

E.DOBRE

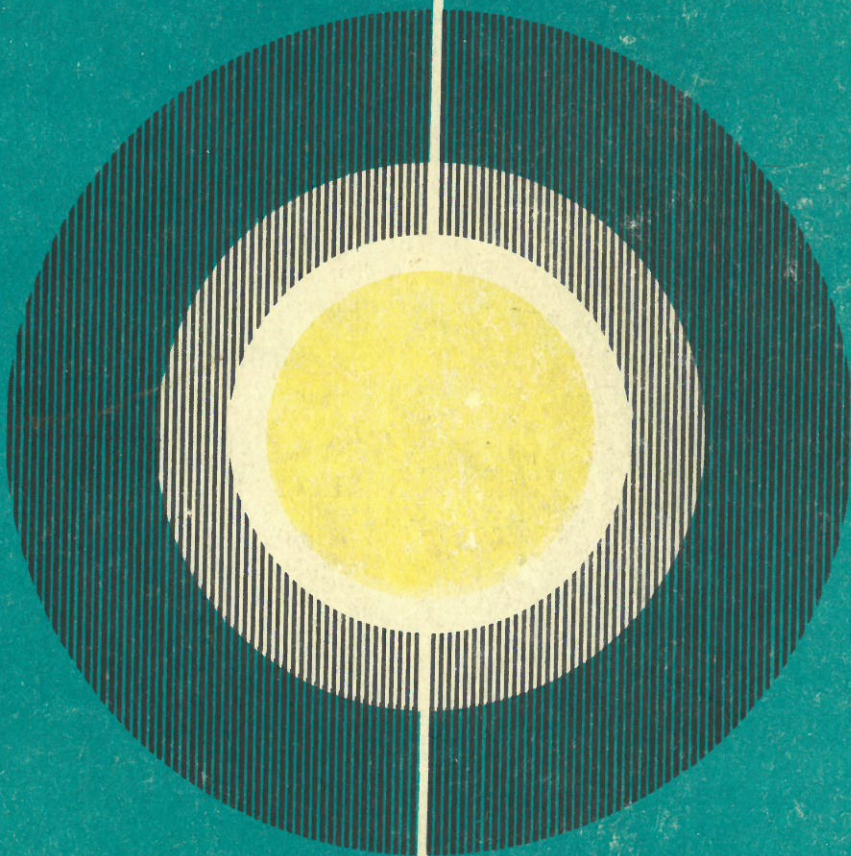
V.GRECU

M.RUSU

XI

FIZICĂ

Manual pentru clasa a XI-a



V_M = volum molar — pg. 11.

$\bar{\lambda}$ = măsura cîmbului difuz — pag. 16

n = număr molecule din unitatea de volum — p. 17

$\frac{N}{V} = n =$

N_A = numărul lui Avogadro ??

K_{mol} = kilomoli — 78

$\vec{E}$ = intensitate — 80

ϵ = constanta forței de frecare — 83

W_e = energie radiantă — 88 — marime în joule

Φ_e = flux energetic — 88 — marime în W

ν = frecvență — 89

A = constanta lui Ritzberg = pag. 129

$h\nu$ = cantitate de lumină — 138

α, β, γ : α = part. pozitivă din nucleu — pag. 162

β = particula negativă electron din înveliș elect.

γ = energie electromagnetică de înaltă frec. — originea tot din nucleu.

$M = \frac{M_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ — pag. 183

— pag. 205: de ce $c^2 = 931,47$?? — legătură cu pag. 183

Prof. E. Dobre

Conf. univ. dr. V. Grecu

Asist. univ. M. Rusu

FIZICĂ

Manual pentru clasa a XI-a

Manual experimental



EDITURA DIDACTICĂ ȘI PEDAGOGICĂ
BUCUREȘTI

1980

Manualul a fost elaborat după cum urmează:

E. Dobre: Cap. 1, 2, 3, 4, 5, 6 și 7.

M. Rusu: Cap. 8, 9, 10, 11, 12, 13 și 14.

V. Grecu: Cap. 15, 16, 17 și 18.

Referenți: Prof. univ. dr. G. Moisil
Conf. univ. dr. H. Gavriliă
Prof. M. Fronesco
Prof. V. Fălie

Redactor: Prof. G. Enescu
Tehnoredactor: Ana Țîmpău

TABLA DE MATERII

1. Molecula	7
1.1. Date privind structura discontinuă a substanței	7
1.2. Dimensiunile moleculei	9
1.3. Masa moleculară	10
1.4. Mișcarea moleculară	11
1.4.1. Difuziunea	11
1.4.2. Mișcarea browniană	12
2. Faza gazoasă a substanței	15
2.1. Experimentul lui Dunoyer. Drumul liber	15
2.2. Experimentul lui O. Stern	17
2.3. Distribuția vitezelor moleculare	19
2.4. Interacțiunea dintre molecule. Forțele moleculare	20
3. Teoria cinetico-moleculară aplicată la gaze	24
3.1. Modelul gazului ideal	24
3.2. Ecuația fundamentală a teoriei cinetico-moleculare	25
3.3. Legi dinamice, legi statistice	28
3.4. Ecuația de stare a gazului ideal	29
3.5. Energia internă a gazului ideal	32
3.6. Osmoza și viața (Extindere în alte domenii)	33
3.7. Transformările particulare ale gazului ideal	37
3.7.1. Transformarea izotermă	37
3.7.2. Transformarea izobară	40
3.7.3. Transformarea izocoră	41
3.7.4. Transformarea adiabatică	43
3.8. Transformarea generală a gazului ideal	43
3.9. Pompe pentru vid înaintat (Extindere în tehnologie)	44
4. Faza lichidă a substanței (Extindere în fizică)	54
4.1. Stratul superficial	54
4.2. Tensiunea superficială	55
4.3. Interacțiuni moleculare la contactul lichid-solid	56
4.4. Flotația (Extindere în tehnologie)	58
5. Sisteme bifazice în echilibru	61
5.1. Sistemul bifazic gaz-lichid în echilibru	61
5.1.1. Vaporizarea (Extindere în fizică)	61
5.1.2. Camera cu ceață (Extindere în tehnologie)	64
5.1.3. Lichefierea gazelor (Extindere în tehnologie)	65
5.2. Sistemul bifazic solid-lichid în echilibru (Extindere în fizică)	67

