 3.5. este prezentat un spectrometru.

Încă de la începutul studiilor spectroscopice s-a constatat că liniile unui spectru nu sunt dispuse la întâmplare, ci respectă anumite regularități.

În 1885 Johann Balmer a arătat că lungimile de undă ale liniilor din vizibil ale atomului de hidrogen sunt date de formula:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (3.1)$$

unde R este o constantă numită constanta lui Rydberg, având valoarea $R = 1,0973 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$, iar n poate avea valorile întregi 3, 4, 5, ...

Aceste linii spectrale formează o *serie spectrală* numită seria Balmer.

Cercetările ulterioare au pus în evidență și alte serii spectrale ale atomului de hidrogen, situate în ultraviolet și în infraroșu. Generalizându-se rezultatele experimentale, s-a stabilit următoarea formulă empirică:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (3.2)$$

unde:

- n_1 caracterizează *seria spectrală*;
- n_2 caracterizează *linia* din seria respectivă.

În funcție de valorile lui n_1 și n_2 obținem următoarele serii spectrale ale atomului de hidrogen:

$$n_1 = 1, \quad \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad n_2 = 2, 3, 4 \dots, \quad \text{seria Lyman, în ultraviolet;}$$

$$n_1 = 2, \quad \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad n_2 = 3, 4, 5 \dots, \quad \text{seria Balmer, în vizibil;}$$

$$n_1 = 3, \quad \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad n_2 = 4, 5, 6 \dots, \quad \text{seria Paschen, în IR apropiat}$$

$$n_1 = 4, \quad \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad n_2 = 5, 6, 7 \dots, \quad \text{seria Brackett;}$$

$$n_1 = 5, \quad \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad n_2 = 6, 7, 8 \dots, \quad \text{seria Pfundt};$$

$$n_1 = 6, \quad \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad n_2 = 7, 8, 9 \dots, \quad \text{seria Humphrey, ultimele trei}$$

fiind, toate, în infraroșul îndepărtat.

Astfel de regularități au fost găsite și la alți atomi; de exemplu, pentru *ionii hidrogenoizi* – atomi ionizați care au un singur electron: He^+ ($Z = 2$), Li^{2+} ($Z = 3$), Be^{3+} ($Z = 4$) – liniile spectrale sunt date de formula:

$$\frac{1}{\lambda} = Z^2 R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (3.3)$$

Calculați lungimea de undă a celei de a doua linii spectrale din seria Paschen a atomului de hidrogen.

$$n_1 = 3, n_2 = 5$$

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \text{ din relația (3.2).}$$

Rezultă:

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{1}{R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{5^2} \right)} = \frac{225}{16 \cdot 1,097373 \cdot 10^7} = 12,81 \cdot 10^{-7} \text{ m} = \\ &= 1281 \cdot 10^{-9} \text{ m} = 1281 \text{ nm (în infraroșu)}. \end{aligned}$$

Să se calculeze valoarea celei mai mici și a celei mai mari lungimi de undă pentru seria Balmer a atomului de hidrogen.

a) pentru λ_{\min} : $n_1 = 2, n_2 = \infty$. Din (3.2) rezultă:

$$\lambda = \frac{1}{R \left(\frac{1}{2^2} - 0 \right)} = \frac{4}{R} = 3,64 \cdot 10^{-7} \text{ m} = 364 \text{ nm};$$

b) pentru λ_{\max} : $n_1 = 2, n_2 = 3$. Analog rezultă:

$$\lambda = \frac{1}{R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right)} = 656 \text{ nm.}$$

Calculați constanta Rydberg știind că, pentru hidrogen, diferența lungimilor de undă ale primelor radiații din seriile Balmer și Lyman este $\Delta\lambda = 534,61 \text{ nm}$.

$$\lambda_{1L} = \frac{1}{R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right)} = \frac{4}{3R}; \quad \lambda_{1B} = \frac{1}{R\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{9}\right)} = \frac{36}{5R}$$

$$\Delta\lambda = \Delta\lambda_{1B} - \Delta\lambda_{1L} = \frac{88}{15R}$$

Rezultă:

$$R = \frac{88}{15 \cdot \Delta\lambda} = 1,0973 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}.$$

- A F Gazele moleculare emit spectre de linii.
- A F Gazele monoatomice și vaporii unor metale emit spectre de linii.
- A F Solidele și lichidele incandescente emit spectru continuu.
- A F Filamentul becului cu incandescență emite un spectru de linii.
- A F Un element prezintă linii de absorbție la exact aceleași lungimi de undă la care poate emite radiație electromagnetică.
- A F Hidrogenul are linii spectrale doar în domeniul vizibil.
- A F Atomii hidrogenoizi au o formulă pentru calculul seriilor spectrale asemănătoare cu cea a hidrogenului.
- A F Spectrul de bandă se prezintă ca un spectru continuu brăzdat de linii negre.

Calculați lungimea de undă a primei linii spectrale din seria a) Lyman; b) Paschen.

$$\mathbf{R:} \text{ a) } \lambda_L = 121,5 \text{ nm (în ultraviolet);}$$
$$\text{ b) } \lambda_p = 1874,6 \text{ nm (în infraroșu)}$$

Să se calculeze lungimea de undă a celei de a cincea linii spectrale din seria Balmer a atomului de hidrogen. Se cunoaște $R = 1,097373 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$.

$$\mathbf{R:} n_1 = 2, n_2 = 7, \lambda = 396,9 \text{ nm}$$

Să se calculeze valoarea celei mai mari și a celei mai mici lungimi de undă pentru seria Lyman a atomului de hidrogen.

$$\mathbf{R:} n_1 = 1, n_2 = 2 \Rightarrow \lambda_{21} = 121,5 \text{ nm;}$$
$$n_1 = 1, n_2 = \infty \Rightarrow \lambda_{\infty 1} = 91,12 \text{ nm}$$

Determinați lungimile de undă maxime (ale primelor linii spectrale) din seriile Brackett și Pfundt. Precizați domeniul optic în care se încadrează.

$$\mathbf{R:} \left. \begin{array}{l} \lambda_{Br} = 4050,0 \text{ nm;} \\ \lambda_{Pf} = 7455,8 \text{ nm} \end{array} \right\} \text{ infraroșu îndepărtat}$$

Determinați valoarea celei mai mici și a celei mai mari lungimi de undă din seria Paschen a hidrogenului.

$$\mathbf{R:} \text{ a) } n_1 = 3, n_2 = \infty \Rightarrow \lambda_{\infty 3} = 820,14 \text{ nm;}$$
$$\text{ b) } n_1 = 3, n_2 = 4 \Rightarrow \lambda_{43} = 1874,6 \text{ nm}$$

Lumea întreagă pe care o cunoaștem cu simțurile noastre este formată din obiecte *macroscopice*, care au dimensiuni mari în comparație cu particulele ce le alcătuiesc, particule cu dimensiuni de ordinul 10^{-8} – 10^{-14} m.



Ernest Rutherford, înnobilit Lord Nelson (1871-1937). Fizician englez, a descoperit în anul 1899 radioactivitatea toriului și a dat în 1903, împreună cu Soddy, legea transformărilor radioactive. A propus modelul de atom compus dintr-un nucleu central și din electroni sateliți. A primit Premiul Nobel în 1908.

Scopul experimentului lui Rutherford a fost acela de a formula un model al atomului care să explice fenomenele observate experimental și, în special, spectrele atomice.

Ernest Rutherford și colaboratorii săi, Hans Geiger și Ernest Marsden și-au propus să dirijeze spre atomii supuși cercetării anumite particule-proiectil și, din modul în care particulele-proiectil sunt împrăștiate, să tragă concluzii despre felul în care sunt distribuite în atomii-țintă particulele componente ale acestora. Având în vedere că la vremea respectivă (1910-1911) acceleratoarele de particule de mare energie, folosite astăzi curent în cercetările de fizică nucleară, nu fuseseră construite, Rutherford și colaboratorii săi au folosit drept particule-proiectil particulele alfa emise de radium radioactiv (care au viteza de $1,6 \cdot 10^7$ m/s) și – drept țintă – atomii dintr-o foiță de aur foarte subțire (cu grosimea de $5 \cdot 10^{-7}$ m).

Montajul experimental este prezentat schematic în figura 3.6 și este compus din:

- o sursă radioactivă (radium), introdusă într-o incintă de plumb, pentru a opri particulele alfa emise de sursă, cu excepția celor care ies printr-un orificiu foarte mic sub forma unui fascicul îngust;
- o foiță de aur, foarte subțire (s-au folosit ulterior și foi de argint sau de cupru);
- un ecran, acoperit pe fața interioară cu un strat de sulfură de zinc.

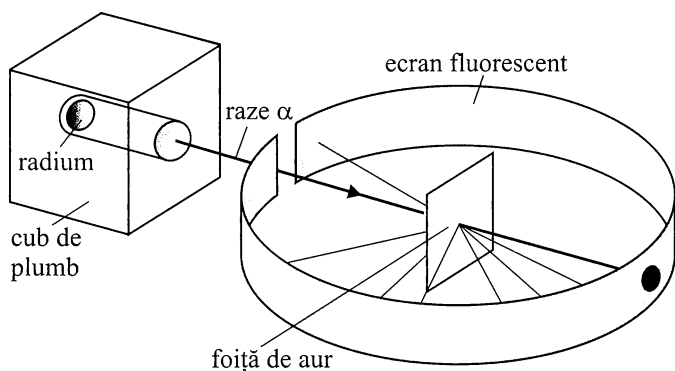


Fig. 3.6. Schema dispozitivului folosit în experimentul Rutherford.

Deoarece particulele alfa, expulzate de substanța radioactivă cu viteza de ordinul 10^7 m/s, pot parcurge numai câțiva centimetri prin aer sau o distanță de 0,1 mm prin substanță înainte de a ajunge în repaus prin ciocniri, experimentul Rutherford s-a efectuat în vid.

Impactul fiecărei particule cu ecranul produce o mică scintilație observabilă cu ajutorul unui dispozitiv adecvat. După poziția scintilației pe ecran s-a putut determina unghiul de deviație al traiectoriei particulei difuzate (împrăștiate) față de traiectoria sa inițială. Scintilațiile au fost numărate cu ajutorul unui contor de particule.

1. În jur de 99,99% dintre particulele alfa au traversat foaia metalică fără să fie deviate.

2. Doar aproximativ 0,01% dintre particule au fost deviate cu un unghi mai mare de 10° . Având în vedere că foița de aur era formată din aproximativ patru sute de straturi de atomi, Rutherford a tras concluzia că atomii constau, în cea mai mare parte a lor, din spațiu gol.

3. Un număr mic de particule α au fost deviate sub un unghi apropiat de 180° . Era ca și cum unele particule α au întâlnit sarcină pozitivă concentrată în ceea ce se va numi *nucleu*, care le-a respins puternic prin forțe de natură electrică. Repulsia (respingerea) electrostatică dintre particulele α (pozitive) și nucleele pozitive este cauza unghiurilor mari de deviație.

4. Proporția particulelor deviate crește cu grosimea foii metalice și cu masa atomică a metalului.

Observațiile experimentale și analiza lor matematică permit să se enunțe concluziile următoare:

1. Practic, toată masa atomului se află concentrată într-un spațiu foarte mic, numit *nucleul atomului*.

2. Toată sarcina pozitivă a atomului este concentrată în nucleu.

3. Legea lui Coulomb este valabilă și în cazul microscopic. Aplicând formalismul respectiv, s-a calculat distanța minimă la care particula alfa se poate apropia de nucleu în mișcarea sa spre acesta (fig. 3.7).

Experimentul lui Rutherford este de o importanță capitală pentru cunoașterea atomului. El a furnizat primele rezultate cantitative privitoare la structura atomului.

Modelul atomic propus de Rutherford este cunoscut sub numele de „model planetar al atomului”. Un atom este considerat un sistem solar în miniatură, cu un nucleu în centru și un număr de electroni în jurul său. Nucleul are sarcină electrică

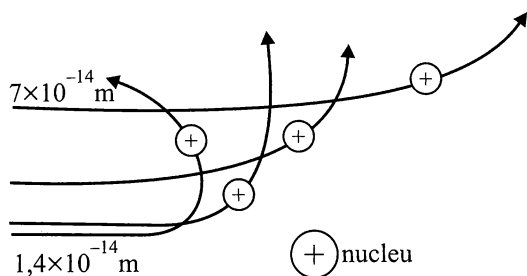


Fig. 3.7. Devierea particulelor alfa în câmpul electric al nucleului atomic

pozitivă și conține aproape toată masa atomului. Raza nucleului este de ordinul 10^{-14} m, de 100 000 de ori mai mică decât raza atomului, care are valoarea de aproximativ 10^{-10} m. Electronii ușori cu sarcină electrică negativă gravitează în jurul nucleului pe traiectorii circulare, fiind menținuți pe acestea de

atracția electrostatică, la fel cum planetele gravitează în jurul Soarelui datorită forțelor de atracție gravitațională. Forța de atracție electrostatică are rol de forță centripetă. Deoarece atomul este neutru din punct de vedere electric, înseamnă că sarcina electrică a electronilor este egală cu sarcina pozitivă concentrată în nucleu.

Modelul atomic propus de Rutherford prezintă dificultăți teoretice serioase. Acest atom nu poate fi stabil din punct de vedere al electrodinamicii clasice, deoarece un electron aflat în mișcare sa pe orbita circulară în jurul nucleului are o accelerație centripetă. Având o mișcare accelerată, conform legilor electrodinamicii clasice, electronul ar trebui să emită continuu unde electromagnetice cu aceeași frecvență cu care el se rotește. Întrucât în urma emisiei de unde electromagnetice energia electronului scade, raza de mișcare se micșorează continuu până când electronul ar trebui să cadă pe nucleu (în 10^{-8} s). După modelul lui Rutherford, atomii nu ar putea exista mai mult de o sutime de milionime de secundă. Se știe însă că existența lor este nelimitată în timp. Pe de altă parte, frecvența de mișcare variind continuu, ar trebui ca unda emisă să prezinte un spectru continuu, ceea ce contrazice datele experimentale spectroscopice.

Într-un experiment de împrăștiere a particulelor alfa s-a folosit o foiță de aur cu masa unității de arie de $3,2 \cdot 10^{-3} \text{ kg/m}^2$. Se dau: densitatea aurului $\rho = 2 \cdot 10^4 \text{ kg/m}^3$ și masa unui atom de aur $m_{Au} = 3,3 \cdot 10^{-25} \text{ kg}$.

Să se determine:

- grosimea foiței de aur;
- numărul de straturi de atomi de aur din foița metalică.

a) Grosimea foiței este:
$$d = \frac{3,2 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^2}{2 \cdot 10^4 \text{ kg/m}^3} = 1,6 \cdot 10^{-7} \text{ m}.$$

- b) Considerăm atomii de aur de formă sferică cu raza r . Volumul unei sfere

fiind $V = \frac{4}{3}\pi r^3$, rezultă $r = \sqrt[3]{\frac{3V}{4\pi}}$, unde V este volumul unui atom.

$$V = \frac{m_{Au}}{\rho} = \frac{3,3 \cdot 10^{-25} \text{ kg}}{2 \cdot 10^4 \text{ kg/m}^3} = 1,65 \cdot 10^{-29} \text{ m}^3.$$

Raza atomului de aur are valoarea:



$$r = \sqrt[3]{\frac{3 \cdot 1,65 \cdot 10^{-29}}{4 \cdot 3,14}} \approx 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ m.}$$

Considerăm straturile de atomi paralele și atomii în contact între ei (fig. 3.8).

Numărul de straturi va fi dat de raportul dintre grosimea plăcii metalice și diametrul unui atom:

$$n = \frac{d}{2r} = \frac{1,6 \cdot 10^{-7} \text{ m}}{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ m}} = 500 \text{ straturi de atomi.}$$

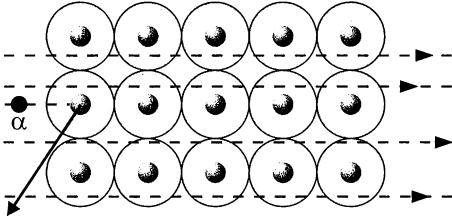


Fig. 3.8. Volumul atomului fiind aproximativ de 100 000 de ori mai mare decât cel al nucleului, marea majoritate a particulelor alfa trec nedeviate prin foaia metalică

În 1914, Franck și Hertz au pus în evidență existența nivelelor de energie în atom printr-o metodă electronică. Din punct de vedere istoric, experimentul Franck-Hertz este primul care a reușit să determine diferența de energie dintre două nivele.

Dispozitivul experimental este prezentat în schema din figura 3.9.

Un gaz monoatomic (cu vapori de mercur, la presiune redusă) este supus bombardamentului unui fascicul de electroni.

Acest proces se produce într-un balon de sticlă în care se află trei electrozi: un catod C care, încălzit de filamentul F , emite electroni; grila G , care are rolul de a accelera electronii emiși de catod; anodul A , care captează

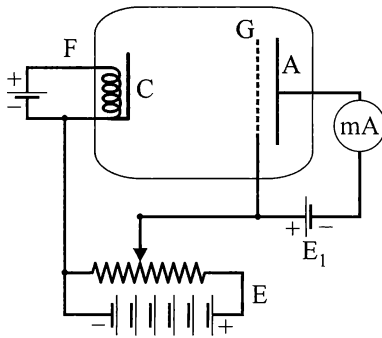


Fig. 3.9. Schema dispozitivului experimental folosit în experimentul Franck-Hertz

electronii emiși de catod și dă posibilitatea producerii unui curent în circuitul anodic al tubului, a cărui intensitate I_A este măsurată de un microampermetru. Gazul din tub este observat în permanență cu un spectroscop.

Între catod și grilă se aplică tensiunea U (variabilă), iar între grilă și anod se aplică o tensiune de

frânare U_f , $|U_f| \approx 0,5 \text{ V}$ (produsă de sursa E_1), potențialul anodului fiind cu puțin mai mic decât cel al grilei. Între grilă și anod se produce un câmp electric antagonist, care determină electronii ce traversează grila cu viteze mici să se întoarcă din drum și să nu mai ajungă la anod.

Se variază tensiunea U . Între valorile tensiunii și valorile intensității I_A ale curentului anodic există o relație de dependență

$$I_A = f(U), \quad (3.4)$$

a cărei reprezentare grafică este dată în figura 3.10. Din analiza acestei reprezentări grafice constatăm că intensitatea curentului anodic I_A crește cu tensiunea U , însă scade brusc pentru valori bine determinate ale tensiunii U , și anume pentru acelea care reprezintă un multiplu întreg al cantității de $4,9 \text{ V}$:

$$U_1 = 4,9 \text{ V}; \quad U_2 = 2 \cdot 4,9 \text{ V} = 9,8 \text{ V}; \quad U_3 = 3 \cdot 4,9 \text{ V} = 14,7 \text{ V}.$$

Interpretare. Fenomenul observat se interpretează astfel: electronii accelerați în spațiul dintre catod și grilă se pot ciocni cu atomii de mercur din tub. Ciocnirile între electroni și atomi pot fi:

1. *Ciocniri elastice.* Atâta timp cât tensiunea acceleratoare U este mai mică de $4,9 \text{ V}$, deci energia electronilor accelerați este mai mică de $4,9 \text{ eV}$, în spațiul dintre catod și grilă ei suferă ciocniri elastice cu atomii de mercur fără cedare de energie, trec prin grila G și ajung la anodul A unde sunt captați de acesta. În urma acestor ciocniri, energia internă a atomilor rămâne neschimbată.

2. *Ciocniri neelastice.* Când tensiunea U atinge valoarea de $4,9 \text{ V}$, electronii cedează atomilor de mercur, prin ciocnire neelastice, aproape toată energia lor cinetică și viteza lor devine aproape nulă. Energia lor reziduală este insuficientă pentru a învinge tensiunea de frânare U_f dintre grilă și anod. Aceasta face ca intensitatea curentului anodic I_A să scadă brusc.

Când atomul este ciocnit de un electron care transportă o energie mai mare de $4,9 \text{ eV}$, atomul absoarbe strict de la electron numai energia de $4,9 \text{ eV}$. Astfel, energia internă a atomului a crescut cu $4,9 \text{ eV}$ și acesta trece într-o stare superioară

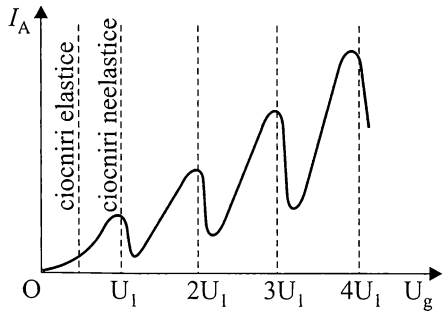


Fig. 3.10. Variația curentului anodic în funcție de tensiunea de accelerare în experimentul Franck-Hertz

energetică (numită stare atomică de excitare), în care se menține un timp foarte scurt, după care emite o radiație cu lungimea de undă de 253,7 nm, pusă în evidență cu ajutorul spectroscopului.

Dacă tensiunea U crește din nou peste 4,9 V, crește și energia cinetică a electronilor peste 4,9 eV și ei au suficientă energie pentru a învinge tensiunea de frânare dintre grila G și anodul A ; ajungând la acesta, electronii determină o nouă creștere a curentului electric.

Când tensiunea acceleratoare U ajunge la valoarea $U_2 = 2 \cdot 4,9 = 9,8$ V, energia electronului este suficientă pentru două ciocniri neelastice, cu cedare de energie, ceea ce face ca intensitatea curentului să scadă din nou brusc. Aceasta se repetă pentru orice creștere a tensiunii cu 4,9 V, ceea ce dovedește că atomii de mercur, în urma ciocnirii lor neelastice cu electronii din tub, nu pot primi de la aceștia decât valori bine determinate de energie, și anume egale cu un multiplu întreg de 4,9 V.

Astfel de cercetări au constituit bazele experimentale ale modelului cuantic pentru atom și, de aceea, experimentul Franck-Hertz este considerat ca unul dintre experimentele fundamentale ale fizicii atomice.

Modelul planetar al lui Rutherford a constituit un pas important către cunoșterea alcătuirii atomului. Totuși, nu era un model complet și prezenta câteva deficiențe majore. Ne fiind în acord cu datele experimentale și cu realitatea evidentă, a fost înlocuit.

În 1913 Niels Bohr propune primul model atomic cuantic. Pus în fața dilemei produse de faptul că teoria electromagnetismului prezicea un atom instabil care emite energie radiantă de toate frecvențele, în timp ce experiența indica atomi stabili care emit numai câteva frecvențe, Bohr a tras concluzia că, în ciuda succeselor ei în explicarea fenomenelor care au loc la nivel microscopic, teoria electromagnetismului nu poate fi aplicată proceselor atomice. A devenit clar că, pentru a înțelege structura atomilor și legătura dintre structura atomică și spectrele

atomice, este necesară o abatere radicală de la principiile stabilite ale mecanicii clasice și ale electromagnetismului. În noua teorie a lui Bohr, aceasta s-a realizat cu ajutorul a două postulate.

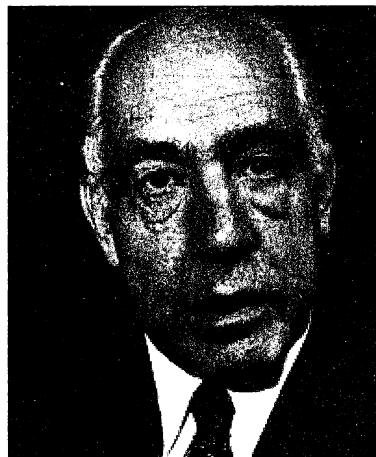
Postulatele lui Bohr se formulează astfel:

Primul postulat a fost introdus pentru a explica stabilitatea sistemelor atomice. El este în contradicție cu fizica clasică, deoarece arată că există situații în care sarcinile electrice în mișcare accelerată nu emit radiație electromagnetică.

$$h\nu_{mn} = |E_m - E_n|, \quad (3.5)$$

unde h este constanta lui Planck.

Niels Bohr - pe numele său complet **Niels Henrik David Bohr** - (7 octombrie 1885, Copenhaga - 18 noiembrie 1962), fizician danez care a avut contribuții esențiale la înțelegerea structurii atomice și a mecanicii cuantice. Niels Bohr a fost profesor de fizică și directorul Institutului de Fizică Teoretică din Copenhaga. A fost autorul modelului atomic ce îi poartă numele. A adaptat teoria cuantică la studiul structurii atomice și s-a preocupat de cercetări de fizică nucleară. Bohr a fost laureat al Premiului Nobel pentru fizică în 1922.



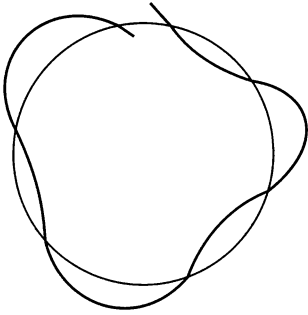


Fig. 3.11. Când unda nu se închide (și deci interferează distructiv cu ea însăși) ea se stinge rapid

Conform teoriei lui de Broglie, electronul se comportă ca o unitate undă-corpusul căreia i se poate atașa o lungime de undă

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$$

În stare legată, unda asociată electronului trebuie să fie o undă staționară.

Condiția ca unda să fie staționară este îndeplinită dacă lungimea ei de undă λ este cuprinsă de un număr întreg de ori în perimetrul orbitei (fig. 3.11 și 3.12):

$$2\pi r = n\lambda$$

Dacă $\lambda = \frac{h}{mv}$, unde m și v sunt masa și viteza electronului, rezultă că pentru o orbită stabilă trebuie îndeplinită condiția:

$$2\pi r = \frac{nh}{mv}, \text{ adică } rmv = n \frac{h}{2\pi} \tag{3.6}$$

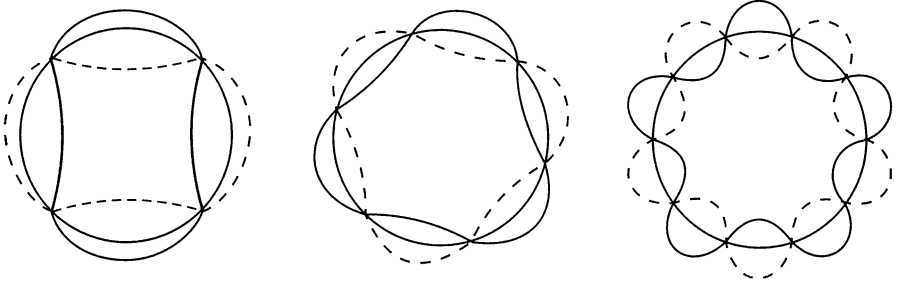


Fig. 3.12. Unde staționare circulare pentru 2, 3, și 5 lungimi de undă per circumferință; n , numărul de lungimi de undă, este numărul cuantic.

Dar $rmv = rp = L$ este momentul cinetic orbital al electronului.

$$L_n = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar, \tag{3.7}$$

unde

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} \text{ iar } n = 1, 2, 3, \dots$$

O orbită este staționară dacă îndeplinește condiția de cuantificare (3.6) și condiția de echilibru, adică forța centripetă este forța electrostatică:

$$\frac{mv^2}{r_n} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2}, \quad (3.8)$$

unde Z (numărul atomic) este numărul de sarcini pozitive din nucleu (pentru hidrogen $Z=1$).

Din ultima relație obținem prin înmulțire cu m în ambii membri:

$$m^2 v^2 r_n^2 = \frac{Zme^2}{4\pi\epsilon_0} r_n.$$

Ținând seama de relația (3.6.) rezultă:

$$\frac{n^2 h^2}{4\pi^2} = \frac{Zme^2}{4\pi\epsilon_0} r_n,$$

de unde obținem:

$$r_n = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m Z e^2} \cdot n^2. \quad (3.9)$$

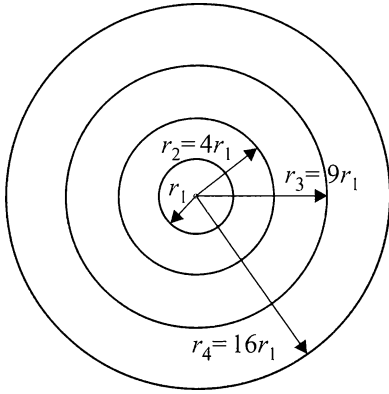
Raza celei mai mici orbite se obține pentru $n=1$, iar pentru hidrogen ($Z=1$) are valoarea:

$$r_1 = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ m} \quad (3.10)$$

și se numește

Din formula (3.9) vedem că razele orbitelor cresc cu n^2 , adică:

$$r_n = n^2 \cdot r_1. \quad (3.11)$$



Razele primelor patru orbite sunt arătate în figura. 3.13. Conform modelului lui Bohr, nu sunt permise orbite intermediare.

Fig. 3.13. Razele primelor orbite în modelul atomic Bohr. Desenul nu este la scară

Energia totală a electronului într-o stare legată este suma dintre energia cinetică și energia potențială:

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (3.11)$$

Din condiția de echilibru (3.8) (forța centripetă este forța electrostatică) rezultă:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r} \quad (3.12)$$

deci:

$$E_n = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} (1 - 2) = -\frac{Z^2 e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n}.$$

Înlocuind r_n din condiția (3.9), obținem expresia energiei totale cuantificate:

$$E_n = -\frac{Z^2 m e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (3.13)$$

Numărul n poate lua valorile 1, 2, 3, 4, ... și este numit
În general:

$$E_n = \frac{Z^2 E_1}{n^2} \quad (3.14)$$

unde E_1 este energia stării fundamentale ($n = 1$, orbita cea mai apropiată de nucleu) iar pentru hidrogen ($Z = 1$) are valoarea:

$$E_1 = -\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} = -2,17 \cdot 10^{-18} \text{ J} = -13,6 \text{ eV}. \quad (3.15)$$

Deoarece n^2 apare la numitorul relației (3.14), energiile orbitelor mai mari în atomul de hidrogen sunt din ce în ce mai mari:

$$E_n = \frac{-13,6 \text{ eV}}{n^2}.$$

Să observăm că, deși energiile pe orbitele mai mari au valori absolute mai mici, toate energiile sunt negative. Rezultă că

ceea ce este în concordanță cu principiul stabilității maxime la energie minimă, întrucât E_1 este energia stării fundamentale a atomului de hidrogen.

Viteza unui electron aflat în mișcare pe o orbită în jurul nucleului este și ea cuantificată în modelul atomic Bohr.

Din relația (3.12) $\Rightarrow \frac{mv_n^2}{2} = \frac{Ze^2}{8\pi\varepsilon_0 r_n}$ și

din relația (3.9) $\Rightarrow r_n = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m Z e^2} \cdot n^2.$

Astfel,

$$\frac{mv_n^2}{2} = \frac{Z^2 e^4 m}{8\varepsilon_0^2 h^2 n^2} \quad (3.16)$$

Rezultă:

$$v_n = \frac{Ze^2}{2h\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{n}. \quad (3.17)$$

Pentru atomul de hidrogen ($Z = 1$), viteza pe prima orbită Bohr este

$$v_1 = \frac{e^2}{2h\varepsilon_0} = 21,86 \cdot 10^5 \text{ m/s}. \quad (3.18)$$

Pe orbitele mai mari, vitezele sunt cuantificate, conform relației (3.17):

$$v_n = \frac{Zv_1}{n}. \quad (3.19)$$

Observăm că viteza electronului scade cu ordinul orbitei n , deci

Din relația între viteza liniară și viteza unghiulară

$$v = \omega r = 2\pi\nu \cdot r$$

rezultă expresia frecvenței de rotație a electronului pe orbită

$$\nu = \frac{v}{2\pi r}. \quad (3.20)$$

Folosind relațiile $r_n = \frac{r_1 \cdot n^2}{Z}$ și $v_n = \frac{v_1 Z}{n}$,

obținem:

$$\nu_n = \frac{Z^2 v_1}{2\pi r_1} \cdot \frac{1}{n^3}. \quad (3.21)$$

Notăm cu ν_1 expresia $\frac{v_1}{2\pi r_1}$.

Rezultă:

$$\nu_n = Z^2 \nu_1 \frac{1}{n^3}, \quad (3.22)$$

unde

$$\nu_1 = \frac{21,86 \cdot 10^5}{2 \cdot 3,14 \cdot 0,529 \cdot 10^{-10}} = 6,58 \cdot 10^{15} \text{ Hz} \quad (3.23)$$

este frecvența de rotație a electronului pe prima orbită Bohr în atomul de hidrogen.

Observăm că conform relației (3.22).

Schema nivelelor energetice este o diagramă care conține numai o singură axă, ordonată, pe care se figurează liniile orizontale reprezentând valorile energiei totale a sistemului.

Originea este aleasă în punctul $E = 0$. Deasupra valorii $E = 0$ pot fi reprezentate valorile pozitive ale energiei, care corespund mișcării libere a electronului și care nu sunt cuantificate, fiind posibilă orice valoare a energiei. Energiile negative (ce descriu stările legate ale electronului în atom) sunt reprezentate sub nivelul $E = 0$.

Nivelele cuantificate cu energia E_1, E_2, \dots, E_n se strâng spre valoarea $E_\infty = 0$.

Starea de energie minimă este starea cu $n = 1$, care are energia E_1 . În cazul atomului de hidrogen în stare fundamentală, electronul se găsește pe acest nivel. Celelalte stări cu energiile E_2, E_3, \dots, E_n , sunt stări excitate.

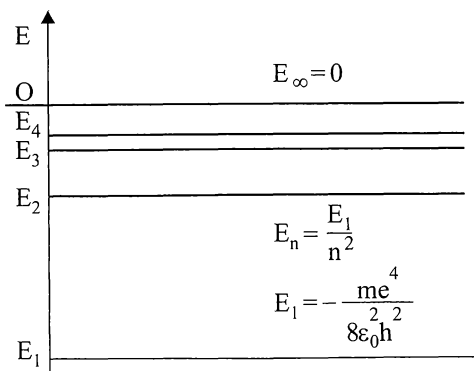


Fig. 3.14. Schema nivelurilor energetice ale atomului de hidrogen după modelul lui Bohr

Pentru ca atomul să treacă din starea fundamentală E_1 într-o stare excitată E_n , trebuie să i se transfere o cantitate de energie egală cu:

$$\Delta E = E_n - E_1.$$

Această energie o poate primi prin absorbția unui foton de energie $h\nu = \Delta E$ (fig. 3.15).

Dezexcitarea atomului, adică revenirea la starea fundamentală, se face prin emisia unui foton cu energia egală cu diferența $E_n - E_1$. Dezexcitarea se poate face fie *direct* pe starea fundamentală, fie *în trepte*, prin stări intermediare.

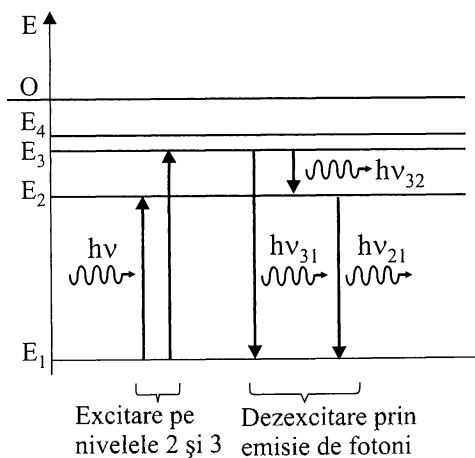


Fig. 3.15. Schema nivelurilor energetice ale atomului la excitare și dezexcitare

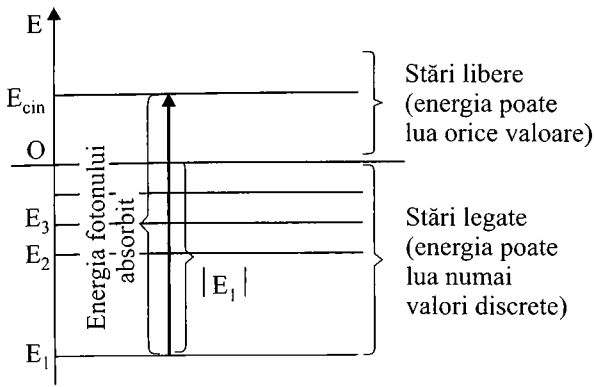


Fig. 3.16. Reprezentarea schematică a fenomenului de ionizare a atomului

Dacă ionizarea se face prin absorbția unui foton de energie mai mare decât $|E_n|$, energia cinetică a electronului eliberat (fig. 3.16) este:

$$E_{\text{cin}} = E_{\text{foton}} - |E_n|. \quad (3.24)$$

Stările atomice excitate nu sunt stabile. Un atom se dezexcită în circa 10^{-8} s, energia înmagazinată fiind radiată sub formă de energie a unei unde electromagnetice de frecvență bine determinată.

Ne vom referi la spectrul de emisie al atomului de hidrogen, care este un spectru de linii. La tranziția cuantică a atomului de hidrogen din starea i în starea f se emite radiație electromagnetică a cărei frecvență se calculează aplicând postulatul frecvențelor (al II-lea postulat al lui Bohr).

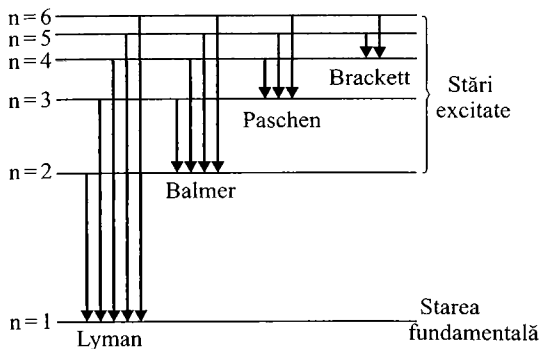


Fig. 3.17. Spectrul hidrogenului

Electronul poate fi scos din starea în care se află, în afara atomului într-o stare liberă, dacă energia transmisă lui este cel puțin egală cu modulul energiei totale a stării în care se găsește.

$$E_{\text{foton}} \geq |E_n|$$

$$h\nu_{if} = E_i - E_f$$

Această radiație corespunde unei *linii spectrale*.

Dacă n_i este numărul cuantic al unei stări excitate oarecare și n_f – numărul cuantic al stării de energie mai joasă, pe care se întoarce electronul după procesul de emisie (fig. 3.17), atunci energia inițială este:

$$E_i = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n_i^2}$$

iar energia finală este:

$$E_f = -\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n_f^2}$$

Energia hu a fotonului emis va fi: $h\nu = E_i - E_f = -\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n_f^2} + \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n_i^2}$

Frecvența radiației (liniei spectrale) emise ν va fi:

$$\nu = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3} \cdot \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (3.25)$$

Introducând notația:

$$\tilde{\nu} = \frac{\nu}{c} = \frac{1}{cT} = \frac{1}{\lambda}$$

unde: λ este lungimea de undă a radiației emise, $\tilde{\nu}$ se numește *număr de undă* și reprezintă numărul de lungimi de undă cuprinse în intervalul unitate, iar c este viteza luminii în vid, se obține:

$$\tilde{\nu} = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (3.26)$$

Mărimea:

$$\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c} = R \quad (3.27)$$

este constanta lui Rydberg și are valoarea $R = 1,097373 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$.

Cu ajutorul ei, frecvențele radiațiilor emise se scriu:

$$\frac{\nu_{if}}{c} = \tilde{\nu}_{if} = R \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (3.28)$$

Energia E_n poate fi exprimată:

$$E_n = -\frac{Rch}{n^2}, \quad (3.29)$$

iar energia stării fundamentale este:

$$E_1 = -Rch = -13,6 \text{ eV}. \quad (3.30)$$

Grupul de linii spectrale ce au același n_f formează o *serie spectrală*.

Din relațiile (3.25) și (3.26) se observă că frecvența $\tilde{\nu}$ maximă (sau lungimea de undă minimă) se obține pentru $n_i = \infty$ și este dată de $\frac{R}{n^2}$ (se numește limita seriei).

Tabelul 3.3. Seriile spectrale ale atomului de hidrogen

n_f	n_i	Denumirea seriei spectrale	Domeniul spectral	Limita seriei ($\tilde{\nu}_{\max}$)
1	2, 3, 4,...	Lyman	ultraviolet	R
2	3, 4, 5,...	Balmer	vizibil	$\frac{R}{4}$
3	4, 5, 6,...	Paschen	infraroșu	$\frac{R}{9}$
4	5, 6, 7,...	Brackett	infraroșu îndepărtat	$\frac{R}{16}$
5	6, 7, 8,...	Pfundt	infraroșu îndepărtat	$\frac{R}{25}$
6	7, 8, 9,...	Humphrey	infraroșu îndepărtat	$\frac{R}{36}$

O ilustrare grafică a acestor serii este prezentată în figura 3.18. În figura 3.19 este arătat spectrul atomului de hidrogen, cu gruparea liniilor în serii spectrale, în ordinea crescătoare a lungimii de undă.

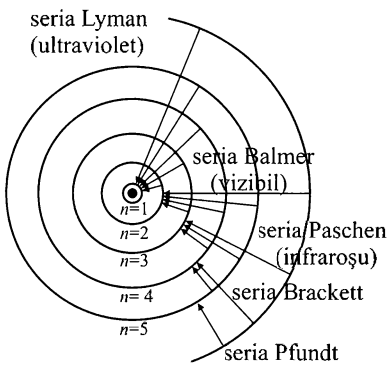


Fig. 3.18. Tranzițiile electronului în modelul Bohr al atomului de hidrogen. Serii spectrale

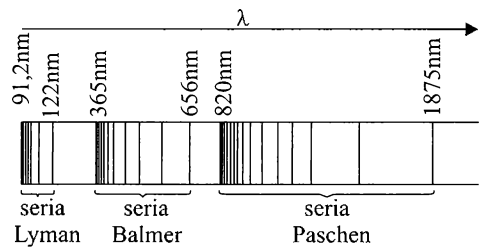


Fig. 3.19. Spectrul atomului de hidrogen. Liniile spectrale și seriile spectrale sunt ordonate după lungimea de undă

Constanta lui Rydberg a fost determinată experimental și utilizată în spectroscopie cu mult înaintea modelului atomic Bohr. Valoarea experimentală concordă satisfăcător cu cea calculată prin relația 3.27.

Frecvențele radiațiilor emise de atomul de hidrogen (determinate experimental) sunt bine reproduse de calculele efectuate pe baza modelului lui Bohr cu relația 3.28.

Teoria lui Bohr explică, de asemenea, spectrele de absorbție: fotoni de o anumită lungime de undă pot să „mute” un electron de pe un nivel inferior pe unul superior. Din rațiuni de conservare a energiei, numai fotoni de o anumită energie vor fi absorbiți. Astfel se explică de ce spectrul continuu al luminii ce traversează un gaz va fi brăzdat de linii negre (de absorbție) la frecvențele ce corespund liniilor de emisie.

Modelul lui Bohr explică, de asemenea, stabilitatea atomilor (nivelul fundamental corespunde energiei minime, deci stabilității maxime).

O altă verificare a modelului a fost obținută prin compararea energiei de ionizare a atomului de hidrogen obținută prin calcul, cu valoarea energiei de ionizare determinată experimental. Valoarea calculată a acesteia este

$$E_{\text{ioniz}} = |E_1| = Rch = 13,6 \text{ eV},$$

valoare ce se verifică foarte bine experimental.

Să se calculeze valorile energiei cinetice, potențiale și totale ale unui electron aflat pe prima orbită Bohr în atomul de hidrogen.

a) $E_c = -E_n$ din relația (3.16); deci: $E_c = -E_1 = 13,6 \text{ eV}$;

b) $E = E_c + E_{\text{pot}} = E_1 = -13,6 \text{ eV}$ din relația (3.15);

c) $E_{\text{pot}} = E - E_c = 2E_1 = -27,2 \text{ eV}$.

Atomi de heliu odată ionizați (He^+) trec de pe nivelele cu numerele cuantice principale $n_1 = 4$ și $n_2 = 5$ pe nivelul având numărul cuantic principal $n = 3$. Se consideră atomii de He atomi hidrogenoizi respectând modelul lui Bohr. Să se calculeze: a) lungimile de undă λ_1 și λ_2 emise de ionii de He^+ ; b) raportul razelor orbitelor și ale perioadelor de rotație ale electronului din ionul de He^+ corespunzătoare nivelelor excitate având numerele cuantice principale $n_3 = 3$ și $n_4 = 2$. Se cunoaște $R = 1,1 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$.



a) Conform relațiilor (3.14) și (3.28):

$$\frac{1}{\lambda_1} = Z^2 R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_1^2} \right) = 2^2 \cdot R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{4^2} \right) = \frac{7R}{36}.$$

Analog,

$$\frac{1}{\lambda_2} = Z^2 R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) = 2^2 \cdot R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{5^2} \right) = \frac{64R}{225}.$$

Obținem:

$$\lambda_1 = 467,5 \text{ nm, respectiv } \lambda_2 = 319,6 \text{ nm.}$$

b) Conform relației (3.9), $r_n = \frac{r_1}{Z} n^2$. Deci $\frac{r_3}{r_2} = \frac{3^2}{2^2} = \frac{9}{4}$.