6. Faza solidă a substanței (Extindere în fizică)	70
6.1. Elemente de studiu al fazei solide a substanței	70
6.2. Starea amorfă	73
7. Sistem trifazic în echilibru (Extindere în fizică)	75
8. Electronul	78
8.1. Fenomene care au condus la descoperirea electronului	78
8.2. Măsurarea directă a sarcinii elementare	82
8.3. Electronul — constituent universal al substanței	85
9. Emisia radiației electromagnetice de către atomi	88
9.1. Fotometrie energetică (Extindere în fizică)	88
9.2. Radiația termică	89
9.2.1. Corpul negru (Extindere în fizică)	89
9.2.2. Surse de lumină cu incandescență (Extindere în tehnologie)	91
9.2.3. Surse de radiații infraroșii (Extindere în fizică)	92
9.3. Luminescența	93
9.3.1. Tipuri și clasificare	93
9.3.2. Conversia radiației. Tuburi fluorescente (Extindere în tehnologie)	94
9.3.3. Emisia de lumină a atomilor. Serii spectrale	95
10. Nivele de energie în atom	99
10.1. Experimentul lui Franck și Hertz	99
10.2. Constanta lui Planck	102
11. Cercetarea structurii atomului	106
11.1. Sondarea structurii atomului cu particule	106
11.2. Modelul planetar	109
11.3. Dificultățile modelului planetar	110
11.4. Analiza spectrală calitativă (Extindere în tehnologie)	113
11.5. Postulatele lui Bohr	114
11.6. Nivelele de energie ale atomului de hidrogen	116
11.7. Tranziții spontane și tranziții stimulate. Radiația X caracteristică	118
11.8. Laserul și aplicațiile lui. (Extindere în tehnologie)	123
11.9. Dificultățile modelului lui Bohr	128
12. Interacția radiației electromagnetice cu substanța	133
12.1. Procese primare (Extindere în fizică)	133
12.2. Culoarea corpurilor (Extindere în fizică)	134
12.3. Efecte ale interacției radiației cu substanța	135
12.3.1. Efecte termice	135
12.3.2. Efecte fotochimice	138
12.4. Percepția radiației în lumea vie (Extindere în alte domenii)	140
12.4.1. Fotosensibilitatea	140
12.4.2. Ochiul	141
12.5. Terapia cu radiații electromagnetice	144
13. Analiza radiației (Extindere în alte domenii)	146
14. Unitatea materială a universului (Extindere în alte domenii)	149
15. Elemente de radioactivitate	151
15.1. Observarea emisiei radioactive	151
15.2. Caracterul corpuscular al radiației radioactive	153

15.3. Detectarea radiațiilor nucleare	155
15.4. Natura radiațiilor radioactive	159
15.5. Transformări radioactive	161
15.6. Izotopi radioactivi	163
15.7. Legea dezintegrării radioactive	164
15.8. Timpul de înjumătățire	166
15.9. Interacțiunea radiațiilor nucleare cu substanța (Extindere în fizică)	167
16. Structura nucleului atomic	173
16.1. Protonul	173
16.2. Determinarea maselor atomice	174
16.3. Izotopi stabili	176
16.4. Neutronul	178
16.5. Structura protono-neutronică a nucleului	180
16.6. Energia de legătură a nucleelor (Extindere în fizică)	181
16.7. Stabilitatea nucleară (Extindere în fizică)	183
17. Reacții nucleare	188
17.1. Introducere	188
17.2. Legi de conservare în reacțiile nucleare	188
17.3. Acceleratoare de particule (Extindere în tehnologie)	192
17.4. Radioactivitatea indusă	196
17.5. Tipuri de reacții nucleare	198
17.6. Reactori și centrale nucleare electrice (Extindere în tehnologie)	200
18. Aplicații ale izotopilor radioactivi	208
18.1. Noțiuni de dozimetrie și protecție contra radiațiilor (Extindere în tehnologie)	208
18.2. Efectul biologic al radiațiilor nucleare (Extindere în tehnologie)	209
18.3. Aplicații ale izotopilor radioactivi în tehnică și industrie	211

1 MOLECULA

1.1. DATE PRIVIND STRUCTURA DISCONTINUĂ A SUBSTANȚEI

Deși problema continuității sau discontinuității substanței¹ a fost pusă de filozofii antichității încă din sec. al XII-lea î.e.n., ea a fost rezolvată abia în sec. XIX.

Inițiatorul atomismului științific este John Dalton (1766—1844), care în anul 1803 enunță legea proporțiilor multiple:

„Cind două *elemente* pot forma împreună *mai mulți compuși*, cantitățile dintr-un element care se combină cu una și aceeași cantitate din celălalt element se află într-un raport de numere întregi și mici.“

Exemplu: O cantitate de azot de masă M se poate combina cu diferite cantități de oxigen de mase m_i rezultând de fiecare dată cite un alt compus:

Tabelul 1.1

Nr. ord.	Compusul	Azot	Oxigen
		$M(g)$	$m_i(g)$
1	protoxid de azot N_2O	1	0,57
2	oxid de azot NO	1	1,14
3	anhidridă azotoasă N_2O_3	1	1,71
4	bioxid de azot $2(NO_2)$	1	2,28
5	anhidridă azotică N_2O_5	1	2,85

Dalton a făcut deci observația că rapoartele de combinare se exprimă prin numere întregi și mici enunțind în felul acesta legea care-i poartă numele.

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{1}{2}; \quad \frac{m_1}{m_3} = \frac{1}{3}; \quad \frac{m_1}{m_4} = \frac{1}{4}; \quad \frac{m_1}{m_5} = \frac{1}{5}. \quad (1.1)$$

¹ Problematika se pune și în cazul general al materiei (substanță și câmp).

Altfel spus, raportul de combinare al celor două elemente nu variază în mod continuu ci numai în salturi, discontinuu.

Din (1.1) rezultă că:

$$\begin{aligned} m_2 &= 2m_1 \\ m_3 &= 3m_1 \\ m_4 &= 4m_1 \\ m_5 &= 5m_1, \end{aligned}$$

cu alte cuvinte, cantitățile dintr-un element care se combină cu una și aceeași cantitate din celălalt element sînt multipli întregi ai celei mai mici cantități.

Concluzia care se impune este că materia este discontinuă, alcătuită din particule foarte mici (atomi), discontinuitatea raportului de combinare reflectînd tocmai existența chimică a atomilor.

Doi ani mai tîrziu (1805), Gay-Lussac enunță legea volumelor:

„Volumele a două gaze care se combină (luate în aceleași condiții de presiune și temperatură) se află, atît între ele cît și față de volumul gazului rezultat în rapoarte de numere întregi mici.”

Exemplu

$$1 \text{ vol. azot} + 1 \text{ vol. oxigen} = 2 \text{ vol. NO.}$$

Încercările de a explica legea volumelor cu ajutorul teoriei atomice a lui Dalton au eșuat, deoarece un „atom” de azot trebuia să se combine cu un

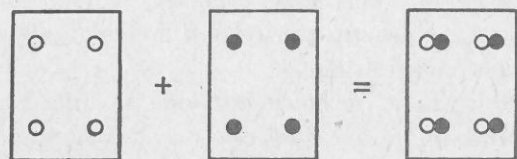


Fig. 1.1. Formarea NO după legea lui Dalton

„atom” de oxigen rezultînd un „atom” de oxid de azot, deci în final numai un volum de NO (fig. 1.1) și nu două cît prevedea legea Gay-Lussac (fig. 1.2).

Confuzia creată a fost îndepărtată abia în 1811 de către

Avogadro. El afirmă că „volume egale de gaze diferite aflate în aceleași condiții fizice au același număr de molecule.” Așadar el presupune că ultimul termen al diviziunii mecanice nu este chiar atomul ci o particulă mai mare, molecula. La elemente atomii care constituie molecula sînt identici, iar la substanțele compuse ei sînt diferiți.

Revenind la exemplul de mai sus, ținînd seama de faptul că moleculele gazelor discutate sînt biatomice, existența celor două volume de NO prezise de Gay-Lussac nu mai poate fi pusă la îndoială.

Dezvoltarea ulterioară a fizicii a confirmat ipoteza structurii discontinue a materiei, dovedind că aceasta reflectă realitatea fizică.