Raportul perioadelor $\frac{T_3}{T_2} = \frac{\frac{1}{\nu_3}}{\frac{1}{\nu_2}}$. Dar $\nu_n = \frac{Z^2 \nu_1}{n^3}$ din relația (3.22).

$$\text{Deci } \frac{T_3}{T_2} = \frac{\frac{3^3}{4\nu_1}}{\frac{2^3}{4\nu_1}} = \frac{27}{8} = 3,37.$$

Un foton cu lungimea de undă $\lambda = 618,47 \text{ nm}$ este absorbit de un atom de hidrogen aflat într-o stare excitată pe care îl ionizează. Știind că energia cinetică a electronului expulzat este $E_{\text{cin}} = 0,5 \text{ eV}$, aflați pe ce nivel excitat se găsea inițial atomul de hidrogen. Se cunosc $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$, $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$, $E_1 = -13,6 \text{ eV}$.

$$\frac{hc}{\lambda} = E_{\text{cin}} + |E_n| \text{ conform relației (3.24).}$$

Rezultă

$$|E_n| = 2,416 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 1,51 \text{ eV.}$$

$$\text{Din } E_n = \frac{E_1}{n^2} \Rightarrow n = \sqrt{\frac{|E_1|}{|E_n|}} = \sqrt{9} = 3.$$

Utilizând modelul lui Bohr, calculați energia necesară pentru a scoate electronul dintr-un atom de heliu odată ionizat (He^+). Ce lungime de undă maximă poate avea un foton pentru a produce ionizarea în acest caz?

$$E_{\text{foton}} = E_{\text{cin}} + |E_n|.$$

La limită, $E_{\text{cin}} = 0$ și rezultă:

$$E_{\text{ioniz}} = |E_n|.$$

Pentru atomi hidrogenoizi, din relația (3.14) avem:

$$E_n = \frac{Z^2 E_1}{n^2}.$$

Deci, pentru ionizarea atomului de He^+ aflat în stare fundamentală ($n = 1$) rezultă:

$$E_{\text{ioniz}} = Z^2 |E_1| = 4 \cdot 13,6 \text{ eV} = 54,4 \text{ eV}.$$

$$\text{Dar } E_{\text{ioniz}} = h\nu_{\text{min}} = h \frac{c}{\lambda_{\text{max}}}.$$

$$\text{Rezultă } \lambda_{\text{max}} = \frac{hc}{E_{\text{ioniz}}} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{54,4 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = 22,8 \text{ nm}.$$

Atomii de hidrogen dintr-o incintă se află într-o stare excitată cu energia totală $E_k = -1,36 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ și suferă o tranziție care îi aduce într-o altă stare având energie cu $\Delta E = 16,32 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ mai mare decât energia stării fundamentale. Cunoscând energia stării fundamentale $E_1 = -21,76 \cdot 10^{-19} \text{ J}$, $h = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$, se cere: a) aflați numerele cuantice ce caracterizează cele două stări excitate; b) scrieți expresia matematică a postulatului al II-lea al lui Bohr și calculați lungimea de undă a radiației emise de atomul de hidrogen în urma acestei tranziții.

$$\text{a) } E_n = E_1 + \Delta E = (-21,76 + 16,32) \cdot 10^{-19} \text{ J} = -5,44 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

$$E_n = \frac{E_1}{n^2} \Rightarrow n = \sqrt{\frac{E_1}{E_n}} = \sqrt{\frac{-21,76}{-5,44}} = \sqrt{4} = 2.$$

Analog:

$$k = \sqrt{\frac{E_1}{E_k}} = \sqrt{\frac{-21,76}{-1,36}} = \sqrt{16} = 4.$$

$$b) h\nu_{kn} = E_k - E_n = \frac{hc}{\lambda_{kn}}.$$

$$\text{Rezultă } \lambda_{kn} = \frac{hc}{E_k - E_n} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{(-1,36 + 5,44) \cdot 10^{-19}} = 4,852 \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

$$\lambda_{kn} = 485,2 \text{ nm.}$$

Un atom de hidrogen emite prin dezexcitare pe nivelul fundamental o radiație cu $\lambda = 102,5 \text{ nm}$. Se cunosc: $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$, $R \approx 1,1 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$ și $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$. Determinați: a) numărul cuantic; b) momentul cinetic al electronului corespunzător nivelului cuantic al stării în care atomul a fost inițial excitat.

a) Conform postulatului al II-lea al lui Bohr:

$$h\nu_{n1} = E_n - E_1 = E_1 \left(\frac{1}{n^2} - 1 \right) = -Rch \left(\frac{1}{n^2} - 1 \right).$$

Rezultă:

$$\nu_{n1} = Rc \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \text{ adică } \frac{c}{\lambda_{n1}} = cR - \frac{cR}{n^2},$$

obținem $\frac{R}{n^2} = R - \frac{1}{\lambda}$, de unde:

$$n = \sqrt{\frac{R}{R - \frac{1}{\lambda}}} = \sqrt{\frac{1,1 \cdot 10^7}{1,1 \cdot 10^7 - \frac{100}{102,5} \cdot 10^7}} = \sqrt{\frac{1,1}{1,1 - 0,975}} = \sqrt{9} = 3.$$

$$b) L_n = n\hbar = n \frac{h}{2\pi}; L_3 = 3 \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{6,28} = 3,16 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}.$$

Cunoscând că forța coulombiană ce acționează asupra electronului în atomul de hidrogen aflat în stare fundamentală este $8,2 \cdot 10^{-8} \text{ N}$, să se calculeze accelerația lui.

$$\mathbf{R: } a = 9 \cdot 10^{22} \text{ m/s}^2$$

Distanța de la nucleu până la orbita pe care se află electronul este $2,12 \cdot 10^{-10}$ m. Știind că raza primei orbite Bohr în atomul de hidrogen este $0,53 \cdot 10^{-10}$ m, ce număr cuantic corespunde nivelului energetic al electronului?

$$\mathbf{R: } n = 2$$

Energia totală a unui electron într-un atom de hidrogen este $-0,85$ eV. Care este numărul cuantic al acestui nivel energetic?

$$\mathbf{R: } n = 4$$

Să se calculeze valoarea impulsului electronului pe orbita a 3-a.

$$\mathbf{R: } p_3 = mv_3 = m \frac{v_1}{3} = \frac{e^2 m}{3 \cdot 2\epsilon_0 h} = 6,9 \cdot 10^{-25} \text{ N} \cdot \text{s}$$

Care este raportul dintre energia totală a electronului când se află pe orbita a doua și a șasea?

$$\mathbf{R: } \frac{E_2}{E_6} = \frac{\frac{E_1}{2^2}}{\frac{E_1}{6^2}} = \frac{36}{4} = 9$$

Care este intensitatea câmpului electric pe primele trei orbite Bohr ale atomului de hidrogen?

$$\mathbf{R: } E = \frac{F}{e} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e}{r^2} = 9 \cdot 10^9 \frac{e}{r_1^2 \cdot n^4}; E_1 = 51,2 \cdot 10^{10} \frac{\text{V}}{\text{m}};$$

$$E_2 = \frac{E_1}{16} = 3,2 \cdot 10^{10} \frac{\text{V}}{\text{m}}; E_3 = \frac{E_1}{81} = 0,63 \cdot 10^{10} \frac{\text{V}}{\text{m}}.$$

Să se calculeze frecvențele de rotație ale electronului pe prima și a doua orbită Bohr ale atomului de hidrogen și frecvența cuantei emise la tranziția între aceste orbite. Să se compare rezultatele.

$$\mathbf{R: } \nu_1 = 6,58 \cdot 10^{15} \text{ Hz}; \nu_2 = 0,82 \cdot 10^{15} \text{ Hz};$$

$$\nu_{21} = 2,47 \cdot 10^{15} \text{ Hz}; \nu_1 > \nu_{21} > \nu_2$$

Să se calculeze perioadele de rotație ale electronului pe prima și a doua orbită Bohr ale atomului de hidrogen.

$$\mathbf{R: } T_1 = \frac{1}{\nu_1} = 0,145 \cdot 10^{-15} \text{ s}; T_2 = 8T_1 = 1,167 \cdot 10^{-15} \text{ s}$$

Fie un atom de hidrogen în starea cu număr cuantic principal $n = 2$. Se cer:

a) lungimea de undă a radiației emise de atom la tranziția în stare fundamentală;

b) viteza electronului pe orbita stării $n = 2$;

c) numărul de rotații efectuate de electron în jurul nucleului când atomul se află în starea $n = 2$, știind că atomul se află în această stare un interval de timp $\tau = 10$ ns, după care revine la starea fundamentală.

Se cunosc: $R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$, viteza pe prima orbită Bohr $v_1 \approx 2,2 \cdot 10^6 \text{ m/s}$ și $\nu_1 = 6,58 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$.

$$\mathbf{R: a) } \lambda = \frac{1}{R \left(1 - \frac{1}{2^2}\right)} = 121 \text{ nm; b) } v_2 = \frac{v_1}{n} = 1,1 \cdot 10^6 \text{ m/s;}$$

$$\text{c) } N = \nu_n \cdot \tau = \frac{\nu_1}{n^3} \cdot \tau = 8,22 \cdot 10^6 \text{ rot.}$$

Se consideră un atom de hidrogen în prima stare excitată. Să se determine:

a) energia cinetică a electronului în această stare;

b) lungimea de undă maximă a radiației care poate ioniza atomul aflat în această stare;

c) lungimea de undă a radiației emise la tranziția în starea fundamentală.

Se cunosc: $R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$ și $E_1 = -13,6 \text{ eV}$.

$$\mathbf{R: a) } E_c = -E_2 = -\frac{E_1}{4} = \frac{13,6}{4} = 3,4 \text{ eV;}$$

$$\text{b) } \lambda_{\max} = \frac{hc}{|E_2|} = \frac{hc}{\frac{Rch}{4}} = \frac{4}{R} = 364 \text{ nm; c) } \lambda = \frac{1}{R \left(1 - \frac{1}{2^2}\right)} = 121 \text{ nm}$$

Considerați un sistem de atomi de hidrogen descriși de modelul Bohr, aflați într-o anumită stare excitată. Revenind în starea fundamentală, atomii emit radiații cu 6 lungimi de undă diferite, corespunzător tuturor modurilor posibile de dezexcitare (directă sau în trepte). Se cunoaște constanta lui Rydberg $R \approx 1,1 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$.

a) Reprezentați schema de nivele energetice și determinați pe baza acesteia nivelul pe care atomii au fost excitați.

b) Determinați cea mai mare lungime de undă.

$$\mathbf{R: a) } n = 4; \text{ b) } \lambda_{\max} = \lambda_{43} = \frac{144}{7R} = 1870 \text{ nm}$$

Teoria lui Bohr funcționează pentru atomul de hidrogen și pentru ionii cu un singur electron în învelișul electronic, așa ziși *atomi hidrogenoizi*: He^+ ($Z=2$), Li^{2+} ($Z=3$) etc. Pentru atomii cu mai mulți electroni, ea nu mai poate explica spectrele mai complexe de emisie și absorbție ale acestora. Un model atât de simplu nu este valabil pentru toți atomii. În atomul cu mai mulți electroni, aceștia interacționează cu nucleul, dar, în același timp, și între ei. Aceste interacțiuni modifică energia nivelelor, și deci expresia simplă a energiei dedusă pe baza modelului Bohr nu mai este corectă.

1. Numere cuantice. Stările staționare ale electronului în atom sunt caracterizate prin *numere cuantice* și orice combinație a numerelor cuantice indică o anumită stare a electronului. O sinteză asupra denumirilor, definițiilor și valorilor numerelor cuantice este dată în tabelul următor:

Tabelul 3.4. Numere cuantice

Număr cuantic	Semnificația	Relația de definiție	Valori posibile	Simbol cuantic special
Nr. cuantic principal, n	Definește energia pe nivelul Bohr	$E = -\frac{m_0 Z^2 e^4}{8\epsilon_0^2 h^2 n^2}$	$n = 1, 2, 3, 4, \dots$	K, L, M, N, O, \dots
Nr. cuantic orbital, l	Definește mărimea momentului cinetic orbital	$L = \sqrt{l(l+1)} \cdot \hbar$	$l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$; (în total n valori)	s, p, d, f, \dots
Nr. cuantic magnetic orbital, m	Definește proiecția pe o axă (Z) a momentului cinetic orbital	$L_Z = m \cdot \hbar$	$m = -l, \dots, 0, \dots, l$; în total $(2l+1)$ valori	
Nr. cuantic de spin, s	Definește mărimea momentului cinetic de spin	$S = \sqrt{s(s+1)} \cdot \hbar$	$s = \frac{1}{2}$	
Nr. cuantic magnetic de spin, m_s	Definește proiecția pe o axă (Z) a momentului cinetic de spin al electronului	$S_Z = m_s \cdot \hbar$	$m_s = -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$; în total $(2s+1) = 2$ valori	

2. Principiul lui Pauli. De o importanță deosebită în teoria atomilor cu mai mulți electroni și în acord cu cerințele mecanicii cuantice moderne este principiul formulat de fizicianul elvețian Wolfgang Pauli.



Wolfgang Ernst Pauli (25.04.1900 Viena – 15.12.1958, Zurich). A fost unul dintre străluciții membri ai școlii de fizică de la mijlocul secolului XX, fiind recunoscut drept unul dintre cei mai buni. Principiul excluderii, care este adesea citat alături de numele său, sintetizează cunoștințele existente în acea perioadă în legătură cu structura atomului. În 1945 a primit Premiul Nobel pentru Fizică, fiind nominalizat de către Einstein.

Principiul lui Pauli spune că:

Principiul lui Pauli („principiul de excluziune”) stă la baza sistematizării procesului de ocupare a stărilor electronice în atomi și explică *periodicitatea proprietăților elementelor chimice*, altfel spus sistemul periodic al elementelor al lui Mendeleev.

Numărul total de stări electronice într-un atom multielectronic este, pentru un număr cuantic n dat, egal cu:

$$2 \sum_{l=0}^{n-1} (2l + 1) = 2n^2.$$

Ansamblul electronilor care au aceeași valoare a numărului cuantic principal n constituie **o pătură** (un strat electronic).

Tabelul 3.5. Numărul maxim de electroni dintr-o pătură

Număr cuantic principal n	1	2	3	4	5	6	7
Număr maximal de stări posibile	2	8	18	32	50	72	98
Simbolul păturii	K	L	M	N	O	P	Q

În fiecare strat electronii sunt repartizați în substraturi sau subgrupe corespunzător unei valori date a lui l (întodeauna $l < n$). Numărul maximal de stări electronice într-un substrat cu l dat este $2(2l + 1)$.

Tabelul 3.6. Tipuri de orbitali în funcție de numărul cuantic orbital l

Valoarea numărului cuantic orbital l	0	1	2	3	4
Numărul total de stări posibile pentru electron	2	6	10	14	18
Simbolul substratului (orbitalului)	s	p	d	f	g

Pentru primele trei straturi, modul de ocupare cu electroni este arătat în tabelul următor:

Tabelul 3.7. Stări energetice ale electronilor în atom în funcție de numerele cuantice

	K		L			M			
n	l		2			3			
l	0(s)	0(s)	1(p)		0(s)	1(p)		2(d)	
m	0	0	-1, 0, +1		0	-1, 0, +1		-2, -1, 0, +1, +2	
m_s	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$
Nr. de stări posibile	2	2	6		2	6		10	
Nr. total	2		8			18			

Pentru a fi satisfăcute atât principiul lui Pauli, cât și legea stabilității la energie totală minimă, stările energetice sunt ocupate de electroni în ordinea crescătoare a energiilor. Energia unui electron dintr-un anumit strat depinde de valoarea numărului cuantic l , dar această dependență este mult mai slabă decât dependența de numărul cuantic n . Calculul energiei pentru diferiți electroni într-un atom cu mai mulți electroni arată că pentru $n \geq 3$ energiile unui strat se întrepătrund cu acelea ale unui alt strat. Astfel, ordinea de ocupare a substraturilor electronice pe măsură ce Z crește este următoarea: $1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 4s, 3d, 4p, 5s, 4d, 5p, 6s, 4f, 5d, 6p$ etc.

Elementele care au substraturi d, f complete, sau nu le conțin deloc, formează *grupele principale* ale tabelului lui Mendeleev; elementele la care se petrece ocuparea substraturilor d și f (elementele tranzitionale) formează *grupele secundare*.

Ocuparea substraturilor nd și nf în atomi are loc aproape întotdeauna după ocuparea substraturilor $(n+1)s$ și $(n+1)p$; de aceea, ea nu influențează proprietățile chimice ale elementelor tranziționale care, în limitele unui grup de elemente date, sunt asemănătoare.

Se numesc *electroni periferici* (sau *de valență*) electronii care intră în compoziția subpăturilor s și p ale păturii de număr n maxim a unui atom dat. Ei se găsesc în învelișul exterior al atomului. Acești electroni determină proprietățile chimice și optice ale atomilor. Așa cum se cunoaște de la lecțiile de chimie, toți atomii care au același număr de electroni de valență au proprietăți fizico-chimice asemănătoare și formează câte o grupă în tabelul periodic al elementelor.

Mecanismul pierderii sau primirii electronilor de valență stă la baza majorității reacțiilor chimice.

Pentru o mai bună clarificare, se poate urmări în tabelul de mai jos distribuția electronilor în atomi pentru primele 50 de elemente ale sistemului periodic al lui Mendeleev.

Tabelul 3.8. Distribuția electronilor în atomi pentru primele 50 de elemente ale sistemului periodic

Z	Elemente	K		L		M		N	
		1s	2s 2p	3s 3p 3d	4s 4p 4d 4f				
1	H	1							
2	He	2							
3	Li	2	1						
4	Be	2	2						
5	B	2	2 1						
6	C	2	2 2						
7	N	2	2 3						
8	O	2	2 4						
9	F	2	2 5						
10	Ne	2	2 6						
11	Na	2	2 6	1					
12	Mg	2	2 6	2					
13	Al	2	2 6	2 1					
14	Si	2	2 6	2 2					
15	P	2	2 6	2 3					
16	S	2	2 6	2 4					
17	Cl	2	2 6	2 5					
18	Ar	2	2 6	2 6					
19	K	2	2 6	2 6	1				
20	Ca	2	2 6	2 6	2				
21	Sc	2	2 6	2 6 1	2				
22	Ti	2	2 6	2 6 2	2				
23	V	2	2 6	2 6 3	2				
24	Cr	2	2 6	2 6 5	1				
25	Mn	2	2 6	2 6 5	2				

Z	Elemente	K		L		M		N		O	
		1s	2s 2p	3s 3p 3d	4s 4p 4d 4f	5s 5p 5d 5f					
26	Fe	2	2 6	2 6 6	2						
27	Co	2	2 6	2 6 7	2						
28	Ni	2	2 6	2 6 8	2						
29	Cu	2	2 6	2 6 10	1						
30	Zn	2	2 6	2 6 10	2						
31	Ga	2	2 6	2 6 10	2 1						
32	Ge	2	2 6	2 6 10	2 2						
33	As	2	2 6	2 6 10	2 3						
34	Se	2	2 6	2 6 10	2 4						
35	Br	2	2 6	2 6 10	2 5						
36	Kr	2	2 6	2 6 10	2 6						
37	Rb	2	2 6	2 6 10	2 6	1					
38	Sr	2	2 6	2 6 10	2 6	2					
39	Y	2	2 6	2 6 10	2 6 1	2					
40	Zr	2	2 6	2 6 10	2 6 2	2					
41	Nb	2	2 6	2 6 10	2 6 4	1					
42	Mo	2	2 6	2 6 10	2 6 5	1					
43	Tc	2	2 6	2 6 10	2 6 5	2					
44	Ru	2	2 6	2 6 10	2 6 7	1					
45	Rh	2	2 6	2 6 10	2 6 8	1					
46	Pd	2	2 6	2 6 10	2 6 10						
47	Ag	2	2 6	2 6 10	2 6 10	1					
48	Cd	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2					
49	In	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 1					
50	Sn	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 2					

În anul 1895 fizicianul german Wilhelm Konrad Röntgen, descoperă unele radiații necunoscute, pe care le-a denumit radiații X (*raze X*). Mai târziu, acestea au fost denumite și radiații Röntgen, după numele descoperitorului lor.

Radiațiile X sunt unde electromagnetice cu lungimea de undă cuprinsă în intervalul $5 \cdot 10^{-13}$ m și 10^{-9} m. Ca și radiațiile luminoase, pe lângă proprietățile ondulatorii ele manifestă și proprietăți corpusculare, iar fotonii radiațiilor X au energia dată de relația

$$\varepsilon = h\nu \quad \text{sau} \quad \varepsilon = \frac{hc}{\lambda} \quad (3.31)$$

unde c este viteza undelor electromagnetice în vid, h constanta lui Planck și λ lungimea de undă a radiației.

În tabelul de mai jos dăm clasificarea radiațiilor X (Röntgen) în funcție de lungimea de undă, frecvență și energie.

Tabelul 3.9. Tipuri de raze X

Raze X	Lungime de undă $\lambda = \frac{c}{\nu}$	Frecvență ν	Energie $\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$
moi	10^{-8} m – 10^{-10} m	$3 \cdot 10^{16}$ Hz – $3 \cdot 10^{18}$ Hz	124 eV – 12,4 keV
dure	10^{-10} m – 10^{-13} m	$3 \cdot 10^{18}$ Hz – $6 \cdot 10^{20}$ Hz	12,4 keV – 2,5 MeV

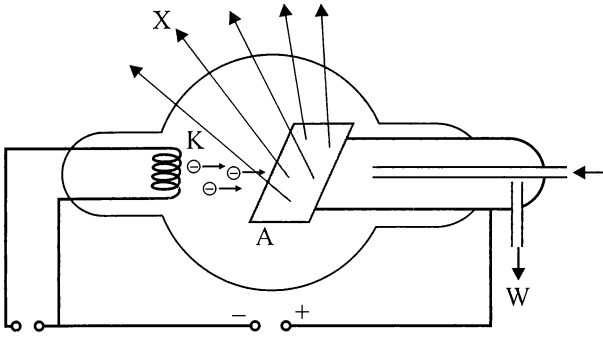
Radiațiile X *moi* au puterea de penetrație mică, pe când radiațiile X *dure* au puterea de penetrație mare în substanțe.

În funcție de mecanismul de producere, deosebim *radiații X de frânare* și *radiații X caracteristice*.

Radiațiile X se obțin într-un tub special în care s-a făcut vid înaintat și care cuprinde doi electrozi: un catod (K), în formă de filament, care emite electroni, și un anod (A), numit și anticatod, confecționat dintr-un metal dur (fig. 3.20).

Între catod și anod se aplică o tensiune electrică de ordinul zecilor de mii de volți. Sub efectul câmpului electric format în tub, electronii emiși de catod sunt accelerați cu viteze foarte mari spre anod. Bombardarea metalului din care este făcut anodul cu electroni rapizi este însoțită de generarea razelor X.

Fig. 3.20. Tub de raze X (Röntgen)



Cunoscând natura radiațiilor X este relativ simplu să se explice mecanismul de producere a lor.

Pătrunderea electronilor în anodul metalic este însoțită de mai multe fenomene, dintre care cel mai important este devierea lor în câmpul electric al nucleelor atomice întâlnite în drum (fig. 3.21).

Devierea unui electron care se mișcă rectiliniu din drumul său, respectiv curbarea traiectoriei sale, înseamnă

apariția unei accelerații ca în orice mișcare curbilinie. Electronul pe traiectoria curbă are o mișcare accelerată și, conform legilor electrodinamicii, radiază unde electromagnetice care sunt tocmai radiațiile X. Energia radiată provine din energia cinetică a electronului. Electronul care pierde din energia sa se comportă ca și cum ar fi frânat, de unde și denumirea radiației emise de el, *radiație X de frânare*.

O parte din energia cinetică a electronilor care lovesc anodul este transferată fotonilor radiațiilor X și cea mai mare parte este transmisă particulelor ce compun anodul, sub formă de energie de agitație termică. Anodul se încălzește foarte puternic și de aceea trebuie răcit printr-un jet de ulei sau prin alte mijloace.

Un electron care are energia cinetică $\frac{1}{2}mv^2$, în urma ciocnirii cu anodul, cedează o parte din această energie, care se transformă în energie termică (W), cealaltă parte revenind fotonului emis.

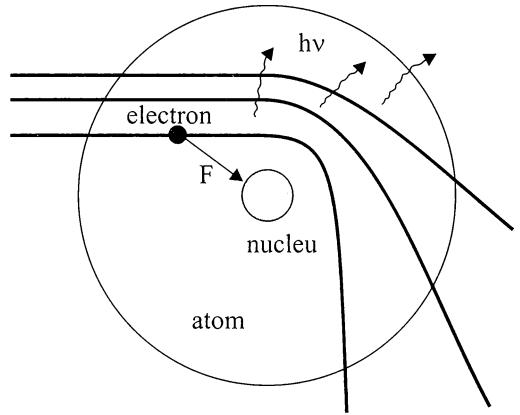


Fig. 3.21. Generarea razelor X de frânare

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu + W. \quad (3.32)$$

Electronii fiind frânați diferit, fotonii emiși de un ansamblu de electroni frânați pot avea energii diferite. Aceasta înseamnă că spectrul radiațiilor X de frânare este un *spectru continuu*.

În figura 3.22 s-a reprezentat intensitatea radiației X de frânare în funcție de lungimea de undă. Cele două curbe s-au obținut experimental pentru două tensiuni de accelerare: 30 kV și respectiv 50 kV. Din această reprezentare grafică constatăm că intensitatea radiației de frânare crește cu valoarea tensiunii U , iar lungimea de undă a radiațiilor X are o valoare limită minimă, care depinde de tensiunea de accelerare. Astfel, pentru $U = 30 \text{ kV}$, $\lambda_{\min} = 0,4 \cdot 10^{-10} \text{ m}$, și pentru $U = 50 \text{ kV}$, $\lambda_{\min} = 0,24 \cdot 10^{-10} \text{ m}$.

Electronii care ciocnesc anodul pot ceda în cazul limită toată energia lor. Din relația (3.32) rezultă că:

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu_{\max} = \frac{hc}{\lambda_{\min}}. \quad (3.33)$$

Cum energia cinetică a electronilor este egală cu lucrul mecanic al forțelor care acționează în câmpul electric, rezultă

$$eU = \frac{hc}{\lambda_{\min}}, \text{ deci } \lambda_{\min} = \frac{hc}{eU}. \quad (3.34)$$

Așadar, lungimea de undă a radiațiilor X de frânare satisface inegalitatea:

$$\lambda \geq \frac{hc}{eU}. \quad (3.35)$$

Între catodul și anticatodul (anodul) unui tub de raze X se aplică o tensiune $U = 10^4 \text{ V}$. Determinați lungimea de undă minimă a radiațiilor X emise. Se dau: $h = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$; $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

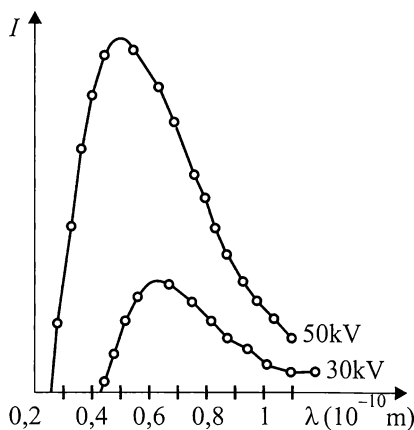


Fig. 3.22. Spectre continue ale radiațiilor X de frânare

Electronii emiși de catod ajung la anticatod (anod) cu o energie cinetică $E_c = eU$. În cazul când toată această energie este preluată de foton (degajare de căldură nulă), radiația emisă are frecvența maximă, deci lungimea de undă minimă:

$$h\nu = eU \rightarrow h \frac{c}{\lambda} = eU \rightarrow \lambda = \frac{hc}{eU};$$

$$\lambda = \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^4} = 12 \cdot 10^{-11} \text{ m.}$$

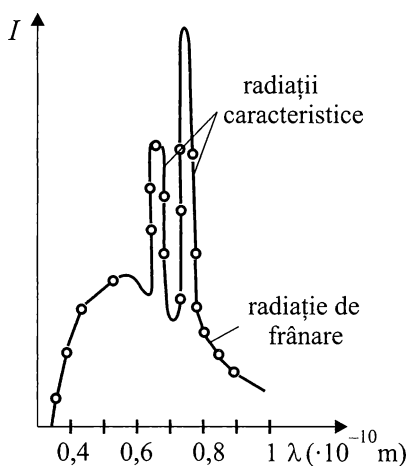


Fig. 3.23. Spectrul de radiații caracteristice

Dacă se mărește tensiunea de accelerare U , peste spectrul continuu se suprapune un spectru de linii (fig. 3.23). Spectrul de linii depinde de natura materialului din care este confecționat anticatodul și se numește *spectru caracteristic*.

Mecanismul de generare al spectrului caracteristic este diferit de cel al radiației de frânare. Spectrul de linii apare începând de la o anumită viteză a electronilor incidenti ca urmare a interacțiunii acestora cu atomii anodului. Electronii emiși de catod, accelerați de tensiunea U , lovesc anodul, cedând energia lor electronilor situați pe straturile interioare atomului, îndepărându-i de pe aceste straturi. Are loc excitarea atomului cu o energie egală cu energia de legătură a electronului îndepărtat. Dezexcitarea atomului este urmată de o rearanjare a electronilor pe straturi. Tranziția unui electron de pe un strat superior E_2 pe un strat inferior E_1 , în care există un electron lipsă, se face cu emiterea unei cuante de energie $h\nu = E_2 - E_1$. Această tranziție conduce la formarea uneia dintre liniile caracteristice ale radiației X. Procesul care duce la emiterea spectrului de linii caracteristice se desfășoară în două etape: prima, constă în excitarea atomului, iar a doua, în redistribuirea electronilor atomului excitat. Spre ex., dacă de pe stratul K au fost dislocați electroni, pe locurile vacante de pe acest strat vor sări, cu cea mai mare probabilitate, electronii de pe stratul L și apoi electronii de pe straturile M, N și așa mai departe. În felul acesta se obțin liniile spectrale K_α, K_β din seria K . În mod asemănător se pot obține seriile L, M etc.

Mărind tensiunea acceleratoare U din tubul de radiații X, treptat apar radiații caracteristice grupate în serii.

Frecvența radiației caracteristice se poate calcula cu ajutorul formulei următoare, care reprezintă legea lui Moseley:

$$\tilde{\nu}_{kn} = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad (3.36)$$

unde $\tilde{\nu}_{kn} = \frac{\nu_{kn}}{c}$, R este constanta lui Rydberg, n și k numerele cuantice principale ale nivelelor între care are loc tranziția, σ este o constantă numită *constantă de ecran*, care se determină experimental. Se vede că frecvențele emise depind (prin Z) de tipul elementului emițător, de unde și denumirea de radiații X caracteristice.

Ce element chimic (metal) posedă în spectrul său de raze X o linie spectrală K_{α} de $0,712 \cdot 10^{-10}$ m? Considerăm că linia spectrală respectă legea lui Moseley. Se dau: $\sigma = 1$; $R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$.

Pentru linia K_{α} se cunosc: numerele cuantice $n = 1$ și $k = 2$. Scriem legea lui Moseley:

$$\nu = (Z - 1)^2 R c \left(\frac{1}{1} - \frac{1}{2^2} \right) = \frac{3}{4} (Z - 1)^2 R c \text{ sau } \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{3}{4} (Z - 1)^2 R,$$

de unde

$$(Z - 1)^2 = \frac{4}{3} \cdot \frac{1}{R\lambda} = 1700; (Z - 1) \approx 41, \text{ deci } Z = 42 \text{ (Molibden)}.$$

Radiațiile X interacționează cu substanța și produc următoarele efecte: fluorescența unor substanțe, impresionarea emulsiei fotografice, efectul fotoelectric, efectul Compton, ionizarea atomilor substanțelor prin care trec; ele sunt absorbite de substanțele compuse din atomi grei.

Radiațiile X, fiind de natură ondulatorie, dau fenomenul de difracție. Deoarece lungimea lor de undă este de ordinul distanței interatomice din rețelele cristaline, drept rețele se folosesc cristalele (fig. 3.24, *a* și *b*). Fizicianul german Laue este

cel care a pus în evidență pentru prima dată fenomenul de difracție a radiațiilor X prin cristale. Așa a fost pusă în evidență pentru prima dată natura ondulatorie a radiațiilor X.

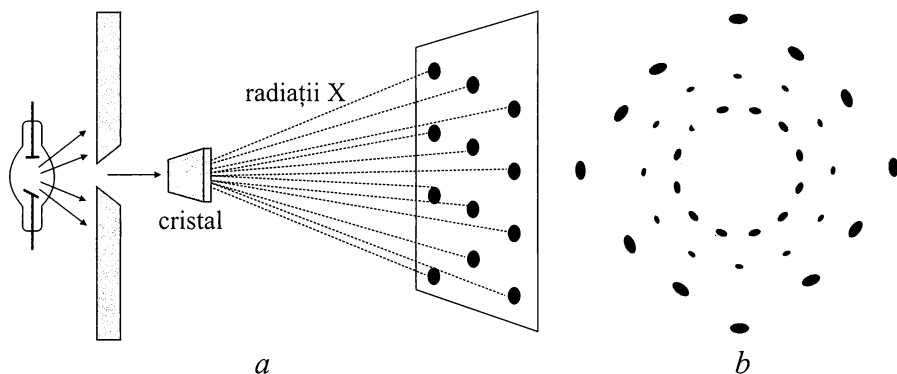


Fig. 3.24. Difracția razelor X: a) dispozitiv experimental; b) imagine de difracție

Aplicațiile se bazează pe transparența unor substanțe la radiațiile X, substanțe care sunt opace pentru lumina vizibilă.

Traversarea unui fascicul de radiații X prin substanță respectă *legile absorbției*:

a) intensitatea fascicului deștește exponențial atunci când grosimea traversată crește liniar:

$$I(x) = I_0 e^{-kx}, \quad (3.37)$$

unde: I_0 este intensitatea inițială a fascicului incident; x – grosimea traversată de fascicul; $I(x)$ – intensitatea fascicului după traversarea grosimii x de substanță; k – un coeficient de atenuare care depinde de natura substanței;

b) absorbția este pur atomică: ea depinde de natura atomilor din care este alcătuită substanța;

c) absorbția este cu atât mai mare cu cât numărul atomic A , al elementului absorbant, este mai mare.

Aceste proprietăți sunt aplicate în radiologie și radiografie, tehnici utilizate în medicină și în industrie, constând în formarea umbrelor pe un ecran fluorescent de către radiațiile X care străbat o substanță.

Aplicații în medicină. Țesuturile musculare, nervoase, sangvine etc., care conțin atomi cu un număr atomic mic (carbon, hidrogen, oxigen, azot etc.), sunt transparente pentru radiațiile X.

Țesuturile osoase, în care se află fosfor ($A = 31$) și calciu ($A = 40$), sunt opace pentru radiațiile X. Astfel, pe ecranul fluorescent (sau pe un monitor) se formează imaginea scheletului uman (fig. 3.15).

Pentru examinarea căilor digestive se bea o soluție de sulfat de bariu (Ba , $A = 131$; substanță de contrast).

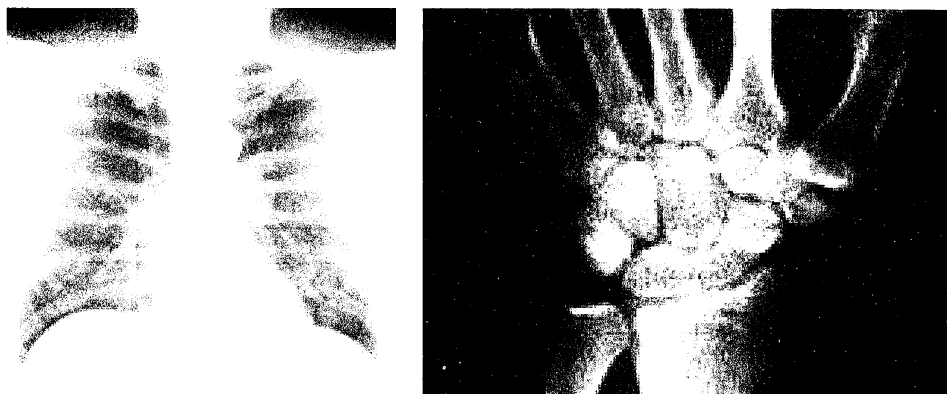


Fig. 3.25. Radiografii

În *industrie* se folosesc radiații X cu lungime de undă scurtă (radiații X dure) pentru depistarea unor defecte de fabricație, cum ar fi defectele pieselor turnate (goluri, fisuri etc.).

În *controlul vamal*, radiațiile X sunt folosite pentru depistarea unor obiecte interzise de a fi trecute peste graniță (armament, muniție etc.).

Radiațiile X au aplicații deosebite în *cercetarea științifică*.

Radiațiile X fac parte din categoria radiațiilor ionizante. Expunerea mai îndelungată la radiații X, fără protecția necesară, poate produce tulburări grave (radiodermite, distrugerea globulelor roșii, tulburări de vedere etc). Efectele biologice produse de radiațiile X sunt diferite, ele depinzând de doza de energie absorbită, care este cumulativă.

Unități de măsură a acțiunii radiațiilor asupra țesuturilor vii. Orice persoană aflată în prezența unei surse de radiații ionizante (oricare ar fi natura acestora) absoarbe o parte din energia asociată acestei radiații. Unitatea de măsură a dozei absorbite se numește gray (Gy). Ea corespunde cantității de energie (exprimată în joule) comunicată unității de masă (exprimată în kilograme).

$$1 \text{ gray (Gy)} = 1 \text{ joule/kilogram (J/kg)}$$

Unitatea gray pe oră permite să se măsoare debitul de doză absorbită adică doza comunicată unui mediu pe unitatea de timp.

Pentru a ține cont de nocivitatea relativă a diferitelor tipuri de radiații se calculează doza echivalentă, a cărei unitate de măsură este sievert (Sv). Doza echivalentă este egală cu doza absorbită (exprimată în gray) înmulțită cu un factor de pondere, care în cazul radiațiilor X este 1.

În tabelul 3.10 se dau câteva exemple de doze primite în timpul unor examene medicale.

Tabelul 3.10. Exemplet de doze primite cu ocazia examenelor medicale

Examenul medical	Doza
Radiografie pulmonară	0,1 mSv
Examinarea tiroidei	2 mSv
Radiografia stomacală	5 mSv
Tomografie cu radiații X	10 mSv

Exemple de doze limită (care constituie un avertisment):

2,4 mSv/an: datorită expunerii naturale la radiațiile solare, radiațiile emise de ecranul televizorului sau de cel al monitorului computerului etc;

5 mSv/an: limita de expunere la radiații pentru public;

50 mSv/an: limita acceptabilă pentru lucrătorii din industrie;

până la 200 mSv/an: domeniul de radiodiagnostic;

800 mSv/an: domeniul de radioterapie localizată.

Radioprotecția. Personalul care manipulează instalații de raze X trebuie să aibă echipament adecvat de protecție împotriva radiațiilor. Având în vedere că dozele de energie radiată sunt cumulative, nu trebuie făcut abuz de radiografii, Acestea trebuie efectuate numai în cazul când sunt în mod real utile.

Într-un tub de radiații X, electronii emiși de catod care au viteza inițială practic nulă, sunt accelerați sub o tensiune U .

Determinați:

- A) a) energia cinetică a electronilor care ajung la anticatod în funcție de U ;
b) tensiunea de accelerare U a electronilor, dacă radiația X are lungimea de undă de $0,2 \cdot 10^{-10}$ m (electronii cedând toată energia lor anticatodului);
c) viteza electronilor care ating anticatodul;

B) Practic 1/100 dintre electronii incidenți pe anticatod produc radiații X; energia celorlalți electroni este disipată în masa anticatodului sub formă de energie termică. O radiografie necesită un fascicul de electroni echivalent cu intensitatea unui curent de 50 mA, timp de 2 secunde.

Calculați variația temperaturii anticatodului în timpul acestei radiografii.

Se dau: $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C, $m_e = 9 \cdot 10^{-31}$ kg, $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J · s, $c = 3 \cdot 10^8$ ms⁻¹, masa anticatodului $m = 0,2$ kg, căldura specifică a anticatodului $c = 293$ J/kgK.

A) a) Un electron accelerat sub tensiunea U are energia cinetică $E_c = eU = 1,6 \cdot 10^{-19} U$.

b) Energia cinetică a electronilor se transformă în întregime în energie de radiație. Astfel,

$$1,6 \cdot 10^{-19} U = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \text{ de unde } U = \frac{hc}{1,6 \cdot 10^{-19} \lambda} = 62000 \text{ V}.$$

$$\text{c) } \frac{1}{2} mv^2 = eU, \text{ prin urmare } v = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}} = 1,48 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}.$$

B) Sarcina transportată de curentul electric cu intensitatea I în timpul t este dată de expresia: $q = It$, prin urmare $q = 50 \cdot 10^{-3} \cdot 2 = 0,1 \text{ C}$. Numărul electronilor

care transportă această sarcină este $N = \frac{q}{e} = \frac{0,1}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 6,25 \cdot 10^{17}$. Din acest

număr de electroni numai 1/100 produc radiații X, restul de 99/100 transformă energia lor cinetică în energie termică. Variația energiei cinetice a acestor electroni este:

$$\Delta E_c = \frac{99}{100} NeU = \frac{99}{100} \cdot 6,25 \cdot 10^{17} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot U = 6,13 \cdot 10^3 \text{ J}.$$

Variația energiei cinetice este măsurată de căldura care se degajă în anticatod:

$$\Delta E_c = Q = mc\Delta\theta.$$

Variația temperaturii anticatodului este:

$$\Delta\theta = \frac{Q}{mc} = \frac{6,13 \cdot 10^3}{0,2 \cdot 293} \approx 104^\circ \text{ C}.$$

5.2.2.

Între catodul și anticatodul unui tub de radiații X se menține o tensiune $U = 10^5 \text{ V}$. Determinați lungimea de undă minimă a radiațiilor X emise.

Se dau: $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$, $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

R: $\lambda = 1,24 \cdot 10^{-11} \text{ m}$

Spectrul caracteristic al anticatodului unui tub de radiații X, cuprinde radiația K_α , cu lungimea de undă $7,12 \cdot 10^{-11} \text{ m}$. Presupunând că această radiație verifică legea lui Mosley, determinați numărul atomic Z al elementului din care este constituit anticatodul.

Se dau: $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$, $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$, $R = 1,09678 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$, $\sigma = 1$.

R: $Z = 42$



Spectrul de radiații X caracteristic anticatodului de cupru ($Z = 29$) conține, pe lângă linia K_{α} a cuprului, cu lungimea de undă de $154,05 \cdot 10^{-12}$ m, și alte două linii $K_{\alpha'}$, cu lungimile de undă egale cu $70,90 \cdot 10^{-12}$ m și, respectiv, $165,78 \cdot 10^{-12}$ m, datorate unor atomi de impurități. Determinați numerele atomice a atomilor de impurități. Se va considera constanta de ecranare egală cu unu.

$$\mathbf{R: } Z_1 = 42, Z_2 = 28$$

Într-un tub cinescop electronii sunt accelerați cu o tensiune $U = 18\,000$ V. Electronii sunt frânați brusc de ecranul tubului, ceea ce produce emisia unor radiații X. Determinați lungimea de undă minimă a acestor radiații.

$$\mathbf{R: } \lambda = 6,9 \cdot 10^{-11} \text{ m}$$

Să se determine viteza maximă a electronilor ce cad pe un anticatod (anod) al unui tub de raze X, știind că limita spectrului continuu corespunde lungimii de undă $\lambda = 10^{-9}$ m.

$$\mathbf{R: } v = 6,3 \cdot 10^7 \text{ m/s}$$

Să se determine limita spectrului continuu al radiației X, fiind că între catod și anticatod (anod) se aplică o tensiune $U = 3 \cdot 10^4$ V.

$$\mathbf{R: } \lambda = \frac{hc}{eU} = 4,14 \cdot 10^{-11} \text{ m.}$$

Studiind spectrul caracteristic al radiației X al anticatodului unui tub se constată că $\lambda_{K_{\alpha}} = 76 \cdot 10^{-12}$ m. Din ce element chimic este confecționat anticatodul?

$$\mathbf{R: } Z = 41 \text{ (niobiu, Nb)}$$

Laserii sunt prezenți într-o gamă extrem de largă de produse și tehnologii. Îi găsim peste tot, de la CD playere la instrumente medicale și de la utilaje de tăiere la dispozitive de măsurare. Laserii sunt prezenți în cele mai variate domenii.

Dar ce este un laser? Și prin ce diferă un fascicul laser de fasciculul de lumină emis de o lampă electrică obișnuită?

Efectul laser se bazează pe două fenomene importante. Acestea sunt: emisia stimulată a radiației electromagnetice și inversia de populație între nivele atomice.

Dacă un atom dintr-o anumită substanță, aflat inițial în starea fundamentală E_1 , primește energie, el poate trece într-o stare excitată, spre exemplu E_2 . El rămâne

în această stare un timp foarte scurt (aproximativ 10^{-8} s). Atomul revine în starea fundamentală emițând un foton de energie $h\nu = E_2 - E_1$. Aceasta este o *emisie spontană* (fig. 3.26). Când atomii se dezexcită, undele pe care le emit cu aceeași frecvență nu sunt în fază: lumina emisă nu este coerentă. Aceste unde sunt emise în toate direcțiile.

Există un al doilea tip de emisie numit *emisie stimulată*. Dacă atomul se află în starea excitată E_2 , ciocnirea cu un foton cu energia $h\nu = E_2 - E_1$ produce dezexcitarea pe nivelul E_1 și emisia unui foton identic cu fotonul incident. (fig. 3.27). Este de remarcat că, în acest caz, *undele asociate celor doi fotoni sunt în fază; emisia stimulată este coerentă*.

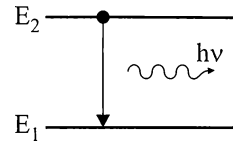


Fig. 3.26. Emisie spontană

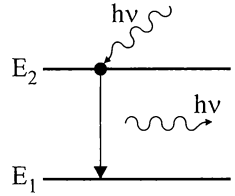


Fig. 3.27. Emisie stimulată

Într-un ansamblu de atomi aflat în echilibru termic, numărul de atomi (populația) a căror energie corespunde unui nivel dat, nu este întâmplător. Populațiile de pe nivelele de energie descresc exponențial atunci când energia lor crește, conform legii de distribuție a lui Boltzmann:

$$N_2 = N_1 e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}}$$

unde k este constanta lui Boltzmann iar T – temperatura absolută, N_1 – numărul de atomi excitați pe nivelul E_1 , iar N_2 – numărul de atomi excitați pe nivelul E_2 . Dacă $E_2 > E_1$, atunci $N_2 < N_1$.

În stările excitate sunt din ce în ce mai puțini electroni (fig. 3.28). În aceste condiții, un foton incident are o șansă mai mare de a fi absorbit decât de a provoca emisia stimulată. Pentru a produce o emisie stimulată eficientă, este necesar să existe mai mulți atomi într-o stare excitată decât într-o stare fundamentală (fig. 3.29). În aceste condiții, pentru un foton incident, probabilitatea de a produce o emisie stimulată este mai mare decât aceea de a suferi o absorbție. În cursul traversării substanței, intensitatea luminii va crește în loc să scadă și astfel se produce o amplificare. Această inversie de populație se poate obține furnizând energie sistemului



Pentru un experiment virtual accesați:
www.portal.edu.ro

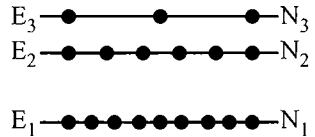


Fig. 3.28. Popularea nivelelor la echilibru termodinamic

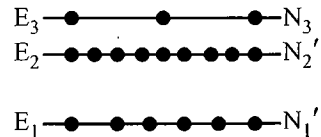


Fig. 3.29. Inversia de populație între două nivele

cu ajutorul unui sistem de excitare (pompa). Acesta pompează energie atomilor prin unul din cele 3 moduri de bază: optic, electric sau chimic. Fenomenul de amplificare a luminii bazat pe emisia stimulată poartă numele de efect LASER.

Termenul de *laser* provine din acronimul definiției în limba engleză, adică *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*.

Primii laseri au fost realizați în domeniul microundelor și se numeau *maseri* (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

Există de asemenea *iraseri* (Infra Red Amplification by Stimulated Emission of Radiation) și *graseri* (Gamma Ray Amplification by Stimulated Emission of Radiation) pentru radiațiile infraroșii și respectiv gamma.

Părțile constitutive ale unui laser sunt: *mediul activ*, *sistemul de excitare* și *rezonatorul optic*.

1. Mediul activ, partea esențială a unui dispozitiv laser, este un mediu în care se găsesc atomii aflați într-o stare energetică superioară celei de echilibru. În acest mediu se produce amplificarea radiației luminoase. După mediul activ folosit, laserii sunt clasificați în: laseri cu mediu solid, laseri cu mediu gazos, laseri cu semiconductor, laseri cu lichid.

- Cele mai uzuale medii laser solide sunt baghetele din cristal de rubin sau din sticlă dopată cu neodim. Laserii cu mediu solid oferă cea mai mare putere optică la ieșire. Ei sunt de regulă folosiți în regim de impulsuri, pentru a se obține o putere mai mare într-un interval de timp scurt.

- Mediul activ al unui laser cu mediu gazos poate fi un gaz pur (CO_2) sau un amestec de gaze (He – Ne). Laserii cu CO_2 emit în IR îndepărtat și sunt folosiți pentru tăierea materialelor dure, sunt foarte eficienți, ei fiind laserii în regim continuu (CW – Continuous Wave) cu cea mai mare putere optică de ieșire.

- Laserii cu excimeri (numele derivă de la termenii *excited* și *dimers*) utilizează gaze reactive (clorină, fluxină) în amestec cu gaze inerte (argon, krypton, xenon). În urma excitării electrice, se produc pseudomolecule (dimeri) care emit radiație ultravioletă.

- Laserii cu semiconductor sunt dispozitive foarte mici și utilizează puteri mici. Îi întâlnim, de exemplu, la imprimantele cu laser sau la CD playere.

- Laserii cu mediu lichid folosesc coloranți anorganici, de exemplu rodamină, în soluție sau în suspensie și acoperă un domeniu larg de lungimi de undă.

2. Sistemul de excitare este necesar pentru obținerea de sisteme atomice cu mai mulți atomi într-o stare energetică superioară.

Există mai multe moduri de a realiza excitarea atomilor în mediul activ, în funcție de natura acestuia. Pentru laserii cu mediu activ solid se folosește metoda pompației optice. Sistemul de excitare constă, în acest caz, dintr-o sursă intensă de lumină și o oglindă pentru focalizarea luminii pe mediul activ. Se folosesc surse cu descărcare în vapori de mercur, pentru laserii cu funcționare continuă, și cu descărcare în xenon, pentru laserii cu funcționare în regim de impulsuri.

În figura 3.30 este prezentat schematic laserul cu cristal de rubin (CrAlO_3). Un tub elicoidal emite impulsuri de lumină care excită atomii de crom ai rubinului, ridicându-i pe un nivel energetic superior. Acești atomi emit apoi radiație care este amplificată în urma numeroaselor reflexii pe cele două oglinzi. Acest laser emite pulsuri de radiații monocromatice ce ies prin capătul cu oglinda semitransparentă.

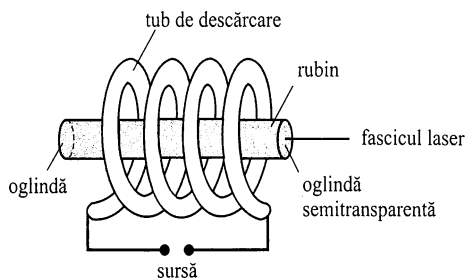


Fig. 3.30. Schema laserului cu cristal de rubin

În cazul laserilor semiconductori metoda cea mai folosită pentru inversiunea populațiilor este injecția de purtători minoritari. De aceea, acești laseri se mai numesc laseri cu injecție.

În cazul laserilor gazoși, obținerea inversiunii populațiilor se realizează prin excitarea atomilor cu electroni proveniți în urma unei descărcări electrice în gaz.

3. Rezonatorul optic este un sistem de oglinzi și lentile necesare pentru prelucrarea optică a radiației emise.

Deși la ieșirea din mediul activ razele laser sunt aproape perfect paralele, rezonatorul optic este folosit pentru colimarea mult mai precisă, pentru concentrarea razelor într-un punct calculat, pentru dispersia razelor sau alte aplicații necesare.

Laserii mai pot fi clasificați în două categorii: cu flux continuu sau în impulsuri. Laserii cu gaz generează fasciculul continuu. Laserii cu cristal solid, colorant sau semiconductori produc fasciculul în impulsuri.

1. Monocromaticitatea. Datorită faptului că emisia este stimulată numai între două nivele înguste, radiația laser va avea o lungime de undă bine determinată. În tabelul 3.11 putem vedea câteva exemple.

Tabelul 3.11. Lungimile de undă ale câtorva tipuri de laser

Tipul de laser	(nm)
Fluorură de argon (UV)	193
Fluorură de krypton (UV)	248
Clorură de xenon (UV)	308
Azot (UV)	337
Argon (albastru)	488
Argon (verde)	514
Helium-neon (verde)	543
Helium – neon (roșu)	633
Rubin (CrAlO_3) (roșu)	694
Neodim (IR apropiat)	1064
Dioxid de carbon (IR îndepărtat)	10600

2. Intensitatea foarte mare. Datorită dezexcitării unui număr mare de atomi într-un timp foarte scurt, intensitatea fascicului laser este mult mai mare decât intensitatea fasciculelor emise de sursele convenționale. Se obțin, în mod curent, intensități de zeci de ori mai mari decât intensitatea emisă la suprafața Soarelui.

3. Coerența. Radiația emisă fiind în fază cu radiația stimuloare, formează un fascicul coerent (sursele obișnuite nu produc radiații coerente deoarece atomii lor emit complet întâmplător, independent unul de altul, iar între semnalele luminoase ale atomilor nu există diferență de fază constantă în timp).

4. Direcționalitatea. Lumina laser este emisă sub forma unui fascicul paralel. Paralelismul (direcționalitatea) este o consecință a acțiunii oglinzilor care intră în componența rezonatorului optic.

PROPRIETĂȚIALE RADIAȚIEI AMPLIFICATE PRIN EMISIA STIMULATĂ

Observarea radiației laser și a unor proprietăți ale acesteia: monocromaticitate, direcționalitate, coerență.

- banc optic
- sursă de tensiune stabilizată
- diodă laser
- vas cu apă în care se pun câteva picături de lapte (4 – 8 picături la 0,5 l apă)
- diapozitiv cu dispozitiv Young (un film pe care sunt trasate două linii transparente apropiate, având rol de fante)
- suporturi culisante
- fantă simplă

Procedând după cum urmează, vom observa următoarele proprietăți ale radiației laser:

1. Monocromaticitatea. Radiația emisă de dioda laser (sau de un simplu *pointer*) are o singură culoare (de obicei roșie) deci o lungime de undă bine precizată. Dioda laser din trusa de optică are $\lambda = 632,8 \text{ nm}$.

2. Direcționalitatea. Se utilizează un vas de sticlă în care se toarnă apă și câteva picături de lapte pentru producerea difuziei luminii. La trecerea razei laser prin lichidul din vas se observă (foarte clar) traiectoria rectilinie a razei de lumină (fig. 3.31).

Dacă în atmosfera laboratorului, pe o anumită regiune, se produce praf (de cretă) sau fum, atunci se poate observa urma rectilinie a fascicului laser.

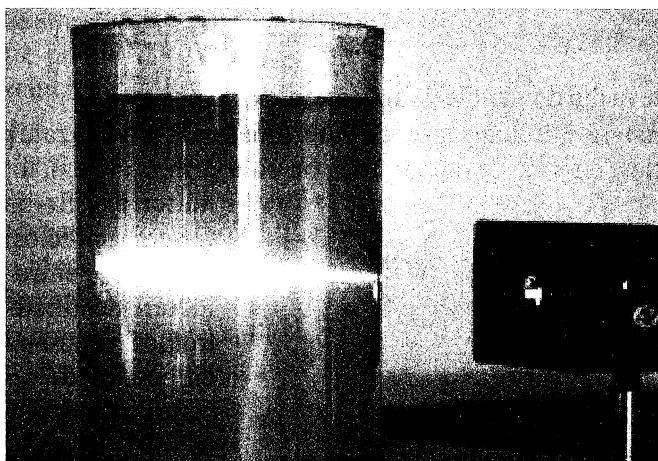


Fig. 3.31. Traectoria rectilinie a razei laser.

3. Coerența. Dioda laser emite lumină monocromatică coerentă. Se poate obține imagine de interferență cu ajutorul montajului prezentat în fig. 3.32.

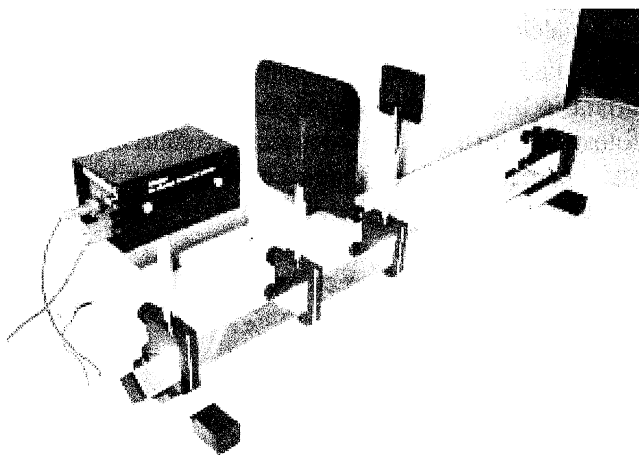


Fig. 3.32. Dispozitiv experimental pentru obținerea interferenței cu radiație laser.

În fața sursei laser s-a așezat un paravan opac cu o fantă și, după acesta, dispozitivul Young (un diapozitiv de celuloid negru pe care s-au trasat două linii transparente foarte apropiate, având rol de fante).

Ecranul se află la aproximativ 3 m (un perete poate servi drept ecran).

Se luminează dispozitivul cu radiația laser, care trebuie să treacă prin fanta simplă și apoi prin cele două fante (toate fantele sunt paralele între ele).

Franjele de interferență luminoase și întunecoase se vor privi de aproape (pe ecran), direct sau cu ajutorul unei lupe.



Îată câteva din domeniile de aplicație ale laserilor:

1. Industrie. Fascicule laser de putere mare pot fi focalizate pe o zonă mică, cu o densitate enormă de putere. Ele pot, cu ușurință, încălzi, topi sau vaporiza material într-un mod precis. Laserii sunt folosiți la găurirea în diamant, pentru a realiza prelucrări de finețe în microelectronică, pentru tratarea termică a chipurilor de semiconductori, pentru croirea după șablon a confecțiilor. Fascicule laser de mare directivitate au fost de asemenea folosite pentru alinieri în construcții.

În figura 3.33 este prezentată o instalație de tăiere a metalelor.

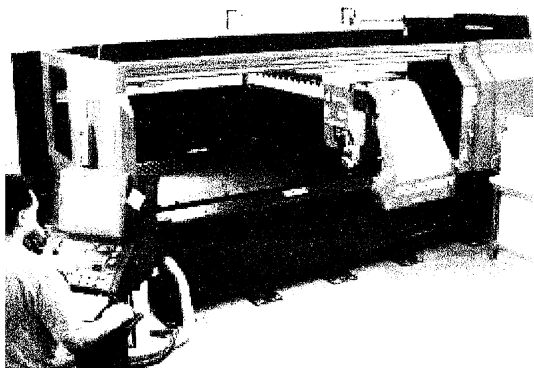


Fig. 3.33. Instalație cu laser pentru tăierea metalelor

2. Medicină. Fascicule înguste, intense, de radiație laser pot tăia și cauteriza unele țesuturi într-o fracțiune de secundă, fără a afecta țesuturile sănătoase vecine. Ele au fost folosite pentru a „suda“ retina, pentru a găuri în craniu, pentru a vaporiza leziuni, pentru a cauteriza vase de sânge. De asemenea, laserii sunt folosiți pentru biostimularea unor țesuturi.

În figura 3.34 vedem un laser cu excimeri (folosit în oftalmologie) pentru corectarea defectelor de vedere.

3. Telecomunicații. Cu ajutorul radiației laser modulate se transmit nu numai convorbiri telefonice, ci și programe de televiziune. Datorită frecvenței mari, lumina laser poate transporta, de exemplu, de 1000 de ori mai multe canale TV decât se pot transporta cu ajutorul microundelor. Au fost realizate fibre optice cu pierderi prin atenuare mici, pentru a transmite radiația laser utilizată în comunicațiile terestre telefonice sau legături între calculatoare. După 1990 au fost realizați laseri cu semiconductori cu radiație albastră și violetă. Deoarece acești laseri emit lumină cu o lungime de undă mai scurtă, utilizarea lor

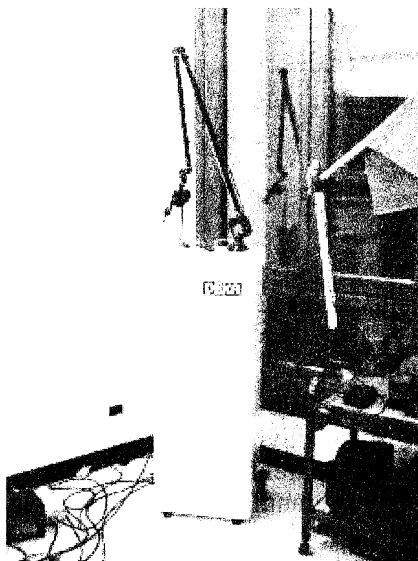


Fig. 3.34. Laser cu excimeri pentru defecte de vedere

permite înregistrarea unei cantități mai mari de informație pe un CD precum și îmbunătățirea calității imprimantelor laser.

4. Locație și tehnica de măsurare.

Locatoarele laser cu impulsuri se folosesc în cosmonautică și în aviație. Principala lor destinație este aceeași ca și a radiolocatoarelor: detectarea și identificarea obiectelor, obținerea de informații asupra caracterului acestor obiecte și a mișcării lor. Datorită direcтивității fascicului, indicațiile sunt mult mai precise decât ale radarului cu unde hertziene.

Distanțele de la zeci de metri la câțiva kilometri se măsoară cu precizie milimetrică folosind telemetre cu laser. Distanța Pământ-Lună a fost măsurată foarte precis cu ajutorul unui telemetru laser.

În figura 3.35 observăm un laser pentru măsurarea distanțelor pe orizontală și pe verticală.

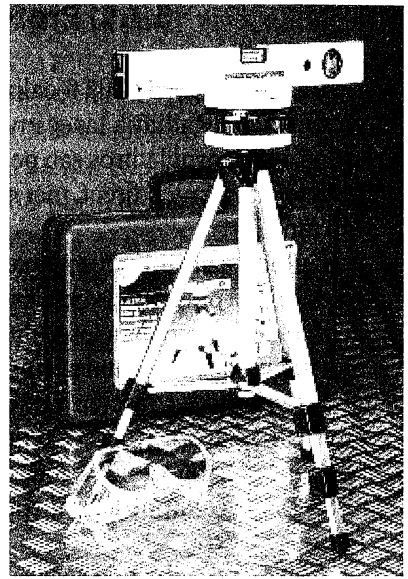


Fig. 3.35. Laser pentru măsurători orizontale și verticale.

5. Cercetarea științifică. Se fac cercetări pentru realizarea fuziunii nucleare controlate prin încălzirea unei ținte din combustibil termonuclear cu ajutorul unor impulsuri laser puternice. Laserul a folosit la măsurarea vitezei luminii, dar și în meteorologie (sondarea prin laser a norilor), în biologie (studierea structurilor moleculare ale materiei), în chimie (inițierea selectivă a reacțiilor chimice, evidențierea prezenței unor urme de substanțe etc.), în agronomie (tratarea semințelor pentru crearea de noi soiuri), în geologie (monitorizarea mișcărilor crustei pentru măsurătorile geodezice) etc.

În figura 3.36 putem vedea fascicul laser emis de la un observator astronomic, folosit pentru sondarea atmosferei.

Laserii pătrund în mod categoric și pe un front larg în realitatea contemporană. Ei largesc neobișnuit de mult posibilitățile noastre de acționare în cele mai diverse domenii. În multe cazuri, folosirea laserului permite să se obțină rezultate unice. Cu trecerea anilor, acest „instrument“ devine din ce în ce mai perfecționat, lărgind continuu domeniul aplicațiilor sale.

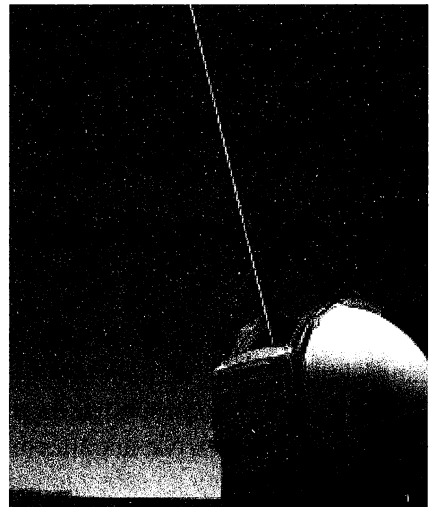


Fig. 3.36. Observator cu laser

Radiația laser vizibilă focalizează pe retină, putând provoca deteriorări definitive ale acesteia. Radiația laser invizibilă (de exemplu infraroșie) nu focalizează pe retină, ci în corpul vitros sau pe cristalin, opacizându-le. De aceea, radiația laser nu trebuie privită nici direct, nici reflectată. Laserii de mare putere pot provoca arsuri sau răni.

Culoarea și strălucirea razelor laser nu au nicio legătură cu puterea radiației. Aceste două proprietăți sunt date de lungimea de undă a radiației care nu influențează în mod decisiv puterea laserului. Pot exista laseri cu o culoare roz palidă care să fie mai nocivi decât cei mai aprinși și roșiatici laseri.

Laserii produc fascicule de diferite intensități și sunt grupați în funcție de puterea emisă în 4 categorii: clasa 1 reprezintă cei mai slabi laseri și puterea crește progresiv spre clasa 2, clasele 3 A, 3 B și clasa 4.

Clasa 1 – conține laserii considerați nepericuloși (de ex. scannerul cu laser de la supermarket).

Clasa 2 – cuprinde laseri de mică putere care emit în vizibil. Strălucirea fasciculului va provoca reacții de protecție a persoanei, care nu-l va putea privi timp îndelungat. O expunere care nu durează mai mult de 0,25 s nu prezintă riscuri.

Clasa 3 – cuprinde laseri care pot emite într-un domeniu larg de lungimi de undă dar nu produc reflexii sau difuzii periculoase. De asemenea, nu prezintă risc de incendii sau de ardere a pielii, dar pot afecta vederea dacă privim direct în fascicul (intra-fascicul). Cele mai multe pointere cu laser sunt din clasa 3A.

Clasa 4 – cuprinde lasere de mare putere care produc fascicule periculoase pentru vedere nu numai când sunt observate direct, ci și după ce au fost reflectate (difuzate). De asemenea, pot prezenta risc de incendiu sau de ardere a pielii. Ele necesită măsuri foarte stricte de control și protecție.

În figura 3.37 observăm semnul indicator de avertizare pentru pericol laser.

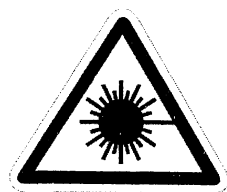


Fig. 3.37. Indicator de avertizare laser

– UN APARAT RADIOLOGIC NUMERIC

Fizicianul francez Georges Charpak (laureat al premiului Nobel) a inventat un detector de particule numit cameră cu fire (sau mai exact cameră proporțională multifilară), care dă posibilitatea tratării digitale a datelor experimentale, permițând astfel să se determine cu precizie traiectoriile particulelor care traversează detectorul.

Fizicianul Lev Schektman, colaborator al lui Charpak, a găsit o aplicație radiologică a camerei cu fire. Schektman a pus la punct un aparat radiologic digital care este de treizeci de ori mai puțin iradiant și care dă o imagine mai bogată în informație decât aparatele radiologice clasice.

Camera cu fire se compune dintr-o incintă umplută cu xenon (gaz rar) în care sunt plasate 320 de fire de tungsten aurite, cu diametrul de 10 μm . Firele sunt dispuse în plan orizontal. În fața acestui aparat este plasat un tub generator de raze X. Sursa de raze X este situată pe axa firului central (fig. 3.38). Razele X emise de către tubul generator traversează pacientul și pătrund în camera cu fire, unde acestea sunt detectate. Orice rază X care pătrunde în camera cu fire interacționează cu molecule de xenon ionizându-le.

Electronii rezultați în urma ionizării moleculelor de xenon sunt accelerați sub acțiunea unui câmp electric foarte intens, existent în camera cu fire, și produc un efect de avalanșă: în apropierea fiecărui fir metalic, fiecare electron extrage la rândul său alți electroni din moleculele xenonului. Mulțimea electronilor colectată de fiecare fir generează un semnal electric care este amplificat la ieșirea din camera cu fire. Semnalele colectate de către cele 320 de fire sunt convertite în semnale digitale de către un computer (unde ele pot fi stocate), apoi transmise, pe ecranul acestuia obținându-se imaginea organului analizat.

Timpul de expunere a pacientului, necesar pentru obținerea unui clișeu, este de douăsprezece secunde. Pe clișeul respectiv apar simultan, spre exemplu, atât cavitatea toracică cât și coloana vertebrală, care se află într-un plan posterior. Aparatul permite să se vadă simultan detalii ale țesuturilor dure (oase) și ale țesuturilor moi (plămâni). Aceste lucruri nu se pot vedea cu un aparat clasic.

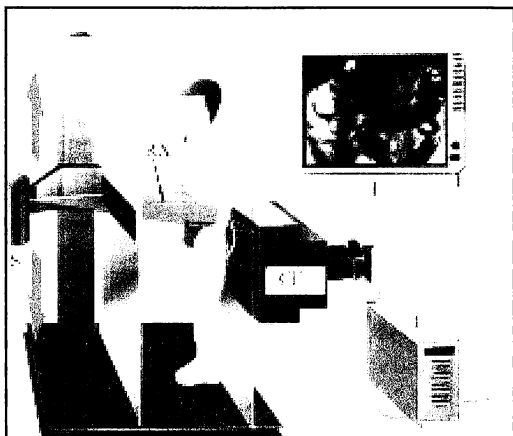


Fig. 3.38. S – sursa de raze X; RX – raze X; CF – camera cu fire; C – calculator; E - ecran

SINTEZA CAPITOLULUI 3

➤ Atomul este particula cea mai mică a unui element chimic care mai păstrează proprietățile chimice ale acestuia. El este neutru din punct de vedere electric deoarece sarcina electrică pozitivă a nucleului este egală în modul cu suma sarcinilor negative ale electronilor din atom.

➤ Din analize de spectroscopie rezultă că atomii emit sau absorb radiație la anumite lungimi de undă și numai în anumite condiții.

➤ Balmer a observat că spectrul hidrogenului din domeniul vizibil este un spectru de linii.

➤ Spectrele pot fi: de emisie (de linii, de bandă și continue) sau de absorbție.

➤ Experimentul lui Rutherford a demonstrat că sarcina pozitivă a atomului este concentrată într-un nucleu central cu raza de aproximativ 10^{-14} m (în timp ce raza atomului este de ordinul 10^{-10} m).

➤ Experimentul Franck-Hertz a arătat că atomii nu pot absorbi decât valori bine determinate de energie (cuantificate), caracteristice fiecărei specii de atom.

Absorbția cuantificată a energiei a demonstrat existența nivelelor energetice cuantificate ale atomului.

➤ În modelul lui Bohr electronul din atomul de hidrogen se deplasează pe o traiectorie circulară, numită orbită, în câmpul electric creat de sarcina pozitivă a nucleului.

➤ Prima condiție de cuantificare pornește de la natura ondulatorie a electronului și de la faptul că numai anumite unde staționare pot persista. Astfel, momentul cinetic orbital al electronului poate lua numai valori discrete, fiind cuantificat de

relația $L_n = n \cdot \hbar$, unde $n = 1, 2, 3 \dots$, iar $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054 \cdot 10^{-34}$ J·s.

➤ Pentru a^{n-a} orbită circulară, viteza electronului are expresia

$$v_n = \frac{e^2}{2\varepsilon_0 h} \cdot \frac{1}{n} = \frac{v_1}{n}, \text{ iar raza } r_n = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m e^2} n^2 = r_1 \cdot n^2.$$

➤ Energia totală a electronului pe a^{n-a} orbită circulară are expresia:

$$E_n = -\frac{m e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2} = \frac{E_1}{n^2}$$

➤ Starea fundamentală este starea cea mai stabilă a electronului în atom, în care energia este minimă (pe scara numerelor negative) și se obține pentru $n = 1$.

➤ În conformitate cu cele două postulate ale teoriei lui Bohr, electronul își menține constantă energia atâta timp cât rămâne pe o anumită orbită circulară și emite sau absoarbe energie doar când trece de pe o orbită pe alta.

➤ Energia fotonului emis sau absorbit într-o tranziție a electronului este

$$h\nu_{mn} = E_m - E_n = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{m} \right) = Rhc \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

În cazul emisiei unui foton $m > n$, iar în cazul absorbției unui foton $m < n$.

➤ Constanta lui Rydberg este $R = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c} = 1,09737 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$.

➤ Energia de ionizare corespunde tranziției electronului de pe nivelul $n = 1$ pe nivelul $n \rightarrow \infty$, unde acesta devine liber, adică $E_{\text{ioniz}} = -E_1$.

➤ Modelul lui Bohr este un model semiclassical, care introduce cu ajutorul postulatelor conceptul de cuantificare alături de legi din fizica clasică. Acest model explică spectrele radiației emise de atomi și procesele de emisie și absorbție a fotonilor de către atom.

➤ Liniile spectrale se pot grupa în serii, fiecare serie caracterizându-se prin aceeași valoare a numărului n , adică a numărului caracteristic nivelului inferior pe care „coboară” electronul când se emite un foton ($m \geq n + 1$).

➤ Modelul lui Bohr nu permite descrierea proprietăților atomilor cu mai mulți electroni. Proprietățile atomului cu mai mulți electroni sunt descrise de următoarele numere cuantice: • numărul cuantic principal n ; • numărul cuantic orbital l ; • numărul cuantic magnetic m ; • numărul cuantic de spin s ; • numărul cuantic magnetic de spin m_s .

➤ Cele cinci numere cuantice au valorile:

$$n = 1, 2, 3 \dots \infty; \quad l = 1, 2, 3, \dots, (n - 1);$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2; \dots, \pm l; \quad s = \frac{1}{2}; \quad m_s = \pm \frac{1}{2}.$$

➤ Conform principiului de excluziune a lui Pauli, într-un atom nu pot exista doi electroni cu toate cele cinci numere cuantice identice.

➤ Razele X sunt radiații de natură electromagnetică cu lungimi de undă cuprinse în intervalul ($5 \cdot 10^{-13} < \lambda < 10^{-9}$)m.

➤ Razele X se obțin prin frânarea unor electroni accelerați (spectrul continuu de raze X sau spectrul de frânare), sau prin tranziția electronilor între două nivele interne apropiate de nucleu (spectrul caracteristic de raze X sau spectrul de linii de raze X).

➤ Legea lui Moseley permite calculul frecvenței radiației X caracteristice:

$$\nu = Rc(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right), \text{ unde } \sigma \text{ este constanta de ecranare, } n \text{ și } k - \text{numerele}$$

cuantice al nivelelor energetice între care are loc tranziția, R este constanta lui Rydberg, iar c este viteza luminii în vid.

- Laserul este un dispozitiv care generează și amplifică lumină coerentă.
- Efectul laser are la bază două fenomene:
 - inversia de populație (printr-un proces fizic se aduc atomii de pe nivelul energetic inferior pe cel superior);
 - emisia stimulată.
- Proprietățile radiației laser sunt:
 - monocromaticitate;
 - coerență;
 - direcționabilitate;
 - strălucire mare.
- În prezent există câteva sute de tipuri de laseri care funcționează pe lungimi de undă diferite în medii active diferite.

Folosind sursele bibliografice pe care le puteți procura, studiați și întocmiți un referat privind una din temele:

Raze X Laseri. Aplicații

TEST DE AUTOEVALUARE (F2)

1. Diametrele atomice au ordinul de mărime:
 - a. 10^{10} m; b. 10^{-10} cm; c. 10^{-10} m; d. 10^{10} cm.
2. Care din următoarele afirmații NU este adevărată în legătură cu cuantificarea momentului cinetic al electronului în atomul de hidrogen:
 - a. $L_n = n \frac{h}{2\pi}$, cu $n = 1, 2, 3, \dots$
 - b. exprimă condiția ca unda asociată electronului să nu fie undă staționară;
 - c. exprimă condiția ca unda asociată electronului să fie undă plană;
 - d. $L_n = r_n p_n$, unde r_n este raza celei de-a n -a orbite staționare, iar p_n este impulsul electronului pe această orbită.
3. Experimentul Franck și Hertz verifică teoria lui Bohr în ce privește absorbția cuantificată de energie de către atomi deoarece, în cazul ciocnirilor neelastice dintre electroni și atomii de gaz, electronii cedează atomilor cantități bine determinate de energie.
4. Alegeți afirmația care NU este adevărată despre lumina laser:
 - a. este unidirecțională;
 - b. are spectru continuu cu minime și maxime de intensitate;
 - c. este monocromatică;
 - d. este coerentă.

5. Atomii de sodiu emit o linie spectrală în galben cu lungimea de undă $\lambda = 589,6 \text{ nm}$. Diferența dintre energiile nivelelor implicate în emisie este:
 a. 2,1 eV; b. 3,37 eV; c. $4 \cdot 10^{-14} \text{ J}$; d. 6 eV.
6. Lungimea de undă minimă a spectrului continuu emis de un tub de raze X este $\lambda = 0,0206 \text{ nm}$. Să se calculeze tensiunea de accelerare U .
 a. 60 V; b. 600 V; c. 6 kV; d. 60 kV.

TEST DE AUTOEVALUARE (F1)

1. Energia electronului în atomul de hidrogen:
 a. este cuantificată ca un multiplu întreg al celei mai mici valori;
 b. este egală cu $-\frac{E_1}{n^2}$, cu $E_1 =$ energia stării fundamentale;
 c. este egală cu $\frac{E_1}{n^2}$;
 d. are valoarea $\frac{Rch}{n}$.
2. Cărui element îi aparține un spectru hidrogenoid în care lungimile de undă ale radiațiilor sunt de nouă ori mai mici decât cele ale hidrogenului atomic?
 a. He; b. Li; c. Be; d. B.
3. Radiațiile X caracteristice au un spectru discontinuu ale cărui lungimi de undă sunt date de legea lui Moseley:

$$\frac{1}{\lambda} = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right), \text{ în care}$$

 a. Z este numărul atomic al materialului catodului;
 b. Z este numărul atomic al gazului din tub;
 c. Z este numărul atomic al substanței emițătoare de pe anticatod;
 d. Z este numărul atomic al substanței iradiate cu raze X.
4. Un fascicul laser poate fi utilizat drept bisturiu în chirurgie deoarece fasciculul laser este monocromatic.
5. Calculați lungimea de undă a primei linii spectrale din seria Lyman cunoscând energia de ionizare a atomului de hidrogen egală cu 13,6 eV.
 a. 122 nm; b. 256 nm; c. 365 nm; d. 640 nm.
6. Linia K_α din spectrul caracteristic al unui element are lungimea de undă $\lambda = 78,8 \text{ pm}$. Să se identifice acest element.
 a. Ni ($Z = 28$); b. Zn ($Z = 30$); c. Ag ($Z = 47$); d. Zr ($Z = 40$).



SEMICONDUCTOARE. APLICAȚII ÎN ELECTRONICĂ*

Semiconductoarele se deosebesc din punct de vedere electric de conductoare și izolatoare prin faptul că rezistivitatea lor electrică are valori cuprinse între cea a conductoarelor și a izolatoarelor. Astfel:

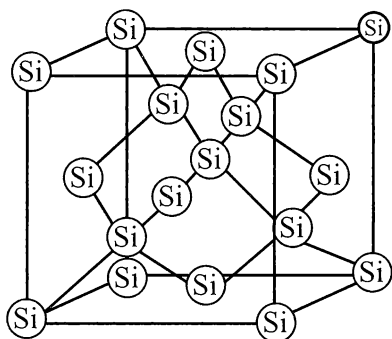
- pentru izolatoare: $\rho > 10^8 \Omega\text{m}$;
- pentru conductoare: $\rho < 10^{-7} \Omega\text{m}$;
- pentru semiconductoare $10^{-7} \Omega\text{m} < \rho < 10^8 \Omega\text{m}$.

Comportarea diferită a conductoarelor și semiconductoarelor din punctul de vedere al conductivității electrice poate fi înțeleasă având în vedere structura lor cristalină.

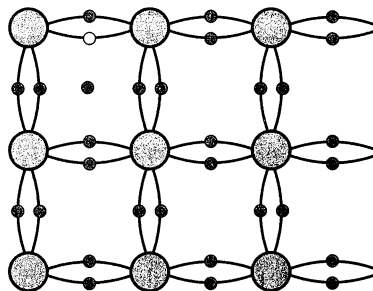
Legătura metalică. Metalele sunt elemente chimice care au o structură cristalină. Cristalele metalice sunt formate prin *legături metalice*. Nodurile rețelei cristaline sunt formate din ioni metalici pozitivi. Legătura metalică se formează datorită faptului că electronii se pot deplasa astfel încât să se găsească simultan în apropierea a două sau mai multe nuclee pozitive. Spațiul din jurul unui atom dintr-un metal este o regiune cu energie potențială joasă și un electron se poate deplasa ușor dintr-un loc în altul. Fiecare electron de valență este practic liber să se deplaseze prin tot cristalul.

Un metal poate fi descris ca un set de ioni pozitivi localizați în nodurile rețelei cristalului, cufundați într-o „mare” de electroni mobili. Electronii de valență dintr-un metal sunt răspândiți în tot cristalul și sunt numiți electroni nelocalizați. Acești electroni nelocalizați sau mobili explică proprietatea metalelor de a fi bune conducătoare de electricitate.

Legătura covalentă. Semiconductoare intrinseci. Substanțele cu proprietăți semiconductoare sunt fie elemente chimice pure fie combinații chimice ale acestora. Elementele semiconductoare cele mai utilizate sunt siliciul și germaniul. Atât siliciul cât și germaniul au structuri cristaline. Noi vom avea în vedere siliciul, Si.



a



b

Fig. 4.1. a – cristal de siliciu; b – secțiune în cristal

În figura 4.1, a și b se prezintă schematic un cristal de siliciu și o secțiune în acest cristal.

Semiconductoarele pure se numesc intrinseci. În figura 4.1, b se prezintă o secțiune într-un cristal de siliciu pur (intrinsec).

Într-un cristal de siliciu, atomii cu cei patru electroni periferici ai lor ocupă locuri bine determinate și la distanțe egale unii față de alții. Legăturile dintre acești atomi sunt covalente. Fiecare atom este legat cu patru atomi vecini, astfel că fiecare atom va poseda pe ultimul strat opt electroni (fig.4.1, b)

Conductivitatea semiconductoarelor crește rapid cu temperatura, de la 5 la 6% pentru fiecare grad de temperatură. Astfel, dacă datorită creșterii temperaturii semiconductorului, un electron părăsește legătura covalentă, devine electron liber, lasă în urma lui un loc liber numit *gol*, care poate fi ocupat ulterior de un alt electron care, la rândul său, lasă în urma sa un gol. Golul este considerat ca având sarcină pozitivă.

Semiconductoare extrinseci. Un semiconductor extrinsec este un semiconductor în care s-a introdus o cantitate mică de impurități.

Spre deosebire de conductoare și izolatoare a căror rezistivitate are o valoare precisă ce variază puțin cu puritatea materialului, rezistivitatea semiconductoarelor poate avea valori într-un domeniu larg în funcție de puritatea materialului. De exemplu un conductor de cupru 99,9% are o rezistivitate puțin diferită de cea a unui conductor ideal cu puritate 100% dar un semiconductor impurificat cu 0,1% poate avea o rezistivitate de 1000 de ori mai mică decât cea a unui semiconductor ideal cu puritate 100%.

Proprietatea cea mai importantă a dispozitivelor semiconductoare este conductivitatea lor variabilă la impurificarea cu diferite materiale. Dacă se introduc în siliciu atomi de arsen As, care au pe ultimul strat cinci electroni, fiecare dintre acești atomi ia locul unui atom de siliciu. Patru dintre electronii de valență ai arsenului

formează legături covalente cu cei patru electroni ai siliciului. Al cincilea electron de valență al arsenului rămâne liber. În semiconductor iau naștere electronii liberi iar atomii care i-au cedat se numesc *donori* (fig. 4.2).

Semiconductorul cu purtători de sarcină mobili negativi (electroni) se numește *semiconductor N*.

Dacă se introduc în siliciu atomi de galiu Ga, care au pe ultimul strat trei electroni, fiecare dintre acești atomi ia locul unui atom de siliciu. Cei trei electroni de valență ai galiului se unesc cu trei electroni de valență ai siliciului (formând legături covalente). Al patrulea electron de valență al atomului de siliciu nu are cum să mai facă legătură covalentă și în rețeaua cristalină se creează un gol (fig. 4.3).

Atomii de galiu care creează goluri se numesc *acceptori*, iar semiconductorul care posedă purtători de sarcină mobili pozitivi (goluri) se numește *semiconductor P*.

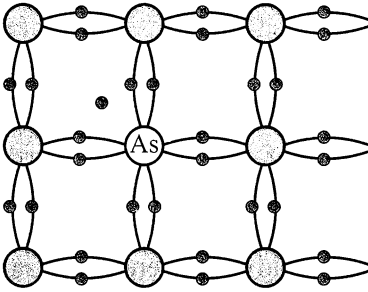


Fig. 4.2. Semiconductor *N*

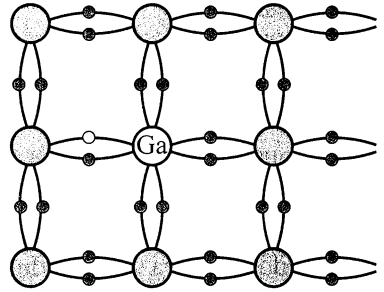


Fig. 4.3. Semiconductor *P*

Un semiconductor *P* are un exces de goluri care sunt purtători de sarcină majoritari, iar un semiconductor *N* are un exces de electroni liberi care constituie purtătorii de sarcină majoritari. Când se face joncțiunea *PN* (contactul dintre un semiconductor *P* și un semiconductor *N*), apare inițial o curgere a purtătorilor de sarcină liberi prin joncțiune.

Electronii din regiunea *N* sunt atrași prin joncțiune de golurile din regiunea *P* și invers. Acest fenomen are ca rezultat apariția unei regiuni de fiecare parte a joncțiunii săracă în purtători de sarcină liberi.

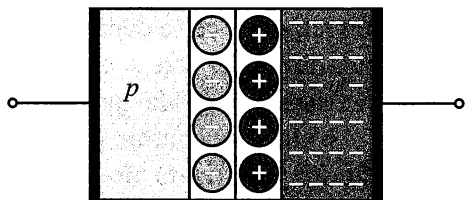


Fig. 4.4. Joncțiunea P - N

În vecinătatea contactului (joncțiunii), în regiunea P rămâne sarcina negativă necompensată a atomilor acceptori ionizați, iar în regiunea de tip N rămâne sarcina pozitivă necompensată a atomilor donori ionizați (fig. 4.4).

Această zonă fără purtători de sarcină liberi se comportă ca un izolator cu rezistență electrică foarte mare. Se numește *zonă de trecere*.

Putem să micșorăm zona de trecere și să facilităm trecerea purtătorilor de sarcină liberi prin ea sau să o mărim și să împiedicăm trecerea purtătorilor de sarcină liberi prin ea, prin polarizarea joncțiunii PN, *direct* sau *invers*. În felul acesta, joncțiunea PN capătă proprietăți particulare și ea constituie o *diodă cu joncțiune*.

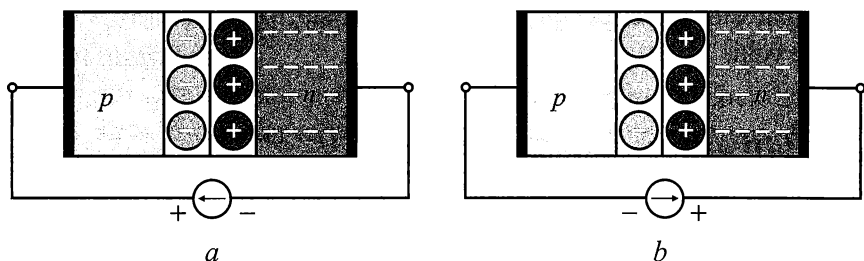


Fig. 4.5. Joncțiuni polarizate direct și invers

În figura 4.5, *a* joncțiunea PN este polarizată direct. Am aplicat la extremitățile joncțiunii o tensiune U , astfel ca borna pozitivă a generatorului de tensiune să fie conectată la regiunea P și borna negativă, la regiunea N. Ca efect, se reduce zona de trecere și se micșorează foarte mult rezistența electrică a acesteia, iar purtătorii de sarcină liberi se pot deplasa ușor prin zona de trecere.

În figura 4.5, *b* se aplică polarizarea inversă joncțiunii PN. Zona de trecere se mărește, rezistența sa electrică crește foarte mult și purtătorii de sarcină liberi trec foarte greu prin această zonă, sau nu trec deloc.

În figura 4.6 se reprezintă semnul convențional al unei diode cu joncțiune. Zona P se reprezintă prin vârful unei săgeți, iar zona N, printr-un segment de dreaptă perpendicular pe săgeată.

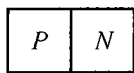


Fig. 4.6. Semnul convențional al diodei

Caracteristica reală a unei diode cu joncțiune. În figura 4.7 se reprezintă caracteristica $I = f(U)$ a unei diode. Ea pune în evidență următoarele:

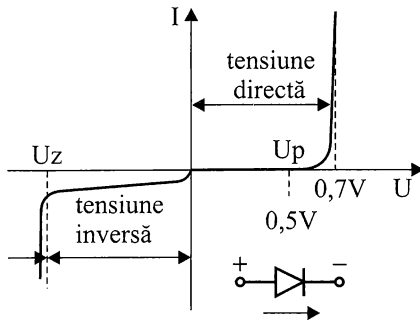


Fig. 4.7. Caracteristica unei diode semiconductoare

tensiune zener, U_z), dioda (joncțiunea) se „străpunge” și intensitatea curentului începe să crească brusc. Fenomenul de străpungere este unul negativ. În practică se urmărește crearea de joncțiuni care să reziste la tensiuni inverse cât mai mari, mii de volți.

Există aplicații în care fenomenul de străpungere este controlat și folositor. Diodele *zener* au o străpungere controlată care se produce la o tensiune cu o valoare precisă, de aceea aceste diode se folosesc ca *stabilizatoare de tensiune*.

O altă aplicație a diodei polarizate invers este dioda *varicap*. Numele acestui dispozitiv semiconductor sugerează că această diodă are o capacitate variabilă. Dioda varicap polarizată invers este asimilată cu un condensator, intensitatea curentului în sens invers este foarte mică și în aplicații practice se consideră că are valoarea zero. În zona joncțiunii electronii suplimentari de la impuritatea *N* se combină cu golurile în exces ale semiconductorului *P* și astfel se formează o regiune sărăcită de sarcini. Această regiune fără purtători liberi de sarcini se comportă ca un izolator aflat între două regiuni conductoare *p* și *n* (armăturile condensatorului). Prin aplicarea unei tensiuni în sens invers, zona sărăcită de sarcini se mărește și astfel capacitatea condensatorului scade. Aceste diode se folosesc la acordarea circuitelor oscilante în aparatele de radio și televiziune.

Redresarea curentului alternativ. Prin redresarea curentului alternativ se înțelege transformarea curentului alternativ de joasă frecvență în curent pulsator, utilizând un dispozitiv numit *redresor*. Pentru redresarea curentului alternativ se poate folosi dioda cu joncțiune. Dioda funcționează ca o supapă ce permite trecerea curentului electric într-un singur sens (când este polarizată direct), anulând alternața care o polarizează invers.

a) Intensitatea curentului în sens direct, după ce se depășește tensiunea de prag U_p , crește exponențial și rezistența diodei devine foarte mică.

b) În sens contrar, pentru $U < 0$ (dioda polarizată în sens invers), intensitatea curentului care trece prin diodă este foarte mică, cu multe ordine de mărime mai mică decât în sens direct. În majoritatea aplicațiilor practice se consideră egală cu zero. Dacă tensiunea crește peste o anumită valoare critică (numită

În figura 4.8 prezentăm un montaj prin care se redresează numai o singură alternanță.

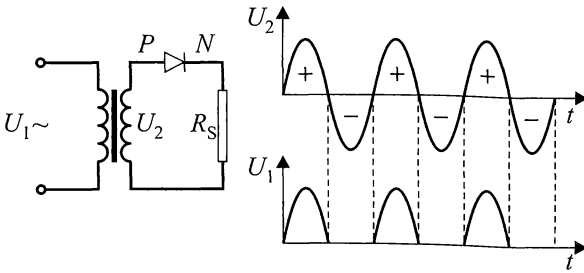


Fig. 4.8. Redresarea unei singure alternanțe a curentului alternativ sinusoidal

Prin diodă trece curentul numai când este polarizată pozitiv de una dintre alternanțe. Se obține un curent pulsator, care produce pe rezistorul de sarcină R_s o cădere de tensiune de aceeași formă.

În figura 4.9 se reprezintă un montaj în care se pot redresa ambele alternanțe. Se folosește un transformator care are secundarul cu priza mediană, echivalent cu două bobine secundare identice, legate între ele, la bornele cărora se obțin tensiuni alternative egale.

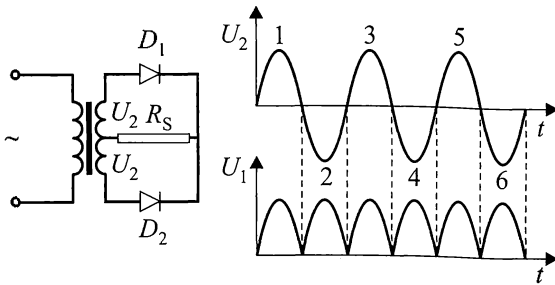


Fig. 4.9. Redresarea ambelor alternanțe ale curentului alternativ sinusoidal

Când o semialternanță a tensiunii U_2 polarizează dioda D_1 în sens direct, U_2 polarizează dioda D_2 în sens invers și o blochează. În următoarea semialternanță dioda D_2 este polarizată în sens direct și dioda D_1 este polarizată invers. Deci, toate semialternanțele sunt redresate și se obține un curent pulsator care trece prin rezistorul de sarcină R_s producând o tensiune pulsatorie.

Tensiunea pulsatorie se poate netezi cu ajutorul unui montaj suplimentar format din condensatoare cu capacitate mare și rezistoare.

DIODA CA REDRESOARE

verificarea conducției
unilaterale a diodei.

diodă redresoare cu
siliciu, alimentator didactic cu tensiune
variabilă, pilă electrică (4 V), bec electric
(4 V), osciloscop, voltmetru, conductoare de
legătură.

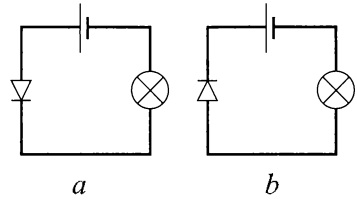


Fig. A

1) Verificarea conducției diodei într-un singur sens (fig. A).

a) Se leagă în serie becul electric, pila electrică și dioda polarizată direct. După închiderea circuitului se constată că becul se aprinde. Curentul electric trece prin circuit.

b) În circuitul electric inițial polarizăm dioda în sens invers. Becul electric nu se aprinde. Trecerea curentului electric este blocat de diodă. Concluzie: dioda conduce curentul electric numai într-un singur sens.