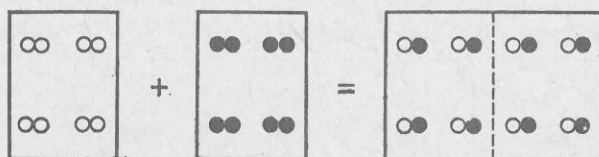


Fig. 1.2. Formarea NO după legea lui Gay-Lussac

1.2. DIMENSIUNILE MOLECULEI

Cît de mare este molecula?

Experiment

Se introduce apă într-un vas larg cu diametrul de 20—40 cm. Se presară pulbere de lycopodiu într-un strat foarte subțire și se picură apoi pe suprafața apei o picătură dintr-o soluție a unui acid gras superior în neofalină.

Acizii grași superiori sînt formați din catene de hidrocarburi, care se termină la o extremitate cu gruparea —COOH puternic polară. Catenele se orientează perpendicular pe suprafața apei, de care ancorează gruparea polară; în acest fel se formează un film monomolecular ca în figura 1.3, a cărui grosime este aproximativ lungimea catenei. Dacă se folosesc acizi grași cu mulți atomi de carbon în catenă (10—20), după evaporarea practic imediată a neofalinei rămîne o pată circulară de un anumit diametru. Se măsoară acest diametru cu rigla. Se repetă măsurătorile pentru 2, 3, 4, 5 picături de soluție.

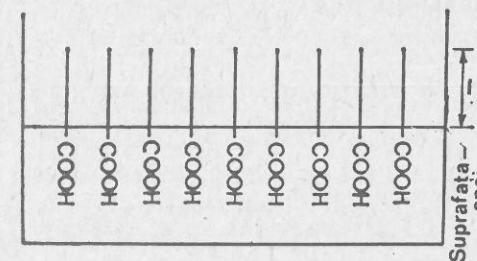


Fig. 1.3. Strat de molecule orientate

Pornind de la echivalența volumului unei sfere (picătura) cu volumul unui cilindru (pata de acid gras), se calculează de fiecare dată grosimea petei de acid gras (v. tabelul 1.2).

Tabelul 1.2

Nr. de picături	Volumul soluției picurate, V_i (cm ³)	Volumul de acid gras picurat v_i (cm ³)	Diametrul petei de acid gras d_i (cm)	Suprafața petei S_i (cm ²)	Grosimea petei h_i (cm)	Lungimea catenei, l (m)
1	$\frac{1}{50}$	$\frac{1}{50\,000}$	15	180	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$11 \cdot 10^{-10}$
2	$\frac{2}{50}$	$\frac{2}{50\,000}$	22	380	$1,05 \cdot 10^{-7}$	$10,5 \cdot 10^{-10}$
3	$\frac{3}{50}$	$\frac{3}{50\,000}$	28	615	$0,8 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-10}$

Deoarece substanța organică se poate întinde liber pe suprafața apei, grosimea constantă a petei confirmă ipoteza că de fiecare dată s-a așezat într-un strat monomolecular. Așadar, grosimea acestui strat monomolecular poate da informații asupra ordinului de mărime a dimensiunilor moleculelor.

1.3. MASA MOLECULARĂ

Deoarece pentru stabilirea masei unei molecule nu se poate folosi nici un procedeu de cântărire directă, în principiu, masa moleculară a oricărei substanțe gazoase poate fi determinată experimental pe baza legii lui Avogadro.

Fie $\mathcal{M}$ și $\mathcal{M}'$ două mase de gaze diferite luate în aceleași condiții de presiune și temperatură.

Aceste mase se pot exprima fie în funcție de volumele respective și densitățile lor

$$\mathcal{M} = V \cdot \rho; \mathcal{M}' = V' \cdot \rho',$$

fie în funcție de numărul de molecule din volumele considerate și de masele moleculelor

$$\mathcal{M} = N \cdot m; \mathcal{M}' = N' \cdot m'.$$

$$\text{Făcînd raportul } \frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}'} \text{ se obține: } \frac{N \cdot m}{N' \cdot m'} = \frac{V \cdot \rho}{V' \cdot \rho'}.$$

Dar, ținînd cont de legea lui Avogadro (dacă $V = V'$ atunci $N = N'$), rezultă

$$\frac{m}{m'} = \frac{\rho}{\rho'}. \quad (1.2)$$

Densitatea relativă a unui gaz fiind $D = \frac{\rho}{\rho_{\text{aer}}}$, formula (1.2) se mai poate scrie: $\frac{m}{m'} = \frac{D}{D'}$ sau

$$m = \frac{D}{D'} \cdot m'. \quad (1.3)$$

Experimental se determină numai D și D' ; pentru a-l determina pe m , trebuie să se atribuie lui m' o valoare arbitrară.

În 1961 a fost definită ca unitate a 12-a parte din masa atomică a izotopului $^{12}_6\text{C}$. Această unitate se notează cu u se numește unitate atomică de masă și este aproximativ:

$$1u = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}.$$

Se poate scrie atunci:

$$m = \frac{D}{D'} u. \quad (1.4)$$

Expresia $\frac{m(\text{kg})}{u(\text{kg})} = M$ (1.5) se numește masa moleculară relativă a unei substanțe.

Kilomolul este cantitatea de substanță a cărei masă (numită masă molară) exprimată în kg este numeric egală cu masa moleculară relativă.

Numărul de molecule dintr-un kilomol de substanță se numește numărul lui Avogadro:

$$N_A = 6,023 \cdot 10^{26} \frac{\text{molecule}}{\text{kmol}}.$$

Exprimînd:

$$N_A = \frac{M}{m} = \frac{M}{M \cdot u} = \frac{1}{u},$$

se observă că numărul lui Avogadro este același, indiferent de natura substanței.

Volumul ocupat de 1 kmol de substanță se numește volum molar și se notează cu V_M .

Volumul molar al gazelor în condiții normale de temperatură și presiune este $V_M = 22,414 \frac{\text{m}^3}{\text{kmol}}$.

1.4. MIȘCAREA MOLECULARĂ

1.4.1. DIFUZIUNEA

Experimente

1. Se iau două pahare de sticlă A și B , paharul A plin cu bioxid de azot (NO_2) de culoare brun roșcată, iar paharul B plin cu aer. Se acoperă paharul A cu o foaie de hîrtie și se așază deasupra lui paharul B cu gura în jos. Se menține sistemul la temperatură constantă. Se trage ușor foaia de hîrtie care separă gazele din cele două pahare (fig. 1.4). După un anumit timp se constată că nu se mai poate sesiza diferența de culoare a gazelor din cele două pahare.

2. Într-un vas cu apă se introduce o pilnie lungă, a cărei extremitate ajunge pe fundul vasului. Prin pilnie se toarnă o soluție apoasă de CuSO_4 , care, avînd densitatea mai mare decît a apei, rămîne pe fundul vasului, în timp ce apa se ridică ușor, observîndu-se clar suprafața de separație dintre stratul incolor de apă și cel albastru al soluției de CuSO_4 (fig. 1.5). După cîteva ore, suprafața de separație dintre lichide dispăre, iar culoarea se uniformizează în vas.

3. Se mențin în contact strîns direct două metale (de exemplu, Cu și Ag), ale căror suprafețe au fost inițial plane și foarte bine șlefuite. După cîteva luni de zile se constată că cele două metale s-au sudat.

Din experimentele prezentate se constată că moleculele substanțelor aduse în contact s-au amestecat fără intervenția experimentatorului, la gaze mai repede, la lichide mai lent, iar la solide și mai lent.

Prin difuziune în gaze, lichide sau solide se înțelege fenomenul de răspîndire a moleculelor unei substanțe printre moleculele altei substanțe aflate în contact cu prima, fără intervenția unui agent extern.

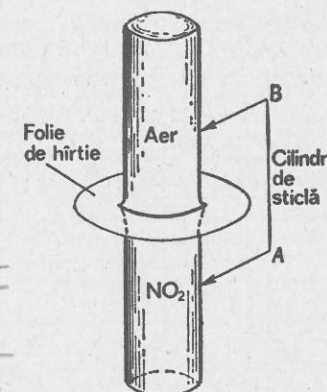


Fig. 1.4. Difuziunea în gaze

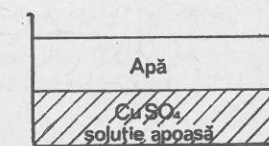


Fig. 1.5. Difuziunea la lichide

Fenomenul de difuziune poate fi explicat dacă se presupune că moleculele care alcătuiesc substanțele se mișcă, iar mișcările lor sînt dezordonate.

Dacă se repetă experimentele la o temperatură mai ridicată, se constată că fenomenul de difuziune se petrece mai rapid.

Fenomenul de difuziune urmărit conduce la concluzia că moleculele se mișcă, iar această mișcare este dezordonată și dependentă de temperatură.

1.4.2. MIȘCAREA BROWNIANĂ

În anul 1827 botanistul englez Robert Brown a urmărit la microscop o suspensie de polen în apă și a constatat că particulele de polen se găsesc în mișcare neîncetată, dezordonată și dependentă de temperatură.

Fenomenul de agitație a particulelor foarte mici aflate în suspensie în fluide se numește *mișcare browniană*, iar particulele aflate în suspensie se numesc *particule browniene*.

Particulele de polen au dimensiuni cuprinse în intervalul 1 ... 200 nm, deci sînt de cîteva sute de ori mai mari decît moleculele de lichid; deoarece particulele se găsesc în suspensie (adică nu sînt supuse nici unei legături), ele pot să se miște liber.

O anumită particulă de polen este reperată după intervale egale de timp în diferite puncte ale câmpului microscopic (1, 2, 3 ș.a.m.d.), direcția de mișcare fiind diferită de la o poziție reperată la alta (fig. 1.6). Schimbarea bruscă a direcției de mișcare a particulei conduce la ideea existenței unei interacțiuni

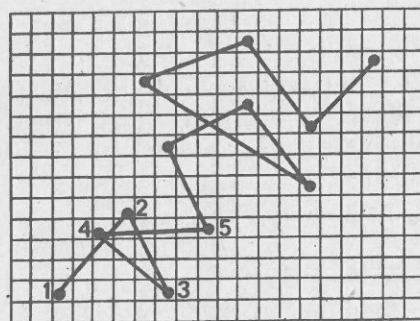


Fig. 1.6. Mișcarea browniană

între particula de polen și moleculele lichidului, de durată foarte scurtă (ciocnire). Este evident că o particulă de polen va fi ciocnită de foarte multe molecule de lichid din toate direcțiile, iar particula se va mișca pe direcția și în sensul impulsului rezultat, fiind astfel antrenată într-o mișcare cu totul asemănătoare mișcării moleculelor lichidului. Mărind temperatura se constată o intensificare a agitației particulelor. Concluziile pot fi transferate moleculelor; în

acest sens: a) mișcarea moleculelor este spontană și neîncetată; b) între molecule se manifestă interacțiuni care fac ca mișcarea să fie dezordonată; c) mișcarea moleculelor este influențată de temperatură.

Mișcarea moleculelor cu caracteristicile enunțate mai sus se numește *agitație termică*.

Exerciții și probleme

- Pe talerele unei balanțe sînt puse vase identice închise ermetic conținînd: unul aer uscat, celălalt aer umed. Temperatura și presiunea sînt aceleași în ambele vase. Încotro se înclină balanța? Altfel spus, care este mai greu, aerul uscat sau aerul umed (în aceleași condiții de presiune și temperatură)?

R: aerul uscat.

— deoarece vaporii de apă care e mai ușor ca N₂ ??

- Să se calculeze numărul de kilomoli conținuți:

- într-un kilogram de apă;
- într-un corp avînd $n = 6,625 \cdot 10^{24}$ molecule;
- într-un volum $V = 1 \text{ m}^3$ de apă.

R: a) 0,055 kmol
b) 0,011 kmol
c) 55,5 kmol.

- Să se calculeze masa m_0 în kg, a unei molecule de azot și a unei molecule de apă.

R: $4,64 \cdot 10^{-26} \text{ kg (N}_2\text{)}$;
 $3 \cdot 10^{-26} \text{ kg (H}_2\text{O)}$.

- Să se calculeze:

- densitatea oxigenului în condiții normale de presiune și temperatură.
- densitatea relativă a metanului față de aer și față de hidrogen.

R: a) 1,43 kg/m³; b) 0,55; 8.

- Fie m_i masele și M_i masele molare ale gazelor componente ($i = 1, 2, 3$) dintr-un amestec; m — masa totală și M — masa molară aparentă (medie) a amestecului. Să se demonstreze relația:

$$\frac{m}{M} = \sum_i \frac{m_i}{M_i} \text{ (aditivitatea numărului de moli la amestecuri).}$$

- Masa molară medie (aparentă) a unui amestec de azot și oxigen este $M = 30 \text{ kg/kmol}$. Știind că în amestec sînt $m_1 = 7 \text{ g}$ de azot, să se afle masa de oxigen din amestec.

R: 8 g.

- Să se calculeze masa molară medie (aparentă) a unui amestec de gaze, știind masele molare ale gazelor componente și compoziția procentuală:

- în volume (v_i);
- în greutate (G_i).

Aplicație în ultimul caz, la aer:

$$\begin{aligned}g_1 &= 76\% \text{ N}_2 \\g_2 &= 23\% \text{ O}_2 \\g_3 &= 1\% \text{ Ar}\end{aligned}$$

R: 29 kg/kmol.

8. 17 picături dintr-o soluție de trioleină, benzină de concentrație 0,1%, ocupă 1 cm³. Lăsând să cadă o picătură din această soluție pe suprafața apei dintr-un vas presărată cu lycopodiu se formează un cerc cu diametrul de 31 cm. Cunoscându-se densitatea trioleinei $\rho = 0,90 \text{ g/cm}^3$ și masa ei molară $M = 282 \text{ kg/kmol}$, determinați:

- grosimea stratului de ulei;
- volumul unei molecule de ulei (presupusă de formă cubică);
- numărul lui Avogadro.

R: $7,7 \cdot 10^{-10} \text{ m}$; $474 \cdot 10^{-30} \text{ m}^3$; $6,6 \cdot 10^{26} \text{ kmol}^{-1}$.

2 FAZA GAZOASĂ A SUBSTANȚEI

2.1. EXPERIMENTUL LUI DUNOYER. DRUMUL LIBER

În anul 1911, M.L. Dunoyer a obținut pentru prima dată un așa numit fascicul molecular.

O instalație pentru obținerea fasciculelor moleculare sau atomice cuprinde (fig. 2.1):

- camera generatoare A , care conține un încălzitor I ce produce vapori de Na prin vaporizare;
- camera intermediară B ;
- camera de observație C prevăzută cu un perete detector D .

Instalația este cuplată la un sistem de pompe care asigură menținerea unor presiuni scăzute în incinte (v. § 3.9. E).