2) Redresarea curentului alternativ. Legăm în serie, la bornele unei surse de curent alternativ (la tensiunea de 4 V), becul electric (de 4 V), un rezistor (100 Ω), și dioda (fig. B). La bornele rezistorului legăm voltmetrul de curent continuu. Acesta măsoară o tensiune continuă oricare ar fi poziția diodei în circuit. Am pus în evidență proprietatea redresoare a diodei.

3) Osciloscopul electric se leagă la bornele rezistorului. Se poate vizualiza tensiunea electrică redresată (fig. C).

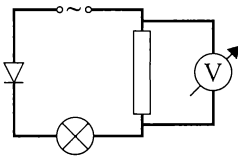


Fig. B

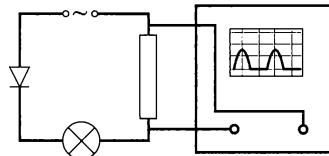


Fig. C

Tranzistoarele cu efect de câmp sunt tranzistoare unipolare în care conducția electrică se produce printr-un singur tip de purtători de sarcină electrică (fie electroni, fie goluri). Funcționarea tranzistoarelor unipolare se bazează pe modificarea conductanței unei căi de trecere a purtătorilor care produc curentul electric prin dispozitiv. Călea de trecere a purtătorilor se numește *canal*, fiind delimitată de doi electrozi: *sursa* (*S*) și *drena* (*D*). Conductanța canalului se modifică sub influența unui câmp electric produs de tensiunea aplicată pe un al treilea electrod, numit *poartă* sau *grilă* (*G*). Din acest motiv, tranzistoarele unipolare se numesc *tranzistoare cu efect de câmp*. Ele se împart în două categorii, în funcție de tipul purtătorilor care produc curentul electric: tranzistoare cu efect de câmp cu canal de tip *n*, în care purtătorii sunt electroni și tranzistoare cu canal de tip *p*, în care purtătorii sunt goluri.

După modul de realizare a controlului conductanței canalului, tranzistoarele cu efect de câmp se împart în :

- tranzistoare cu efect de câmp cu joncțiune;
- tranzistoare cu grilă (poartă) izolată, având la bază structura metal –oxid - semiconductor (MOS).

Din familia tranzistoarelor cu efect de câmp cel mai folosit este tranzistorul MOS. Structura acestuia este prezentată în figura 4.10.

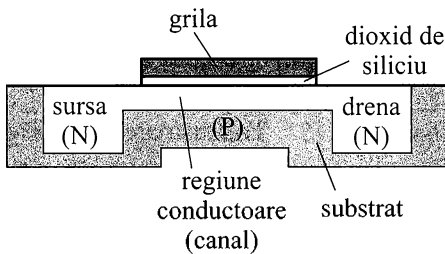


Fig. 4.10. Structura tranzistorului MOS.

Pe o placheta de Si de tip P (numită substrat) sunt dopate cu impurități N două zone foarte apropiate. Canalul C reprezintă zona cuprinsă între regiunile dopate N. Peste canal se depune (se formează) un strat izolator format din oxid de siliciu peste care se depune un strat conductor numit grilă (sau poartă). Tranzistorul MOS este un tranzistor unipolar în care conducția electrică se produce printr-un singur tip de purtători de sarcină electrică (fie electroni, fie goluri). În cazul prezentat în figura 4. 11, conducția electrică se produce prin electroni.

Funcționarea tranzistorului MOS este dată schematizat în figura 4.11.

Între sursă și drenă se aplică o tensiune. Dacă grila (poarta) are potențialul zero față de sursă, prin tranzistor nu trece niciun curent. Dacă grila (poarta) este legată la borna pozitivă a unei surse de tensiune distribuția sarcinilor în canal se schimbă și prin tranzistor va trece un curent.

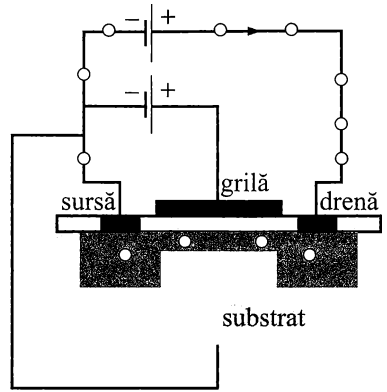


Fig. 4.11. Funcționarea tranzistorului MOS

Tranzistoarele MOS au numeroase aplicații practice, dintre care amintim câteva. Se folosesc ca amplificatoare de radio și videofrecvență, în amplificatoarele finale de putere, întră în construcția circuitelor integrate etc.

Tehnologia de fabricație a tranzistoarelor MOS a evoluat de la tehnologia maxi la tehnologia micro și în prezent la tehnologia nano. Se fabrică tranzistoare MOS cu dimensiunea de 65 nm, iar în curând se vor produce în tehnologia de 35 nm.

Experimental s-au realizat și tranzistoare de 1nm. Dimensiunea unui tranzistor (în tehnologia de 1 nm) este similară cu cea a unui virus iar în structura sa intră doar 200 de atomi.

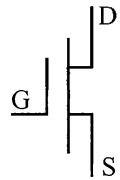


Fig. 4.12. Semnul convențional al tranzistorului MOS

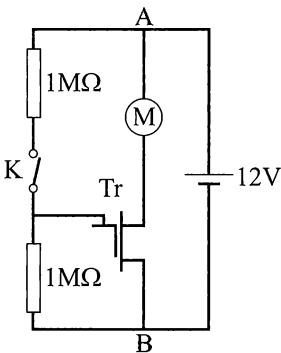


Fig. 4.13. Circuit cu tranzistor MOS pentru punerea în funcțiune a unui ventilator.

Tranzistoarele MOS reprezintă componenta de bază a circuitelor integrate.

În figura 4.13 se prezintă schema unui circuit electronic folosit pentru punerea în funcțiune a ventilatorului unui automobil. Comutatorul K se află pe bordul automobilului. Porțiunea de circuit AKB (când comutatorul este închis) este parcursă de un curent cu intensitatea foarte mică. Se evită folosirea conductorilor cu diametrul foarte mare, din această porțiune de circuit. În cazul când ventilatorul ar fi conectat direct la bornele acumulatorului, intensitatea curentului în circuit ar fi foarte mare și ar impune folosirea unor conductoare cu diametrul mare.

Circuitele integrate sunt dispozitive microelectronice complexe care cuprind de la zeci la zeci de milioane de componente (rezistoare, diode, tranzistoare etc) care sunt asociate în unități funcționale ca atare, nu și ca piese separate. Succesul circuitelor integrate se datorează siliciului. Siliciul a devenit materialul semiconductor cel mai frecvent utilizat, în primul rând datorită faptului că este posibil să se crească pe suprafața sa un strat uniform, dens și stabil de oxid. Acest oxid poate fi apoi folosit ca barieră în calea atomilor de dopanți pentru a realiza o difuzie selectivă în substrat.

Dispozitivele semiconductoare se realizează pe substraturi monocristaline subțiri, numite „plachete”. Plachetele sunt tăiate din lingouri cristaline de siliciu și apoi lustruite. Diametrul plachetelor poate varia între 2 cm și 12 cm. Tipul și concentrația impurităților dopante sunt controlate în timpul creșterii lingoului de siliciu monocristalin.

Pentru a folosi dioxidul de siliciu ca barieră selectivă pentru difuzia impurităților de dopare, este necesar să se realizeze acoperirea selectivă cu oxid a suprafeței siliciului. Aceasta se obține prin așa numitul proces de *fotolitografie*. Simplist vorbind circuitele integrate ce cuprind zeci de milioane de tranzistoare sunt *fotografiate* pe plachetele de siliciu. Procesul tehnologic se numește *fotolitografie*.

Foarte pe scurt tehnica este următoarea: pe suprafața semiconductorului se depune o substanța numită *fotorezist*. Această structură este iradiată, printr-un

film numit *mască*, cu lumină de o anumită lungime de undă. În zonele în care lumina pătrunde prin mască, ea produce polimerizarea fotorezistului. Placheta de siliciu este spălată apoi cu un solvent care înlătură fotorezistul care nu s-a polimerizat. Prin procedee fizice și chimice sunt procesate zonele neacoperite de fotorezist. Pe o singură plachetă de siliciu (fig. 4.14) se realizează un număr mare de circuite integrate. Fiecare pătrățel de pe placheta de siliciu reprezintă un circuit integrat.

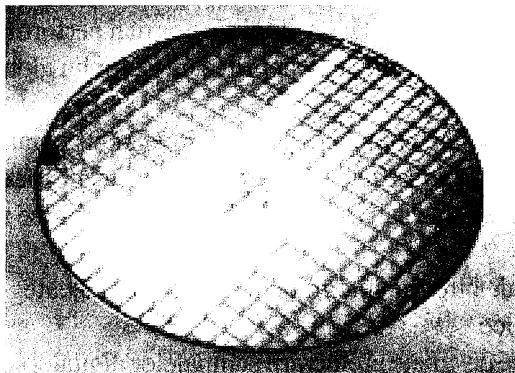
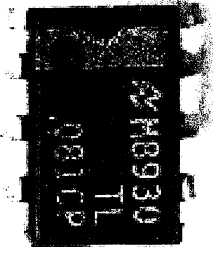
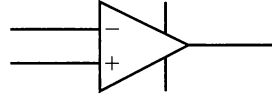


Fig. 4.14. Plachetă cu circuite integrate, cu diametrul de 12 cm. Fiecare pătrățel de pe placă reprezintă un circuit integrat (structura unui circuit integrat)



a



b

Fig. 4.15. a) Amplificatorul operațional; b) simbolul amplificatorului operațional.

După încheierea fluxului de fabricație a plachetelor acestea sunt gata pentru testare funcțională și încapsulare a circuitelor bune. Separarea circuitelor se face cu ajutorul unui disc diamantat. Fiecare pătrățel de siliciu, conținând un circuit integrat complet, este cunoscut sub numele de *cip*. Cipurile găsite bune prin testarea pe plachetă se încapsulează. Aceasta presupune lipirea cipului pe fundul capsulei, denumită *ambază*, și apoi lipirea prin termocompresiune sau ultrasonic a unor fire conductoare subțiri ($25\ \mu\text{m}$) care fac legătura electrică între punctele de ieșire de pe cip și terminalul capsulei (fig. 4.15, a).

Circuitele integrate au permis realizarea unor unități funcționale complexe. De exemplu, dacă se dorește realizarea unui amplificator cu tranzistoare, pentru acesta se elaborează o schemă în care fiecare tranzistor trebuie să funcționeze în anumite condiții, schema va cuprinde câteva zeci sau sute de componente tranzistoare, diode, rezistoare, condensatoare. Cel care proiectează amplificatorul trebuie să cunoască caracteristicile fiecărei componente, înlocuirea unui tranzistor cu un altul dar cu parametri diferiți poate avea drept rezultat un amplificator mai performant. Un circuit integrat „amplificator” va fi caracterizat doar prin parametrii lui globali: tensiune de alimentare, putere de ieșire etc.

Circuitele integrate specializate intră în componența dispozitivelor și aparatelor electronice: telecomenzi, receptoare de radio sau televiziune, computere, telefoane etc.

Un circuit integrat poate îndeplini una sau mai multe funcții electronice mai mult sau mai puțin complexe.

Există o foarte mare varietate de circuite integrate divizate în două categorii mari: digitale (numerice) și analogice.

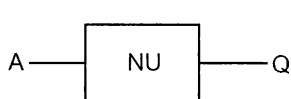
Circuitele digitale sunt circuitele destinate prelucrării semnalelor digitale, adică a acelor semnale care pot lua numai două valori: spre exemplu, o tensiune care are valoarea 0 sau 5V. Astfel de semnale apar în circuite care conțin comutatoare: de exemplu, unei lămpi de semnalizare i se alocă sau tensiunea nominală sau tensiunea zero.

Circuitele integrate digitale cele mai simple sunt *porțile* (și, sau, nu), cele complexe sunt *microprocesoarele*, *microcontrolerile* și *memoriile*.

Porțile logice sunt comutatoare electronice, cu o ieșire și una sau mai multe intrări. Un circuit integrat logic tipic are mai multe porți pe același cip și necesită o tensiune de alimentare între +5 și 0V.

Fiecare intrare poate fi sau *mare* (de exemplu +5V) sau *mică* (0V). În consecință, ieșirea este fie *mare*, fie *mică* – în funcție de tipul de poartă și de starea (stările) de intrare.

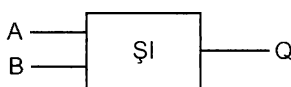
Ieșirile produse de diferite intrări sunt arătate într-un *tabel logic* (ca mai jos). Stările de ieșire și intrare sunt reprezentate prin *numerele logice* 1 (*mare*) și 0 (*mică*).



A	Q
0	1
1	0

Poartă NU

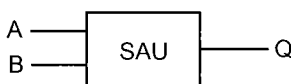
Ieșirea este *mare* dacă intrarea NU este *mare* și invers.



A	B	Q
0	0	0
0	1	0
1	0	0
1	1	1

Poartă ȘI

Ieșirea *Q* este *mare* dacă intrarea *A* ȘI intrarea *B* sunt mari.



A	B	Q
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	1

Poartă SAU

Ieșirea *Q* este *mare* dacă intrarea *A* SAU intrarea *B* este *mare* sau dacă ambele sunt mari.

Microprocesorul reprezintă o unitate completă de prelucrare a informației digitale, realizat din unul sau mai multe circuite integrate, care asigură următoarele funcții de bază: acceptă date de la un dispozitiv de intrare, prelucrează aceste date prin funcții logice, debitează date la ieșire. Curent, microprocesorul este combinat cu memorii externe.

Ideea de bază a microprocesoarelor este conceptul de *program*. Structura electronică (hardware), corespunzătoare unei aplicații specifice este proiectată pentru a realiza anumite operații elementare precizate de un program. Programul constă dintr-o secvență de operatori care permit realizarea funcției cerute. Programele sunt scrise pentru o aplicație specifică dorită și stocate în memorie. Sarcina microprocesorului este de a citi și decoda programele. El execută aceste operații fără greșală și foarte rapid.

Într-un computer există mai multe procesoare care funcționează independent: placa de sunet, placa grafică etc. Microprocesorul *CPU* (Central Processor Unit) are sarcina de a prelucra toate informațiile date de aceste componente.

Microprocesorul este elementul cel mai important al unui computer. Cele mai recente microprocesoare, fabricate de firma americană Intel, în anul 2007, sunt: Cuore 2 Quad, AMD Quad Core, AMD Quad FX.

Microcontrolerele sunt circuite integrate care conțin atât procesorul cât și perifericele (memoria ROM – pentru stocarea programelor; memoria RAM – pentru stocarea variabilelor; convertizoarele analogic/digital și invers digital/analogic, și altele). Microcontrolerele se folosesc în circuitele de automatizare.

Circuitele integrate analogice sunt alcătuite prin cuplarea mai multor tranzistoare, în așa fel încât să îndeplinească toate funcțiile cerute pentru funcționarea unui aparat în care el reprezintă componenta de bază.

– EVOLUȚIA MICROPROCESOARELOR

Tranzistoarele sunt micile dispozitive electronice care formează „creierul” computerelor, facilitând memorizarea. În anul anului 1965, *Gordon Moore* (unul dintre președinții corporației Intel și pionier al producției de circuite integrate - cipuri), în timpul pronunțării unui discurs a făcut o remarcă care rămâne totdeauna valabilă. El a prevăzut dublarea la fiecare optsprezece luni a numărului de tranzistoare care pot fi plasate pe un singur cip. Dacă se poate spune așa, cu timpul s-a demonstrat că această predicție a fost prea conservatoare. În 2000, cipul Intel Pentium 4 conținea 42 000 000 de tranzistoare, în anul 2004 cipul Pentium 4 „Prescot” conținea 125 000 000, iar în anul 2006 cipul Core 2 Duo conține 291 000 000 de tranzistoare.

Tehnologia care va duce la construirea computerelor anilor următori ar putea fi mult diferită de tehnologia bazată pe siliciu. Un progres de seamă îl reprezintă imensul pas făcut în domeniul diamantelor artificiale, astfel diamantul poate deveni un element de bază al circuitelor viitoarelor computere datorită capacității sale de a transmite eficient căldura. Dificultatea de a evita excesiva încălzire a computerelor cauzată de deplasările electronilor a fost considerată o barieră în calea miniaturizării suplimentare a dispozitivelor electronice.

Dar diamantele pot fi importante și din alte puncte de vedere pentru circuitele viitoarelor computere din moment ce s-ar putea ca funcționarea acestora să nu se mai bazeze pe electroni, ci pe lumină. Principalele avantaje ale luminii față de electroni - viteza și lipsa interferenței - susțin puternic ipoteza că, într-o bună zi, computerele optice vor fi mult mai performante decât cele electronice.

Unul dintre cele mai simple circuite integrate este amplificatorul operațional.

Semnul convențional al amplificatorului operațional, conform unei norme mai vechi, este un triunghi (fig. 4.15, b), iar conform normei europene un dreptunghi (fig.4.16) pe care sunt figurate următoarele borne: E^- (intrarea inversoare; semnalul

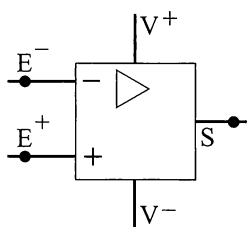


Fig. 4.16. Semnul convențional al amplificatorului operațional, conform normei europene.

de la ieșire este în opoziție de fază cu cel de la intrare), E^+ (intrarea ne inversoare; semnalul de ieșire este în fază cu cel de la intrare), S , ieșirea. Uneori sunt figurate și bornele de alimentare: V^+ (borna pozitivă) și V^- (borna negativă). Amplificatorul operațional trebuie alimentat cu două tensiuni opuse, de cele mai multe ori $+15\text{ V}$ și -15 V .

Amplificatorul operațional este unul dintre cele mai folosite circuite integrate în aparatele electronice moderne.

Amplificatorul operațional se prezintă ca un mic dispozitiv solid care posedă 8 piciorușe (terminale) (fig. 4.15. a).

1. Amplificarea semnalelor telefonice (fig. 4.17). Dacă pentru rezistoarele din circuit se aleg valorile $R_1 = 1\text{ k}\Omega$ și $R_2 = 79\text{ k}\Omega$, un semnal cu amplitudinea $U_e = 50\text{ mV}$, aplicat prin intermediul microfonului M la intrarea amplificatorului, va avea la ieșirea acestuia (la bornele căștii telefonice), amplitudinea $U_s = 4\text{ V}$ (de 80 de ori mai mare decât cea de la intrarea amplificatorului).

2. Amplificator de putere (fig. 4.18). Amplificatorul este proiectat astfel ca dacă la intrarea sa se aplică un semnal electric cu amplitudinea $U_1 = 25\text{ mV}$, la ieșirea primului etaj de amplificare (format din amplificatorul operațional), tensiunea să aibă valoarea $U_2 = 3\text{ V}$. Semnalul cu amplitudinea de 3 V aplicat la bornele etajului final, compus din rezistorul R_3 și un tranzistor (ales convenabil), va furniza difuzorului o putere de 25 W .

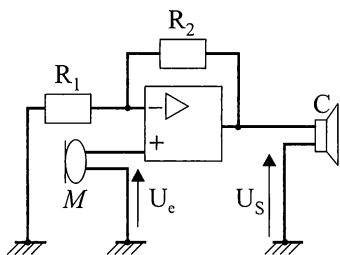


Fig. 4.17. Amplificator telefonic

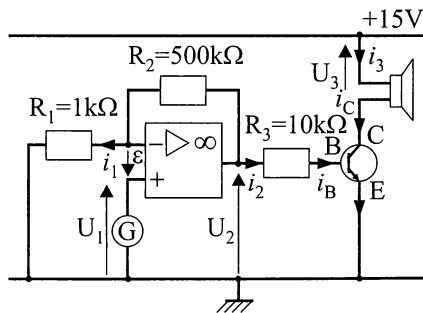


Fig. 4.18. Amplificator de putere.

SINTEZA CAPITOLULUI 4

➤ Substanțele cu proprietăți semiconductoare sunt fie elemente chimice pure fie combinații chimice ale acestora. Elementele semiconductoare cele mai utilizate sunt siliciul și germaniul.

➤ Semiconductoarele pure se numesc intrinseci. Semiconductoarele în care s-a introdus o cantitate mică de impurități se numesc extrinseci. Proprietatea cea mai importantă a acestora este conductivitatea lor variabilă.

➤ Semiconductorul în care purtătorii de sarcină pozitivi sunt majoritari (golurile) se numesc semiconductori P , iar cei în care în care majoritari sunt electronii se numesc semiconductori N .

➤ Prin joncțiunea a două semiconductoare unul P și celălalt N se obține un dispozitiv numit diodă semiconductoare. Diodele semiconductoare au multiple întrebuințări, una dintre acestea constă în redresarea curentului alternativ. Prin redresarea curentului alternativ se înțelege transformarea curentului alternativ de joasă frecvență în curent pulsator, utilizând un dispozitiv numit *redresor*.

➤ Tranzistorul este un alt dispozitiv semiconductor foarte important, datorită folosirii lui în construcția aparatelor electronice. O variantă a acestuia o reprezintă tranzistorul cu efect de câmp. Tranzistoarele cu efect de câmp se împart în:

- tranzistoare cu joncțiuni;

- tranzistoare cu grilă (poartă) izolată, având la bază structura metal - oxid - semiconductor (MOS).

➤ Din familia tranzistoarelor cu efect de câmp cel mai folosit este tranzistorul MOS care reprezintă componenta de bază a circuitelor integrate.

➤ Circuitele integrate sunt dispozitive microelectronice complexe care cuprind de la zeci la zeci de milioane de componente (rezistoare, diode, tranzistoare etc.) care sunt asociate în unități funcționale ca atare, nu și ca piese separate. Succesul circuitelor integrate se datorează siliciului. Siliciul a devenit materialul semiconductor cel mai frecvent utilizat, în primul rând datorită faptului că este posibil să se crească pe suprafața sa un strat uniform, dens și stabil de oxid, care are o importanță deosebită în tehnologia de fabricație a circuitelor integrate.

➤ Circuitele integrate specializate intră în componența dispozitivelor și aparatelor electronice: telecomenzi, receptoare de radio sau televiziune, computere, telefoane etc.

Proiect de portofoliu (Cercetare și comunicare).

Legăturile covalente în solide, cum ar fi siliciu, un element folosit în dispozitivele semiconductoare, sunt mai puternice decât în metalele pure. Cercetați teoriile și explicați tăria legăturilor covalente în solide precum și întrebuințările lor în industria dispozitivelor semiconductoare. Prezentați constatările în clasă.

Precizați care dintre afirmațiile de mai jos sunt adevărate și care false.

- A F Tipul legăturii atomice într-un cristal de siliciu este metalic.
A F Conductivitatea unui semiconductor intrinsec crește odată cu creșterea temperaturii.
A F Materialele semiconductoare sunt întotdeauna elemente chimice.
A F Conductibilitatea semiconductoarelor este controlată și modificată prin variația concentrației impurităților cu care sunt dopate.
A F Dacă într-un circuit electric, care cuprinde o diodă semiconductoare, borna pozitivă a sursei de curent este conectată la zona P a diodei, intensitatea curentului este nulă.
A F Impuritățile de tip P se numesc donoare.
A F Redresarea este procesul de transformare a curentului electric alternativ în curent pulsator.
A F În cazul tranzistorului cu efect de câmp conducția electrică se produce numai prin goluri.
A F Tranzistorul MOS reprezintă componenta de bază a circuitelor integrate.

În tabelul de mai jos se dau valorile respective ale tensiunii de la bornele unei diode și ale intensității curentului care o traversează.

În sens direct

I (mA)	0,00	0,10	0,18	0,23	0,30	0,55
U (V)	0,1	0,20	0,23	0,25	0,27	0,35
I (mA)	0,80	1,2	1,4	2,2	3,0	
U (V)	0,40	0,45	0,50	0,60	0,70	

În sens invers: $I = 0$ oricare ar fi $U < U_{\max}$

- a) Trasați caracteristica diodei.
b) Determinați tensiunea la bornele diodei când intensitatea curentului are valoarea $I = 1,8$ mA.



FIZICĂ NUCLEARĂ

În alcătuirea nucleului intră nucleonii, care sunt protoni și neutroni (fig. 5.1.).

Protonii sunt particule cu sarcina pozitivă $e = +1,6 \cdot 10^{-19}$ C și cu masa de repaus:

$$m_p = 1,007276 u,$$

unde $u = 1,66 \cdot 10^{-27}$ kg (unitatea atomică de masă).

Neutronii sunt particule neutre din punct de vedere electric, având masa de repaus:

$$m_n = 1,008665 u.$$

Numărul protonilor din nucleu se notează cu Z și se numește *număr atomic*. El este numărul de ordine care determină poziția unui element în tabelul periodic al lui Mendeleev.

Întrucât un atom este de obicei neutru, înseamnă că sarcina totală pozitivă a nucleului ($+Ze$) este compensată de sarcina totală negativă a electronilor din învelișul electronic ($-Ze$).

Deci numărul atomic Z reprezintă atât numărul de protoni din nucleu, cât și numărul de electroni din învelișul electronic al unui atom. Numărul neutronilor se notează cu N .

Suma $N + Z = A$ reprezintă numărul total de nucleoni dintr-un nucleu și se numește *număr de masă*. El indică aproximativ masa nucleului ca fiind Au . Electronii sunt particule mult mai ușoare decât nucleonii. Masa unui electron reprezintă aproximativ $1/1837$ din masa unui proton.

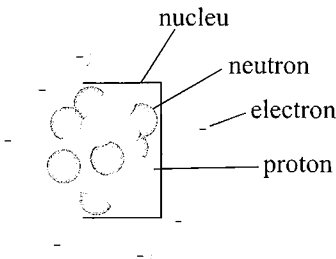


Fig. 5.1. Alcătuirea atomului

Pentru caracterizarea unui element se folosește notația simbolică:

$$\begin{matrix} A \\ X \\ Z \end{matrix}$$

unde X este simbolul chimic al elementului, A este numărul de masă, iar Z este numărul atomic.

Modul simbolic de scriere este folosit și pentru nucleoni. Vom nota protonul cu 1_1p iar neutronul cu 1_0n .

În funcție de valorile pe care le pot lua numărul atomic și numărul de masă, există clasificarea dată în tabelul nr. 5.1

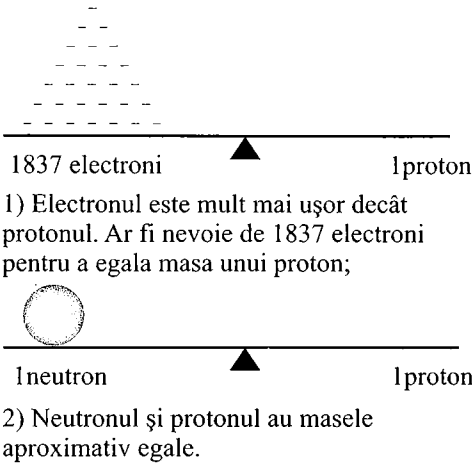


Fig. 5.2. Electronii sunt mult mai ușori decât nucleonii.

Tabelul 5.1. Tipuri de nuclee în funcție de numărul de nucleoni

Denumirea	Caracteristica
izotopi	Z același
izotoni	N același
izobari	A același
izomeri	Z, N, A același

Exemple:

- izotopii hidrogenului: 1_1H , 2_1H , 3_1H (hidrogen, deuteriu și tritiu);
- izotopii uraniului: ${}^{233}_{92}U$, ${}^{235}_{92}U$, ${}^{238}_{92}U$;
- izobari: ${}^{27}_{21}Mg$ și ${}^{27}_{13}Al$ sau ${}^{36}_{16}S$ și ${}^{36}_{18}Ar$.

În figura 5.3. sunt prezentați, schematic, izotopii hidrogenului.

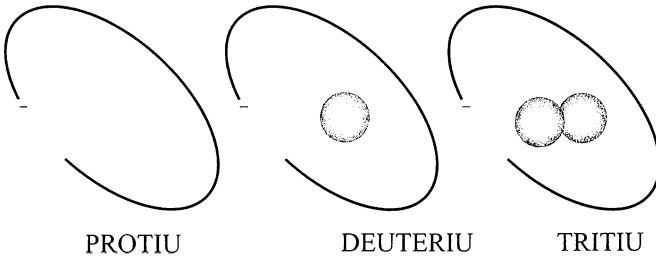


Fig. 5.3. Izotopii hidrogenului



Dacă ne imaginăm atomul ca o sferă, raza acestuia este de aproximativ 10^{-10} m. Nucleul poate fi și el considerat ca o sferă, raza acestuia fiind de aproximativ 10^{-14} m. În nucleu este concentrată aproape toată masa atomului, de aceea **raza nucleului** depinde de numărul de masă A după relația:

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad (5.1)$$

unde R_0 (determinată pentru un număr mare de nuclee) are valoarea medie:

$$R_0 = 1,45 \cdot 10^{-15} \text{ m}. \quad (5.2)$$

Volumul nucleului este, conform formulei volumului unei sfere,

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{4}{3} \pi R_0^3 A \quad (5.3)$$

și este direct proporțional cu numărul de masă (numărul de nucleoni).

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{m_0 A}{\frac{4}{3} \pi R_0^3 A},$$

unde: m_0 = masa unui nucleon $\approx 1u = 1,66 \cdot 10^{-27}$ kg, iar A = numărul de nucleoni.

Rezultă:

$$\rho = \frac{1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}}{\frac{4}{3} \pi (1,4 \cdot 10^{-15})^3 \text{ m}^3} = 1,5 \cdot 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}. \quad (5.4)$$

După cum vedem, ρ are o valoare enormă, aceeași pentru toate nucleele. Această valoare înseamnă 150 milioane de tone pe cm^3 !

Astfel de valori enorme ale densității, pe care nici nu le putem imagina, au fost regăsite de astronomi numai în cazul unor stele, aflate într-un anumit stadiu al evoluției lor, numite stele neutronice. Astfel de stele au raza de ordinul câtorva zeci de kilometri și o masă impresionantă.

Coexistența laolaltă a protonilor, în pofida forțelor de respingere electrostatică dintre ei (au sarcini de același semn), într-un spațiu extrem de redus și în condițiile unei aglomerări imense corespunzătoare densității impresionante date de relația (5.4), este posibilă datorită unor forțe extrem de puternice, forțele nucleare.

Caracteristicile forțelor nucleare;

- sunt forțe de mare intensitate (cea mai puternică interacție cunoscută, „interacția tare”);
- acționează pe distanțe foarte scurte ($< 2 \cdot 10^{-15}$ m);

– țin laolaltă protonii, deci se dovedesc mai puternice decât forțele de interacție electrostatică;

– au caracter de saturație; după ce un nucleon este complet înconjurat de alți nucleoni, cu care este legat prin forțe nucleare, nu mai exercită nicio forță asupra altor nucleoni situați la distanțe mai mari decât vecinii săi. El este un *nucleon saturat*;

– sunt independente de sarcina electrică, având aceeași valoare în cazul interacțiilor $p \rightarrow p$, $n \rightarrow n$ sau $p \rightarrow n$.

– sunt forțe de schimb. Interacția dintre doi nucleoni se face prin absorbția sau emisia unui mezon „virtual π ”.

Nucleonii își „pasează” continuu unul altuia mezoni π , iar procesul este atât de rapid încât mezonul este considerat virtual (apare și dispare foarte repede).

Mezonul π este „liantul” care ține laolaltă nucleonii în nucleu.

Se presupune că forțele dintre nucleoni acționează printr-un câmp mezonic.

Fie, de exemplu, un nucleu de heliu; el este format din doi protoni și doi neutroni. Masa nucleului de heliu, calculată ca sumă a maselor protonilor și neutronilor constituenți, este:

$$M_{\text{He}} = 2 m_p + 2 m_n = 4,0318272 u$$

Măsurătorile experimentale au arătat, însă, pentru masa nucleului de heliu valoarea:

$$M_{\text{He}} = 4,003 u,$$

mai mică decât cea calculată.

Deci masa nucleului atomic este mai mică decât suma maselor nucleonilor constituenți (fig. 5.4.).

Se numește *defect de masă* diferența Δm dintre suma maselor de repaus ale nucleonilor dintr-un nucleu și masa de repaus M_N a nucleului.

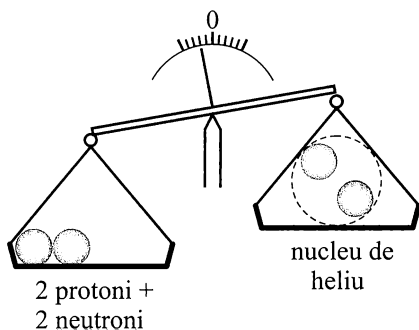


Fig. 5.4. Ilustrarea defectului de masă

$$\Delta m = Z \cdot m_p + (A - Z) m_n - M_N \quad (5.5)$$

Forțele nucleare sunt atât de puternice încât masa unui sistem nuclear legat este măsurabil mai mică decât suma maselor nucleonilor constituenți.

Unele nuclee sunt stabile, altele se dezintegrează de la sine într-un timp mai lung sau mai scurt. Vom urmări în continuare cum alcătuirea nucleului, numărul său de protoni respectiv de neutroni, îi influențează stabilitatea.

În fizica nucleară se formulează modele care explică, fiecare, câteva din proprietățile nucleelor atomice, constatate experimental.

Acest model se bazează pe următoarele asemănări între nucleu și picătura de lichid:

- caracterul de saturație al forțelor nucleare, respectiv al forțelor de coeziune în lichid;
- densitatea este independentă de dimensiunile picăturii;
- forțele sunt de mică distanță;
- volumul este proporțional cu numărul constituenților (nucleoni sau molecule);
- constituenții se găsesc în agitație termică și, dând din exterior o cantitate de energie, crește agitația termică, având ca urmări fisiunea (expulzarea de nucleoni din nucleu), respectiv evaporarea;

- existența tensiunii superficiale produse de nucleonii (moleculele de lichid) de la suprafața nucleului (sau a picăturii de lichid) care nu sunt complet saturați, nefiind înconjurați din toate părțile de alți constituenți.

În modelul picăturii de lichid se presupune că nucleonii sunt legați în nucleu la fel cum sunt legate moleculele în picătura de lichid.

Acest model a înregistrat succes în descrierea:

- nucleului supus unei reacții nucleare (a producerii nucleului intermediar compus);
- fisiunii nucleare.

Deși ne ajută să înțelegem o parte din fenomenele nucleare, el nu explică toate proprietățile nucleului.

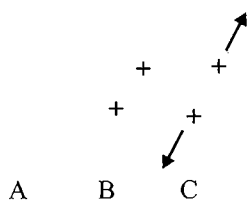


Fig. 5.5. Modelul picătură explică fisiunea nucleară

Se consideră că nucleonii sunt caracterizați de numere cuantice și ocupă, analog cu electronii în atom, nivele energetice (pături) pe care nu pot sta decât cel mult 2 protoni și 2 neutroni cu momentele cinetice de spin orientate antiparalel (fig. 5.6).

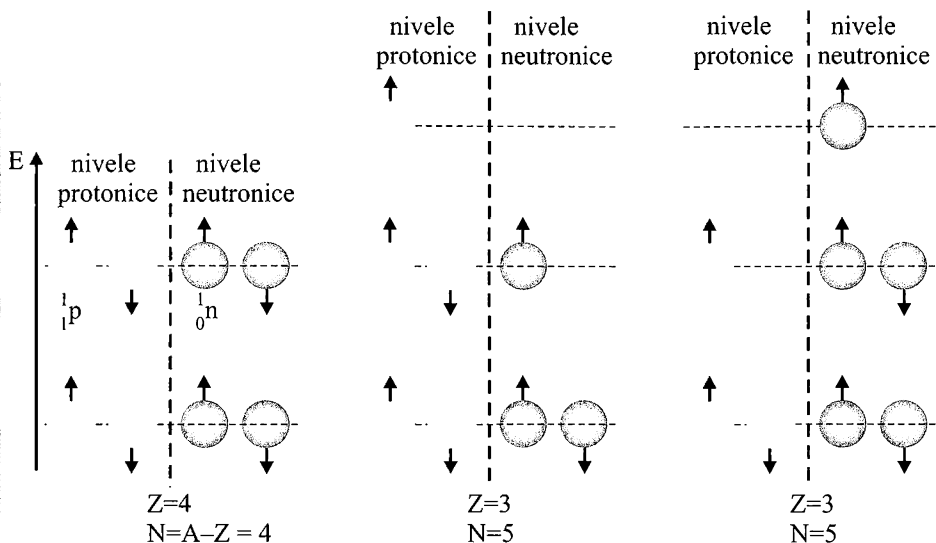


Fig. 5.6. Așezarea nucleonilor în modelul păturilor nucleare. Nucleul cu $A = 8$ este cel mai stabil în configurația a) în care păturile sunt ocupate complet. Configurațiile b) și c) în care există un surplus de protoni sau de neutroni sunt mai puțin stabile. Săgeata indică orientarea momentului cinetic de spin.

Acest model permite:

- explicarea unor proprietăți ale structurii nucleare (de ex.: momentul cinetic total al nucleului);

- înțelegerea motivului pentru care nucleele pentru care Z, N sunt *numere magice* (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) prezintă stabilitate mare, fiind printre cele mai răspândite: ${}^4_2\text{He}$; ${}^{16}_8\text{O}$; ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ etc.

- nucleele al căror Z este număr magic prezintă cel mai mare număr de izotopi stabili; dacă se trece de la un nucleu la care Z sau N sunt numere magice la alt nucleu, pentru care Z sau N depășește cu o unitate numărul magic, se constată o schimbare bruscă a proprietăților acestuia;

- explicarea teoriei dezintegrărilor β , a stărilor de izomerie, a reacțiilor nucleare.

Acest model păstrează proprietățile esențiale ale modelului picăturii, dar admite, ca și modelul în pături, caracterizarea nucleonilor prin numere cuantice.

Se știe că energia totală a unui sistem izolat este dată de relația $E = mc^2$.

Energia totală a unui nucleu izolat, aflat în repaus, este:

$$E_N = M_N c^2,$$

unde M_N este masa de repaus a nucleului.

Considerând nucleonii constituenți (neutroni și protoni) separați și în repaus, energia lor totală este:

$$E_t = Z m_p c^2 + (A - Z) m_n \cdot c^2.$$

Datorită existenței defectului de masă, rezultă:

$$E_t - E_N \neq 0,$$

$$E_t > E_N.$$

Aceasta înseamnă că la formarea nucleului din nucleonii constituenți se eliberează energie, iar la desfacerea unui nucleu în nucleonii componenți trebuie transmisă acestuia o cantitate de energie, egală cu energia eliberată la formarea lui.

$$E_{\text{leg}} = \Delta E = \Delta m \cdot c^2, \quad (5.6)$$

adică:

$$E_{\text{leg}} = Z m_p c^2 + (A - Z) m_n \cdot c^2 - M_N \cdot c^2,$$

sau

$$E_{\text{leg}} = [Z m_p + (A - Z) m_n - M_N] c^2. \quad (5.7)$$

Dacă Δm se exprimă în unități atomice de masă, atunci:

$$E_{\text{leg}} = [Z m_p + (A - Z) m_n - M_N] \cdot 931,5 \text{ MeV}. \quad (5.8)$$

Pentru ca nucleul să fie stabil trebuie ca $E_{\text{leg}} > 0$, deci masa nucleului să fie mai mică decât masa particulelor componente considerate izolate.

Acesta este unul din fenomenele care au permis verificarea directă a corectitudinii teoriei relativității restrânse.

Pentru a calcula energia de legătură a unui nucleu cu relația (5.8), trebuie să folosim valoarea masei nucleului (M_N). Masa nucleară este diferită de masa atomică.

$$M_A = M_N + Zm_e.$$

Întrucât de obicei se cunosc masele atomice (vezi tabelul din Anexa 2 de la sfârșitul manualului), vom folosi

$$M_N = M_A - Zm_e$$

și vom introduce în relația (5.7), obținând:

$$E_{\text{leg}} = [Z(m_p + m_e) + (A - Z)m_n - M_A]c^2 \text{ adică:}$$

$$E_{\text{leg}} = [Z \cdot m_H + (A - Z)m_n - M_A] 931,5 \text{ MeV}, \quad (5.9)$$

unde m_H este masa hidrogenului:

$$m_H = 1,007825 u.$$

Exemplu

Să calculăm energia de legătură a nucleului de ${}^{16}_8\text{O}$:

$$\begin{aligned} E_{\text{leg}} &= [8 m_H + (16 - 8)m_n - M_{{}^{16}_8\text{O}}] \cdot c^2 = \\ &= [8 \cdot (1,007825 + 1,008665) - 15,994915] u \cdot c^2 = \\ &= 0,137005 \cdot 931,5 = 127,620 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

Întrucât $E_{\text{leg}} > 0$, nucleul este stabil.

Energie
împărțită

$$\varepsilon = \frac{E_{\text{leg}}(A, Z)}{A}.$$

Energia de legătură pe nucleon este o mărime potrivită pentru studiul stabilității nucleelor. O valoare mare a acestei mărimi înseamnă o stabilitate mare a nucleului (un nucleu în care nucleonii sunt puternic legați). Figura 5.7 ilustrează variația acestei mărimi în funcție de numărul de masă A .

a) Se observă că nucleele de masă intermediară, cu A cuprins între 40 și 140, au energia de legătură pe nucleon maximă și aproximativ constantă, în jurul valorii de 8,5 MeV. Acestea sunt nucleele cele mai stabile din natură.

b) La nucleele grele ($A > 140$) energia de legătură pe nucleon scade până la uraniu, unde ajunge aproximativ la 7,5 MeV. Nucleele grele vor avea tendința de a elimina o parte din nucleoni, transformându-se în nuclee cu energia de legătură pe nucleon mai mare, deci mai stabile. Procesele prin care nucleele grele își măresc energia de legătură pe nucleon sunt: dezintegrarea α și fisiunea nucleară.



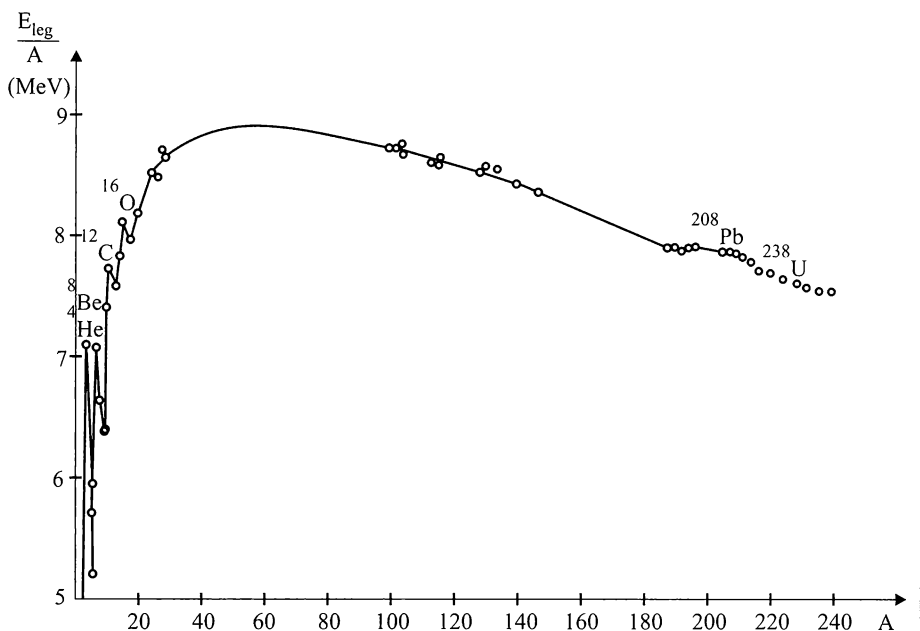


Fig. 5.7. Variația energiei de legătură pe nucleon în funcție de numărul de masă A

În **dezintegrarea α** nucleele grele expulzează un nucleu de ${}^4_2\text{He}$ (fig. 5.8); nucleele care emit particule α formează lanțuri de nuclee a căror masă scade cu câte 4 unități, până când se ajunge la un nucleu stabil de masă mult mai mică.

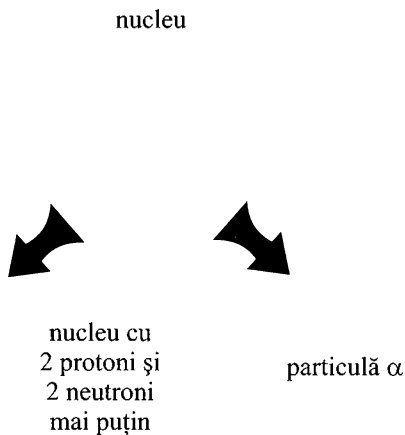
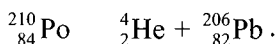


Fig. 5.8. Într-o dezintegrare a nucleul pierde doi protoni și doi neutroni, emițând o particulă α

Exemplu

Nucleul de ${}^{210}_{84}\text{Po}$ emite spontan un nucleu de ${}^4_2\text{He}$ și se transformă într-un nucleu de ${}^{206}_{82}\text{Pb}$.



Întrucât masele nucleare respective sunt:

$$M_{210\text{Po}} = 209,98287 \text{ u}, M_{206\text{Pb}} = 205,97446 \text{ u}, M_{4\text{He}} = 4,002604 \text{ u},$$

bilanțul energetic ne conduce la:

$$E_{\text{leg}} = (205,97446 + 4,002604 - 209,98287) \cdot 931,5 = -5,4 \text{ MeV}.$$

Observăm că $E_{\text{leg}} < 0$, deci nucleul de ${}^{210}\text{Po}$ nu este stabil în raport cu dezintegrarea α . Energia de 5,4 MeV se împarte ca energie cinetică între nucleele de ${}^2_4\text{He}$ și ${}^{206}_{82}\text{Pb}$.

În procesul de fisiune, un nucleu greu se rupe în două fragmente de masă intermediară și câțiva neutroni (fig. 5.9).

De exemplu:

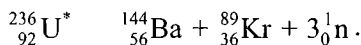


Fig. 5.9. Fisiunea este ruperea unui nucleu în două nuclee mai mici

c) În graficul din figura 5.7 se observă că energia de legătură pe nucleon a nucleelor ușoare crește până la $A = 40$. Nucleele cu $A = 4, 8, 12, 16$ au energie de legătură pe nucleon mare față de nucleele vecine. Acest efect indică faptul că grupările de 4 nucleoni (2 protoni și 2 neutroni) sunt foarte stabile, ceea ce este în concordanță cu modelul nuclear „în pătri”. Nucleele ușoare cele mai stabile par a fi formate din nuclee de ${}^4_2\text{He}$.