Camera sursă A trebuie să fie realizată dintr-un material rezistent la temperatură și care nu interacționează cu vaporii de Na. Fanta emițătoare trebuie să fie cuprinsă în regiunea încălzită pentru a nu fi astupată prin condensarea vaporilor de Na.

Moleculele (atomii) de Na se mișcă în permanență în toate direcțiile posibile. Cele care au vitezele orientate altfel decât direcția fanțelor F și F_2 vor lovi pereții și se vor condensa pe ei, cele care au vitezele orientate pe direcția FF_2 vor trece mai departe în camera de observație spre detector. Pentru a asigura condensarea, camera intermediară (sau chiar întregul vas) se înfășoară într-o manta prin care circulă un agent de răcire. Se formează astfel un fascicul molecular ale cărui dimensiuni transversale sînt determinate de dimensiunile fanțelor prin care a trecut.

Dunoyer a ales fantele circulare și a observat pe peretele detector o depunere de sodiu care prezintă două regiuni de grosimi diferite asemănătoare

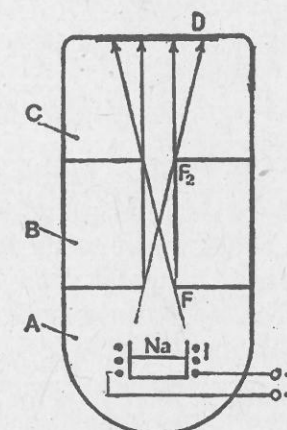


Fig. 2.1. Experimentul lui Dunoyer



Fig. 2.2. Depunerea metalică pe perețele detector

umbrei și penumbrei (fig. 2.2). A mai observat pe pereții compartimentului din mijloc o depunere foarte fină.

A pus în calea fasciculului obiecte opace din diferite substanțe și de diferite forme și a observat că din stratul depus lipsea o regiune de aceeași formă cu a obiectului expus.

Apoi a mărit treptat presiunea în tub și a observat că imaginea circulară a devenit tot mai slab conturată, depunerea realizându-se pe toți pereții tubului.

Zonele de umbră și penumbră de pe perețele detector dovedesc deplasarea rectilinie a atomilor, iar depunerea fină de pe pereții compartimentului B se explică prin faptul că au existat atomi între fantele F și F_2 care și-au modificat direcția vitezei, probabil prin ciocnirea cu moleculele de gaz care au mai rămas în tub (presiunea în tub era de 10^{-3} Torr, iar lungimea tubului = 20 cm). Odată cu mărirea presiunii a crescut numărul moleculelor de gaz din tub, deci depunerea pe toți pereții tubului se explică prin modificarea direcției vitezei atomilor de sodiu din fascicul în urma ciocnirilor din ce în ce mai dese cu moleculele de gaz, din ce în ce mai multe din tub.

În concluzie, experimentul lui Dunoyer dovedește că: a) deplasarea moleculelor (atomilor) între două ciocniri consecutive este rectilinie; b) odată cu creșterea presiunii gazului din tub se micșorează distanța dintre două ciocniri consecutive.

Se numește *drum liber* spațiul parcurs de o moleculă între două ciocniri consecutive.

Deoarece ciocnirile moleculelor au un caracter întâmplător acest spațiu diferă de la o ciocnire la alta. Se poate calcula însă *drumul liber mediu* prin raportul dintre suma tuturor drumurilor libere străbătute de o moleculă într-un timp dat și numărul drumurilor libere corespunzătoare, deci drumul liber mediu reprezintă media drumurilor libere ale unei molecule. Se notează cu $\bar{\lambda}$.

Dependența drumului liber de presiune poate fi exprimată printr-o relație matematică simplă modelind ciocnirea a două molecule prin aceea a două sfere rigide de rază r . Mai presupunem că toate moleculele gazului sînt imobile afară de una singură care se mișcă față de celelalte cu viteza medie $\bar{v}$. Să urmărim molecula în timp ce se deplasează pe o distanță s (fig. 2.3). Pot avea loc ciocniri între molecula considerată și alte molecule imobile

numai dacă centrele moleculelor imobile se găsesc în interiorul cilindrului de înălțime s care ar avea ca bază un disc imaginar de rază $2r$, centrat pe moleculă și orientat perpendicular pe direcția vitezei $\bar{v}$. Volumul acestui cilindru imaginar descris de discul imaginar atașat moleculei M în timp ce aceasta străbate

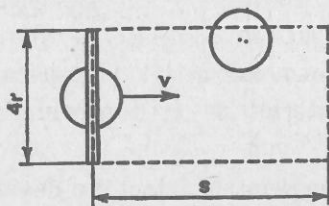


Fig. 2.3. Secțiune eficace

un spațiu s egal cu drumul liber mediu: $s = \bar{\lambda}$ este egal cu: $V = \sigma \cdot \bar{\lambda}$, unde $\sigma = \pi(2r)^2$ reprezintă aria discului imaginar. σ se numește *secțiune eficace de împrăștiere* pentru ciocnirile moleculă-moleculă și are semnificația dimensiunii efective a unei ținte într-o ciocnire. Mărimea este folosită și în fizica nucleară sau în probleme de împrăștiere a luminii.

Cîte molecule *imobile* se vor găsi în volumul cilindrului considerat? Dacă notăm cu n = numărul moleculelor din unitatea de volum = $\frac{N}{V}$ (2.1) înseamnă că numărul total de molecule N va fi $N = n \cdot V = n \cdot \sigma \cdot \bar{\lambda}$.

Deoarece se consideră că molecula M se deplasează pe o distanță egală cu lungimea drumului liber mediu, ea va ciocni în timpul deplasării pe această distanță în medie o moleculă. Deci, considerînd N egal cu 1, rezultă că $\sigma \cdot \bar{\lambda} \cdot n = 1$ deci

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{n \cdot \sigma} = \frac{1}{4\pi r^2 \cdot n}. \quad (2.2)$$

Expresia (2.2) nu este corectă, datorită aproximațiilor grosiere făcute în alegerea modelului. Ținînd seama că toate moleculele sînt în realitate mobile, se poate stabili o relație mai corectă pentru drumul liber mediu:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2} n \sigma}.$$

Așadar drumul liber mediu crește cu cît: a) n este mai mic (deci cu cît presiunea gazului în recipient este mai mică); b) raza moleculei este mai mică.

2.2. EXPERIMENTUL LUI O. STERN

În 1920 Otto Stern efectuează primul experiment în care încearcă să determine vitezele moleculelor.

Descrierea dispozitivului lui Stern

Aparatul constă dintr-un vas cilindric C_1 pe axa căruia este fixat un fir de platină acoperit cu un strat subțire din substanța de studiat, de exemplu argint. Concentric cu cilindrul C_1 se află un cilindru C_2 , subțire care are practică în perete o fantă punctuală F cu dimensiuni de ordinul zecimilor de milimetru. În incintă se face vid, așa încît să fie îndeplinită condiția de formare a fasciculului: drumul liber mediu să fie mai mare decît razele cilindrilor. Întreg sistemul poate fi rotit cu ajutorul unui motor ME prevăzut cu un măsurător de turații (fig. 2.4).

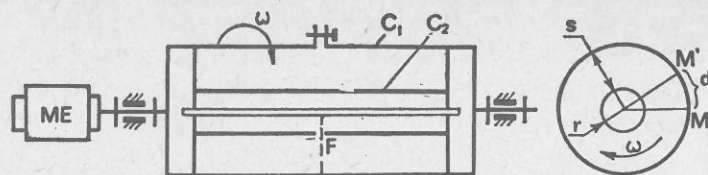


Fig. 2.4. Experimentul lui Stern

După realizarea vidului necesar, filamentul este încălzit pînă la incandescență cu ajutorul curentului electric. Argintul se vaporizează și formează în interiorul cilindrului C_2 un gaz atomic. Atomii care vor ajunge la fantă vor trece mai departe și se vor depune pe peretele cilindrului exterior în M , formînd o depunere fină, metalică, de aceeași formă cu fanta.

Dacă sistemul se rotește cu viteza unghiulară ω constantă, același fascicul nu va mai cădea în M (rămas în urmă) deoarece în timp ce fasciculul a străbătut distanța dintre cilindri cu viteza sa medie, cilindrul exterior s-a rotit cu arcul d . Fasciculul deci rămîne în urmă față de vas și formează în M' o depunere mai extinsă decît în primul caz.

Se reia experiența și la alte temperaturi.

Faptul că depunerea din M' nu mai este punctiformă ne sugerează ideea că atomii din fascicul nu se deplasează toți cu aceeași viteză. Dacă măsurăm grosimea stratului metalic depus pe peretele interior al cilindrului C_2 prin metode optice (bazate pe dependența transparenței lui de grosime) și repre-

zentăm grafic această grosime h funcție de distanța MM' obținem un grafic de forma arătată în figura 2.5.

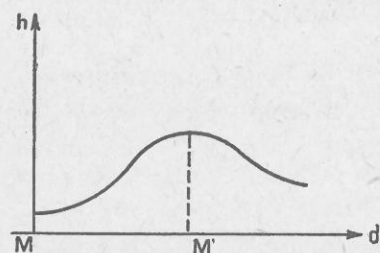


Fig. 2.5. Grosimea filmului depus pe peretele detector

Este evident că grosimea stratului de argint depinde de numărul de atomi de argint care s-au depus. În oricare punct al cilindrului se depun atomii care s-au deplasat cu aceeași viteză, deci grosimea diferită a stratului sugerează existența unor viteze diferite de deplasare ale atomilor.

Se constată că cei mai mulți atomi

se depun în jurul punctului M' (fig. 2.5), ei avînd viteza v_p numită viteza cea mai probabilă a atomilor din fascicul. Această viteză se poate determina în ipoteza că mișcarea atomilor între cei doi cilindri este uniformă, pe baza unor măsurători experimentale. Astfel, scriind că

$$s = v_p \cdot t; \quad (2.3)$$

$$d = \omega(s + r)t, \quad (2.4)$$

rezultă prin eliminarea timpului între relațiile de mai sus:

$$\frac{s}{v_p} = \frac{d}{\omega(s + r)},$$

adică:

$$v_p = \frac{s}{d} \omega(s + r).$$

Dacă $r \ll s$, se poate neglija r și se obține:

$$v_p = \frac{\omega s^2}{d}. \quad (2.5)$$

Determinînd experimental pe d în cazul unor valori ω și s impuse la începutul experimentului, se poate calcula cu relația (2.5) viteza v_p (tabelul 2.1).

Tabelul 2.1

T(K)	$\omega(s^{-1})$	s(cm)	d(cm)	$v_p(m/s)$
1437	$2\pi \cdot 30$	10	0,34	554

Repetînd experimentul la diferite temperaturi și calculînd pentru fiecare temperatură viteza v_p Stern a exprimat dependența vitezei de temperatură sub forma

$$v_p \sim \sqrt{T}. \quad (2.6)$$

2.3. DISTRIBUȚIA VITEZELOR MOLECULARE

În anul 1860, James Clerk Maxwell a stabilit pe baza unor considerente teoretice expresia funcției care dă distribuția vitezelor între moleculele unui gaz:

$$f(v) = \frac{1}{N} \frac{\Delta n}{\Delta v},$$

în care: N este numărul total de molecule (atomi); Δn — numărul de molecule (atomi) care au viteza cuprinsă în intervalul Δv ; v — viteza moleculelor (atomilor).

Reprezentarea grafică a acestei funcții este dată în figura 2.6.

Această distribuție caracterizează gazul aflat la o anumită temperatură și se păstrează atîta timp cît se menține echilibrul termic al gazului.

Se poate calcula din grafic numărul relativ de molecule (atomi) $\Delta n/N$ cu viteza cuprinsă într-un anumit interval $(v, v + \Delta v)$, determinînd aria suprafeței hașurate din figura 2.6.

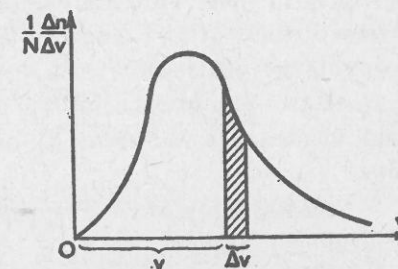


Fig. 2.6. Distribuția vitezelor moleculelor unui gaz

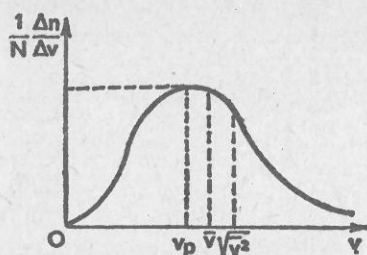


Fig. 2.7. Viteze caracteristice unui sistem de particule

Nu se va putea ști niciodată care sînt moleculele cu viteza cuprinsă în acest interval, dar — la echilibru termic — se știe precis că numărul de molecule care au o astfel de viteză este, în medie, constant.

Această funcție prezintă un maxim corespunzător unei anumite viteze, numită viteza cea mai probabilă v_p a moleculelor gazului la o temperatură dată (v. § 2.2).

Un sistem de molecule se poate caracteriza, de asemenea, prin valoarea medie $\bar{v}$ a vitezelor moleculelor sale, sau prin viteza pătratică medie $\sqrt{v^2}$ (vezi relația 3.10, § 3.3) relația de ordine dintre ele fiind sugerată pe graficul din figura 2.7.

În sfîrșit, în figura 2.8 sînt prezentate trei distribuții de viteze înregistrate la diferite temperaturi $T_1 < T_2 < T_3$. Se observă că odată cu creșterea temperaturii, maximum curbei se deplasează spre valori din ce în ce mai mari ale vitezei.

2.4. INTERACȚIUNEA DINTRE MOLECULE. FORȚE MOLECULARE

Analizînd comportarea la solicitări a unei epruvete metalice, se observă că: a) dacă epruveta este comprimată în limitele elasticității, ea revine la forma inițială atunci cînd încetează solicitarea; b) dacă nu este solicitată, epruveta își păstrează forma (nu se comprimă și nu se alungește singură); c) dacă este alungită în limitele elasticității, epruveta revine la forma inițială cînd încetează solicitarea; d) dacă este alungită foarte mult, epruveta se rupe.

Această comportare a epruvetei reflectă de fapt interacțiunile la scară moleculară. Astfel:

a) Prin comprimarea în limitele elasticității, particulele din care este alcătuit corpul se apropie. La încetarea solicitării, între particule se manifestă forțe de respingere care readuc corpul la forma inițială.