Creșterea energiei de legătură pe nucleon când se trece de la nuclee ușoare la nuclee mai grele indică faptul că trebuie să fie posibil un proces de unire a nucleelor ușoare, un proces de *fuziune nucleară* în care să se formeze nuclee de masă intermediară.

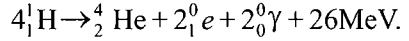
Un asemenea proces nu se observă în mod spontan în condițiile naturale de pe Pământ, din cauza forțelor mari de respingere electrostatică dintre nucleele încărcate pozitiv.





Fig. 5.10. Fuziunea nucleară este sursa energiei solare

Procesele de fuziune sunt posibile la temperaturi foarte ridicate și sunt sursa energiei solare. Soarele este un enorm reactor termonuclear (fig. 5.10). Reacțiile de fuziune nucleară care se produc în Soare sunt foarte complexe. Una dintre cele mai simple reacții nucleare de fuziune este următoarea:

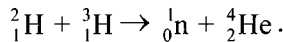


Fuziunea hidrogenului în heliu este originea energiei solare. Temperatura în interiorul Soarelui este de ordinul a 20 până la $30 \cdot 10^6$ K, iar la suprafața sa temperatura este de aproximativ 5700 K. Puterea emisă de Soare este $3,9 \cdot 10^{23}$ kW,

adică de 15 000 de ori puterea medie consumată pe Glob. Reacții de fuziune nucleară au putut fi produse și în bomba cu hidrogen, unde s-a realizat fuziunea nucleelor de deuteriu și tritium la o temperatură foarte ridicată, obținută într-un proces preliminar de fisiune.

Exemplu

Să examinăm următoarea reacție de fuziune (fig. 5.11):



Bilanțul energetic ne conduce la:

$$E_{\text{leg}} = (m_{\text{}^4_2\text{He}} + m_{\text{}^1_0\text{n}} - m_{\text{}^2_1\text{H}} - m_{\text{}^3_1\text{H}})c^2 =$$

$$= (4,002604 + 1,008665 - 2,014102 - 3,016049) \cdot 931,5 \text{ MeV} = -17,58 \text{ MeV}.$$

Nucleul de $\text{}^4_2\text{He}$ și neutronul preiau această energie ca energie cinetică.

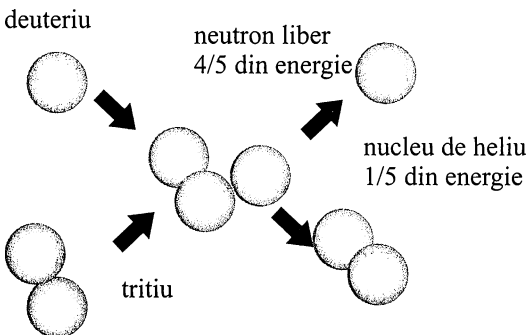


Fig. 5.11. În urma fuzionării nucleelor de deuteriu și tritium rezultă un neutron, o particulă și energie

Reacția nucleară se scrie simbolic:

$$a + X = Y + b$$

unde:

a = particula proiectil

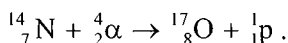
X = nucleul țintă (în repaus)

Y = nucleul rezidual

b = particula sau nucleul ușor rezultat din reacție

Scriere prescurtată: $X(a, b)Y$.

Prima reacție nucleară a fost observată de Rutherford în 1919:



Interacțiunile nucleare se supun unor legi de conservare: conservarea energiei, impulsului, momentului cinetic, sarcinii electrice, numărului de nucleoni.

a) Legea conservării energiei

Pentru o particulă cu masa de repaus m_0 , energia totală relativistă se scrie:

$$W = mc^2 = m_0c^2 + E$$

energia energia
de repaus cinetică

Scriem legea conservării energiei totale relativiste pentru o reacție nucleară:

$$W_a + W_X = W_b + W_Y, \text{ adică:}$$

$$m_a c^2 + E_{\text{cin}}^a + m_X c^2 + E_{\text{cin}}^X = m_Y c^2 + E_{\text{cin}}^Y + m_b c^2 + E_{\text{cin}}^b \quad (5.10)$$

Diferența între energia de repaus a particulelor în stare inițială și finală o vom nota Q și o numim *energie de reacție* sau *căldură de reacție*:

$$Q = (m_a + m_X - m_b - m_Y)c^2. \quad (5.11)$$

Ea poate fi exprimată și în funcție de energiile cinetice ale particulelor:

$$E_{\text{cin}}^a + E_{\text{cin}}^X + Q = E_{\text{cin}}^b + E_{\text{cin}}^Y \Leftrightarrow Q = E_{\text{cin}}^b + E_{\text{cin}}^Y - E_{\text{cin}}^a - E_{\text{cin}}^X \quad (5.12)$$

• Dacă $Q > 0$, reacția se numește *exoenergetică*; în acest caz E_{cin} a particulelor în starea finală este mai mare decât E_{cin} a particulelor în stare inițială.



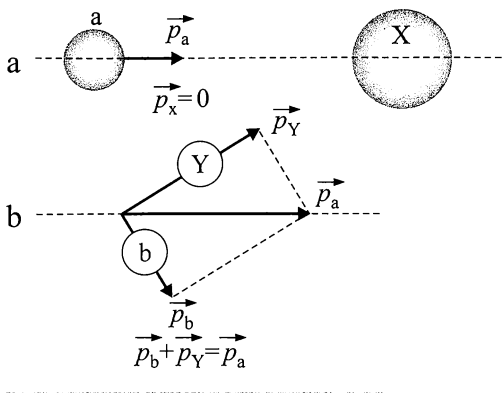


Fig. 5.12. Conservarea impulsului în reacția nucleară

• Dacă $Q < 0$, reacția se numește *endoenergetică*; în acest caz este necesară o E_{cin} minimă a particulelor în starea inițială pentru a produce reacția (E_{prag}).

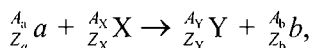
b) Legea conservării impulsului

Fie o reacție în care particula proiectil α lovește nucleul țintă X aflat în repaus (fig. 5.12, a.). Grafic, în sistemul laboratorului desenăm diagrama impulsurilor (fig. 5.12, b.).

$$\left. \begin{array}{l} \vec{P}_a + \vec{P}_X = \vec{P}_b + \vec{P}_Y \\ \vec{P}_X = 0 \end{array} \right\} \Rightarrow \vec{P}_a = \vec{P}_Y + \vec{P}_b.$$

c) Legea conservării sarcinii electrice

Dacă o reacție nucleară se scrie în general:



atunci conservarea sarcinii electrice cere ca:

$$\Rightarrow Z_a + Z_X = Z_Y + Z_b,$$

respectiv numărul inițial de protoni să fie egal cu numărul final de protoni.

d) Legea conservării numărului de nucleoni cere ca:

$$A_a + A_X = A_Y + A_b,$$

respectiv numărul total de nucleoni de la începutul reacției trebuie să fie egal cu numărul total de nucleoni de după reacție.

e) Legea conservării momentului cinetic

Momentul cinetic total, format din suma vectorială a momentelor cinetice individuale ale particulelor, se conservă.

Reacțiile nucleare se pot clasifica după mai multe criterii. Astfel ele se clasifică în funcție de:

1) *Natura particulei incidente.* Există reacții nucleare produse de:



- particule încărcate
 - ↳ ușoare (protoni, deuteroni)
 - ↳ ioni grei
 - ↳ electroni
- particule neutre
- fotoni γ (reacțiile fotonucleare)

2) *Natura nucleului țintă:*

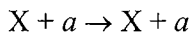
- reacții nucleare pe nuclee
 - ↳ ușoare $A < 25$
 - ↳ medii $25 < A < 80$
 - ↳ grele $A > 80$

3) *Energia particulei incidente*

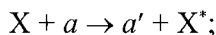
- reacții nucleare la energii
 - ↳ joase
 - ↳ înalte

4) *După tipurile particulelor ce rezultă din reacție:*

încrâștări elastice:

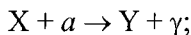
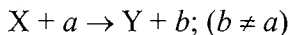


particula incidentă și nucleul țintă nu își schimbă natura internă, ci numai direcția de mișcare, energia totală conservându-se.



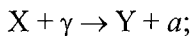
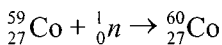
nucleul absoarbe o parte din energia cinetică a particulei incidente, trecând într-o stare excitată.

de înscăpăținare:

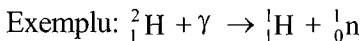


particula incidentă este captată de nucleu, care emite doar radiații γ .

Exemplu:



prin absorbția unui foton de energie suficientă se produce o reacție cu emisia unei particule nucleare.

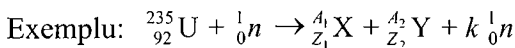


Reacțiile fotonucleare sunt endoenergetice.

F. Reacții de fisurare

Nucleul țintă captează particula incidentă și se rupe de obicei în două fragmente de mase comparabile, proces însoțit de emisie de neutroni și radiații γ ; energia degajată în acest fel este foarte mare.





$$Z_1 + Z_2 = 92$$

$$A_1 + A_2 + k = 236$$

5) Mecanismul de reacție

Există reacții nucleare

- ce trec printr-un stadiu intermediar, cu formarea nucleului compus (la energii sub 10 MeV);

- cu interacție directă (la energii mai mari de 10 MeV).

La energii situate în jur de 10 MeV, cele două mecanisme sunt competitive. În figura 5.13 este prezentă o reacție cu formarea unui nucleu intermediar compus.

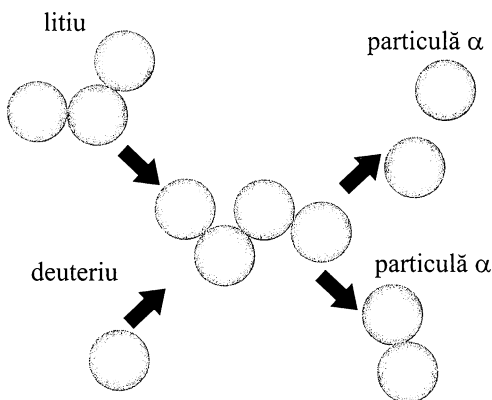
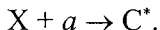


Fig. 5.13. Reacția ${}^6_3\text{Li} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$; observăm conservarea numărului de nucleoni și a sarcinii electrice

Nucleul compus apare în reacții care au loc la energii joase.

Caracteristicile nucleului compus:

a) În reacția $X(a, b)Y$, componenții a și X se combină pentru a forma nucleul compus C^* care apare totdeauna într-o stare excitată.



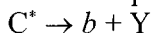
b) Nucleul compus C^* durează un timp destul de lung în comparație cu *timpul nuclear*.

Timpul nuclear este timpul necesar unui nucleon cu energia de câțiva MeV pentru a parcurge un drum egal cu diametrul nucleului și este de ordinul 10^{-21} s.

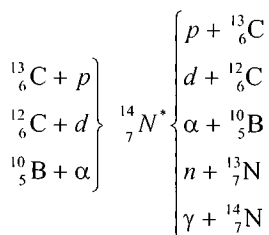
Durata medie a unui nucleu compus este de cel puțin 10^{-16} s.

c) Același nucleu compus C^* , în aceeași stare excitată, se poate forma prin mai multe căi.

d) Nucleul compus se dezintegrează în componenții finali ai reacției nucleare.



Un nucleu compus, aflat într-o anumită stare excitată, se poate dezintegra prin mai multe moduri:



Calculați energia de legătură și energia de legătură pe nucleon pentru nucleele:

a) ${}^9_4\text{Be}$ și b) ${}^{10}_5\text{B}$.

Folosim masele atomice din tabelul anexat la sfârșitul manualului.

a) Nucleul are $Z=4$ protoni și $(A-Z)=5$ neutroni. Folosind relația (5.9) obținem:

$$\begin{aligned} E_{\text{leg}} &= (4m_H + 5m_n - M_{9,\text{Be}})c^2 = \\ &= (4 \cdot 1,007825 + 5 \cdot 1,008665 - 9,012186) \cdot 931,5 \text{ MeV} = 58,16 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

$$\frac{E_{\text{leg}}}{A} = \frac{58,16 \text{ MeV}}{9} = 6,46 \frac{\text{MeV}}{\text{nucleon}}$$

b) Nucleul ${}^{10}_5\text{B}$ are în compunerea sa $Z=5$ protoni și $(A-Z)=5$ neutroni.

Relația (5.9) ne conduce la:

$$\begin{aligned} E_{\text{leg}} &= (5m_H + 5m_n - M_{10,\text{B}})c^2 = \\ &= [5(1,007825 + 1,008665) - 10,012939] \cdot 931,5 \text{ MeV} = 64,74 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

$$\frac{E_{\text{leg}}}{A} = \frac{64,74}{10} = 6,47 \frac{\text{MeV}}{\text{nucleon}}$$

∴ Fie reacția nucleară ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n}$.

[deuteriu (D) + tritium (T) → heliu (α) + neutron (n)]. Determinați:

a) energiile de legătură pe nucleon ale particulelor D, T și α . Aceste energii vor fi evaluate în valoare absolută și se vor nota cu: E_D, E_T, E_α ;

b) energia degajată prin fuziunea unui nucleu de deuteriu și a unui nucleu de tritium;

c) energia degajată în timpul formării unui litru de gaz heliu, în condiții normale de temperatură și presiune.

Se dau: constanta lui Avogadro $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ și masele nucleelor.



Nucleul	${}^2_1\text{H}$	${}^3_1\text{H}$	${}^4_2\text{He}$	${}^1_1\text{p}$	${}^1_0\text{n}$
Masa (u)	2,0140	3,0151	4,0015	1,00728	1,00866

$$\text{a) } E_D = \frac{(m_p + m_n - m_D)c^2}{2} = 0,90 \text{ MeV/nucleon ,}$$

$$E_T = \frac{(m_p + 2m_n - m_T)c^2}{3} = 2,95 \text{ MeV/nucleon,}$$

$$E_\alpha = \frac{(2m_p + 2m_n - m_\alpha)c^2}{4} = 7,07 \text{ MeV/nucleon ;}$$

b) aplicând relația lui Einstein, obținem:

$$|\Delta E_0| = |\Delta m|c^2 = (m_D + m_T - m_\alpha - m_n)c^2 = 17,6 \text{ MeV.}$$

c) o particulă α , captând doi electroni, se transformă într-un atom de gaz heliu (atomul de heliu constituie o moleculă monoatomică de heliu).

Într-un volum de 1 litru de gaz heliu există o cantitate de substanță

$$n_{\text{He}} = \frac{V}{V_M} = \frac{1}{22,4} = 4,464 \cdot 10^{-2} \text{ mol.}$$

Cum un mol de molecule de heliu conține $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ molecule de heliu, rezultă că într-un litru de heliu există un număr de molecule:

$N_{\text{He}} = n_{\text{He}} \cdot N_A = 2,687 \cdot 10^{22}$ molecule de heliu, deci același număr de particule α . De fiecare dată când se formează o particula α se degajă energia

$|\Delta E_0| = 17,6 \text{ MeV}$; prin urmare, dacă se formează un litru de gaz heliu se degajă

energia $N_{\text{He}} \cdot |\Delta E_0| = 2,687 \cdot 10^{22} \cdot 17,6 = 4,73 \cdot 10^{23} \text{ MeV} = 7,57 \cdot 10^{10} \text{ J.}$



Să se calculeze energia de legătură și energia de legătură medie pe nucleon a nucleelor: a) ${}^3_1\text{H}$ și b) ${}^{12}_6\text{C}$.

R: a) 8,48 MeV; 2,83 $\frac{\text{MeV}}{\text{nucleon}}$

b) 92,16 MeV; 7,68 $\frac{\text{MeV}}{\text{nucleon}}$



Care este valoarea razei nucleului de ${}_{13}^{27}\text{Mg}$?

$$\mathbf{R: } R = R_0 A^{1/3} = 4,35 \cdot 10^{-15} \text{ m}$$

Care este energia necesară ruperii nucleului ${}^8_{16}\text{O}$ în patru particule α ?

$$\mathbf{R: } 14,42 \text{ MeV}$$

Calculați energia de legătură a unui neutron în nucleul de ${}_{10}^{21}\text{Ne}$.

$$\mathbf{R: } E_{\text{leg}} = 6,76 \text{ MeV}$$

Să se calculeze energia de legătură a unei particule α în nucleul de ${}_{10}^{21}\text{Ne}$.

$$\mathbf{R: } E_{\text{leg}} = 7,34 \text{ MeV}$$

Fie reacția de fuziune nucleară ${}^1_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_1\text{H} + {}^1_1\text{H}$. Calculați energia eliberată prin fuziunea nucleelor de deuteriu.

$$\mathbf{R: } |\Delta E| = 4,05 \text{ MeV}$$

Fie reacția termonucleară ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n}$. Calculați energia eliberată de această reacție pentru a forma un gram de heliu.

$$\mathbf{R: } 4,2 \cdot 10^{11} \text{ J}$$

Radioactivitatea face parte dintre fenomenele spontane care duc la modificarea constituției nucleelor atomice. Anumite nuclee instabile, naturale sau produse artificial, se pot transforma spontan în alte nuclee. Aceste nuclee, care se transformă, se numesc *nuclee radioactive*.

Reacția nucleară prin care se transformă nucleele radioactive se numește *dezintegrare*. În timpul dezintegrării, un nucleu X se transformă într-un alt nucleu Y și se emite o particulă. Ecuația transformării se scrie astfel:



Totalitatea particulelor emise dintr-un eșantion de substanță radioactivă se numește *radiație radioactivă*. Nucleele rezultate în urma dezintegrării pot fi la rândul lor radioactive.

Nucleele radioactive au mai multe origini:

a) au fost create odată cu nașterea Universului, acum aproximativ zece miliarde de ani și mai există și acum, deoarece au timpul de viață foarte lung (un exemplu este uraniul 238, ${}^{238}_{92}\text{U}$);

b) au apărut ca produse de dezintegrare a precedentelor nuclee, cum ar fi radonul ${}^{222}_{86}\text{Rn}$ (care este un gaz radioactiv);

c) sunt produse în mod voluntar (prin reacții nucleare provocate) pentru nevoile cercetării, medicinei etc.;

d) sunt produse involuntar în reactoarele nucleare care produc energie electrică.

Există mai multe moduri de dezintegrare radioactivă. După clasificarea dată de Rutherford, radioactivitatea poate fi de tip α , β sau γ .

Transformările radioactive prezintă următoarele proprietăți:

- sunt spontane: ele nu necesită nicio intervenție;
- sunt aleatorii: este imposibil să se prevadă momentul dezintegrării unui anumit nucleu;
- nu pot fi influențate: nimic nu le împiedică să se producă și nu poate să le modifice desfășurarea;
- sunt independente de condiții exterioare, cum ar fi: temperatură, presiune, câmpuri electrice sau magnetice, stare de agregare, legături chimice etc.

Transformările radioactive se produc cu conservarea energiei totale, a impulsului total, a sarcinii electrice și a numărului de nucleoni.

La fel ca în atom, și în nucleu există nivele de energie. Dacă cel puțin unul dintre nucleoni se află pe un nivel de energie superior celui fundamental (care corespunde structurii nucleului stabil), se spune că nucleul este *excitat* (și este notat: ${}^A_Z\text{Y}^*$). Aceasta este o stare instabilă și nucleul se *dezexcită* într-un timp foarte scurt, emițând un foton: ${}^A_Z\text{Y}^* \rightarrow {}^A_Z\text{Y} + \gamma$.

Exemplu: ${}^{125}_{53}\text{I}^* \rightarrow {}^{125}_{53}\text{I} + \gamma$ (fig. 5.14)

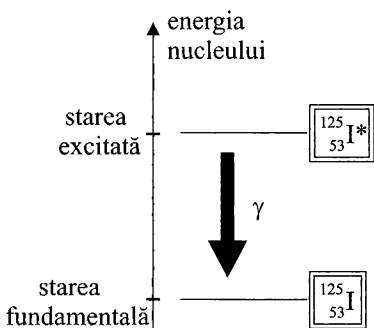
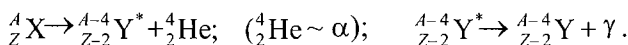


Fig. 5.14. Emiterea radiației γ prin dezexcitare.

Radioactivitatea α este o caracteristică a nucleelor grele ($A > 200$; $Z > 82$). În timpul dezintegrării α , nucleul X emite un

nucleu de heliu și se transformă într-un nucleu mai ușor. Conform legilor de conservare, ecuația transformării este următoarea:



Elementul chimic Y se află în tabelul periodic al elementelor cu două căsuțe mai la dreapta elementului X.

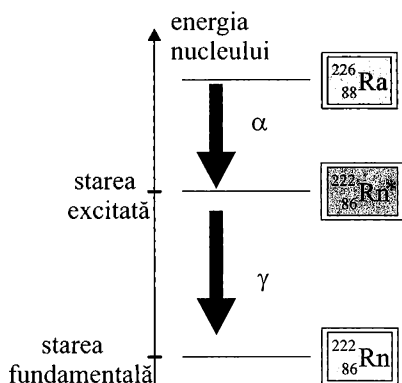


Fig. 5.15. Dezintegrarea α urmată de emisia unei radiații γ

Exemplu: ${}^{226}_{88} \text{Ra} \rightarrow {}^{222}_{86} \text{Rn}^* + {}^4_2 \text{He}$
(fig. 5.15)

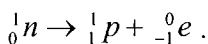
Nucleul ${}^{222}_{86} \text{Rn}^*$, care este într-o stare excitată, se stabilizează emițând o radiație γ

Exemplu: ${}^{222}_{86} \text{Rn}^* \rightarrow {}^{222}_{86} \text{Rn} + \gamma$

Masa unei particule α este $4u$ (egală cu cea a nucleului de He). Sarcina este $+2e$, unde e este sarcina elementară, iar energia particulelor α este 8 MeV .

Această radioactivitate afectează nucleele ${}^A_Z X$ care au un exces de neutroni. Nucleul X se transformă într-un nucleu Y, de cele mai multe ori într-o stare excitată Y^* . În cursul dezintegrării se emit un electron (radiația β^-) și o particulă numită *antineutrino* ($\bar{\nu}$). Antineutrino este o particulă neutră cu masa de repaus nulă.

Existența sa a fost postulată în anul 1930 de către fizicianul elvețian Pauli. Nucleul nu conține electroni, electronul provine din transformarea unui neutron într-un proton:



Ecuația dezintegrării β^- este următoarea:

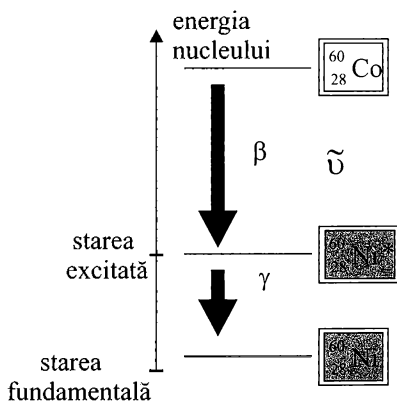
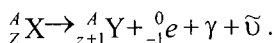
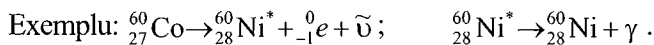


Fig. 5.16. Dezintegrarea β^-

Elementul chimic Y se află în tabelul periodic al elementelor cu o căsuță la dreapta lui X.



Nucleul Ni* s-a stabilizat emițând un foton γ (fig. 5.16). Reacția este exoenergetică. Energia care se degajă este preluată aproape în întregime de către electron și de către antineutrino. Energiile preluate de aceste particule nu sunt cuantificate.

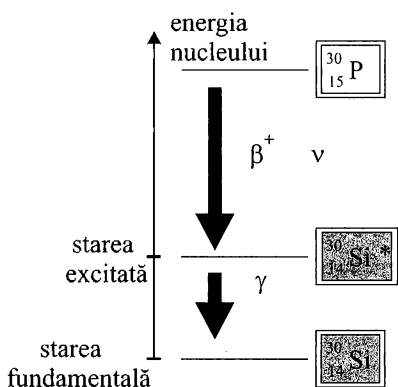
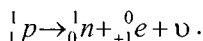
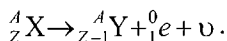


Fig. 5.17. Dezintegrarea β^+

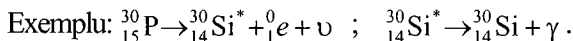
Această dezintegrare este caracteristică nucleelor instabile obținute artificial și care conțin un exces de protoni. Nucleul X instabil se transformă într-un nucleu Y și emite o particulă numită pozitron. Pozitronul este o particulă cu masa și sarcina electrică egale în valoare absolută cu masa și sarcina electronului, dar pozitive, și care rezultă din transformarea unui proton într-un neutron:



În urma acestei transformări mai rezultă și un neutrino (ν). Ecuația transformării este următoarea:



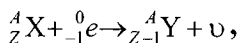
Elementul chimic Y se află în tabelul periodic cu o căsuță mai la stânga lui X.



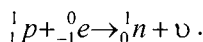
Nucleul Si* se stabilizează emițând un foton γ (fig. 5.17).

Masa de repaus a particulelor β este egală cu cea a electronului, $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg, iar energia lor ≤ 1 MeV.

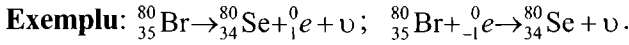
În acest proces, nucleul inițial A_ZX captează un electron situat pe nivelul K al atomului:



care corespunde reacției elementare:



Această captură lasă un loc liber pe nivelul K și electronii se rearanjează. În cursul tranzițiilor electronilor se emit fotoni de radiații X și ultraviolet. Pentru nucleele ușoare, care au un surplus de protoni, cele două procese – dezintegrarea β^+ și captura electronică, dacă sunt posibile – se pot produce în același timp.



5.3.3. Legea dezintegrării radioactive

Fie un număr N_0 de nuclee radioactive X existente la momentul $t = 0$. Datorită procesului de dezintegrare, acest număr scade cu timpul. La momentul t numărul lor este N , iar la momentul $t + dt$ numărul lor este $N + dN$:

$$t = 0 \rightarrow N_0; \quad t \rightarrow N; \quad t + dt \rightarrow N + dN$$

Numărul de nuclee care se dezintegrează în intervalul de timp cuprins între t și $t + dt$ este egal cu diferența dintre numărul inițial de nuclee și numărul final.

Fie $N - (N + dN) = -dN$. Această variație este negativă deoarece numărul nucleelor scade prin dezintegrare.

Numărul dezintegrărilor este proporțional cu numărul nucleelor prezente la momentul t și cu durata dt a dezintegrărilor:

$$dN = -\lambda N dt, \quad (5.14)$$

unde λ este o constantă pozitivă care depinde de specia nucleară considerată.

Din relația (5.14) obținem:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt. \quad (5.15)$$

Prin integrare, obținem:

$$\ln N = -\lambda t + C. \quad (5.16)$$

Determinăm constanta C punând condiția ca la $t = 0, N = N_0$; deci $\ln N_0 = C$.

Relația (5.16) se scrie: $\ln N = -\lambda t + \ln N_0$ sau $\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$,

Această relație se mai poate scrie și astfel:

$$\boxed{N = N_0 e^{-\lambda t}} \quad (5.17)$$

Funcția (5.17) este o exponențială descrescătoare (fig. 5.18).

Numărul nucleelor radioactive descrește exponențial în timp.

Constanta de dezintegrare poate primi o interpretare precisă dacă o scriem sub forma:

$$\lambda = \frac{-\frac{dN}{dt}}{N} \quad (5.18)$$

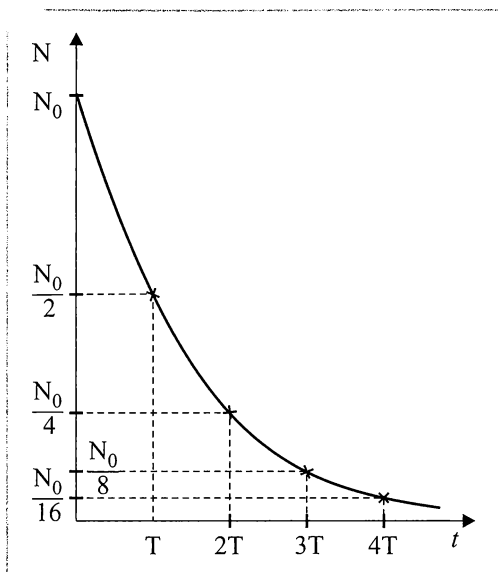


Fig. 5.18. Legea dezintegrării radioactive. Numărul de nuclee radioactive scade exponențial în timp.

probabilitate, medie etc. Ea se aplică numai unui număr foarte mare de nuclee și nu se poate aplica pentru dezintegrarea unui nucleu.

Țimpul de înjumătățire

Perioada de înjumătățire (sau timpul de înjumătățire), notată cu T , a unui ansamblu de nuclee radioactive, este timpul după care se dezintegrează jumătate din nucleele inițiale. Dacă în relația (5.17) $t = T$, atunci

$$N = \frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T} \quad \text{sau} \quad \frac{1}{2} = e^{-\lambda T}.$$

Logaritmăm această expresie și obținem: $\ln 2 = \lambda T$, de unde:

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (5.19)$$

Perioada de înjumătățire se exprimă în secunde, dar se poate exprima și în zile sau ani. Constanta radioactivă λ se exprimă în $1/s$ (s^{-1}). În tabelul nr. 5.2 se prezintă perioadele de înjumătățire pentru câteva nuclee radioactive.

Tabelul 5.2. Perioada de înjumătățire a câtorva izotopi radioactivi

Izotop	$^{204}_{82}\text{Pb}$	$^{235}_{92}\text{U}$	$^{131}_{53}\text{I}$	$^{212}_{82}\text{Pb}$	$^{239}_{92}\text{U}$	$^{212}_{84}\text{Po}$
Dezintegrare	α	α	β^-	β^-	β^-	α
Perioadă	10^{19} ani	$7 \cdot 10^8$ ani	8 zile	10,6 ore	23 min	$3 \cdot 10^{-7}$ s

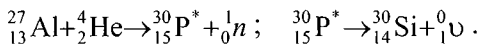
Activitatea reprezintă numărul de dezintegrări nucleare spontane care au loc într-o cantitate de substanță dată, într-un interval de timp determinat:

$$A(t) = -\frac{dN(t)}{dt} = \lambda N(t); \quad A(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t}; \quad A(t) = A_0 e^{-\lambda t}. \quad (5.20)$$

Activitatea unei substanțe radioactive variază în mod exponențial. Unitatea pentru activitatea unei surse radioactive este bequerelul (simbol Bq) și corespunde unei dezintegrări pe secundă.

Nuclee radioactive artificiale

Aceste nuclee nu există în natură. Ele sunt obținute în laborator sau în reactoare nucleare. Radioactivitatea artificială α fost descoperită de către Irene și Frederic Joliot Curie, care au bombardat o foaie de aluminiu cu particule α , obținând fosfor radioactiv:



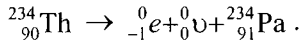
Problema rezolvată

Nucleul radioactiv $^{238}_{92}\text{U}$ emite radiații α și se transformă în ^A_ZTh care la rândul său emite radiații β^- și se transformă în ^A_ZPa .

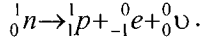
- Scrieți ecuațiile nucleare care caracterizează cele două transformări.
- De unde provine electronul (β^-) emis de Th: din nucleu sau din norul electronic care înconjoară nucleul?
- Uraniul $^{238}_{92}\text{U}$ se transformă printr-o succesiune de dezintegrări α și β^- într-un izotop stabil al plumbului $^{206}_{82}\text{Pb}$. Determinați numărul de dezintegrări de tip α și al acelora de tip β^- necesare trecerii de $^{238}_{92}\text{U}$ la $^{206}_{82}\text{Pb}$.

Rezolvare

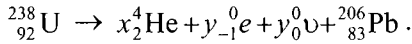
$$a) \ ^{238}_{92}\text{U} \rightarrow ^4_2\text{He} + ^{234}_{90}\text{Th}; \quad Z = 93 - 2 = 90; \quad A = 238 - 4 = 234;$$



b) Electronul provine din transformarea unui neutron într-un proton:



c) În urma fiecărei dezintegrări α se emite un nucleu de heliu ${}^4_2\text{He}$. Într-o dezintegrare β^- , se emite un electron ${}_{-1}^0e$ și un neutrino ${}^0_0\nu$. (Remarcăm că poate surveni dezexcitarea anumitor nuclee formate conducând la emiterea unei radiații γ , dar aceasta nu modifică ecuațiile transformărilor nucleare). La trecerea de la ${}_{92}^{238}\text{U}$ la ${}_{82}^{206}\text{Pb}$, fie x numărul de emisiuni α și y numărul de emisiuni β^- . Ecuația nucleară globală este următoarea:



Conservarea numărului de nucleoni: $238 = 4x + 0 + 0 + 206$, de unde $x = 8$.

Conservarea sarcinii electrice: $92 = 2x - y + 0 + 82$, de unde $y = 6$.



Radiațiile nucleare interacționează cu substanța producând numeroase efecte: impresionarea plăcii fotografice, ionizarea, provocarea luminiscenței unor substanțe, amorșarea sau accelerarea unor reacții chimice, distrugerea celulelor vii sau a microorganismelor, mutații genetice etc. Toate aceste efecte presupun un transfer de energie către mediul prin care trec. Acțiunea cea mai importantă a particulelor cu sarcină electrică α și β asupra substanțelor traversate este excitarea și ionizarea atomilor acestor substanțe.

cu substanța

Radiațiile α , emise cu o viteză cu mărimea de aproximativ $\frac{1}{15}c$ (unde c este viteza luminii în vid) au o putere de ionizare mare. Parcursul lor prin substanță este de câțiva centimetri prin aer și de câțiva micrometri în solide. La sfârșitul parcursului ele captează doi electroni și se transformă în atomi de heliu.

Radiațiile β sunt emise cu o viteză mare (aproximativ $\frac{9}{10}c$) și sunt mai penetrante decât radiațiile α , însă mai puțin ionizante. În medie, parcursul lor prin aer este de aproximativ 10 metri și de 1,5 mm în plumb.



Radiațiile γ sunt foarte penetrante prin substanțe, datorită energiilor lor foarte mari care variază de la 50 keV până la energii de ordinul 10^6 MeV. Traversând substanța, aceste radiații produc următoarele efecte:

a) generează perechi: în vecinătatea unui nucleu, fotonul γ poate să producă o pereche electron-pozitron, fenomen caracteristic radiațiilor γ de energie mare ($h\nu > 1$ MeV); electronii care rezultă din acest proces, pot produce efecte secundare (spre exemplu ionizare), deoarece posedă o parte importantă din energia fotonului incident;

b) produc efect Compton: fotonul γ , ciocnind un electron din atomul substanței, îi cedează acestuia o parte din energia sa și își schimbă direcția de propagare;

c) produc efect fotoelectric: ele scot electroni din atomi sau molecule datorită ciocnirii fotonului γ cu aceștia; în acest proces toată energia fotonului este transferată electronului și fotonul dispare, iar electronii rezultați pot produce efecte secundare.

Intensitatea radiațiilor γ care traversează substanța scade după o lege exponențială, în funcție de grosimea d a stratului de substanță

$$I(d) = I(0)e^{-kd},$$

unde k este coeficientul de atenuare liniară (măsurat în m^{-1}). Intensitatea I nu devine niciodată riguros nulă oricare ar fi grosimea d a obstacolului.

5.4.2. Detectarea radiațiilor nucleare

Detectarea radiațiilor nucleare se face cu ajutorul unor dispozitive, aparate, sau instalații, care funcționează pe baza unor efecte produse de aceste radiații în mediile prin care se pot propaga.

Principalele efecte folosite sunt: efectele termice, chimice, electrice, de ionizare, luminoase, de culoare, de condensare, de vaporizare etc. Menționăm următorii detectori:

A. Detectori bazați pe efect fotochimic:

a) placa nucleară, sau emulsia nucleară, folosită pentru determinarea fluxurilor de particule încărcate sau pentru a vizualiza traiectoria particulelor care au străbătut emulsia;

b) pelicula sau placa fotografică folosită la radiografiile cu radiații X sau γ .

B. Detectori bazați pe procesul de formare a perechilor de ioni.

Unul dintre aceștia este contorul Geiger-Müller [fig. 5.19 a) și b)]. Detectorul Geiger-Müller este format dintr-un tub metalic cu pereții foarte subțiri, care constituie unul dintre electrozii detectorului. Tubul este umplut cu un amestec de gaze și vapori (de exemplu: argon și alcool sau metan) la presiune joasă și străbătut axial de un fir subțire izolat (care constituie al doilea electrod). Între fir și peretele tubului se aplică o diferență de potențial de ordinul a 1 000 V, ceea

ce face ca în vecinătatea firului să se formeze un câmp electric foarte intens. Ioni formați inițial în gaz de particula care pătrunde în detector se multiplică de mii de ori în această regiune prin ciocniri ionizante. Pulsul electric care străbate detectorul poate fi înregistrat cu ajutorul unui numărător electronic și pus în evidență cu ajutorul unui difuzor sau osciloscop. Vaporii (de alcool sau de metan) servesc la stingerea rapidă a descărcării electrice, readucând detectorul în starea în care poate înregistra trecerea unei alte particule.

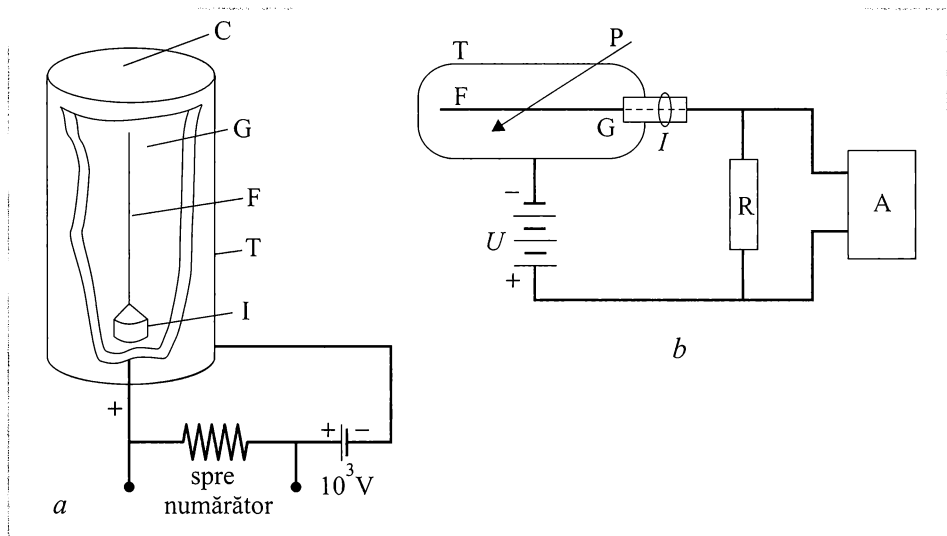


Fig. 5.19. a) Secțiune într-un tub Geiger-Müller, folosit pentru detectarea radiațiilor β ;

C – capac subțire pentru a putea fi străbătut de radiațiile β ; G – amestec de gaz și vapori; F – fir metalic (anodul); T – tub metalic (catodul); I – izolator.

b) Schema unui contor Geiger-Müller, pentru detectarea radiațiilor γ : T – tub metalic;

F – fir metalic; G – amestec de vapori și gaz; I – izolator; R – rezistor;

P – radiație ionizantă; A – amplificator și numărător

C. Detectori

scintilator

Anumite materiale, cum ar fi polistirenul, posedă proprietatea de a emite fotoni atunci când sunt traversate de către o radiație ionizantă.

Fotonii emiși sunt recepționați de către un fotomultiplicator conectat la un numărător (fig. 5.20). Radiațiile ionizante produc emisia unui foton în scintilator. Dacă fotonul lovește catodul C al fotomultiplicatorului, el smulge un electron prin efect fotoelectric. Acest electron, accelerat de un câmp electric, ciocnește electrodul D_1 . Prin impactul cu D_1 el eliberează o jerbă de electroni care sunt accelerați spre D_2 etc. Impulsul produs inițial pe fotocatod este multiplicat și înregistrat de contor.

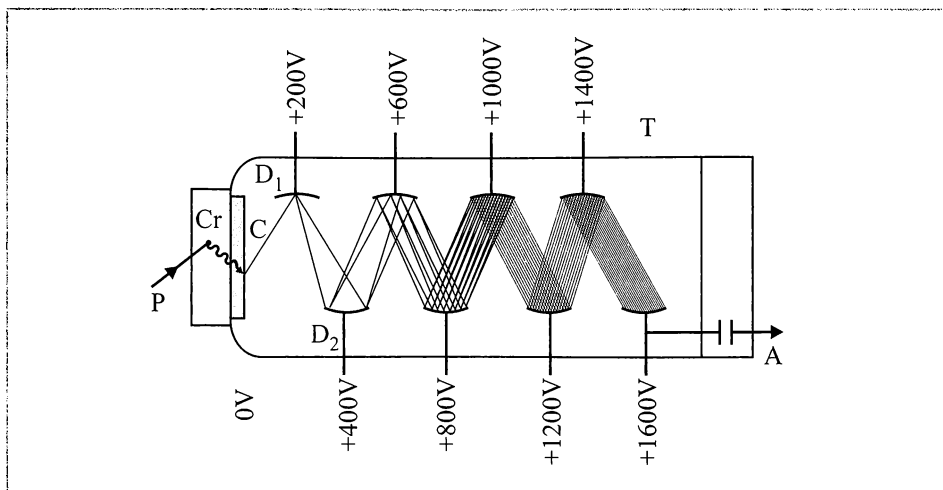


Fig. 5.20. Schema de principiu a unui detector cu scintilații.

Cr – cristal; P – particulă ionizantă; C – fotocatod; $D_1, D_2 \dots$ – electrozi (numiți dinode); T – tub de sticlă; A – spre amplificator și contor.

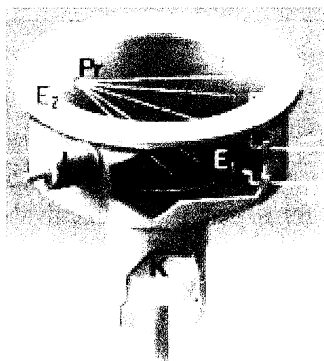


Fig. 5.21. Secțiune printr-o cameră Wilson. Pr – sursă de particule alfa; E_1 – anod; E_2 – catod; L – bec electric; K – piston necesar pentru producerea detentei.

D. Camera Wilson este un aparat folosit pentru punerea în evidență a traiectoriilor particulelor încărcate, fiind bazat pe proprietatea vaporilor suprasaturanți de a se condensa pe ionii produși (fig. 5.21). Particulele α și β sunt ușor detectate deoarece sunt ionizante. Traiectoriile particulelor ionizante se pot vedea prin iluminare laterală. Neutronii și radiațiile γ nu pot fi detectate cu acest aparat deoarece sunt foarte puțin ionizante.

E. Camera cu bule este o incintă umplută cu un lichid supraîncălzit. La traversarea lichidului de către o particulă ionizantă se produce un șir de bule fine de vapori pe traseul ei. Traiectoria particulei poate fi făcută vizibilă printr-o luminare laterală și fotografiată.

5.4.3. Dozimetrie

Se numește *doză de radiații* (simbolul D) mărimea egală cu energia absorbită de la radiațiile ionizante (α, β, γ) de unitatea de masă de substanță iradiată. Unitatea sa se numește gray, cu simbolul Gy: 1 gray = 1 joule per kilogram.

Aparatul folosit pentru măsurarea dozei se numește dozimetru. Dozimetrele au o sensibilitate foarte mare. Spre exemplu, ele pot detecta o picătură de apă radioactivă (în care unul dintre atomii de hidrogen a fost înlocuit cu izotopul său, tritiu) aflată într-un volum de 50 000 m³ de apă. Se folosește în mod curent ca unitate de măsură rad: 1 rad = 10⁻² Gy.

Efectele biologice ale radiațiilor radioactive depind de doza absorbită și de natura radiațiilor. Această „nocivitate” se exprimă în doză echivalentă (*DE*), a cărei unitate de măsură se numește Sievert, cu simbolul Sv.

Doza echivalentă (doza biologică) este doza absorbită de materia vie pentru a produce un efect biologic standard și este egală cu produsul dintre doza absorbită și eficacitatea biologică relativă a radiației care o străbate. Doza echivalentă se calculează cu ajutorul relației:

$$DE = D \cdot FC,$$

unde *FC* este eficacitatea biologică relativă, care se mai numește și factor de calitate, și care depinde de natura radiațiilor. În tabelul nr. 5.3 se dau valorile factorului de calitate.

Tabelul 5.3. Eficacitatea biologică relativă (factor de calitate)

Radiația	β, γ	neutroni	α
Factorul de calitate	1	5 până la 10	20

Radiațiile α sunt mult mai nocive decât radiațiile β . Totuși pentru o doză echivalentă și pentru un țesut sau pentru un anumit organ, efectele sunt identice oricare ar fi radiația și tipul de contaminare.

5.4.4. Aplicațiile radioactivității

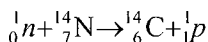
Radioactivitatea are numeroase aplicații în biologie, medicină și în industrie. Aceste aplicații se bazează pe producția de izotopi radioactivi ai elementelor chimice întâlnite în viața de toate zilele și în particular a acelor care intră în compoziția corpului uman $^{32}_{15}\text{P}$, $^{14}_6\text{C}$, $^{35}_{16}\text{S}$, ^3_1H .

Trasorii radioactivi. Trasorul radioactiv este un izotop radioactiv al unui element stabil, care fiind introdus în cantitate mică, împreună cu elementul respectiv, într-un sistem oarecare, permite, prin măsurări de radioactivitate, să se urmărească drumul parcurs de acel element în sistem și evoluția lui. Izotopul radioactiv se comportă, din punct de vedere chimic, la fel ca și elementul stabil pe care-l însoțește peste tot, și permite astfel recunoașterea și urmărirea elementului stabil, chiar dacă el

există în cantități foarte mici. Trasorii sunt folosiți în biologie, chimia de sinteză, medicină, industrie, geofizică etc. Acesta este principiul pe care se bazează scintigrafia, unde se folosesc izotopii $^{131}_{53}\text{I}$, $^{201}_{81}\text{Tl}$, $^{99}_{43}\text{Tc}$ pentru examinarea tiroidei, a sistemului osos, sau a miocardului.

În cazul efectuării tomografiei, se injectează o soluție care conține în cantități mici izotopi care emit radiații β^+ care se fixează în mod preferențial pe organul care trebuie să fie examinat. Se obține astfel o radiografie în trei dimensiuni, foarte precisă, pentru studierea organului respectiv.

Datarea. Unele corpuri conțin în structura lor anumiți izotopi radioactivi cu timp de înjumătățire mare. Deoarece radioactivitatea acestor izotopi este independentă de factori externi ca temperatură, presiune, cataclisme etc, acest fenomen oferă posibilitatea datării evenimentelor produse într-o epocă foarte îndepărtată în timp. Unul dintre izotopii folosiți pentru datarea unor evenimente este carbonul 14, $^{14}_6\text{C}$ izotop al carbonului 12, $^{12}_6\text{C}$. Carbonul 14 este radioactiv și are timpul de înjumătățire de 5570 ani; el emite radiații β^- . Acest izotop este produs în atmosferă în urma ciocnirilor neutronilor cosmici cu azotul din aer:



Carbonul 14 intră în compoziția organismelor vii împreună cu carbonul 12 într-un raport constant. După moartea organismului animal sau vegetal, conținutul de carbon 14 scade în timp, deoarece nu se mai poate reface. Prin determinarea acestui conținut, se pot obține informații despre data morții organismului respectiv.

5.4.5. Aplicarea unor măsuri de protecție a mediului și a propriei persoane față de radiațiile nucleare

În decursul vieții, organismul uman este expus acțiunii mai multor surse de radiații. În acest sens putem cita:

a) Iradierea naturală. Noi trăim într-o „mare” de radiații care provin din spațiu (radiația cosmică) și din scoarța terestră. Din acest motiv corpul nostru conține produși radioactivi de origine naturală obținuți din alimente, apă sau din aer: $^{40}_{19}\text{K}$; $^{14}_6\text{C}$; ^3_1H etc. În tabelul 5.4 se indică dozele de radiație pe care le primim de la sursele naturale.

Tabelul 5.4. Dozele de radiații medii primite de la sursele naturale

Sursa	Valoarea medie (mSv/an)	Plaja de variație a dozei (mSv/an)
Radiații cosmice	0,4	de la 0,3 la 1
Scoarța terestră	0,48	de la 0,3 la 0,6
Inhalare (radon din aer)	1,2	de la 0,2 la 10
Ingestie (din alimente)	0,3	de la 0,2 la 0,8
Total	2,4	de la 1 la 10

b) Iradierea artificială. Există numeroase surse de radiații radioactive artificiale. Cele mai importante sunt:

1) Iradierea sanitară care are loc în timpul controalelor medicale, diagnosticărilor (cu radiații X), tratamentelor cu radiații X sau γ .

2) Iradierea tehnică produsă în urma utilizării izotopilor radioactivi și a surselor de radiații ionizante.

3) Iradieri diverse care provin de la cadranele luminescente, televizoare, precipitații radioactive, transportul substanțelor radioactive, deșeuri radioactive. În tabelul 5.5. se dau doze medii de radiații provenite de la surse artificiale.

Tabelul 5.5. Doze medii de radiații provenite de la surse artificiale

Sursă	Doza medie (mSv/an)	Plaja de variație a dozei medii (mSv/an)
Iradierea sanitară	0,4	de la 0,04 la 1
Iradierea tehnică	0,005	de la 0,004 la 0,006
Iradieri diverse	0,0002	de la 0,0001 la 0,02

Doza maximă admisă de iradiere se definește ca fiind suma dozelor biologice acumulate prin expunerea succesivă sau simultană la unul sau mai multe tipuri de radiații provenite de la orice fel de sursă externă sau internă care nu produce efecte dăunătoare individului adult normal.

Efectele radiațiilor. Radiațiile radioactive (α , β , γ), radiațiile X și o parte din radiațiile ultraviolete sunt ionizante. În procesele de ionizare sunt lezate macromoleculele de importanță vitală: proteinele și acizii nucleici. Efectele care apar în urma ionizării organismelor vii sunt dependente de doza de radiație și de debitul dozei (doza primită de organism în unitatea de timp). În tabelul 5.6 se dă relația doză-efectele radiațiilor.

Tabelul 5.6. Relația doză-efectele radiațiilor

DE (Sv)	Efect
> 10	Mortalitate
5	Diaree, vomă, tulburări sangvine, 50% mortalitate
2	10% mortalitate
1	Tulburări digestive, sterilitate, risc de îmbolnăvire de cancer
0,05	Modificări ale formulei sangvine

Protecția. O caracteristică a radiațiilor radioactive este că acestea nu pot fi întrerupte. Nu există decât două posibilități de a ne proteja împotriva acestor radiații:

– Prima posibilitate de a ne proteja constă în a plasa un ecran între sursă și mediul exterior pentru a absorbi radiațiile. Acest lucru este eficace în cazul radiațiilor α și β care pot fi absorbite complet. În schimb radiațiile γ nu sunt niciodată absorbite în totalitate. În acest caz trebuie plasat între sursa de radiații γ și mediul exterior un ecran de plumb sau de beton de grosime considerabilă pentru a absorbi cea mai mare parte dintre radiații. Din acest motiv radiațiile γ sunt cele mai periculoase.

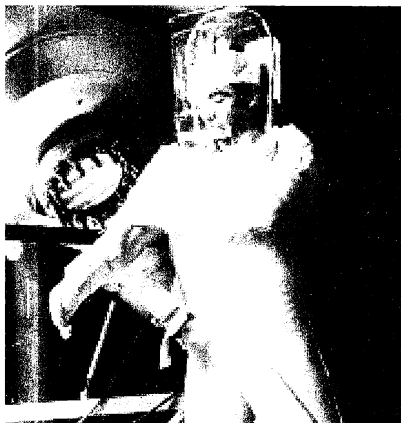


Fig. 5.22. Tehnician într-o centrală nucleară

– A doua posibilitate de a ne proteja constă în a mări distanța dintre noi și sursă. Intensitatea radiațiilor emise de o sursă scade invers proporțional cu inversul distanței.

Personalul care lucrează în centrale nucleare sau manipulează substanțe radioactive trebuie să poarte echipamente de protecție adecvate (fig. 5.22)



Carbonul $^{14}_6\text{C}$ este radioactiv β^- . Timpul său de înjumătățire este 5 570 ani. În dioxidul de carbon din atmosferă proporția dintre carbonul 14 și carbonul 12 rămâne constantă în timp. Această proporție se regăsește în toate vegetalele vii, deoarece carbonul organic provine din dioxidul de carbon atmosferic prin fotosinteză. După moartea unei plante, procesul de asimilare încetează și conținutul de carbon $^{14}_6\text{C}$ scade. Se compară emisia β^- a unui eșantion din lemn găsit într-un mormânt egiptean cu aceea a unui eșantion analog, încă viu, care conține aceeași cantitate de carbon. Raportul indicațiilor date de un contor este $r = 0,56$. Să se determine vârsta eșantionului din lemn egiptean.

Rezolvare

Indicația contorului este proporțională cu numărul de atomi $^{14}_6\text{C}$ în momentul măsurării. Pentru lemnul viu, putem considera raportul determinat la momentul $t = 0$, și $N_1 = N_0$, unde N_1 este numărul de atomi de carbon 14 din lemnul viu. Notăm cu N_2 numărul de atomi de carbon 14, în momentul măsurării din lemnul

„mort”. Acest număr de atomi este dat de relația următoare:

$$N_2 = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-t \ln 2 / T} \text{ sau}$$

$$\ln N_2 = \ln N_0 - \frac{t \ln 2}{T} = \ln N_1 - \frac{t \ln 2}{T}, \text{ de unde}$$

$$\frac{t}{T} = (\ln N_1 - \ln N_2) / \ln 2 = (-\ln r) / \ln 2.$$

Din această relație obținem timpul t :

$$t = T(-\ln r) / \ln 2 = 5570 (-\ln 0,56) / \ln 2 = 5570 (0,579) / 0,693 = 4660 \text{ ani.}$$

Ex. Radonul ${}^A_Z \text{Rn}$ se obține din reacția nucleară: ${}^{226}_{88} \text{Ra} \rightarrow {}^A_Z \text{Rn} + {}^4_2 \text{He}$.

a) Determinați mărimile A și Z .

b) Unele nuclee de radon rezultate din reacția de dezintegrare se află în starea lor fundamentală $E_1 = 0$, altele în prima lor stare excitată de energie $E_2 = 0,2 \text{ MeV}$, iar o a treia parte se află în a doua stare excitată de energie $E_3 = 0,5 \text{ MeV}$. Ce puteți spune despre energia acestor nuclee?

c) Determinați lungimile de undă ale radiațiilor emise prin dezexcitarea nucleelor de radon.

Se dă: $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$.

Rezolvare

a) Conform legilor de conservare a numărului de nucleoni și a sarcinii electrice rezultă: $A = 222$; $Z = 86$.

b) Energia nucleului este cuantificată ca și aceea a atomilor.

c) În tranziția (a) de la 3 la 1, se emite un foton cu energia $\frac{hc}{\lambda_1} = E_3 - E_1$, de

$$\text{unde } \lambda_1 = \frac{hc}{E_3 - E_1} = 2,48 \cdot 10^{-12} \text{ m}; \text{ în tranziția (b), } \lambda_2 = \frac{hc}{E_3 - E_2} = 4,14 \cdot 10^{-12} \text{ m,}$$

iar în tranziția (c), $\lambda_3 = \frac{hc}{E_2 - E_1} = 6,21 \cdot 10^{-12} \text{ m}$. Radiațiile emise sunt radiații γ .

Nucleele de bismut ${}^{212}_{83} \text{Bi}$ se dezintegrează α . Se obțin nuclee de taliiu

${}^{208}_{81} \text{Tl}$ care, 75 din 100, sunt în stare excitată. Principalele nivele de energie ale taliiului sunt $E_1 = 0$, $E_2 = 0,33 \text{ MeV}$, $E_3 = 0,49 \text{ MeV}$, $E_4 = 0,62 \text{ MeV}$.

a) Demonstrați că $\frac{E_{c\alpha}}{E_{c\text{Tl}}} = \frac{m_{\text{Tl}}}{m_{\alpha}}$.



- b) Determinați variația masei în urma reacției ${}_{83}^{212}\text{Bi} \rightarrow {}_2^4\text{He} + {}_{81}^{208}\text{Tl}$ știind că particulele α emise cu viteza cea mai mare au energia cinetică $E_{\alpha 1} = 6,08 \text{ MeV}$.
- c) Arătați că se pot obține particule α cu energii cinetice diferite.
- d) Ce se întâmplă cu nucleele obținute în stare excitată? Determinați lungimea de undă a radiațiilor γ emise cu energia cea mai mare.
- Se dau: $1u = 931,5 \text{ MeV}$; $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$.

Răzolvare

a) Inițial impulsul total al sistemului este nul: $\vec{p}_i = m_{\text{Bi}} \vec{v}_{\text{Bi}} = \vec{0}$. Impulsul final al sistemului este $\vec{p}_f = m_{\alpha} \vec{v}_{\alpha} + m_{\text{Tl}} \vec{v}_{\text{Tl}}$. Cum $\vec{p}_i = \vec{p}_f = \vec{0}$, rezultă $m_{\alpha} \vec{v}_{\alpha} = -m_{\text{Tl}} \vec{v}_{\text{Tl}}$. Cele două particule, α și Tl, sunt lansate pe aceeași direcție în sensuri opuse. În modul $m_{\alpha} v_{\alpha} = m_{\text{Tl}} v_{\text{Tl}}$ sau $\frac{v_{\alpha}}{v_{\text{Tl}}} = \frac{m_{\text{Tl}}}{m_{\alpha}}$. Energiile cinetice α ale celor două particule α și talii sunt următoarele: $E_{\alpha} = \frac{1}{2} m_{\alpha} v_{\alpha}^2$; $E_{\text{Tl}} = m_{\text{Tl}} v_{\text{Tl}}^2$. Făcând raportul celor două energii cinetice obținem:

$$\frac{E_{\alpha}}{E_{\text{Tl}}} = \frac{m_{\alpha} v_{\alpha}^2}{m_{\text{Tl}} v_{\text{Tl}}^2} = \frac{\frac{(m_{\alpha} v_{\alpha})^2}{m_{\alpha}}}{\frac{(m_{\text{Tl}} v_{\text{Tl}})^2}{m_{\text{Tl}}}} = \frac{m_{\text{Tl}}}{m_{\alpha}}$$

b) Particula α este emisă cu cea mai mare viteză când nucleul rezultat Tl se află în stare fundamentală. În acest caz, energia eliberată în urma reacției $|\Delta m|c^2$ este preluată de particula α și de nucleul de talii sub formă de energie cinetică:

$$|\Delta m|c^2 = E_{\alpha} + E_{\text{Tl}}. \text{ Cum } E_{\text{Tl}} = \frac{m_{\alpha}}{m_{\text{Tl}}} E_{\alpha} \text{ atunci}$$

$$|\Delta m|c^2 = E_{\alpha} + \frac{m_{\alpha}}{m_{\text{Tl}}} E_{\alpha} = E_{\alpha} \left(1 + \frac{m_{\alpha}}{m_{\text{Tl}}}\right) = 6,08 \left(1 + \frac{4}{208}\right) = 6,2 \text{ MeV}.$$

Prin urmare:

$$\Delta m = 6,2 \frac{\text{MeV}}{c^2} = 6,65 \cdot 10^{-3} u.$$

c) Nucleul de talii în stare excitată a absorbit energia cuantificată E_{ex} .

Energia eliberată în urma reacției servește pentru lansarea particulei alfa și a nucleului de taliiu pe aceeași direcție dar în sensuri opuse și pentru a excita nucleul de taliiu:

$$|\Delta m|c^2 = E_{c\alpha} + E_{cTl} + E_{ex} = E_{c\alpha} \left(1 + \frac{m_\alpha}{m_{Tl}}\right) + E_{ex}.$$

Pentru $E_{ex} = 0$, obținem energia cinetică a particulei α_1 , $E_{c\alpha_1} = 6,08$ MeV. Pentru $E_{ex} = E_2 = 0,33$ MeV, obținem energia cinetică a particulei α_2 : $E_{c\alpha_2} = 5,67$ MeV, pentru $E_{ex} = E_3 = 0,49$ MeV, $E_{c\alpha_3} = 5,60$ MeV, pentru $E_{ex} = E_4 = 0,62$ MeV, $E_{c\alpha_4} = 5,47$ MeV.

d) Radiațiile γ cu lungimea de undă cea mai scurtă se obțin în tranziția $E_4 \rightarrow E_1$, când sunt emiși fotoni cu energia cea mai mare:

$$\frac{hc}{\lambda} = E_4 - E_1; \quad \lambda = \frac{hc}{E_4 - E_1} = 2 \cdot 10^{-12} \text{ m.}$$

Probleme propuse

Timpul de înjumătățire al poloniului $^{210}_{84}\text{Po}$ este de 138 zile. Să se determine masa poloniului pentru care se obține o activitate de $3,7 \cdot 10^{10}$ Bq.

$$\mathbf{R:} \quad N = \frac{A}{\lambda} = 6,37 \cdot 10^{17} \text{ atomi}; \quad m = N \frac{210}{N_A} = 0,22 \text{ mg}$$

... Determinați:

a) energia eliberată prin dezintegrarea α a unui nucleu de radiu $^{226}_{88}\text{Ra}$;

b) energia cinetică a particulei α rezultată din dezintegrare precum și viteza ei.

Se dau: $m_{\text{Ra}} = 225,9771 \text{ u}$; $m_{\text{Rn}} = 221,970 \text{ u}$; $1 \text{ u} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

$$\mathbf{R:} \quad \text{a) } |\Delta E| = 4,85 \text{ MeV};$$

$$\text{b) } E_{c\alpha} = 4,76 \text{ MeV}; \quad v_\alpha = 15100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}.$$

3. Bismutul $^{211}_{83}\text{Bi}$ este radioactiv α . Nucleul rezultat în urma dezintegrării este taliiu Tl.

a) Scrieți ecuația acestei dezintegrări.

b) De ce această dezintegrare α este însoțită de o emisie γ ?

4. Fierul $^{59}_{20}\text{Fe}$ este radioactiv β^- . Nucleul rezultat în urma dezintegrării este cobaltul, Co, care este de cele mai multe ori în stare excitată.

a) Scrieți ecuația dezintegrării fierului, $^{59}_{20}\text{Fe}$, care conduce la emisia cobaltului Co^* .

b) Scrieți ecuația dezintegrării prin care cobaltul trece în starea fundamentală.

5. Bismutul $^{212}_{83}\text{Bi}$ este radioactiv α . O sursă care conține 50 mg din acest element produce $1,88 \cdot 10^{17}$ dezintegrări în 6 secunde. Timpul de înjumătățire al bismutului 212 este de 60 minute.

Determinați:

- activitatea eșantionului în momentul măsurării;
- activitatea acestui eșantion după o oră după efectuarea măsurării și apoi după o zi;
- activitatea inițială a eșantionului care conține 100 mg de bismut 212.

R: a) $3,1 \cdot 10^{16}$ Bq; b) $1,55 \cdot 10^{16}$ Bq și $1,85 \cdot 10^9$ Bq;
c) $6,2 \cdot 10^{16}$ Bq

6. Pentru datarea unui cărbune de lemn găsit într-o grotă preistorică, s-a măsurat activitatea sa și s-a găsit 0,03 Bq. Un cărbune de lemn „actual” de aceeași masă are activitatea 0,2 Bq.

- Spuneți ce particulă rezultă în timpul dezintegrării carbonului 14 ($^{14}_6\text{C}$).
- Calculați intervalul de timp Δt între data producerii cărbunelui găsit în grotă și data găsirii eșantionului de cărbune. Se dă $2^{2,786} = 6,662$.

R: a) electroni; b) $5370 \times 2,786 = 14\,700$ ani.

7. În ziua preparării unei surse γ activitatea sa avea valoarea $2,5 \cdot 10^{12}$ Bq cu timpul de înjumătățire de 300 zile. Fiecare foton γ emis posedă o energie de $4 \cdot 10^{-15}$ J. Un experimentator rămâne în vecinătatea acestei surse timp de o oră; el absoarbe în jur 10% dintre radiațiile emise.

Calculați:

- doza D absorbită de către experimentator, știind că masa sa este de 60 kg;
- doza echivalentă DE absorbită, știind că pentru aceste radiații factorul de calitate este egal cu 1;
- spuneți care sunt consecințele acestei iradieri asupra organismului.

R: a) $6 \cdot 10^{-2}$ Gy; b) $6 \cdot 10^{-2}$ Sv;
c) modifică formula sângelui

5.5. FISIUNEA NUCLEARĂ. REACTORUL NUCLEAR

Fisiunea nucleară constă în diviziunea unui nucleu în două sau mai multe fragmente de mase comparabile.

Fisiunea nucleară rezultă în urma bombardării unui nucleu cu particule accelerate sau se poate produce în mod spontan.

Particulele utilizate depind de natura nucleului țintă și pot fi:

– neutroni lenți pentru $^{235}_{92}\text{U}$, $^{233}_{92}\text{U}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$, $^{241}_{94}\text{Pu}$;

- neutroni rapizi pentru ${}^{238}_{92}\text{U}$;
- particule α ;
- deuteroni;
- fotoni.

Fisiunea nucleară spontană a fost descoperită în anul 1940 de Petrijak și Flerov iar fisiunea indusă a fost descoperită în 1939 de către Hahn și Strassmann.

În anul 1939 Joliot-Curie descoperă că în procesul de fisiune apar, pentru fiecare nucleu fisionat, 2 – 3 neutroni noi cu care reacția de fisiune, odată începută, poate fi întreținută.

Fisiunea unui nucleu de uraniu constă în trecerea acestuia într-o stare excitată la absorbția unui neutron, putând să se fragmenteze în două nuclee de mase mai mici (aproximativ egale) și neutroni.

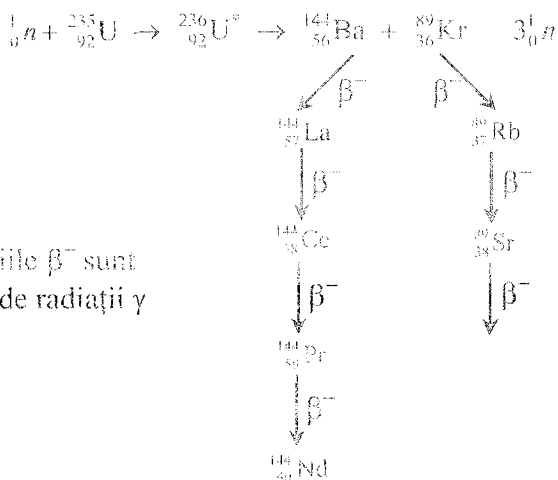
5.5.1. Efectele fisiunii nucleare

Vom prezenta efectele fisiunii nucleare și anume: produsele de fisiune, neutronii, radioactivitatea produselor de fisiune și degajarea de energie.

1. Produsele de fisiune. În urma reacțiilor de fisiune nucleară apar:

- produși și radiații prompte (fragmente nucleare, neutroni, radiații γ);
- produși și radiații întârziate (neutroni, radiații β , radiații γ emise la dezintegrarea fragmentelor de fisiune).

Exemplu:



Tranzițiile β^- sunt însoțite de radiații γ

Din cauza varietății posibile a celor două fragmente de fisiune inițiale, există mai multe reacții de fisiune posibile pentru același nucleu compus.

În cele mai multe cazuri nucleul compus se divide asimetric.

2. Eliberarea de neutroni. Producerea de noi neutroni în stare liberă este unul din cele mai importante rezultate ale fisiunii.

Neutronii care apar sunt fie promiți (emiși direct în procesul de fisiune), fie întârziți (eliminați de fragmente ce rezultă în urma fisiunii).

Un parametru de mare importanță este numărul mediu al neutronilor emiși, care la $^{235}_{92}\text{U}$ are valoarea medie: $\bar{\nu} = 2,5$ neutroni/fisiune

3. Radioactivitatea produselor de fisiune. Fragmentele rezultate din fisiune suferă dezintegrări β^- cu eliminare de electroni. În multe cazuri dezintegrarea β^- este însoțită și de emisii de radiații electromagnetice γ . Acest proces se continuă până când nucleele formate ajung în stare stabilă.

Într-un regim de reacție în lanț, în masa uraniului se pot forma mai mult de 250 izotopi care constituie o puternică sursă radioactivă.

4. Degajare de energie. Considerând cel mai probabil proces de fisiune al $^{235}_{92}\text{U}$, rezultă un defect de masă $\Delta m \gg 0,225$ u căruia îi corespunde $\Delta W \approx 200$ MeV.

În principal, această energie se regăsește sub forma energiei cinetice a particulelor. În mișcarea lor, fragmentele de fisiune interacționează cu mediul înconjurător, cedându-i energie și încălzindu-l. În acest fel, energia rezultată se transformă într-un procent mare în căldură.

5.5.2. Reacția de fisiune în lanț

În urma fisionării $^{235}_{92}\text{U}$ rezultă, în medie, 2,5 neutroni/fisiune. Aceștia pot iniția alte reacții de fisiune, asigurând premisele realizării unei reacții în lanț.

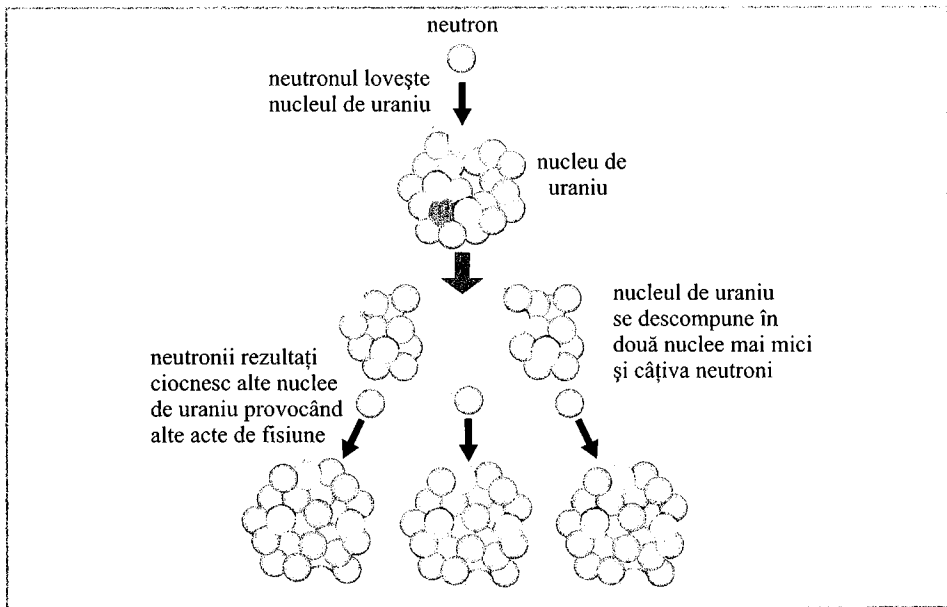


Fig. 5.23. Fisiunea în lanț

- În realitate intervin mai mulți factori care fac ca lucrurile să nu fie atât de simple:
- o parte din neutroni pot traversa materialul fără a produce vreo fisiune;
 - neutronii pot pierde energie în procesul de împrăștiere;
 - ei pot fi absorbiți de nucleele materialului dând naștere la reacții radiative (γ, n).

Pentru ca o reacție de fisiune să se autoîntrețină, trebuie ca numărul neutronilor dintr-o generație să fie mai mare sau cel puțin egal cu numărul neutronilor din faza precedentă.

Raportul:

$$k = \frac{\text{numărul neutronilor dintr-o generație}}{\text{numărul neutronilor din generația precedentă}}$$

se numește *coeficient de multiplicare* și ne indică ce se va întâmpla cu reacția de fisiune în lanț. Sunt posibile următoarele cazuri:

- a) $k < 1 \Rightarrow$ sistem subcritic (reacția în lanț se stinge);
- b) $k = 1$ sistem critic (reacția este staționară);
- c) $k > 1$ sistem supracritic (reacția poate căpăta caracter exploziv).

Condiția $k \geq 1$ se realizează pe două căi convergente:

1) Folosirea moderatorului. Prima condiție pentru utilizarea neutronilor într-un nou proces de fisiune este încetinirea lor, deoarece probabilitatea de captură a neutronilor de către nucleele de $^{235}_{92}\text{U}$ este cu atât mai mare cu cât viteza lor este mai mică. Pentru încetinirea neutronilor se utilizează un mediu *moderator* format din nuclee ușoare care preiau prin ciocniri o mare parte din energia cinetică a neutronilor.

Ca materiale moderatoare se folosesc:

- apa (absoarbe mulți neutroni);
- apa grea (este scumpă, dar are avantajul că absoarbe cei mai puțini neutroni);
- grafitul (absoarbe neutroni mai mulți decât apa grea dar se fabrică mai ușor);
- beriliul (este toxic; absoarbe mai mult decât grafitul însă încetinește neutronii mai mult decât acesta).

2) Masa critică. Dacă dimensiunile substanței active sunt mai mici decât drumul liber mediu al neutronilor, majoritatea acestora vor ieși din material fără a produce vreo fisiune.

Cantitatea minimă de material activ care, în condiții constructive date, poate să asigure realizarea reacției în lanț la nivel constant, se numește *masă critică*.

5.5.3. Reactorul nuclear

Reactorul nuclear este o instalație complexă în care se realizează reacția controlată de fisiune în lanț în scopul utilizării energiei degajate.

Primul reactor a fost construit în anul 1942, la Chicago, de Enrico Fermi.



Enrico Fermi (29.09.1901, Roma - 28.11.1954) fizician italian, laureat al Premiului Nobel pentru Fizică pe anul 1938. A avut un rol important în conceperea proiectului Manhattan de punere la punct a bombei nucleare. A condus lucrările de construcție a primului reactor nuclear la Universitatea din Chicago, realizând (2 decembrie 1942) prima reacție nucleară în lanț controlată. A dezvoltat teoria matematică a emisie neutronice, a studiat reacțiile pion-nucleon și a participat (la Los Alamos) la construcția bombei atomice. Numele său a fost atribuit elementului transuranic - fermiu.

Schema de principiu a unui reactor este dată în figura 5.24.

Principalele sale componente sunt:

1) Materialul fisionabil (combustibilul nuclear), care este uraniu natural îmbogățit cu izotopul $^{235}_{92}\text{U}$ pentru a mări probabilitatea proceselor de fisiune. Materialul fisionabil este dispus sub formă de rețea de bare așezate în masa de moderator (fig. 5.24). Această aranjare micșorează absorbția neutronilor de către nucleele de $^{238}_{92}\text{U}$ și facilitează transferul căldurii.

2) Moderatorul, care este format din una din substanțele: apă, apă grea, grafit sau beriliu. Amestecul dintre combustibilul nuclear și moderator formează **zona activă** a reactorului nuclear.

3) Reflectorul, care are rolul de a evita pierderea neutronilor prin suprafețele laterale ale zonei active. Pentru reactoarele cu neutroni termici (lenți) se folosesc aceleași materiale ca și pentru moderator (apă, apă grea, beriliu, grafit) iar pentru reactoarele cu neutronii rapizi, reflectorul este dintr-un material fertil (care poate fi transformat în material fisionabil prin iradiere în reactor, de exemplu $^{238}_{92}\text{U}$ sau $^{232}_{90}\text{Th}$).

4) Barele de control. Acestea conțin nuclee care absorb cu probabilitate mare neutronii (bor, cadmiu). Barele pot fi introduse mai mult sau mai puțin în zona activă pentru a opri sau intensifica reacția în lanț. Există și bare de avarie; acestea au acționare automatizată.

5) Sistemul de răcire și transfer a energiei termice spre exterior. Producția de fisiune au energie cinetică mare pe care o transferă prin ciocniri atomilor mediului. Zona activă se încălzește foarte mult și trebuie răcită.

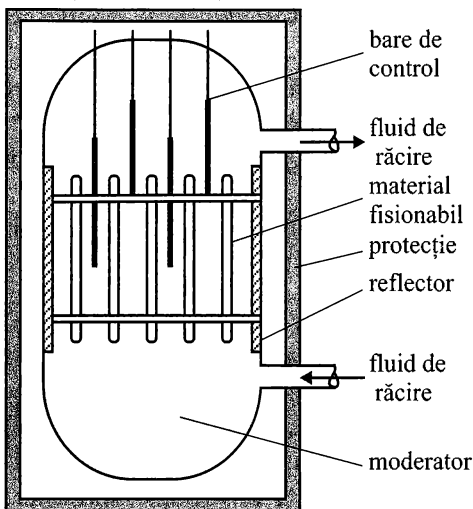


Fig. 5.24. Schema de principiu a unui reactor nuclear. Fluidul de răcire joacă și rol de moderador

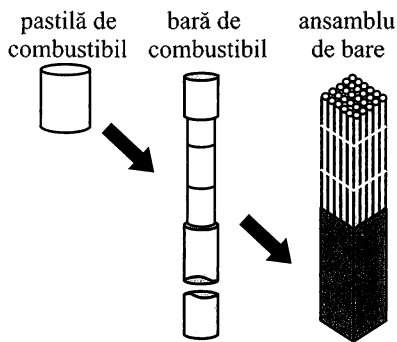


Fig. 5.25. Alcătuirirea unui fascicul de bare de uraniu



Fig. 5.26. Camera de comandă a unei centrale nucleare

Sistemul de răcire este important atât pentru regimul de lucru al reactorului cât și pentru captarea și transformarea energiei termice în alte forme de energie (mecanică, electrică) în centralele nucleare.

Ca agenți de răcire se folosesc: apă, apă grea, metale lichide, substanțe organice sau gaze. Agentul de răcire trebuie să îndeplinească cerințe cum ar fi:

- capacitate calorică mare;
- circulație ușoară prin tuburi;
- stabilitate la schimbarea stării de agregare și la descompunere față de temperaturile ridicate din reactor;
- absorbție mică a neutronilor;
- să nu producă efecte corozive.

6) Protecția reactorului. Se are în vedere protecția din punct de vedere termic dar și din punct de vedere biologic; protecția personalului, a aerului, a terenurilor înconjurătoare (atât în regim normal cât și în regim de avarie); protecția față de deșeurile radioactive.

Pentru realizarea protecției se folosesc: beton, oțel, fontă, plumb, detectoare de radiații etc.

1.5.2.2. Scopurile

Reactorul nuclear este utilizat în mai multe scopuri: 1) produce neutroni care sunt utilizați în studiul proprietăților nucleare sau în obținerea de izotopi radioactivi artificiali pentru aplicații practice; 2) produce energie ce se utilizează în centralele nucleare-electrice; 3) produce materiale fisionabile care nu se găsesc în natură (dintre toate nucleele care fisionează cu neutroni de energie mică, numai $^{235}_{92}\text{U}$ se găsește în natură; izotopii $^{233}_{92}\text{U}$ și $^{239}_{94}\text{Pu}$ se obțin din reacții ce au loc în reactorul nuclear).

Reactoarele nucleare se clasifică:

- a) după energia neutronilor (termici sau rapizi);
- b) după scop: cercetare, încercări de materiale, energetici, pentru propulsia navelor și a cosmonavelor;
- c) după modul cum se realizează zona activă (eterogen sau omogen);
- d) după tipul de moderator;
- e) după agentul de răcire;
- f) după felul și natura combustibilului (natural, îmbogățit, uraniu sau plutoniu etc.);
- g) după starea de criticitate și puterea degajată (subcritic, critic);

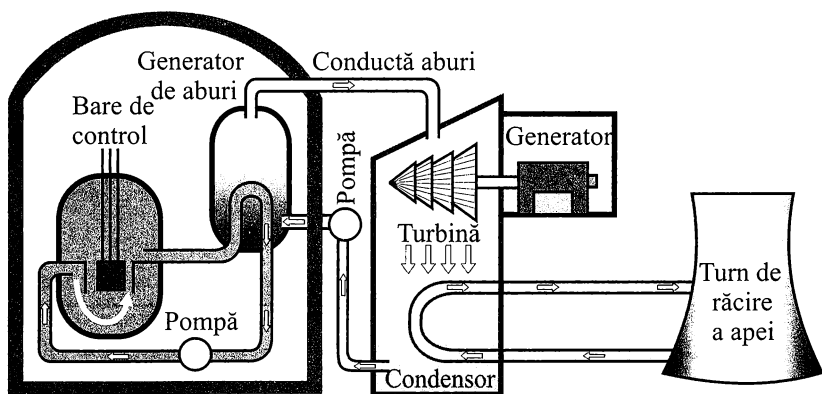


Fig.5.27. Schema de principiu a unei centrale nucleare

h) după modul în care se produc noile materiale fisionabile (convertor sau reproducător).

În figura 5.27 se poate vedea schema de principiu a unei centrale nucleare al cărei reactor funcționează pe baza fisiunii cu neutroni termici.

În România a intrat în funcțiune pe 2 decembrie 1996 Centrala Nucleo-Electrică de la Cernavodă, care funcționează cu apă grea ca moderator, folosește uraniu îmbogățit și asigură, cu un singur reactor, aproximativ 10% din totalul energiei electrice produse în țară. În anul 2007 va intra în funcțiune al doilea reactor al CNE Cernavodă.

5.5.4. Fisiune necontrolată. Arma nucleară

Reacția de fisiune în lanț necontrolată, în regim supracritic ($k > 1$), va duce la creșterea continuă a numărului de neutroni, care vor iniția noi și noi acte de fisiune, iar reacția va căpăta caracter exploziv.

Cantități enorme de energie se eliberează într-un timp foarte scurt. Cu numai 5 – 15 kg de uraniu îmbogățit, o bombă poate genera o explozie echivalentă cu cea produsă de 15 000 tone de trinitrotoluen (TNT).

Principiul de construcție al acesteia este următorul: două bucăți de material fisionabil (depășind doar împreună masa critică) sunt aduse rapid în contact. Unirea lor este realizată de un *detonator* (fig. 5.28). Acesta este principiul bombei de tip pistol. O altă metodă mai complexă, și anume implozia, este folosită pentru bomba de formă sferică.

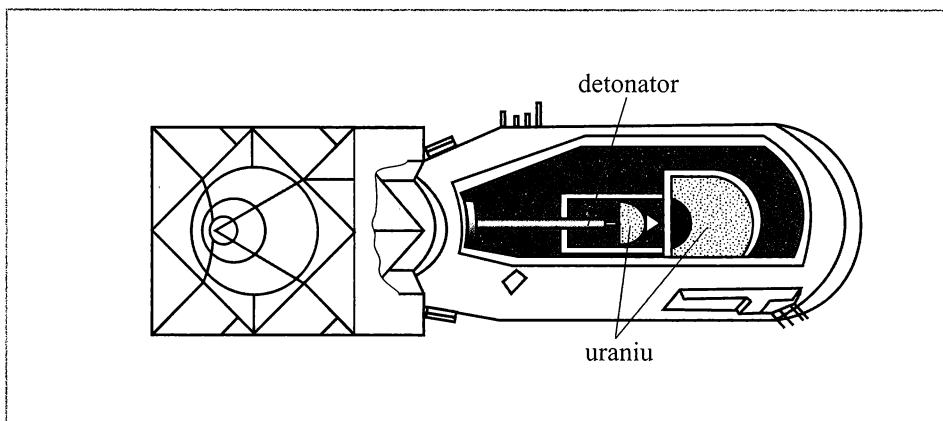


Fig. 5.28. Schema alcătuirii unei bombe nucleare de tip pistol

Prima bombă atomică, realizată ca urmare a celebrului „Proiect Manhattan” în timpul celui de-al doilea război mondial, a fost testată în SUA, lângă Alamogordo

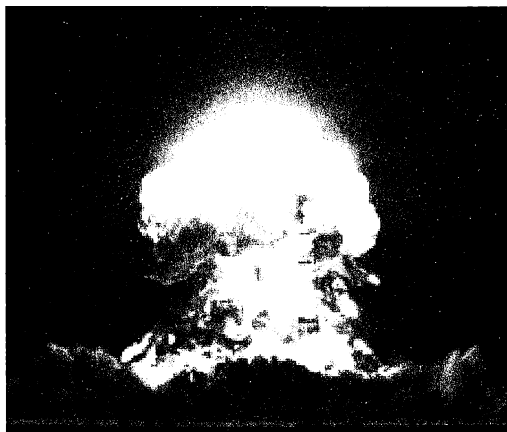


Fig. 5.29. a) Primul test cu bombă atomică lângă Alamogordo, New Mexico, 16 iulie 1945

(New Mexico), la 16 iulie 1945 (fig. 5.29, a). Singurele bombe atomice utilizate în război au fost lansate de către SUA, la Hiroshima (6 august 1945) (fig. 5.29, b) și la Nagasaki (9 august 1945) în Japonia.

În 1949 Uniunea Sovietică testa prima sa bombă nucleară, urmată de Marea Britanie (1952), Franța (1960), China (1964), India (1974) și Pakistan (1998). Israelul și Republica Africa de Sud au fost suspectate că au testat arma atomică în 1979.



b) Hiroshima după dezastru

5.5.5. Estimarea posibilelor efecte ale accidentelor nucleare, respectiv ale utilizării armamentului nuclear de fisiune

Unul dintre cele mai de temut lucruri privind energia nucleară este momentul în care ceva funcționează greșit și apar accidente. Radiația eliberată în mediul înconjurător poate avea efecte dezastruoase asupra oamenilor și asupra mediului.

Accidentele ce implică energie nucleară, materiale radioactive în general, se împart în mai multe categorii:

1. Prima categorie include accidentele care au loc în centrale nucleare, unde apariția unei defecțiuni de funcționare poate avea ca rezultat împrăștierea particulelor radioactive în atmosferă și contaminarea mediului. Cel mai puternic accident nuclear

petrecut vreodată la o centrală nucleară, cu efecte asupra mediului și oamenilor, s-a întâmplat la centrala nucleară de la Cernobîl (Ucraina, 26 aprilie 1986) (fig. 5.30). În mare măsură, motivul producerii acestui accident s-a datorat unei erori umane: sistemul de răcire a fost oprit în vederea efectuării unui experiment.

Trebuie menționat și faptul că tipul de reactor de la Cernobîl era slab protejat pentru un astfel de accident. În urma acestui accident nuclear s-au format nori radioactivi ce au împrăștiat emanațiile în multe țări din jur; ca urmare a crescut incidența anumitor tipuri de cancer la populația din jurul acestei zone.

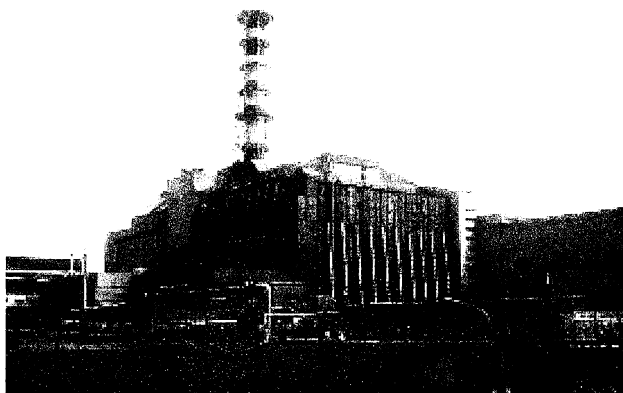


Fig. 5.30. Centrala de la Cernobîl

2. O altă categorie de accidente nucleare este rezultată din accidente de transport.

Unele materiale radioactive sunt folosite la diverse aplicații cum ar fi cele din medicină. Aceste materiale sunt încărcate în camioane, trenuri sau avioane cu măsuri de siguranță adecvate. Totodată, încărcături mai mari constând din arme nucleare sau combustibil special pentru centrale, sunt transportate cu aceleași mijloace, dar cu măsuri sporite de securitate și control. Cu toate acestea, containerele se pot fisura în diverse accidente de transport, permițând astfel scurgerea de substanțe radioactive în mediul înconjurător.

3. Altă categorie de accidente nucleare este dată de managementul defectuos al deșeurilor ce conțin substanțe sau materiale radioactive. Centralele nucleare produc reziduuri radioactive. Acestea pot infecta aerul atmosferic, apa, pânza freatică, plantele etc. Reziduurile, depuse în containere speciale, sunt depozitate în locuri special amenajate, de exemplu sub pământ, în vechi mine părăsite. Deșeurile trebuie manevrate în modul în care sănătatea este în deplină securitate și astfel încât impactul acestora asupra mediului înconjurător să fie minim. Altfel, deșeurile pot constitui periculoase surse de radiații α , β , γ .

4. Accidente nucleare au avut loc și în cadrul departamentelor de cercetare în domeniu, datorită erorilor umane de proiectare, fabricație, manevrare etc. Pentru evitarea accidentelor, instalațiile nucleare sunt prevăzute cu numeroase sisteme de siguranță și astfel de evenimente sunt extrem de rare.

5. O altă categorie de accidente nucleare este legată de armele nucleare. Cel puțin 50 de arme nucleare zac pe fundul oceanului datorită accidentelor. Testarea bombelor nucleare a produs de-a lungul ultimelor șase decenii o serie de accidente cum ar fi: ploii radioactive, nori de abur radioactiv ducând la contaminarea aerului, solului, apei etc.

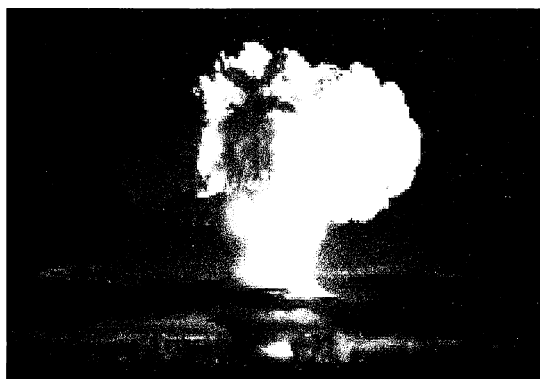


Fig. 5.31. Ciupercă atomică

În cazul unei *bombe nucleare de fisiune*, reacția în lanț, care cuprinde materialul fisionabil într-o fracțiune de secundă, transferă o cantitate de energie enormă către mediul înconjurător.

La locul exploziei se produce o uriașă „ciupercă”, ce ridică de pe sol o cantitate enormă de material (fig. 5.31).

Efectele unei explozii nucleare sunt:

- **termice:** în centrul exploziei, temperatura atinge valori de milioane de grade;
- **mecanice:** datorită temperaturilor uriașe, presiunea aerului crește foarte mult.

Această perturbație a presiunii aerului se propagă sub forma unei unde de șoc, care determină distrugerile mecanice. În fig. 5.32 observăm efectul distructiv al bombei de fisiune.

• **de iradiere:** radiațiile nucleare ce însoțesc reacțiile de fisiune (formate, în general, din fluxuri de neutroni și radiații γ) determină efecte biologice atât pe termen scurt, cât și pe termen mediu sau lung;

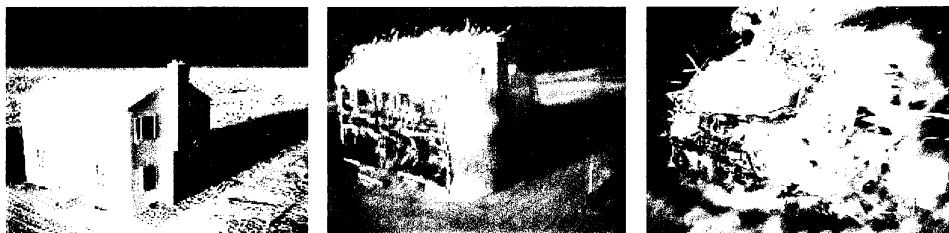


Fig. 5.32. Serie de imagini arătând distrugerea unei case de lemn situată la 1 km de centrul exploziei la primul test cu bombă atomică (16 iulie 1945)

• **luminoase:** intensitatea luminoasă este atât de mare încât poate provoca leziuni grave ale retinei.

Bomba nucleară este o armă deosebit de periculoasă. Dacă o bombă nucleară ar cădea undeva (într-o zonă locuită) foarte puțini locuitori ar fi pregătiți din punct de vedere material și psihologic pentru a putea să supraviețuiască (fig.5.33).



Fig. 5.33. Echipament de protecție în cazul atacului cu bombă atomică

Pentru a afla mai multe accesați:

<http://dictionary.laborlawtalk.com/Nuclear-reactor>;

<http://dictionary.laborlawtalk.com/List-of-nuclear-accidents>;

www.britannica.com

5.5.6. Aprecieri critică a impactului utilizării tehnologiilor nucleare

Până la catastrofa de la Cernobîl accidente nucleare notabile se mai produsese, de exemplu la centralele nucleare Three Miles Island din SUA sau Windscale din Marea Britanie, dar acestea se soldaseră doar cu câteva pierderi de vieți omenești în timpul operațiunilor la reactor.

Energia nucleară era, în general, considerată de mai mulți ca fiind una din cele mai sigure, neprimejdioase, alternative energetice.

Accidentul nuclear de la Cernobîl a arătat clar că cea mai mare diferență între producerea energiei nucleare și producerea energiei din alte surse alternative este potențialul ei pentru dezastre la scară extinsă, cu impact semnificativ asupra populației.

De exemplu, numărul de mineri din industria cărbunelui, care au murit în accidente de muncă sau datorită bolilor profesionale, este mult mai mare decât al oamenilor care au murit în urma accidentelor din industria nucleară.

Cu toate acestea, un accident minier afectează doar muncitorii implicați (și familiile acestora), în timp ce un accident de tip Cernobîl poate să ucidă sau să afecteze nu numai muncitorii ci și masa mare a populației.

De aceea, mulți oameni consideră că riscurile asociate cu producerea energiei nucleare sunt prea mari.

Dar, când discutăm problema siguranței, este important să ne amintim că nicio formă de producere a energiei nu este complet lipsită de pericole (tabelul 5.7.).

În tabelul 5.8. este prezentat procentajul de mortalitate imediată pentru câteva forme diferite de producere a energiei.