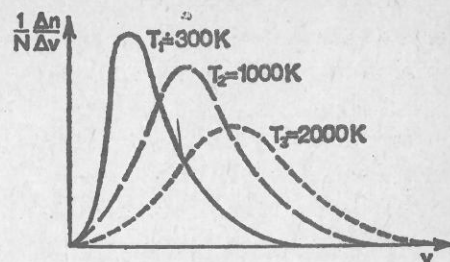


Fig. 2.8. Dependența de temperatură a distribuției vitezelor pentru același sistem de particule

b) Dacă particulele se găsesc la o anumită distanță, între ele se manifestă forțe de atracție și respingere a căror rezultantă este nulă (dovadă că epruveta nu se alungește și nu se comprimă singură).

c) Prin alungirea în limitele elasticității, particulele se îndepărtează puțin, iar la încetarea solicitării ele se apropie din nou, ca și cum ar fi supuse unor forțe de atracție.

d) Îndepărtînd mult particulele (prin ruperea materialului), între moleculele celor două bucăți nu se mai exercită interacțiuni.

În concluzie, între două molecule se exercită interacțiuni atractive și repulsive, care depind de distanța dintre molecule. Deoarece problema stabilirii dependenței acestor forțe de distanță poate fi rezolvată numai în cadrul mecanicii cuantice (ținînd seama de interacțiunile foarte complexe ale tuturor electronilor și nucleelor dintr-o moleculă cu aceleași particule din moleculele învecinate), în cele ce urmează se va prezenta această dependență numai prin graficul din figura 2.9. Se consideră o moleculă O fixă și o altă moleculă O' mobilă, care se deplasează pe direcția centrelor lor. Se adoptă următoarea convenție de semn: forțele de atracție se consideră negative, deoarece determină deplasarea moleculei presupusă mobilă în sensul negativ al axei Ox . Analog, forțele de respingere se consideră pozitive.

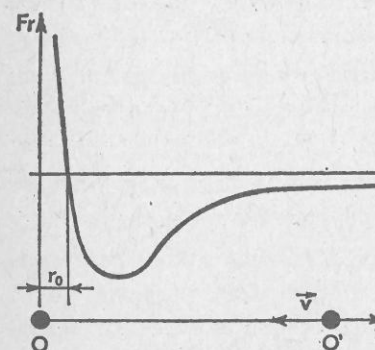


Fig. 2.9. Graficul interacțiunii dintre două molecule

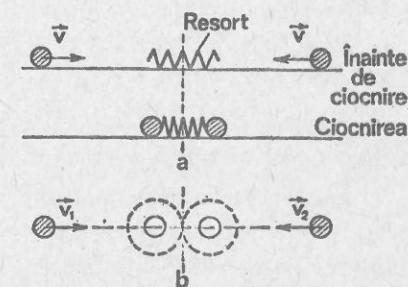


Fig. 2.10. Modelarea ciocnirii dintre două molecule

Se observă din grafic că, pentru $r \rightarrow \infty$, forța rezultantă tinde către zero. Pe măsură ce distanța dintre molecule scade, încep să predomine interacțiunile atractive. La o distanță $r = r_0$, forța rezultantă este zero, deoarece interacțiunile repulsive compensează total interacțiunile atractive. La distanța $r < r_0$ predomină forțele repulsive, care nu permit apropierea moleculelor decît pînă la distanța minimă d .

Pe baza celor afirmate mai sus, se poate spune că distanța r_0 reprezintă distanța de echilibru dintre molecule.

Pentru a înțelege semnificația distanței d , se poate modela ciocnirea a două molecule cu ciocnirea a două sfere rigide de un resort elastic de lungime l_0 (fig. 2.10).

Se alege acest model deoarece resortul, în urma unei comprimări, acționează asupra corpurilor cu care vine în contact prin forțe repulsive. Presupunem că lungimea resortului în stare necomprimată este l_0 . Imprimăm bilelor o viteză v . În ipoteza că această viteză nu se modifică pînă la ciocnirea cu resortul (putem face experimentul pe pernă de aer dacă avem posibilitatea) în urma ciocnirii bilelor cu resortul, acesta va fi comprimat pînă cînd forțele elastice repulsive vor echilibra forțele cu care bilele au acționat asupra lui prin ciocnire. În acest moment rezultanta forțelor este zero iar resortul va avea o lungime $l_1 < l_0$. Această stare nu durează deoarece forțele elastice repulsive îndepărtează bilele, cu aceeași viteză cu care s-au apropiat.

Dacă viteza cu care sînt lansate bilele spre resort este mai mare ca v , se observă că resortul va fi comprimat și mai mult, lungimea lui fiind la data aceasta $l_2 < l_1 < l_0$. Oricît de mari ar fi însă vitezele bilelor, lungimea resortului comprimat nu se va reduce niciodată la zero. Studiind în continuare ciocnirea a două molecule care se deplasează pe direcția centrelor lor sau pe orice alte direcții se constată că odată cu apropierea moleculelor încep să se manifeste întîi forțele de atracție care accelerează moleculele crescîndu-le ușor viteza. Datorită inerției ele depășesc starea care ar fi corespuns echilibrului ($F_{\text{rezultant}} = 0$) și se apropie în continuare. Acum încep să se manifeste forțele de respingere frînîndu-le mișcarea și oprindu-le cînd distanța dintre centrele lor a ajuns la o valoare d .

Așa cum se micșora lungimea resortului ciocnit de bile pe măsură ce creștea viteza bilelor, tot așa distanța dintre centrele moleculelor se micșorează pe măsură ce crește viteza moleculelor.

Așadar, d este distanța minimă la care se pot apropia două molecule care se ciocnesc, distanță care depinde de viteza de deplasare a moleculelor.

Din desen se vede că această distanță d poate fi considerată ca reprezentînd diametrul unor sfere mai mari, concentrice cu moleculele, sfere care devin tangente în procesul de ciocnire. Această observație permite să se modeleze ciocnirea a două molecule prin ciocnirea a două sfere rigide de diametru d .

Exerciții și probleme

1. Într-un vas cu volumul de 1 l se găsesc 1,15 g azot. Știind că raza moleculei de azot este de ordinul 10^{-10} m, calculați lungimea drumului liber mediu al moleculelor de azot în aceste condiții.

R: $2 \cdot 10^{-7}$ m.

2. Calculați drumul liber mediu al moleculelor de hidrogen în condiții normale ($t = 0^\circ\text{C}$ și $p = 1$ atm) știind că diametrul moleculei de hidrogen este de aproximativ $2,74 \cdot 10^{-10}$ m, iar numărul lui Loschmidt (n) este $2,7 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$. Cîte ciocniri suferă o moleculă pe o distanță de 1 cm?

R: $1,1 \cdot 10^{-7}$ m; $0,9 \cdot 10^5$ ciocniri.

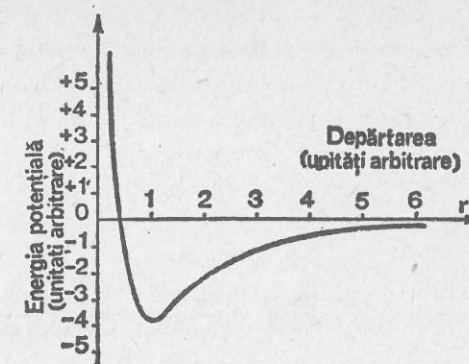


Fig. 2.11. Pentru problema 3

3. În figura 2.11 este reprezentată energia potențială a unui sistem de două particule ca o funcție de distanța r dintre ele; o particulă este în repaus, iar cealaltă este liberă să se miște de-a lungul unei drepte care le unește.

a) Particula liberă este în repaus și a rămas în repaus citva timp. Care este în aceste condiții valoarea posibilă a distanței dintre cele două particule?

b) Ce se va întîmpla cu particula dacă este lăsată liberă din repaus la $r = 3$?