Tabelul 5.7. Câteva accidente legate de producerea energiei

Loc	An	Nr. morți	Motivul accidentului
Machhu, India	1979	2500	Barajul hidrocentralei a cedat
Hirakud, India	1980	1000	Ruptură de baraj la hidrocentrală
Ortuella, Spania	1980	70	Explozie gaze
Donbass, Ucraina	1980	68	Explozie metan în mină de cărbune

Tabelul 5.8. Rata mortalității în producția de energie

Tipul de combustibil	Morți între 1970-1992	Cine?	Rata mortalității per GW (ori)an
Cărbune	6400	Muncitori	0,32
Gaze naturale	1200	Muncitori și populație	0,09
Hidro	4000	Populație	0,80
Nuclear	31	Muncitori	0,01

Unul dintre cele mai puternice argumente în favoarea producerii energiei prin fisiune nucleară îl constituie marile rezerve de combustibil. Cele mai multe reactoare folosesc uraniu, care este foarte răspândit (fig. 5.34). În plus, cantitatea de energie care poate fi extrasă din combustibilul nuclear este mult mai mare decât cea care poate fi extrasă din cantitățile echivalente de combustibil convențional (petrol, gaze naturale, cărbune). De asemenea, combustibilul nuclear poate fi refolosit, ceea ce nu se întâmplă cu celelalte tipuri de combustibil. Petrolul sau cărbunele se produc în mii de ani dar, odată consumate, nu se mai pot refolosi.

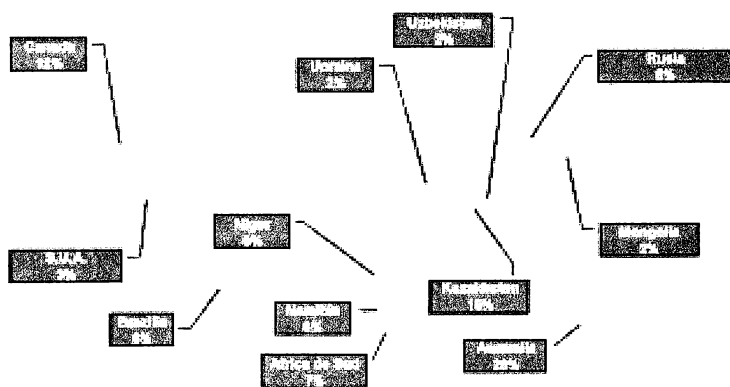


Fig. 5.34. Zăcămintele de uraniu pe glob

Pe când combustibilul nuclear, după utilizare, poate fi reprocessat și folosit în reactoare pentru a produce și mai multă energie.

Mai există și alte surse de energie care se reînnoiesc, ca: energia solară, energia vântului (eoliană) și energia apelor. Totuși, acestea nu se pot folosi oricând și oriunde deoarece Soarele nu strălucește întotdeauna, iar vântul nu bate mereu; hidroelectricitatea este sursa energetică preferată în zonele bogate în resurse de apă dar acestea nu se găsesc pretutindeni pe glob.

Unul dintre cele mai puternice argumente împotriva utilizării fisiunii nucleare ca sursă de energie îl constituie îngrijorarea legată de managementul deșeurilor și potențialul impact asupra mediului. Multe produse de fisiune au timp de viață foarte lung și rămân periculoase pentru mai multe mii de ani. De aici decurge necesitatea găsirii unor posibilități de stocare a deșeurilor radioactive sigure pentru mai multe generații de acum înainte.

Dar să nu uităm, când vorbim de impact asupra mediului, că arderea combustibililor fosili produce gaze, efect de seră și smog care amenință viața; hidroenergetica necesită inundarea unor regiuni în scopul construirii lacurilor de acumulare, perturbând echilibrul biologic local.

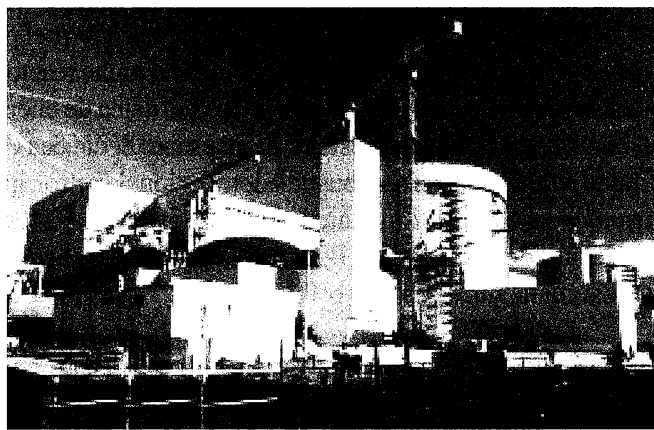


Fig. 5.35. CNE Cernavodă. Unitatea 2 care urmează să fie dată în folosință în 2007.

Dacă luăm în considerare aspectul prețurilor, reactoarele nucleare sunt foarte scumpe de construit și menținut (milioane de dolari per reactor).

Dar și alte surse de energie costă. Minele și instalațiile de prelucrare a combustibililor fosili necesită de asemenea serioase investiții pentru construire și menținere în exploatare. Costisitoare sunt și barajele pentru lacurile de acumulare ale hidrocentralelor. Se estimează că prețul producției de combustibili clasici va crește dramatic pe măsură ce rezervele vor deveni din ce în ce mai sărace și va fi nevoie de metode tot mai complicate de extracție. De exemplu, extracția țițeiului din nisipurile cu gudron din Alberta, Canada, sau extracția petrolului din adâncurile

oceanului în Marea Nordului pot fi foarte costisitoare. Multe țări cu rezerve sărace de resurse alternative s-au orientat deja către energia nucleară ca sursă mai avantajoasă economic.

Întrucât cererea de energie este în continuă creștere în următorii ani, factorii *preț* și *resurse* vor deveni din ce în ce mai importanți, deși, sperăm, nu în detrimentul siguranței sau al mediului. În cele din urmă, când aprovizionarea cu combustibili fosili va deveni greu sau imposibil de realizat, omenirea s-ar putea găsi în situația de a îmbrățișa varianta fisiunii nucleare, cu bune și rele, în afară de cazul când, marea speranță a viitorului, fuziunea nucleară, va deveni realitate.

5.6. FUZIUNEA NUCLEARĂ

5.6. Energia

reacția

Reacția nucleară de contopire a două nuclee atomice ușoare pentru formarea unui nucleu mai greu și eliberarea unei cantități mari de energie se numește *fuziune nucleară*. Cele mai cunoscute reacții de acest fel se produc între nucleele izotopilor hidrogenului: protiul ${}^1_1\text{H}$, deuteriul ${}^2_1\text{H}$ și tritiul ${}^3_1\text{H}$.

Exemplu: ${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_1\text{H} + {}^1_0n + 3,25 \text{ MeV}$.

Energia rezultată este egală cu diferența dintre energia de legătură a nucleului rezultat și suma energiilor de legătură ale nucleelor inițiale. Pentru ca fuziunea să aibă loc, nucleele care reacționează (încărcate cu sarcini electrice pozitive) trebuie să aibă viteze foarte mari ca să învingă forțele de respingere electrostatică și să se apropie mult unele de altele. În acest caz intră în acțiune forțele interacțiunii tari, care se exercită între particulele componente ale celor două nuclee. Vitezele mari pot fi produse de agitația termică. Dar agitația termică nu poate furniza energia cinetică necesară (pentru învingerea forțelor de respingere electrostatică) decât la temperaturi foarte ridicate, de ordinul 10^8 K , ce corespund stării de plasmă a substanței. La această temperatură atomii sunt complet ionizați, iar substanța în starea de plasmă este formată dintr-un amestec de ioni pozitivi și electroni. La aceste temperaturi uriașe are loc fenomenul de fuziune (numit și reacție termonucleară). Datorită energiei uriașe dezvoltată prin reacțiile de fuziune, temperatura crește și mai mult, de aceea în continuare ele se autoîntrețin. Reacția de fuziune nucleară are loc în interiorul stelelor sau la explozia unei bombe cu hidrogen.

Exemplu

Să se studieze reacțiile de fuziune nucleară la care participă: protium (${}^1_1\text{H}$ sau 1_1p), deuterium (${}^2_1\text{H}$), heliu 3 (${}^3_2\text{He}$) și heliu 4 (${}^4_2\text{He}$). Astfel:

1. Fuzionează două nuclee de hidrogen și rezultă un nucleu de deuteriu și o particulă notată A_ZX .

a) Scrieți ecuația reacției.

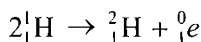
b) Determinați natura particulei A_ZX .

2. Din fuziunea unui nucleu de deuteriu cu un proton rezultă un nucleu de heliu 3 și se emite un foton. Interpretați această emisie de foton.

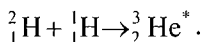
3. În urma fuziunii a două nuclee de heliu 3 rezultă un nucleu de heliu 4 și încă două nuclee. Determinați natura acestor două nuclee.

Rezolvare

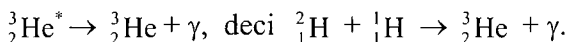
1. $2{}^1_1\text{H} \rightarrow {}^2_1\text{H} + {}^A_ZX$. Din conservarea numărului de nucleoni: $2 = 2 + A$, rezultă $A = 0$, iar din conservarea sarcinii electrice: $2 = 1 + Z$, rezultă $Z = 1$. Particula este pozitronul 0_1e . Ecuația reacției de fuziune este:



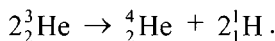
2. În urma reacției de fuziune rezultă un nucleu de heliu 3 în stare de excitare:



În urma dezexcitării nucleului de heliu 3 se emite un foton γ :



3. $2{}^3_2\text{He} \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2{}^A_ZX$. Conservarea numărului de nucleoni: $6 = 4 + 2A$, deci $A = 1$. Conservarea sarcinii electrice: $4 = 2 + 2Z$, deci $Z = 1$. Particula este un proton (nucleu de hidrogen). Ecuația reacției este:



5.6.2. Descrierea evoluției stelelor din perspectiva energiei nucleare

În anul 1927 fizicianul belgian George Lemaitre a fost primul care a emis teoria ipotetică despre formarea Universului ca pornind de la o explozie a unui „atom primordial”, numită teoria *Big Bang*.

În anul 1930, Edwin Hubble aduce dovezi experimentale în sprijinul ideii lui Lemaitre: expansiunea Universului.

În anul 1940 fizicianul George Gamow și colaboratorii săi au susținut ideea exploziei incandescente de materie și energie la începuturile Universului.

Denumirea acestei teorii de Big Bang a fost dată de Fred Hoyle într-un program de la radio BBC, *The Nature of Things* din anul 1950. În contextul respectiv Hoyle nu descria teoria, însă ironiza concepția. Totuși, expresia de Big Bang a rămas și și-a pierdut latura sa peiorativă și ironică.

Conform susținătorilor teoriei Big Bang, Universul s-a născut acum 13,7 miliarde de ani. Ce a fost înainte de explozie, astrofizicienii nu au dat niciun răspuns. Se presupune că la data $t = 0$, ceea ce va deveni Universul nostru era închis într-o sferă cu diametrul de 10^{-35} cm (mai mică decât atomul de hidrogen), la temperatura de 10^{32} K.

Universul a suferit atunci o explozie fulgerătoare și au apărut quarcurile (particule elementare), electronii, neutrinii și antiparticulele lor, apoi fotonii etc.

Începând cu prima secundă au început să se formeze nucleonii. Trei minute mai târziu au apărut nucleele atomice.

Primii atomi s-au format abia peste 30 000 ani. Pasul mare a fost făcut. Atomul și-a făcut apariția. Hidrogenul domină cu precădere. Nu este, desigur, o întâmplare că elementul cel mai simplu reprezintă materia primă a Universului: hidrogenul apare ca un intermediar natural între lumea atomilor și cea a particulelor numite elementare.

A trebuit să treacă trei miliarde de ani până la apariția primelor stele și galaxii.

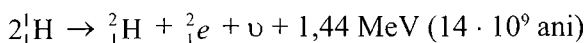
Nașterea stelelor

Sub efectul gravitației, atomii de hidrogen s-au apropiat din ce în ce mai mult și s-au tasat (înghesuit) formând un corp din materie gazoasă de forma unei sfere de diametru enorm. Presiunea extrem de mare din centrul stelei (de aproximativ 400 miliarde atmosfere) a determinat creșterea temperaturii acesteia la milioane de kelvini – temperaturi la care au loc reacții termonucleare intense. La suprafața stelei temperatura este de ordinul miilor de kelvini.

Sursa de energie cea mai potrivită pentru a explica radiația unei stele este de natură termonucleară.

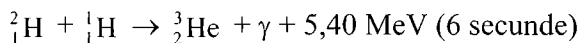
Dintre reacțiile termonucleare posibile a menține energia unei stele, de cea mai mare importanță este așa numitul lanț proton-proton. Lanțul proton-proton constă din trei etape:

1. În prima etapă, două nuclee de hidrogen (doi protoni) (${}^1_1\text{H}$) se unesc pentru a forma un nucleu de deuteriu (${}^2_1\text{H}$) cu emisia unui pozitron (0_1e) și a unui neutrino (ν):



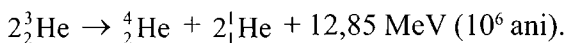
Reacția se petrece foarte încet, deoarece în condițiile ce se găsesc în interiorul stelei, un proton trăiește aproximativ 14 miliarde de ani înainte de a fi captat de un alt proton spre a forma un nucleu de deuteriu. Numărul protonilor este atât de mare încât chiar cu această frecvență mică a fuzionării protonilor se asigură energia necesară observată la suprafața stelei.

2. În a doua etapă a seriei reacției proton-proton, nucleul de deuteriu se combină cu un nucleu de hidrogen pentru a forma nucleul de heliu 3, emițând unui foton γ :



cea ce înseamnă că nucleul de deuteriu nu poate dura mai mult de 6 secunde în interiorul unei stele.

3. În a treia etapă fuzionează două nuclee de heliu 3 și rezultă un nucleu de heliu 4 și doi protoni:



Energia eliberată în urma reacțiilor termonucleare descrise mai sus determină creșterea temperaturii stelei, ceea ce favorizează sinteza elementelor chimice din ce în ce mai grele: carbon, azot, oxigen, siliciu etc., apoi a metalelor. După ce fierul și celelalte metale au fost sintetizate în cantități suficiente, nu se mai eliberează energie din reacțiile termonucleare. Începe atunci o fază de instabilitate pentru stea: evoluția sa va depinde de masa sa și de compoziția sa în hidrogen, în heliu și în elementele grele.

Evoluția stelelor

Primul caz. Steaua are o masă mică (0,5 ori masa Soarelui). Reacțiile nucleare proton-proton nu pot să se amorseze, conglomeratul de hidrogen nu poate să se „aprindă”: este ceea ce s-a întâmplat cu Jupiter, care este o stea ratată.

Al doilea caz. Steaua are masa aproximativ egală cu cea a Soarelui. Aceasta consumă foarte lent rezerva sa de hidrogen, pe care o transformă în heliu și apoi în elementele chimice grele timp de 10 miliarde de ani. Soarele are vârsta de 4,6 miliarde de ani, este deci la jumătatea vieții sale.

Când hidrogenul central este în întregime transformat în heliu, steaua se umflă, în timp ce inima sa (partea centrală) se contractă: steaua devine o gigantică roșie. Când în centrul giganticei nu se mai produc reacții termonucleare, substanța de la suprafața sa (în special hidrogenul) este împrăștiată în mediul interstelar. Steaua își reduce volumul considerabil și devine o pitică albă. Apoi reacțiile nucleare se sting treptat și steaua devine pitică neagră.

Al treilea caz. Steaua are o masă variind de la 1,5 ori până la de 3 ori masa Soarelui. Ea epuizează rezerva centrală de hidrogen foarte rapid: de 10 ori mai

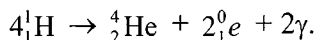


rapid decât Soarele. Când steaua va fabrica o cantitate suficient de mare de elemente grele, inima sa va suferi o implozie și steaua se va transforma într-o supernovă. Elementele chimice grele se vor forma în partea sa centrală, unde există temperatură și presiune favorabile sintezei acestor elemente. După epuizarea totală a reacțiilor termonucleare, inima stelei va suferi o nouă implozie, și ea se va transforma într-o stea de neutroni. Exteriorul stelei se împrăștie în spațiul interstelar.

Al patrulea caz. Steaua are masa de 10 ori până la de 60 ori mai mare decât aceea a Soarelui. După consumarea energiei sale steaua se transformă într-o supernovă. Partea exterioară a supernovei se împrăștie în spațiul interstelar în urma unei explozii catastrofale. Partea centrală se transformă într-o gaură neagră. Forța de atracție gravitațională exercitată de aceasta este extrem de intensă, astfel încât atrage (înghite) orice obiect din apropierea sa, chiar și radiațiile electromagnetice.

Problemă rezolvată

Considerăm reacția de fuziune nucleară ce se petrece în Soare și care are următoarea ecuație:



Calculați:

1. Defectul de masă corespunzător acestei reacții.
2. Energia pe nucleon eliberată în urma acestei reacții.
3. Soarele transformă în fiecare secundă 720 milioane de tone de hidrogen.

Care este pierderea de masă suferită de Soare în fiecare secundă?

Se dau: masele nucleelor participante la reacție, în unități atomice de masă: proton: 1,0073 u, heliu 4: 4,0026 u, pozitron 0,0006 u (1 u = 935 MeV).

Rezolvare

$$1. |\Delta u| = |2 \cdot 0,0006 + 4,0026 - 4 \cdot 1,0073| = 0,026u.$$

2. Energia eliberată:

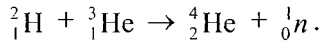
$$0,026 \cdot 935 = 24,31 \text{ MeV, pentru 4 nucleoni, sau } 6 \text{ MeV per nucleon.}$$

$$3. \text{Pierderea de masă: } 0,026u \text{ pentru } 4 \cdot 1,0073u; \frac{0,026}{1,0073} \simeq \frac{1}{160}.$$

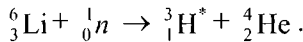
$$\frac{720 \cdot 10^6}{160} \simeq 4,5 \cdot 10^6 \text{ tone.}$$

Nivelul actual de dezvoltare a tehnicii impune un consum de energie foarte mare. Consumul mediu de energie pe locuitor, la nivel mondial, este de 40 kWh și el va crește în viitor. Se estimează că în anul 2050 se va dubla. Însă, rezervele energetice sunt limitate. Astfel, rezervele de gaze și petrol vor acoperi necesarul energetic doar 70 ani, iar cele de cărbune 190 ani. Este necesar să se caute alte surse energetice. Fuziunea nucleară controlată ar putea fi o sursă de energie a viitorului.

Producerea controlată a energiei de fuziune în reactoare termonucleare face obiectul unor cercetări care până în prezent nu au condus încă la realizări industriale. Reacția de fuziune nucleară avută în vedere este următoarea:



Izotopul ${}^2_1\text{H}$ (deuteriu) se găsește în natură (în apa de mare) de unde poate fi obținut. În schimb izotopul ${}^3_1\text{H}$ (tritiu) nu se află în stare naturală și el trebuie fabricat. Pentru obținerea acestui izotop se are în vedere reacția următoare:



Eliberarea de energie. La formarea nucleului de heliu (${}^4_2\text{He}$) din nucleele constituente deuteriu și tritiu (${}^2_1\text{H}$; ${}^3_1\text{He}$) se eliberează energie. Bilanțul energetic conduce la relația următoare:

$$\begin{aligned} \Delta E = \Delta mc^2 &= [M({}^4_2\text{He}) + M({}^1_0\text{n}) - M({}^2_1\text{H}) - M({}^3_1\text{H})] \cdot c^2 = \\ &= (4,00150 \text{ u} + 1,00866 \text{ u} - 3,01550 \text{ u} - 2,01355 \text{ u}) \cdot 931,5 \text{ MeV} = -17,6 \text{ MeV} \end{aligned}$$

(fig. 5.36).

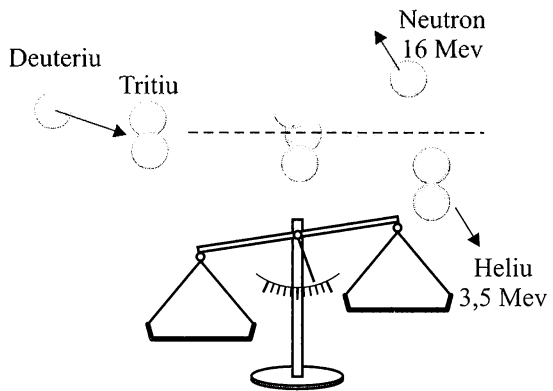


Fig. 5.36. Masa nucleului de heliu obținut prin fuziune este mai mică decât suma maselor nucleelor care au fuzionat.



Problemele experimentale care se impun. Procesul de fuziune nucleară se poate produce numai în cazul când amestecul de deuteriu și tritium este adus în stare de plasmă la o temperatură de ordinul 10^8 K, unde particulele care formează plasma sunt în continuă agitație termică. În ansamblu plasma este neutră din punct de vedere electric, posedând o bună conductibilitate termică.

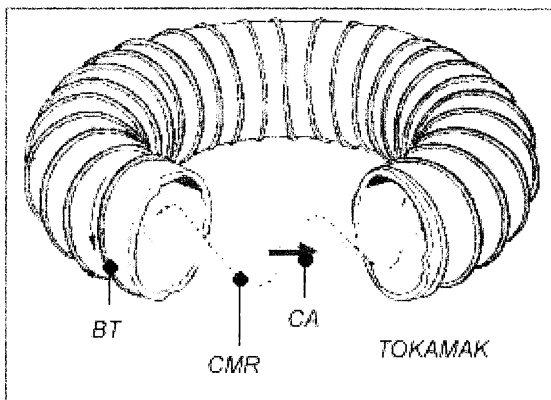


Fig. 5.37. BT – bobină toroidală; CMR – câmp magnetic rezultant; CA – curent axial format din deplasarea componentelor plasmei.

Datorită existenței pe de o parte a ionilor pozitivi (nucleele), iar pe de altă parte a electronilor liberi, plasma are și o bună conductivitate electrică ce la temperatura de 10^8 K o depășește pe cea a cuprului.

Pentru ca procesul de fuziune să aibă o durată mare în timp, trebuie ca nucleele de deuteriu și tritium să fie menținute în apropiere unele de altele astfel încât să se poată uni chiar în starea lor de agitație termică: deci, plasma trebuie concentrată (confinată).

La temperatura la care se află plasma, este exclus contactul ei cu un perete material. Pentru a se putea realiza încălzirea necesară plasmei, închisă într-o instalație oarecare care să nu se topească într-o clipă, trebuie ca plasma să fie izolată de pereții incintei.

S-a propus, de către unii oameni de știință, să se realizeze o izolare a plasmei cu ajutorul câmpului magnetic într-un fascicul central al incintei în care se află. Aceasta se realizează sub acțiunea unui câmp magnetic foarte intens de geometrie toroidală. În figura 5.37 se prezintă schematic torul (asemănător cu un colac de salvare) în care este concentrată plasma. Acesta face parte dintr-o instalație foarte complexă numită tokamak. În aceste condiții plasma, prin care trece un curent electric, se poate încălzi prin efect joule. Mai departe, putem să ne închipuim coloana de plasmă formată dintr-o mulțime de fire paralele străbătute de curenți electrici în același sens. Dar, două conductoare paralele prin care circulă curenți în același sens se atrag. Rezultă că coloana de plasmă, datorită trecerii curentului prin ea, va suferi un efect de strângere numit în fizică efect de stricțiune (pinch-efect). Acest efect face ca coloana de plasmă să se concentreze într-un fir subțire, izolându-se de pereții incintei și totodată încălzindu-se puternic. Cu cât se va realiza o reținere mai

înelungată a plasmei, datorită efectului de stricțiune, cu atât aceasta se va încălzi mai puternic și deci vor exista condiții mai avantajoase de obținere a reacției termonucleare.

Reacția de fuziune din tokamac se realizează între nucleele ușoare de deuteriu și tritium, rezultatul reacției fiind nuclee de heliu și neutroni. Neutronii fără sarcină electrică, și insensibili la acțiunea câmpului magnetic vor părăsi tokamacul cu viteze foarte mari. Energia lor va fi recuperată și transformată în energie termică, aceasta, la rândul urmând a fi transformată în energie electrică.

Prima uzină termonucleară care va putea să furnizeze energie electrică este prevăzută pentru anul 2020, conform proiectului ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor).

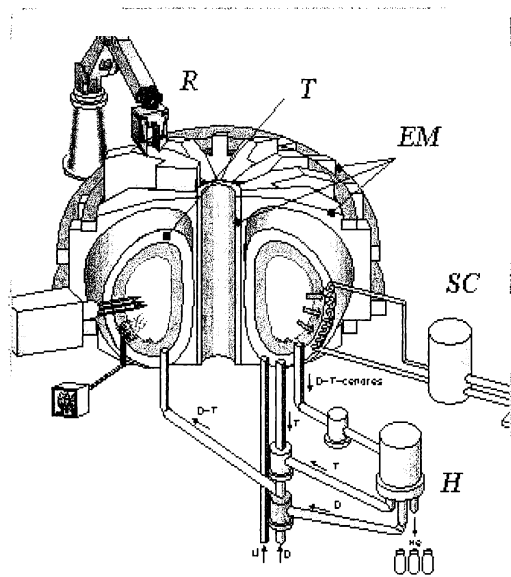


Fig. 5.38. Secțiune într-un tokamac
R – robot; T – tor; EM – electromagneți și magneți; SC – schimbător de căldură; H – recuperarea heliului

Producerea energiei electrice folosind fenomenul de fuziune termonucleară prezintă avantajele următoare:

- Se folosește drept combustibil deuteriul, ale cărui rezerve terestre sunt practic inepuizabile, și tritiul relativ ușor de produs. Aprovizionarea industriei cu energie electrică va fi asigurată pentru mii de milenii. Cifrele sunt elocvente. Prin fuziunea unui kilogram de amestec deuteriu – tritium se obține tot atâta energie ca și din fisionarea a 250 kg de uraniu îmbogățit sau din arderea a 17 000 barili de petrol respectiv a 3 500 tone de cărbune.

- Este nepoluantă. Singurul deșeu produs de reacția de fuziune termonucleară este heliul, un gaz inofensiv.

5.6.4. Evaluarea posibilelor efecte ale utilizării momentului nuclear de fuziune

Este vorba de așa numita bombă cu hidrogen. Aceasta este un armament a cărui explozie are loc pe seama energiei dezvoltate prin reacția termonucleară de fuziune a izotopilor de hidrogen – deuteriu și tritium. Reacția termonucleară

necontrolată este declanșată de o bombă „atomică” (de fisiune), dispusă în interior, a cărei explozie creează condițiile de temperatură necesare fuziunii nucleare. Efectele bombei cu hidrogen sunt catastrofale, ele se extind pe o suprafață cu raza de mai mulți kilometri. Explozia bombei H (cu hidrogen) este însoțită de o undă de șoc care mătură tot în calea ei, de o lumină orbitoare, de temperaturi de ordinul milioanelor de grade, ca și de radiații ionizante și de fragmente nocive ce duc la contaminarea radioactivă a mediului înconjurător.

Este total justificată lupta dusă împotriva fabricării armelor nucleare.



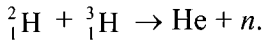
1. În vederea studierii unei reacții de fuziune, se dă în tabelul 5.6.1 energia medie de legătură, pe nucleon, într-un nucleu, în funcție de numărul de masă al nucleului considerat:

Tabelul 5.9. Energia medie de legătură, pe nucleon, în funcție de numărul de masă.

Energia pe nucleon (MeV)	0	1,1	2,5	7,0	5,2	7,0
Numărul de masă	1	2	3	4	6	8

Se mai dau: masa unei particule α , $m(\alpha) = 4,0319 \text{ u}$; valoarea absolută a sarcinii electronului $|e| = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$; $1\text{u} = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

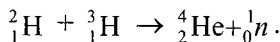
1. Completați ecuația care reprezintă fuziunea deuteriului și tritiului în heliu și un neutron, indicând și numerele de masă și atomic (de sarcină) obținute



2. Calculați energia eliberată prin fuziunea unui nucleu de deuteriu și a unui nucleu de tritiu, exprimată în MeV și în Joule.

3. Determinați viteza particulei α , eliberată în urma fuziunii, știind că energia sa cinetică este egală cu a cincea parte din energia eliberată prin fuziune.

1. Ecuația (1) se completează ținând cont de legile de conservare a numărului de masă și a numărului atomic (sarcina electrică):



2. Energia eliberată în procesul de fuziune este egală cu diferența dintre suma energiilor de legătură ale particulelor finale și cele ale particulelor inițiale; folosind tabelul de mai sus obținem:

${}^4_2\text{H}$ 4 nucleoni $7,0 \cdot 4 = 28 \text{ MeV}$;

1_0n 1 nucleon 0

${}^2_1\text{H}$ 2 nucleoni $1,1 \cdot 2 = 2,2 \text{ MeV}$;

${}^3_1\text{H}$ 3 nucleoni $2,5 \cdot 3 = 7,5 \text{ MeV}$.

Energia eliberată prin reacția de fuziune este:

$$E = 28 + 0 - 2,2 - 7,5 = 18,3 \text{ MeV} = 2,93 \cdot 10^{-12} \text{ J},$$

deoarece $1 \text{ MeV} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ J}$.

3. $E_c = \frac{2,93 \cdot 10^{-12}}{5} = 0,586 \cdot 10^{-12} \text{ J}$. Viteza particulei α este dată de relația:

$$v = \sqrt{\frac{2E_c}{m}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 2,93 \cdot 10^{-12}}{6,73 \cdot 10^{-27}}} = 2,91 \cdot 10^7 \text{ m/s}. \text{ Viteza particulei este de}$$

aproximativ zece ori mai mică decât viteza luminii, deci particula α nu este relativistă.



Un accelerator de particule este o instalație în care particulele cu sarcină electrică (electroni, protoni, ioni etc.) sunt accelerate la viteze foarte mari sub acțiunea conjugată a câmpurilor electrice și magnetice.

Acceleratoarele de particule pot fi clasificate:

a) după forma traiectoriei particulelor (rectilinie sau circulară): acceleratoare liniare sau circulare;

b) după domeniul de viteze imprimat particulelor: relativiste sau nerelativiste;

c) după natura particulelor accelerate: acceleratoare pentru electroni, acceleratoare pentru particule grele (protoni, ioni, etc.);

d) după caracterul câmpului accelerator: acceleratoare directe, de inducție, rezonante, cu unda progresivă.

Vom descrie principiile de funcționare a unor acceleratoare folosite în prezent în activitatea de cercetare sau în activitatea practică.

1. Acceleratorul liniar rezonant

Acest accelerator se compune dintr-un număr $(n + 1)$ de electrozi cilindrici goi, de aceeași secțiune și de lungimi crescătoare, separați unul de altul printr-un interval mic. Electrozii sunt înșirați de-a lungul aceluiași ax într-o incintă vidată. Electrozii sunt



alimentați de la un generator de curent alternativ de înaltă frecvență, astfel că în spațiul dintre doi cilindri se localizează un câmp accelerator (fig. 5.39).

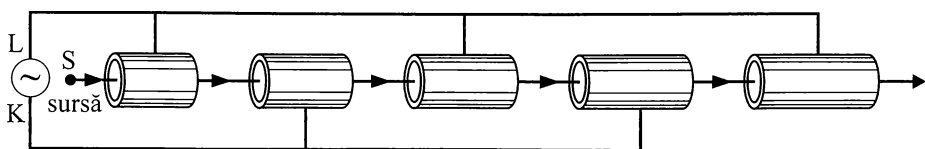


Fig. 5.39. Schema de principiu a unui accelerator de particule liniar

Electrozii de rang par sunt legați la borna K a generatorului iar electrozii de rang impar sunt legați la borna L , astfel că între cei doi electrozi consecutivi va exista o tensiune alternativă:

$$u = U_m \sin \frac{2\pi}{T} t,$$

unde U_m valoarea maximă a tensiunii, iar T este perioada tensiunii.

Particulele ce urmează să fie accelerate sunt emise de o sursă S cu viteze neglijabile. Între sursă și primul cilindru particulele sunt accelerate și pătrund în acest cilindru cu viteza de modul v_1 . În interiorul cilindrului intensitatea câmpului electric fiind nulă, particulele se deplasează în cilindru cu viteză constantă. Pentru ca o particulă care pătrunde în cilindrul 1 cu viteza v_1 să fie accelerată în continuare în intervalul dintre cilindrii 1 și 2, se impune ca în intervalul de timp cât aceasta traversează cilindrul 1, faza tensiunii acceleratoare să varieze cu $\frac{1}{2}$, adică să se schimbe polaritatea celor doi cilindri (fig. 5.40). Prin urmare este necesară realizarea unui sincronism între timpul cât particula străbate cilindrul și semiperioada tensiunii de alimentare a acestuia. Întrucât în procesul de accelerare viteza crește în mod continuu, menținerea sincronismului se realizează prin creșterea continuă a lungimii cilindrilor de accelerare.

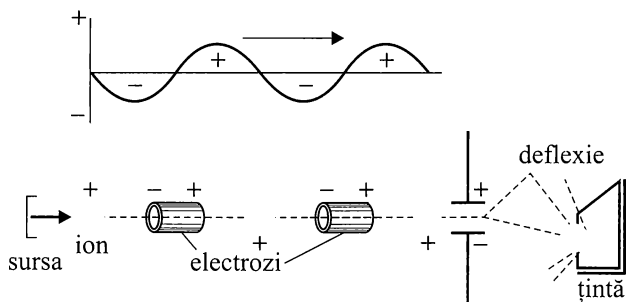


Fig. 5.40. Condiția de sincronism la un accelerator liniar.

Datorită condiției de sincronism, particula se află în spațiul dintre cei doi electrozi când valoarea absolută a tensiunii acceleratoare trece prin valoarea maximă U_m . Când particula iese din primul cilindru posedă viteza v_1 și energia cinetică

$$E_{c1} = \frac{1}{2}mv_1^2, \text{ iar când intră în cel de al doilea cilindru are viteza } v_2 \text{ și energia}$$

$$\text{cinetică } E_{c2} = \frac{1}{2}mv_2^2. \text{ Variația energiei cinetice, în spațiul considerat, este egală}$$

cu lucrul mecanic al forțelor electrice:

$$\frac{1}{2}mv_2^2 - \frac{1}{2}mv_1^2 = qU_m, \text{ sau } \frac{1}{2}mv_2^2 = \frac{1}{2}mv_1^2 + qU_m. \quad (5.7.1)$$

Datorită condiției de sincronism, în fiecare regiune de accelerare energia particulei crește cu qU_m . Pentru determinarea energiei cinetice a particulei la sfârșitul accelerării, aplicăm succesiv, pentru fiecare interval de accelerare, relația (5.7.1):

$$\frac{1}{2}mv_2^2 = \frac{1}{2}mv_1^2 + qU_m,$$

$$\frac{1}{2}mv_3^2 = \frac{1}{2}mv_2^2 + qU_m,$$

$$\frac{1}{2}mv_{n+1}^2 = \frac{1}{2}mv_n^2 + qU_m.$$

Adunând membru cu membru relațiile de mai sus obținem:

$$\frac{1}{2}mv_{n+1}^2 = \frac{1}{2}mv_1^2 + nqU_m. \quad (5.7.2)$$

Considerăm că particula a fost accelerată inițial, pentru atingerea vitezei v_1 sub o tensiune egală cu U_m . În acest caz $\frac{1}{2}mv_1^2 = qU_m$. Din relația (5.7.2) obținem:

$$\frac{1}{2}mv_{n+1}^2 = (n+1)\frac{1}{2}mv_1^2, \text{ de unde } \boxed{v_{n+1} = v_1\sqrt{n+1}}. \quad (5.7.3)$$

Datorită condiției de sincronism, particula parcurge fiecare cilindru în timpul $t = \frac{T}{2}$. Lungimea unui cilindru de ordinul n va fi:

$$\boxed{l_n = \frac{T}{2}v_1\sqrt{n} = \frac{T}{2}\sqrt{\frac{2qU_m}{m}}\sqrt{n}}. \quad (5.7.4)$$

Pentru ca particula să atingă viteze mari lungimea acceleratorului trebuie să fie foarte mare. Acceleratorul liniar de la Stanford (SLAC) din SUA are lungimea de 3,2 km. Acceleratoarele liniare pot accelera electroni, protoni și ioni grei.



Fig. 5.41. Accelerator de particule liniar folosit în tratarea unor maladii (energii mici)

Aplicații

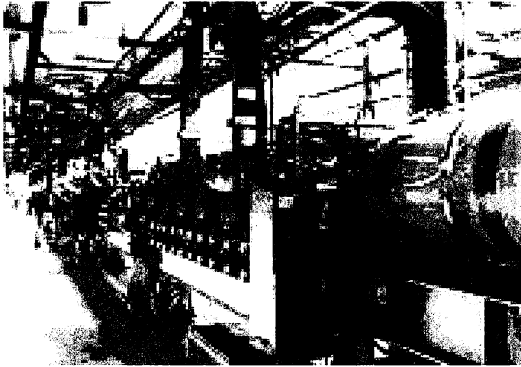


Fig. 5.42. Accelerator de particule liniar folosit pentru studii de fizică nucleară (energii mari).

Acceleratoarele liniare puternice se folosesc, independent, în studii de fizică nucleară (fig. 5.42), iar acceleratoarele liniare mici se folosesc ca *injectoare*, care pregătesc particule de energii mici pentru acceleratoarele circulare.

1. În activitatea curentă, se folosesc acceleratoarele liniare în care se dezvoltă energii modeste. Acceleratoarele liniare de câțiva MeV servesc ca iradiatoare pentru: conservarea alimentelor, sterilizarea instrumentelor medicale, tratarea tumorilor canceroase. Această ultimă tehnică se folosește, în prezent, în mod curent (fig. 5.41).

2. În cercetarea științifică.

5.7.2 Acceleratoare circulare

Menționăm următoarele acceleratoare circulare *ciclotronul* (care poate accelera protoni, ioni și particule α) și *sincrotronul* (care poate accelera atât electroni cât și particule grele protoni sau ioni). Traiectoria circulară a particulelor accelerate se obține cu ajutorul unui câmp magnetic intens.

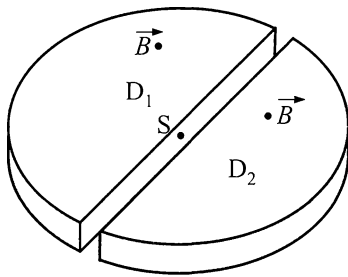


Fig. 5.43. Prezentarea schematizată a duanților

este plasată o sursa S care emite ioni cu sarcina q , a căror viteză inițială este neglijabilă. Cei doi duanți sunt alimentați de la o sursă de curent alternativ de înaltă frecvență cu tensiunea:

$$u = U_m \sin \frac{2\pi}{T} t$$

Datorită acestei tensiuni polaritatea electrică a duanților se schimbă în mod periodic.

Întreg ansamblul este așezat într-o incintă vidată, plasată între polii unui electromagnet, care produce un câmp magnetic uniform de inducție de modul B . Datorită tensiunii de alimentare, în spațiul dintre duanți se produce un câmp electric de intensitate

\vec{E} . În interiorul duanților intensitatea acestui câmp electric este nulă. Câmpul magnetic de inducție \vec{B} nu acționează decât

în interiorul duanților. Un ion de masa m și de sarcina q , generat de sursa S , este accelerat sub acțiunea forțelor câmpului electric localizat între cei doi duanți și pătrunde în interiorul duantului de polaritate inversă, să spunem D_1 , cu viteza v_0 , perpendiculară pe liniile câmpului magnetic. În câmpul magnetic ionul descrie o traiectorie circulară sub acțiunea forței Lorentz (fig. 5.44):

Acceleratorul ciclic rezonant.

Ciclotronul. Ciclotronul este un accelerator ciclic rezonant folosit pentru accelerarea particulelor grele, cu sarcină electrică, cum sunt: protonii, particulele α , ionii. Ciclotronul este format din două incinte conductoare de forma a două jumătăți de cilindru (goale în interior) (fig. 5.43).

Cele două jumătăți de cilindru notate cu D_1 și D_2 , numite duanți, sunt așezate la o distanță foarte mică una de alta. În centrul acestui dispozitiv

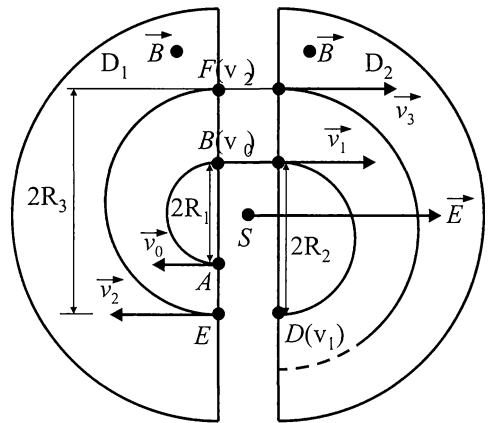


Fig. 5.44. Principiul de funcționare al ciclotronului

$$F = v_0 B q = \frac{m v_0^2}{R_1}, \text{ unde } R_1 = \frac{m v_0}{q B}$$

este raza traiectorie descrisă de ion.

Ionul descrie o jumătate de circumferință după care ajunge din nou în spațiul dintre cei doi duanți, unde va fi accelerat de fiecare dată când parcurge acest spațiu. Prin urmare viteza ionului crește deci și raza traiectoriei sale și particula va descrie o traiectorie spiralată.

Când particula atinge viteza maximă dorită

$$v_{\max} = \frac{B R q}{m},$$

și energia cinetică

$$E_{c, \max} = \frac{1}{2} m v_{\max}^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{B^2 R^2 q^2}{m},$$

Particula este ejectată spre ținta care trebuie bombardată (fig. 5.45).

aplicații

Particulele accelerate cu ciclotronul capătă energii relativ mici care nu mai prezintă interes pentru studiul particulelor elementare. În schimb ciclotronul are numeroase aplicații în domeniul biologiei, medicinei, chimiei.

Prezentăm câteva dintre aplicațiile ciclotronului

1. Producerea de ioni radioactivi: oxigen 15 ($^{15}_8\text{O}$), carbon 11 ($^{11}_6\text{C}$), azot 13 ($^{13}_7\text{N}$), fluor 18 ($^{18}_9\text{F}$).

2. Prepararea unor medicamente folosind izotopi radioactivi. Fluorul 18 este un izotop radioactiv cu perioada de înjumătățire foarte scurtă, de 20 ore. El permite fabricarea *Fluorodesoxyglucose* care este o sursă radioactivă ce se fixează pe zonele canceroase.

3. Tomografiile prin emisie de protoni pentru detectarea în anumite zone sensibile ale corpului uman (spre exemplu creier) a anumitor cancere, pentru ca acestea să fie tratate în stare precoce.

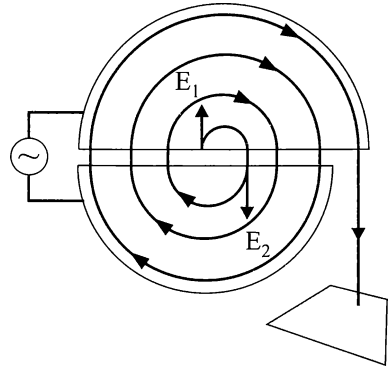


Fig. 5.45. Particula accelerată după ce a căpătat energia dorită este orientată spre ținta care trebuie bombardată.

Sincrotronul. În figura 5.46. se dă schema de principiu a funcționării unui sincrotron.

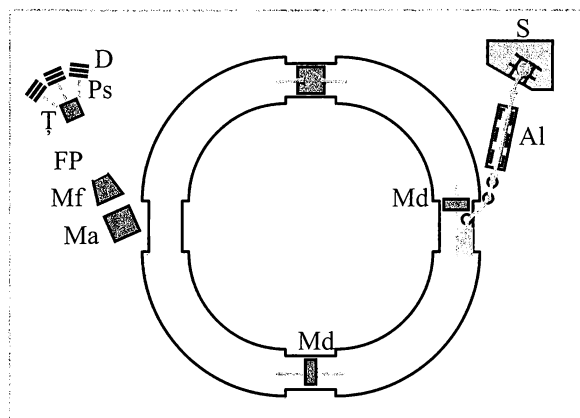


Fig.5.46. Schema de funcționare a unui sincrotron:

S – sursă de particule, Al – accelerator liniar, Md – magneti de deflexie, Ma – magnet analizor, Mf – magnet de focalizare, Fp – fascicul primar de protoni, T – țintă. Ps- particule secundare, D – detectori.

Sincrotronul este o instalație care permite accelerarea particulelor stabile. El se compune în principiu din elementele următoare:

- un mic accelerator injector Al, care accelerează particulele la energii mici;
- un inel magnetic, care menține particulele pe o traiectorie aproximativ circulară (aceasta poate fi întreruptă de porțiuni rectilinii);
- cavități acceleratoare;
- ansamblu de aparate anexă folosite pentru: alimentarea electromagneților de curbură și ai cavităților, sonde de control de poziție și de formă a fasciculului de particule, sisteme de injecție și ejecție, sisteme de răcire, pompe de vid etc. Particulele sunt menținute într-un vid foarte înaintat.

Se folosesc în practică diverse feluri de sincrotrone (sau colliders):

- sincrotrone pentru protoni (sau antiprotoni) destinate studiului interacțiunilor tari;
- sincrotrone pentru ioni grei;
- sincrotrone pentru electroni sau pozitroni, care servesc la studiul interacțiunii electrolabe;
- sincrotrone pentru electroni considerate ca surse de radiație de sincrotron.

1. În activitatea curentă. Sincrotronele în care se accelerează protoni până la energia de 100 MeV, se folosesc pentru „prototerapie”. Aceste acceleratoare se folosesc pentru tratarea anumitor tumori formate în zone sensibile (cum ar fi spre exemplu creierul).

2. În activitatea de cercetare științifică. Sincrotronele în care se accelerează electroni pot constitui o sursă de radiații electromagnetice cu o intensitate foarte mare. Radiațiile electromagnetice fac parte dintr-un domeniu foarte mare de la infraroșu până la radiațiile X.



Electronii, care formează un fascicul foarte fin ca un fir de păr, sunt accelerați mai întâi într-un accelerator liniar, până vor căpăta o viteză apropiată de aceea a luminii în vid. Apoi fasciculul de electroni este trecut într-un accelerator circular numit *inel de accelerare*. În acest inel electronii sunt accelerați până când energia lor atinge valoarea de aproximativ 2 GeV. Odată ce electronii au atins energia dorită ei sunt injectați într-un *inel de stocaj* (mult mai mare decât inelul de accelerare, circumferința sa atingând câteva sute de metri), unde vor efectua câteva sute de mii de ture pe secundă. În timpul mișcării lor accelerate electronii emit radiații electromagnetice numite *radiații de sincrotron* (sau lumină de sincrotron). Această radiație are o intensitate de aproximativ 100 milioane de ori mai mare decât radiațiile produse de sursele ordinare. În figura 5.47 se dă schema de principiu a instalației în care se produce radiația de sincrotron.

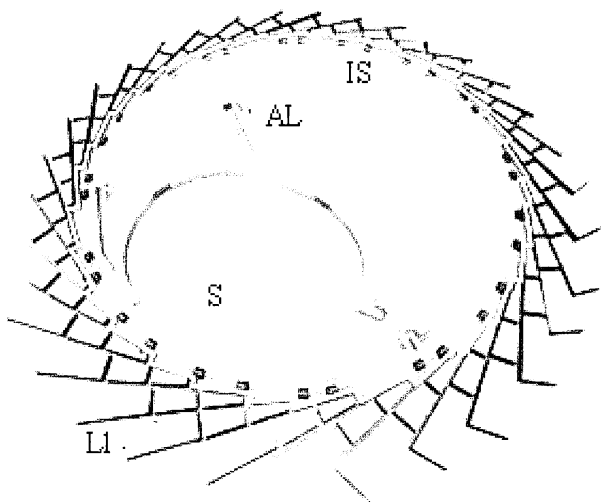


Fig. 5.47. Schema de principiu a producerii radiației de sincrotron. AL – accelerator liniar, S – accelerator circular (sincrotron), IS – inel de stocaj, L1 – linie de lumină.

Radiațiile de sincrotron sunt folosite într-un domeniu foarte larg de cercetare, fie că este vorba de cercetare fundamentală sau aplicativă.

1. Cercetarea fundamentală. Sunt acoperite nevoile fizicii, chimiei, biologiei, fizica Pământului.

2. Cercetare aplicativă. Radiația de sincrotron este utilă în domenii foarte diferite: medicină, industria medicamentelor, chimie, petrochimie, mediul înconjurător, industria automobilelor, și mai ales în nanotehnologie și microelectronică, studii radiațiilor X, microtomografii etc.

Structura unui accelerator folosit în studiul particulelor subatomice

Obiectivele fizicii energiilor înalte sunt de a descoperi constituenții materiei și de a înțelege interacțiunile care îi guvernează.

În acest scop se folosesc acceleratoarele de particule care sfârșesc nucleeele atomice și nucleonii, prin producerea de ciocniri între aceste particule.

Astfel pentru a pune în evidență quarcuri de dimensiuni de ordinul a 10^{-18} m, este necesară o energie de ordinul a 100 MeV. Aceste energii se pot obține în acceleratoare gigantice, care au o componență complexă.

Observarea fragmentelor de materie obținute necesită detectoare de mare putere de rezoluție.

Un accelerator de particule cuprinde: o sursă care produce particule cu sarcină electrică; un preaccelerator care injectează particulele într-un inel de accelerare (collider); electromagneți dispuși de-a lungul inelului; detectoare unde se pot observa ciocnirile între particule. În toate aceste dispozitive în care evoluează particulele se află un vid înaintat.

În inelul de accelerare evoluează simultan, în sensuri opuse, la câțiva centimetri unul de altul, două fascicule de particule încărcate. La un anumit moment se provoacă întâlnirea celor două fascicule. Ciocnirile dintre particule sunt foarte violente și sunt înregistrate de către detectoare specializate, unele sensibile la fotoni sau la electroni, altele la particule grele lansate cu viteze foarte mari. În figura 5.48 se prezintă o imagine, rezultată din ciocnirea unor particule în inelul de accelerare, luată într-un detector numit cameră cu bule.

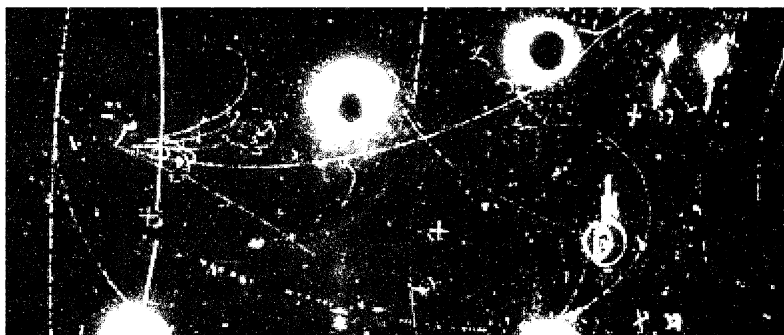


Fig. 5.48. În imaginea înregistrată într-un detector se pun în evidență urmele particulelor rezultate în urma ciocnirilor dintre ele, în inelul de accelerare.

Dăm dimensiunile și energiile acceleratoarelor circulare de la C.E.R.N. (Centrul European de Cercetare Nucleară):

1. P.S. (sincrotron de protoni): circumferința de 950 m; energia 28 GeV.
2. S.P.S. (super sincrotron de protoni): circumferința de 7 km; energia de 450 GeV.

3. L.E.P. (Large Electron Positron): circumferința 27 km; energia 50 GeV.
4. L.H.G. (Large Hadron Collider): circumferința de 27 km; energia 7000 GeV (în proiect; prevăzut să fie dat în funcțiune la sfârșitul anului 2007).

În figura 5.49 se prezintă o parte din instalația care asigură circuitul heliului lichid necesar pentru a menține la temperatura de -271°C a celor 1 300 de magneți și electromagneți ai inelului de accelerare construit la C.E.R.N.

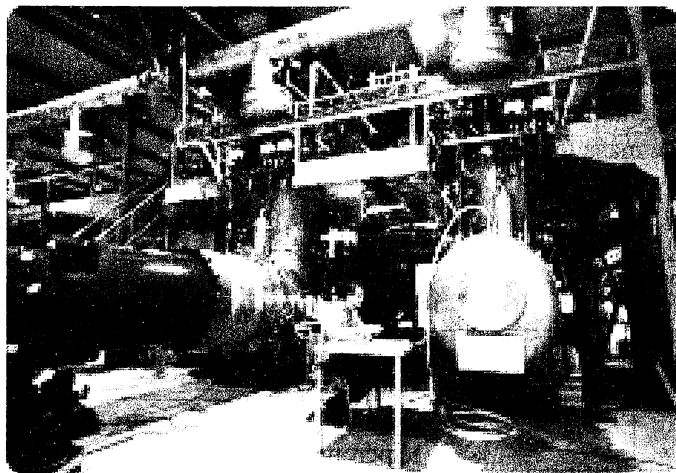


Fig. 5.49. Instalație care asigură circuitul heliului lichid în acceleratorul circular de la C.E.R.N.

Una dintre ramurile fundamentale ale fizicii este fizica particulelor elementare cunoscută și sub denumirea de fizica energiilor înalte. Acesta este un domeniu în care oamenii de știință încearcă să găsească răspuns la întrebări de genul: care sunt constituenții elementari ai materiei și care sunt elementele ce determină materia să-și păstreze coeziunea?

Noțiunea de elementaritate este relativă. Ea s-a transformat și a dobândit noi semnificații în cursul evoluției cunoștințelor noastre despre materie. Inițial noțiunea de particulă elementară a fost purtată de atom (*atomos*, indivizibil în limba greacă), apoi de particulele componente ale atomului: electroni, protoni, neutroni. Însă, lista particulelor elementare s-a completat mereu fie cu cele descoperite în studiul interacțiunilor particulelor accelerate la energii de miliarde de electron volți, în marile acceleratoare, fie cu cele descoperite în studiul radiației cosmice. Această listă cuprinde peste 200 de particule și antiparticule.



Având în vedere evoluția noțiunii de elementaritate, particula elementară nu mai poate fi considerată „elementară” în sensul fizicii clasice: obiect fără structură și dimensiuni care poate fi aproximat cu un punct material. Prin particulă elementară înțelegem cea particulă de materie a cărei structură nu o cunoaștem încă.

Particulele elementare pot fi particule fundamentale (indivizibile și independente) și particule formate din cele fundamentale.

5.8.1. Clasificare particulelor elementare

Particulele elementare se pot clasifica în funcție de proprietățile lor și de caracterul interacțiunilor lor. În tabelul 5.10 se dă clasificarea particulelor elementare în funcție de masa lor de repaus:

Tabelul 5.10 Clasificarea particulelor în funcție de masa de repaus

Fotonul γ		
Leptonii		Electroni: e^- , mioni μ , tau τ , neutrini ν
Hadroni	Mezoni	Pioni: π^+ , π^0 , π^-
		Kaoni: K^+ , K^0 , K^-
	Barioni	Nucleoni: protoni p , neutroni n Hiperoni: Λ^0 , Σ^+ , Σ^- , Σ^0

Fotonul este o particulă elementară cu masa de repaus nulă.

Leptonii (*leptos*, mic în limba greacă) sunt: electronul (e^-), mionul (μ^-), tau (τ^-), precum și neutrinii asociați acestor particule: neutrinel electronic (ν_e), neutrinel mionic (ν_μ), neutrinel tau (ν_τ). Câteva dintre caracteristicile acestor particule sunt date în tabelul 5.11.

Tabelul 5.11 Leptoni

Numele particulei	simbol	Masa MeV/c^2	Viața medie (s)	spin
electronul	e^-	0,511003	$\infty (> 6,31 \cdot 10^{28})$	1/2
neutrinel electronic	ν_e	$< 5 \cdot 10^{-5}$	∞	1/2
mionul	μ^-	105,7	$2,2 \cdot 10^{-6}$	1/2
neutrinel mionic	ν_μ	$< 0,5$	∞	1/2
tau	τ^-	1784	$< 5 \cdot 10^{-13}$	1/2
neutrinel tau	ν_τ	< 70	∞	1/2

Menționăm că fiecărei particule îi corespunde o antiparticulă, care are același spin și aceeași masă ca și particula, cu excepția sarcinii electrice care este de semn contrar.

Hadronii, (*hadros* în limba greacă înseamnă solid), sunt particule ce suferă interacțiuni tari. Hadronii se împart în mezoni și barioni.

Din familia mezonilor fac parte: pionii (π^0, π^+), kaonii (K^0, K^+), eta (η), psi (Ψ), fi (Φ), ro (ρ^+, ρ^0) etc. Primele particule descoperite din familia mezonilor au fost pionii (π) care au o masă cuprinsă între masa electronului și cea a protonului, de unde denumirea de mezon (*mesos*, mediu în limba greacă). În tabelul 5.12. se dau unele caracteristici ale câtorva mezoni.

Din familia **barionilor** (*baros*, greu în limba greacă) fac parte nucleonii (protonul, p și neutronul, n) și hiperonii (*hiper*, mai sus de în limba greacă): lambda (Λ^0), sigma ($\Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0$), ksi (Ξ^-, Ξ^0), omega (Ω^-). În tabelul 5.12. se dau caracteristicile câtorva barioni.

Particulele din familiile leptonilor și barionilor sunt caracterizate prin numărul leptonic și numărul barionic. Acestea sunt numere cuantice care au valoarea +1 pentru leptoni și barioni și valoarea -1 pentru antiparticulele acestora. În toate relațiile numărul leptonic și numărul barionic se conservă. Spre exemplu:

${}^1_0n? {}^1_1p + {}^0_{-1}e + \bar{\nu}_e$; numărul barionilor : $1 = 1 + 0 + 0$; numărul leptonilor: $0 = 0 + 1 - 1$.

Tabelul 5.12. **Hadroni**

Particula	Simbol	Antiparticulă	Masa, MeV/c ²	Timpul mediu de viață (s)	Spin	Structura în quarcuri
bosoni						
pioni	π^+	π^-	139,6	$2,6 \cdot 10^{-8}$	0	$d\bar{u}$
	π^0	π^0	135,0	$8,3 \cdot 10^{-17}$	0	$u\bar{u} + d\bar{d}$
kaoni	K^+	K^-	493,7	$1,24 \cdot 10^{-8}$	0	$u\bar{s}$
	K^0	K	497,7	$< 10^{-8}$	0	$d\bar{s}$
barioni (fermioni)						
nucleoni	p	\bar{p}	938,28	$> 2,52 \cdot 10^{37}$	1/2	uud
	n	\bar{n}	939,57	$2,92 \cdot 10^9$	1/2	udd
hiperoni	Λ^0	$\bar{\Lambda}^0$	1115,6	$2,6 \cdot 10^{-10}$	1/2	uds
	Σ^+	$\bar{\Sigma}^-$	1189,4	$8,0 \cdot 10^{-11}$	1/2	uus
	Σ^-	$\bar{\Sigma}^+$	1197,3	$1,5 \cdot 10^{-10}$	1/2	dds
	Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	1192,5	$5,8 \cdot 10^{-20}$	1/2	uds

Fermioni și bosoni. O proprietate fundamentală a particulelor elementare este aceea de a avea un moment cinetic propriu numit *spin*. Spinului i se atașează a *număr cuantic de spin* notat cu litera s , care poate lua valori întregi sau semi



întregi. În funcție de valoarea spinului, particulele elementare se împart în două clase mari: *fermioni*, care au spinul semiîntreg ($1/2, 3/2, \dots$) și *bosoni* care au spinul întreg ($0, 1, 2, 3, \dots$). Fermionii sunt particulele elementare care se supun formalismului statistic dezvoltat de fizicienii Fermi și Dirac. Bosonii se supun statisticii dezvoltate de fizicienii Bose și Einstein. Din clasa fermionilor fac parte leptonii și barionii. Iar din clasa bosonilor fac parte fotonul, mezonii, gluonii, bosonii intermediari (W^+, W^-, Z^0) și gravitonul.

Sarcina electrică a particulelor elementare. Particulele elementare pot fi neutre sau încărcate electric. Ele pot avea sarcina pozitivă sau negativă, egală în modul cu sarcina electrică a electronului (pe care o vom numi sarcină elementară)

$|e| = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C. Sarcina unei particule fundamentale nu poate avea o valoare formată din mai multe sarcini elementare sau din fracțiuni ale acesteia. Excepție fac unele particule numite quarcuri ale căror sarcini pot fi fracțiuni ale sarcinii elementare.

Viața medie a particulelor elementare. Particulele elementare au o viață medie cuprinsă între limite foarte largi, începând cu cele considerate stabile, care au o viață medie infinită până la particulele numite *rezonanțe* care au o viață medie de ordinul 10^{-23} s.

5.8.2 Modelul quarcurilor

Observațiile experimentale au dus la concluzia că particulele din familiile mezonilor și barionilor au o structură spațială și că ar putea fi compuse din alte particule subnucleare. Datele semnalate experimental l-au condus pe fizicianul american M. Gell - Mann și, independent, pe fizicianul german G. Zweig să propună (în anul 1964) un model de structură subnucleară. Elementele acestui model fiind trei particule și antiparticulele acestora, considerate „cărămizile” întregului Univers, din care pot fi constituiți protonii, neutronii și celelalte particule din familiile mezonilor și barionilor, cunoscute la momentul respectiv. Aceste particule au fost botezate de Gell - Mann cu numele de *quarcuri*. Termenul de quarc a fost inventat de Gell - Mann, cu o notă de umor, pentru a desemna o particulă despre care nu se știa nimic, pornind de la replica „Trei quarcuri pentru Muster Mark!” din romanul *Finnegan's Wake* (1939) de James Joyce. Cele trei quarcuri sunt desemnate prin inițialele denumirilor lor în limba engleză: u (*up*, sus), d (*down*, jos), s (*strange*, straniu). Începând cu anul 1974 au fost descoperite noi particule care nu au putut fi explicate prin modelul „tradițional” al celor trei quarcuri. Atunci s-a emis ideea existenței a altor trei quarcuri, notate astfel: c (*charm*, farmec), t (*top*, vârf), b

(*bottom*, cel mai de jos). Quarcurile sunt barioni, au spinul egal cu $1/2$ și numărul barionic egal cu $1/3$.

S-a stabilit că barionii sunt constituiți din trei quarcuri iar mezonii dintr-un quarc și un antiquarc.

Exemple

Un proton este format din două quarcuri u și un quarc d : $p = uud$. Un neutron este format dintr-un quarc u și două quarcuri d : $n = udd$. Un mezon π este format dintr-un quarc d și un antiquarc \bar{u} : $\pi^+ = \bar{u}d$.

În tabelul 5.13 se dau câteva caracteristici ale quarcurilor.

Tabelul 5.13. Caracteristici ale quarcurilor

Denumire	Simbol	Spin	Sarcină electrică	Masa (MeV/c^2)	Sarcina de culoare
up	u	$1/2$	$+2/3$	5	R/GB
down	d	$1/2$	$-1/3$	8	R/GB
stranger	s	$1/2$	$-1/3$	160	R/GB
charmed	c	$1/2$	$+2/3$	1500	R/GB
bottom	b	$1/2$	$-1/3$	4250	R/GB
top	t	$1/2$	$+2/3$	175000	R/GB

Fiecărui quarc i s-a atribuit una din culorile: albastru, verde, roșu. Quarcurile up și $down$ sunt stabile iar celelalte patru sunt instabile și prin dezintegrare dau naștere la quarcuri ușoare.

Interacțiuni și câmpuri

Toate fenomenele care se produc în Univers sunt manifestări a patru tipuri de interacțiuni fundamentale sau forțe fundamentale. Acestea sunt următoarele:

Interacțiunea gravitațională (cu raza de acțiune infinită) se manifestă prin forțe de atracție asupra tuturor corpurilor și particulelor din Univers, dar la scară atomică este nesemnificativă.

Interacțiunea electromagnetică (cu raza de acțiune infinită) intervine în cazul fenomenelor electrice și magnetice. Ea asigură coeziunea atomului și este la originea legăturilor și reacțiilor chimice care privesc ansamblul fenomenelor chimice și biologice.

Interacțiunea slabă (cu raza de acțiune limitată mai mică de 10^{-17}m), provoacă spargerea și transformarea unor particule. Ea operează în toate tipurile de dezintegrare β și în numeroase dezintegrări ale particulelor așa zise elementare. Leptonii (electronul, mionul, tau și neutrinii) sunt sensibili la interacțiunea slabă și la cea electromagnetică dacă aceștia posedă sarcină electrică.

Interacțiunea nucleară tare (cu raza de acțiune limitată mai mică de 10^{-15} m), leagă quarcurile în interiorul mezonilor și barionilor (printre care și neutronul și protonul) și leagă protonii și neutronii pentru a constitui nucleul atomic. Particulele care interacționează tare se numesc *hadroni* (hadros, puternic în limba greacă). Din familia hadronilor fac parte mezonii și barionii; aceștia, teoretic, sunt sensibili la cele patru interacțiuni fundamentale, însă interacțiunea gravitațională este nesemnificativă la scară atomică.

Ultimele trei interacțiuni se supun legilor fizicii cuantice, care guvernează fenomenele la scară atomică. Aceste legi prevăd ca interacțiunile fundamentale să fie transmise prin câmpuri fizice. Câmpurile fizice sunt cuantificate, în sensul că ele reprezintă un ansamblu dinamic de particule numite cuante de câmp. Cuantele de câmp sunt bosonii. Fiecare particulă emite și absoarbe bosoni virtuali, care formează un roi de bosoni în jurul ei. Când particulele se apropie una de alta pot schimba un boson între ele.

Bosonul (cuanta) câmpului electromagnetic este fotonul. Nucleul atomic și electronii se atrag făcând schimb de fotoni.

În câmpul de interacțiune slabă forțele se transmit prin bosonii intermediari W^+ , W^- , Z^0 , datorită cărora se face schimb de energie între particule, necesară interacțiunii slabe.

În câmpul nuclear tare interacțiunile se transmit prin bosoni numiți gluoni, care leagă quarcurile între ele. Nucleonii sunt legați în nucleul atomic prin mezonii π .

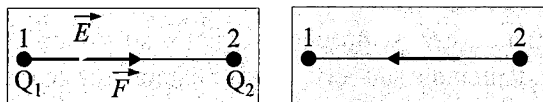


Fig. 5.50. a) În cadrul fizicii clasice particula 1 este supusă acțiunii unui câmp produs de particula 2; b) în cazul fizicii cuantice, interacțiunea dintre particulele 1 și 2 este datorată schimbului de cuante.

Modelul standard al particulelor elementare. Se consideră că Universul este constituit din 12 particule elementare de „materie”, quarcuri și leptoni, și din 12 antiparticule ale acestora, animate de patru interacțiuni transmise prin alte particule numite bosoni. În tabelul 5.14 sunt prezentate particulele modelului standard.

Tabelul 5.14 Modelul standard al particulelor elementare

Quarcuri	u	c	t	Anti quarcuri	\bar{u}	\bar{c}	\bar{t}
	d	s	b		\bar{d}	\bar{s}	\bar{b}
Leptoni	e	μ	τ	Anti leptoni	\bar{e}	$\bar{\mu}$	$\bar{\tau}$
	ν_e	ν_μ	ν_τ		$\bar{\nu}_e$	$\bar{\nu}_\mu$	$\bar{\nu}_\tau$
Bosoni	Foton	8 Gluoni		Bosoni intermediari W^\pm, Z^0	Graviton		Boson Higgs

Interacțiunea slabă este responsabilă de faptul că leptonii și quarcurile grele se dezintegrează pentru a produce leptoni și quarcuri mai ușoare. Când o particulă se dezintegrează, ea dispare și alte particule apar în locul său. De aceea, materia stabilă din jurul nostru conține numai electroni și cele două quarcuri cele mai ușoare (u și d).

- MODELUL STANDARD

Modelul standard este o teorie cu privire la structura fundamentală a materiei. Conform modelului standard materia este compusă din quarcuri și leptoni, precum și din particule (numite bosoni), care sunt mediatore ale celor patru forțe fundamentale. În anul 1983, în uriașul colider proton-antiprotion de la CERN au fost puse în evidență particulele (bosonii) W^+ , W^- și Z^0 . Există însă câteva întrebări referitoare la modelul standard care n-au primit încă răspuns. Niciun quarc n-a fost observat în mod direct, deși sunt indicii că ei ar exista. Descoperirea măcar a unui singur quarc ar oferi o bază solidă modelului standard. Oamenii de știință consideră că, prin creșterea energiilor de coliziune din acceleratoarele frontale (colidere), vor avea posibilitatea să observe în primul rând cel mai greu quarc presupus că ar exista.

În 1983, Comisia Consultativă pentru Fizică de înaltă Energie a Departamentului de Energie a propus construirea unui nou colider imens - supercoliderul superconductor sau SSC (în Waxahachie din Texas). Acesta este format din două inele tubulare plasate într-un tunel de 53 mile lățime. În fiecare țevă inelară, fasciculele de protoni vor fi accelerate până la energii de 20 TeV (20 miliarde de miliarde de eV). Protonii vor fi ținuti pe traiectoria circulară de electromagneți foarte puternici, superconductori, și se vor deplasa în direcții opuse, întâlnindu-se în anumite puncte, bine determinate. Energia ciocnirilor frontale va fi de 40 TeV.

Și când această instalație va intra efectiv în funcțiune această valoare a energiei ar fi suficientă pentru producerea quarcului greu și a bosonului Higgs, o altă particulă a cărei existență este prevăzută de modelul standard.

Teoretic, atât quarcul greu, cât și bosonul Higgs s-a sperat că pot fi obținuți într-o instalație existentă: marele colider electron-pozitron (LEP). Acesta a fost construit de CERN și a intrat în funcțiune pe data de 14 iulie 1989. El este cel mai puternic colider electron-pozitron din momentul de față. În inelul său, plasat într-un tunel cu circumferința de 27,6 km, electronii și antiparticulele lor, pozitronii, se ciocnesc cu energii de aproximativ 50 GeV, creând anual în jur de un milion de particule Z^0 . Primul rezultat experimental important obținut de LEP a fost demonstrarea faptului că particulele elementare se grupează în trei familii, așa cum prevede modelul standard. Dovada este că particulele Z^0 se dezintegrează în trei tipuri de neutrini, fiecare aparținând unei familii. Speranțele fizicienilor care lucrează la proiect sunt mari în ceea ce privește posibilitatea descoperirii, cu ajutorul acestei instalații, a quarcului greu care trebuie să rezulte ca produs de dezintegrare a particulelor Z^0 .

Particulele prevăzute de către modelul standard și care nu au fost puse în evidență se speră să fie obținute în L.H.G. (Large Hadron Collider) care are circumferința de 27 km și va dezvolta o energie de 7 000 GeV (prevăzut să fie dat în funcțiune la sfârșitul anului 2007).

SINTEZA CAPITOLULUI 5

➤ **Nucleul atomic.** Nucleul este un sistem complex, alcătuit din particule mult mai grele decât electronii, și anume neutronii și protonii concentrați într-un volum foarte mic și supuși acțiunii a două forțe diferite: forța nucleară tare și forța electromagnetică.

➤ **Energia de legătură a nucleului.** Se numește defect de masă diferența între masa totală a nucleului, înainte de reacție, și masa totală a nucleului, după reacție. Defectul de masă stă la originea energiei de legătură a nucleului. După relația lui Einstein: energia de legătură = (defectul de masă) · c^2 , sau

$$E_{leg} = (Zm_p + (A - Z)m_n - M_N)c^2.$$

Pentru ca nucleul să fie stabil E_{leg} trebuie să fie pozitivă.

➤ **Reacții nucleare. Fisiunea** este o reacție nucleară provocată constând în divizarea unui nucleu greu în urma impactului cu un neutron; ea furnizează energia în reactoarele nucleare.

➤ **Fuziunea** este o reacție nucleară provocată, în cursul căreia se unesc două nuclee ușoare pentru a forma un nucleu mai greu.



➤ **Radioactivitatea** rezultă din dezintegrarea spontană a nucleelor atomice nestabile. O sursă radioactivă poate emite particule α (nuclee de heliu), particule β^- (electroni), particule β^+ (pozitroni) și radiații γ (fotoni cu energie foarte mare). Numărul nucleelor radioactive descrește exponențial în timp. Perioada de înjumătățire T , a unui ansamblu de nuclee radioactive, reprezintă timpul după care se dezintegrează jumătate din nucleele inițiale. Activitatea unui eșantion radioactiv măsoară numărul mediu de dezintegrări în unitatea de timp.

➤ **Particule elementare.** Prin particula elementară înțelegem acea particulă de materie a cărei structură nu o cunoaștem încă.

Se consideră că Universul este constituit din 12 particule elementare de „materie”, quarcuri și leptoni, și din 12 antiparticule ale acestora, animate de patru interacțiuni transmise prin alte particule numite bosoni.

Proiecte de portofolii (Cercetare și comunicare)

1. Realizați o dezbatere pe tema: „Energia nucleară – argumente pro și contra”.
2. Întocmiți un studiu pe grupe de elevi care să aibă ca temă de cercetare: „Rolul ozonului în atmosfera terestră și implicațiile distrugerii stratului de ozon asupra mediului, ecologic și biologic”.
3. a) Identificați în orizontul local principalele surse de poluare.
b) Arătați care sunt componentele mediului cele mai afectate de aceste surse de poluare.
c) Identificați principalele surse de poluare înregistrate în orizontul local.
d) Prezentați câteva măsuri care să ducă la reducerea poluării în localitatea unde trăiți.

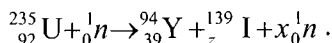
TEST DE AUTOEVALUARE (F2)

1. Un eșantion S de radium (${}^{226}_{88}\text{Ra}$) are masa $m = 4 \cdot 10^{-6}$ kg. Se cunosc constanta lui Avogadro $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ și masa molară a radiului $\mu = 226 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$. Determinați numărul de atomi din acest eșantion.
2. Radiumul este radioactiv și are timpul de înjumătățire $T = 1600$ ani. Câți atomi de radium, din eșantionul S , vor mai rămâne după 3200 ani?
3. Se dezintegrează 36 atomi pe secundă dintr-o masă de radium de 10^{-9} g. În urma dezintegrării fiecărui atom rezultă 4 particule α . Particulele care rezultă din dezintegrarea a 1 g de radium sunt convenabil dirijate încât transportă un curent electric cu intensitatea de $4,6 \cdot 10^{-8}$ A. Determinați sarcina unei particule α .



TEST DE AUTOEVALUARE (F1)

I. Se dă următoarea ecuație a unei reacții nucleare:



1. Determinați valorile lui z și x .

2.a) Reacția nucleară respectivă este o reacție de fuziune sau de fisiune?

b) Această reacție poate fi o reacție în lanț? Dacă da, explicați de ce.

3. a) Calculați defectul de masă.

b) Determinați energia eliberată de un atom de uraniu 235 prin dezintegrare.

4. Calculați energia de legătură pe nucleon în cazul atomului ${}^{235}\text{U}$.

5. Calculați energia de legătură pe nucleon în cazul atomilor ${}^{94}\text{Y}$ și ${}^{139}\text{I}$.

Se dau: $m({}^{235}\text{U}) = 235,0439 \text{ u}$; $m({}^{94}\text{Y}) = 93,9059 \text{ u}$; $m({}^{139}\text{I}) = 138,905 \text{ u}$;

$m({}_0^1n) = 1,0087 \text{ u}$; $m({}_1^1p) = 1,0073 \text{ u}$; $c = 3 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$; $1 \text{ u} = 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$;

$1 \text{ MeV} = 1,6022 \cdot 10^{-13} \text{ J}$.

RĂSPUNSURI LA TESTELE DE AUTOEVALUARE

Capitolul 1

Test de autoevaluare F2: 1.d; 2.c; 3.c; 4.c; 5.b; 6.a.

Test de autoevaluare F1: 1.b; 2.c; 3.c; 4. I. 10^{-5} s ; II. $7 \cdot 10^{-5} \text{ s}$; III. 420 m; 5.b; 6.a.

Capitolul 2

Test de autoevaluare F2: 1.b; 2.d; 3.c; 4.a; 5.a; 6.b.

Test de autoevaluare F1: 1.d; 2.c; 3.b; 4.c; 5.a; 6.d.

Capitolul 3

Test de autoevaluare F2: 1.c; 2.c; 3.a; 4.b; 5.a; 6.d.

Test de autoevaluare F1: 1.c; 2.b; 3.c; 4.b; 5.a; 6.d.

Capitolul 5

Test de autoevaluare F2

$$1. n = \frac{m}{\mu}; N = nN_A = \frac{mN_A}{\mu} = 10,6 \cdot 10^{18} \text{ atomi}$$

$$2. N_1 = \frac{N}{4} = 2,65 \cdot 10^{18} \text{ atomi}$$

$$3. N(\alpha) = \frac{36}{10^{-9}} \cdot 4 = 144 \cdot 10^9 \text{ particule } \alpha. Q = It = 4,6 \cdot 10^{-8} \text{ C.}$$

$$q = \frac{Q}{N(\alpha)} = 3,2 \cdot 10^{-19} \text{ C.}$$

Test de autoevaluare F1

1. $z = 53$; $x = 3$; 3) a) 0,2155 u; b) $3,2205 \cdot 10^{-11} \text{ J}$ sau 201 MeV; 4. $1,1903 \cdot 10^{-12} \text{ J}$ sau 7,43 MeV; 5. a) $1,363 \cdot 10^{-12} \text{ J}$ sau 8,51 MeV pentru ${}^{94}\text{Y}$ și $1,3224 \cdot 10^{-12} \text{ J}$ sau 8,25 MeV pentru ${}^{139}\text{I}$.

Anexa 1 – vezi coperta III

Denumirea elementului	Simbolul chimic	Numărul atomic	Masa atomică relativă	Masa atomică rotunjită
Aluminiu	Al	13	26,9815	27
Argint	Ag	47	107,870	108
Argon	Ar	18	39,948	40
Aur	Au	79	196,967	197
Azot	N	7	14,0067	14
Bariu	Ba	56	137,34	137
Bor	B	5	10,811	11
Brom	Br	35	79,909	80
Calcium	Ca	20	40,08	40
Carbon	C	6	12,01115	12
Clor	Cl	17	35,453	35,5
Crom	Cr	24	51,996	52
Cupru	Cu	29	63,54	64
Fer	Fe	26	55,847	56
Fluor	F	9	18,9984	19
Fosfor	P	15	30,9736	31
Hidrogen	H	1	1,00797	1

Denumirea elementului	Simbolul chimic	Numărul atomic	Masa atomică relativă	Masa atomică rotunjită
Iod	I	53	126,9044	127
Litiu	Li	3	6,939	7
Magneziu	Mg	12	24,312	24
Mangan	Mn	25	54,9381	55
Mercur	Hg	80	200,59	201
Nichel	Ni	28	58,71	59
Oxygen	O	8	15,9994	16
Plumb	Pb	82	207,19	207
Potasiu	K	19	39,102	39
Siliciu	Si	14	28,086	28
Sodiu	Na	11	22,9898	23
Staniu	Sn	50	118,69	119
Stronțiu	Sr	38	87,62	88
Sulf	S	16	32,064	32
Uraniu	U	92	238,03	238
Zinc	Zn	30	65,37	65

Anexa 2

**Extras din programa aprobată prin
Ordinul Ministrului 5959 din 22.12.2006**

Programa F1	Programa F2
<ul style="list-style-type: none"> • Filiera teoretică, profil real, specializările matematică – informatică și științe ale naturii – sunt obligatorii toate conținuturile și competențele specifice • Filiera vocațională, profil militar, specializarea matematică-informatică – sunt obligatorii toate conținuturile și competențele specifice 	<ul style="list-style-type: none"> • Filiera tehnologică, pentru calificările profesionale cu 2 ore de fizică pe săptămână – sunt obligatorii toate conținuturile și competențele specifice. • Filiera tehnologică, pentru calificările profesionale cu 1 oră pe săptămână – nu sunt obligatorii conținuturile și competențele specifice marcate cu asterisc (*) și redactate cursiv
1. TEORIA RELATIVITĂȚII RESTRÂNSE	1. TEORIA RELATIVITĂȚII RESTRÂNSE
1.1. Bazele teoriei relativității restrânse <ul style="list-style-type: none"> 1.1.1. Relativitatea clasică 1.1.2. Experimentul Michelson 	1.1. Bazele teoriei relativității restrânse <ul style="list-style-type: none"> 1.1.1. Relativitatea clasică 1.1.2. Experimentul Michelson
1.2. Postulatele teoriei relativității restrânse. Transformările Lorentz. Consecințe	1.2. Postulatele teoriei relativității restrânse. Transformările Lorentz. Consecințe
1.3. Elementele de cinematică și dinamică relativistă <ul style="list-style-type: none"> 1.3.1. Compunerea vitezelor 1.3.2. Principiul fundamental al dinamicii 1.3.3. Relația masă-energie 	1.3. Elemente de cinematică și dinamică relativistă <ul style="list-style-type: none"> 1.3.1. (*) <i>Compunerea vitezelor</i> 1.3.2. (*) <i>Principiul fundamental al dinamicii</i> 1.3.3. Relația masă-energie
2. ELEMENTE DE FIZICĂ CUANTICĂ	2. ELEMENTE DE FIZICĂ CUANTICĂ
2.1. Efectul fotoelectric extern <ul style="list-style-type: none"> 2.1.1. Legile efectului fotoelectric extern 2.1.2. Ipoteza lui Planck. Ipoteza lui Einstein. Ecuația lui Einstein 2.1.3. Interpretarea legilor efectului fotoelectric extern 	2.1. Efectul fotoelectric extern <ul style="list-style-type: none"> 2.1.1. Legile efectului fotoelectric extern 2.1.2. Ipoteza lui Planck. Ipoteza lui Einstein. Ecuația lui Einstein 2.1.3. Interpretarea legilor efectului fotoelectric extern



2.2. Efectul Compton	
2.3. Ipoteza lui Broglie. Dispariția electronilor. Aplicații.	2.2. Ipoteza lui Broglie. Dispariția electronilor. Aplicații.
2.3.1. Ipoteza lui Broglie	2.2.1. Ipoteza lui Broglie
2.3.2. Difracția electronilor	2.2.2. (*) <i>Difracția electronilor</i>
2.3.3. Microscopul electronic	2.2.3. (*) <i>Microscopul electronic</i>
2.4. Dualismul undă-corpusul	2.3. (*) <i>Dualismul undă-corpusul</i>
3. FIZICĂ ATOMICĂ	3. FIZICĂ ATOMICĂ
3.1 Spectre	3.1. Spectre
3.2. Experimentul Rutherford. Modelul planetar al atomului	3.2. Experimentul Rutherford. Modelul planetar al atomului
3.3. Experimentul Franck-Hertz	
3.4. Modelul Bohr	3.3. Modelul Bohr
3.5. Atomul cu mai mulți electroni	3.4. (*) <i>Atomul cu mai mulți electroni</i>
3.6. Radiațiile X	3.5. Radiațiile X
3.7. Efectul LASER	3.6. (*) <i>Efectul LASER</i>
4. SEMICONDUCTOARE. APLICAȚII ÎN ELECTRONICĂ	
4.1. Conducția electrică în metale și semiconductori. Semiconductori intrinseci și extrinseci	
4.2. Dioda semiconductoare. Redresarea curentului alternativ	
4.3. Tranzistorul cu efect de câmp. Aplicații	
4.4. Circuite integrate	
5. FIZICĂ NUCLEARĂ	4. FIZICĂ NUCLEARĂ
5.1. Proprietățile generale ale nucleului	4.1. Proprietățile generale ale nucleului
5.2 Energia de legătură a nucleului. Stabilitatea nucleului	4.2. (*) <i>Energia de legătură a nucleului. Stabilitatea nucleului</i>
5.3. Radioactivitatea. Legile dezintegrării radioactive	4.3 Radioactivitatea. Legile dezintegrării radioactive
5.4. Interacțiunea radiației cu substanța. Detecția radiațiilor nucleare. Dozimetrie	4.4. Interacțiunea radiației cu substanța. Detecția radiațiilor nucleare. Dozimetrie
5.5 Fisiunea nucleară. Reactorul nuclear	4.5. Fisiunea nucleară. Reactorul nuclear
5.6. Fuziunea nucleară	4.6. Fuziunea nucleară
5.7. Acceleratoare de particule	
5.8. Particule elementare	

BIBLIOGRAFIE

1. André Arés et Jules Marcoux: *Structure de la matière LIDEC*, Montréal, Canada 1971.
2. Bârsan Radu M., *Dispozitive și circuite integrate cu transfer de sarcină*, Editura Tehnică, 1981.
3. Bărbulescu, N., *Bazele fizice ale relativității einsteiniene*, Editura Științifică și Enciclopedică, 1975.
4. Born, M., *Teoria relativității a lui Einstein*, Editura Științifică, 1969.
5. Bratu Simona, Motomanca, A., Apostol, I., *Manual de fizică, clasa a XI-a*, Editura Didactică și Pedagogică, 2006.
6. Brătescu, G., *Optica*, Editura Didactică și Pedagogică, 1982.
7. Brenneke, R., Schuster, G., *Fizică*, Editura Didactică și Pedagogică, 1973.
8. Bunget, I., ș.a., *Compendiu de fizică pentru admitere în învățământul superior*, Editura Științifică și Enciclopedică, 1988.
9. *Dicționar de fizică*, Editura Enciclopedică Română, 1972.
10. Douglas C. Giancoli, *Physics*, Fifth Edition, Prentice Hall, 1998.
11. Einstein Albert *Teoria relativității pe înțelesul tuturor*, Humanitas, București, 2005.
12. Feynman P. Richard, *Despre caracterul legilor fizicii*, Pergament, București, 2006.
13. Helmut Linder: *Das Bild der modernen Physik Urania*, Verlag. Leipzig Jena Berlin, 1973.
14. J. Faget, *Cours de physique. Electromagnétisme et Relativité restreinte*. Librairie Vuibert, 1971.
15. K. Gladkov, *The Powerhouse of the Atom*, MIR Publishers, 1972.
16. Kerr, G., Kerr, N., Ruth, P., *Physics*, IBID Press, Victoria, Australia, 1999.
17. L. Marleau, *Introduction à la physique des particules*. Université Laval, Québec, Canada 2006.
18. Luca Emil, Gheorghe Zet, Alexandrina Jeftea, Corneliu Ciubotariu, Constantin Pașnicu, *Fizică vol. 1*, Editura Științifică, 1995.
19. Oncescu, M.A., *Fizica nivel postliceal*, Editura Didactică și Pedagogică, 1973.
20. P. Constantin, V. Buzuloiu, C. Rădoi, E. Ceangă, V. Neagoe, *Electronică industrială*, Editura Didactică și Pedagogică, București, 1980.



21. Sears, F., Zemansky, M., Young, H., *Fizică*, Editura Didactică și Pedagogică, 1983.
22. Simmons, J., *100 Cei mai mari savanți ai lumii*, Editura Lider, 2003.
23. Toader, E., Spulber, V., *555 Teste de optică*, Editura Didactică și Pedagogică, 1989.
24. Uri Haber-Schaim ș.a., *Fizica PSSC Textul elevului*, Editura Didactică și Pedagogică, 1975.
25. Ursu, I., *Energia atomică*, Editura Științifică, 1973.



CUPRINS

Capitolul 1. TEORIA RELATIVITĂȚII RESTRÂNSE

1.1. Bazele teoriei relativității restrânse	3
1.1.1. Relativitatea clasică	4
1.1.2. Experimentul Michelson	8
1.2. Postulatele teoriei relativității restrânse. Transformările Lorentz. Consecințe	12
1.2.1. Postulatele lui Einstein	12
1.2.2. Transformările Lorentz	12
1.2.3. Consecințe cinematice	14
1.3. Elemente de dinamică relativistă	22
1.3.1. Principiul fundamental al dinamicii. Variația relativistă a masei	22
1.3.2. Relația masă-energie	23
Probleme propuse	27

Capitolul 2. ELEMENTE DE FIZICĂ CUANTICĂ

2.1. Efectul fotoelectric extern	31
2.1.1. Legile efectului fotoelectric extern	32
2.1.2. Ipoteza lui Planck. Ipoteza lui Einstein. Ecuația lui Einstein	35
2.1.3. Interpretarea legilor efectului fotoelectric extern	37
Test de verificare	41
Probleme propuse	41
2.2. Efectul Compton*	44
Test de verificare	48
Probleme propuse	49
2.3. Proprietăți ondulatorii ale particulelor	50
2.3.1. Ipoteza lui Broglie	50
2.3.2. Difrakția electronilor	52
2.3.3. Microscopul electronic	54
2.4. Dualismul undă-corpusul	56
Probleme propuse	61

Capitolul 3. FIZICĂ ATOMICĂ

3.1 Spectre	67
3.1.1. Obținerea spectrelor	67
3.1.2. Clasificarea spectrelor	68
3.1.3. Analiză spectrală	70
3.1.4. Spectrul discret al hidrogenului. Serii spectrale	71
Test de verificare	73
Probleme propuse	74
3.2. Experimentul Rutherford. Modelul planetar al atomului	74
3.3. Experimentul Franck-Hertz*	78
3.4. Modelul Bohr	80
3.4.1. Postulatele lui Bohr	81



3.4.2. Condiția de cuantificare	82
3.4.3. Cuantificarea razelor orbitelor electronilor	83
3.4.4. Cuantificarea energiei totale	84
3.4.5. Cuantificarea vitezelor	85
3.4.6. Cuantificarea frecvenței de rotație a electronului pe orbită	86
3.4.7. Nivele de energie în modelul atomic Bohr	86
3.4.8. Absorbția și emisia de radiație electromagnetică de către atom	87
3.4.9. Ionizarea atomului	88
3.4.10. Spectrele atomului de hidrogen	88
3.4.11. Verificarea modelului atomic Bohr	91
Probleme propuse	94
3.5. Atomul cu mai mulți electroni	97
3.5.1. Modelul păturilor electronice	97
3.5.2. Ocuparea stărilor energetice ale electronilor în atom. Periodicitatea proprietăților fizico-chimice	99
3.6. Radiațiile X	101
3.6.1. Natura radiațiilor X și clasificarea lor	101
3.6.2. Radiații X de frânare	101
3.6.3. Radiații X caracteristice	104
3.6.4. Proprietăți ale radiațiilor X. Aplicații	105
3.6.5. Aplicarea unor măsuri de protecție a mediului și a propriei persoane la utilizarea radiațiilor X	107
Probleme propuse	109
3.7. Efectul LASER	110
3.7.1. Mecanisme cuantice prin care se realizează amplificarea radiației	110
3.7.2. Laseri	112
3.7.3. Proprietățile radiației laser	113
3.7.4. Aplicații ale laserilor	116
3.7.5. Protecția față de radiația laser	118
Capitolul 4.* SEMICONDUCTOARE. APLICAȚII ÎN ELECTRONICĂ	
4.1. Conducția electrică în metale și semiconductori	124
4.2. Dioda semiconductoare. Redresarea curentului alternativ	126
4.3. Tranzistorul cu efect de câmp. Aplicații	131
4.4. Circuite integrate	133
Test de verificare	139
Capitolul 5. FIZICĂ NUCLEARĂ	
5.1. Proprietățile generale ale nucleului atomic	140
5.2. Stabilitatea nucleului	144
5.2.1. Modele nucleare	144
5.2.2. Energia de legătură a nucleului	146

5.2.3. Energia de legătură pe nucleoni. Stabilitatea nucleului	147
5.2.4. Reacții nucleare.....	151
Probleme propuse.....	156
5.3. Radioactivitatea. Legile dezintegrării radioactive.....	157
5.3.1. Definiții și proprietăți ale transformărilor radioactive	157
5.3.2. Tipuri de radiații nucleare	158
5.3.3. Legea dezintegrării radioactive.....	161
5.4. Interacțiunea radiației nucleare cu substanța.	
Detectia radiațiilor nucleare. Dozimetrie	164
5.4.1. Interacțiunea radiației nucleare cu substanța.....	164
5.4.2. Detectarea radiațiilor nucleare	165
5.4.3. Dozimetrie.....	167
5.4.4. Aplicațiile radioactivității.....	168
5.4.5. Aplicarea unor măsuri de protecție a mediului și a propriei persoane față de radiațiile nucleare	169
Probleme propuse.....	174
5.5 Fisiunea nucleară. Reactorul nuclear	175
5.5.1. Efectele fisiunii nucleare.....	176
5.5.2. Reacția de fisiune în lanț.....	177
5.5.3. Reactorul nuclear	179
5.5.4. Fisiune necontrolată. Arma nucleară.....	182
5.5.5. Estimarea posibilelor efecte ale accidentelor nucleare, respectiv ale utilizării armamentului nuclear de fisiune	183
5.5.6. Aprecierea critică a impactului utilizării tehnologiilor nucleare.....	186
5.6. Fuziunea nucleară.....	189
5.6.1. Energia eliberată prin reacția de fuziune nucleară	189
5.6.2. Descrierea evoluției stelelor din perspectiva energeticii nucleare	190
5.6.3. Evaluarea perspectivelor utilizării fuziunii nucleare ca sursă de energie a viitorului	194
5.6.4. Evaluarea posibilelor efecte ale utilizării armamentului nuclear de fuziune.....	196
5.7. Acceleratoare de particule*	198
5.7.1. Acceleratorul liniar rezonant.....	198
5.7.2. Acceleratoare circulare.....	201
5.8. Particule elementare*	207
5.8.1. Clasificarea particulelor elementare.....	208
5.8.2. Modelul quarcurilor	210
Răspunsuri la testele de autoevaluare.....	216
Anexe	217
Bibliografie.....	220

750 700 650 600 550 500