R: a) $r = 1$; b) particulele se vor apropia.

3 TEORIA CINETICO-MOLECULARĂ APLICATĂ LA GAZE

3.1. MODELUL GAZULUI IDEAL

Studiul gazelor în funcție de structura lor moleculară se face pe baza unui model. Pornind de la proprietățile generale ale substanței, se stabilesc în continuare proprietățile unui asemenea model numit *gaz ideal*.

1. Gazul este alcătuit din molecule. Presupunem că acestea sînt identice, avînd deci fiecare aceeași masă m .

2. Numărul moleculelor unui gaz este foarte mare: un singur cm^3 conține $2,7 \cdot 10^{19}$ molecule în condiții normale de presiune și temperatură. Presupunem că regăsim această valoare în orice parte a incintei, în orice moment.

3. Dimensiunile moleculelor simple sînt de ordinul $2,5 \cdot 10^{-10}$ m, iar distanțele dintre ele (drumul liber mediu) depinzînd de presiune, variază între 70 m la o presiune de $10^{-4} \frac{\text{N}}{\text{m}^2}$ și $2 \cdot 10^{-7}$ m la presiune normală. Se observă că la presiuni scăzute dimensiunile moleculelor pot fi neglijate față de distanța dintre ele, deci putem presupune că moleculele gazului sînt punctiforme.

4. Moleculele gazului se mișcă dezordonat, întimplător și neîncetat.

5. Vitezele moleculelor unui gaz aflat în echilibru termic au valori care reflectă o distribuție Maxwell.

6. Urmărind interacțiunea dintre molecule se constată că începînd de la o distanță de aproximativ 10^{-9} m (echivalentă cu patru diametre moleculare) forțele de atracție scad foarte mult. Deci, chiar la distanțe de 10^{-7} m între molecule (corespunzătoare presiunii normale) interacțiunile sînt neglijabile. Se presupune atunci că mișcarea moleculelor este *uniformă*.

7. În timpul mișcării lor dezordonate moleculele se ciocnesc. Singurul interval de timp în care între molecule se exercită interacțiuni considerabile (forțe de repulsie) este cel care corespunde duratei unei ciocniri: $\approx 10^{-12}$ s.

8. Între două ciocniri consecutive traiectoria moleculelor este *rectilinie*.

9. Moleculele se pot ciocni fie între ele, fie cu pereții incintei. La valori mai mari ale drumului liber mediu cel puțin comparabile cu dimensiunile incintei — numărul ciocnirilor în unitatea de timp dintre moleculele gazului

este mult mai mic decît numărul de ciocniri în unitatea de timp dintre moleculele gazului și pereții incintei. În aceste condiții proprietățile gazului sînt determinate numai de ultimul fel de ciocniri al căror rezultat este *presiunea* exercitată de gaz asupra pereților incintei.

3.2. ECUAȚIA FUNDAMENTALĂ A TEORIEI CINETICO-MOLECULARE

Se consideră un gaz ideal închis într-o incintă, sistem alcătuit din foarte multe particule, căruia îi urmărim proprietățile colective sau macroscopice măsurabile.

Totalitatea acestor proprietăți măsurabile (mărimi fizice) definesc *starea* sistemului la un moment dat. Pentru a putea deosebi două stări ale aceluiași sistem este nevoie de un grup de asemenea mărimi fizice care se numesc *parametrii de stare* (de exemplu: presiunea p , volumul V , temperatura T , numărul de moli).

Un sistem se găsește în *stare de echilibru termic* dacă parametrii macroscopici de stare se păstrează constanți în timp. În cele ce urmează se exprimă unul din acești parametri de stare macroscopici, presiunea, în funcție de mărimile microscopice care caracterizează moleculele (fig. 3.1).

Se consideră incinta amintită de forma unui cub ale cărui laturi, de lungime l , sînt paralele cu axele unui sistem de coordonate $XOYZ$ (fig. 3.2). În această incintă de volum V se găsesc N molecule, deci în unitatea de volum vor fi $n = \frac{N}{V}$ (2.1) molecule. Presupunem

că o moleculă M se îndreaptă spre perete cu viteza $\vec{v}_1$ orientată arbitrar. În urma ciocnirii elastice cu peretele, ea se reflectă pe perete îndepărtîndu-se cu viteza $\vec{v}_1'$.

Dacă se urmăresc componentele vitezelor înainte și după ciocnire se observă că în urma interacțiunii cu peretele se modifică numai componenta normală la perete ($\vec{v}_{1x}$), celelalte, paralele cu el ($\vec{v}_{1y}$, $\vec{v}_{1z}$) rămînd neschimbate.

Gazul fiind în echilibru termic, iar numărul moleculelor lui foarte mare, se poate presupune că vitezele moleculelor sînt uniform distribuite în toate direcțiile din spațiu, cu alte cuvinte *distribuția moleculelor după viteze este izotropă*. (În caz contrar moleculele ar avea o mișcare preferențială într-o anumită direcție, ceea ce ar face să existe un curent de gaz în acea direcție;

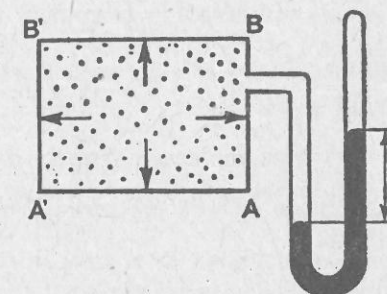


Fig. 3.1. Măsurarea presiunii

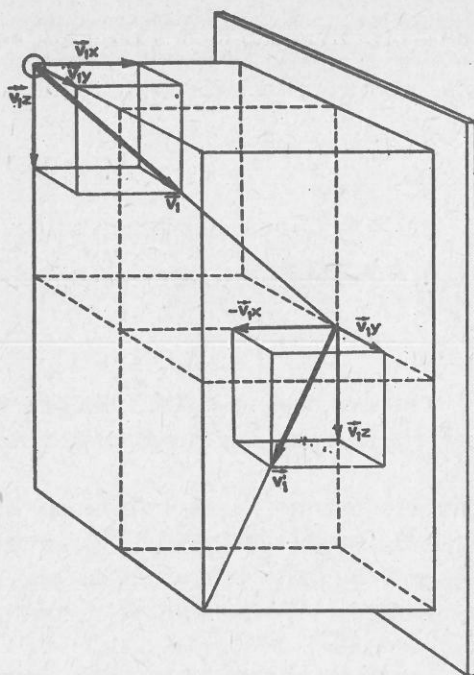


Fig. 3.2. Ciocnirea oblică a unei molecule cu peretele incintei din figura 3.1.

bile mișcării moleculelor sînt: — principiile mecanicii: legile de conservare ale impulsului și energiei în cazul ciocnirilor.

Se urmărește la început în acest recipient o singură moleculă care se mișcă cu viteza $\vec{v}_1$ paralelă cu axa Ox și care se ciocnește cu peretele $ABCD$ presupus rigid și imobil.

Viteza moleculei înainte de ciocnirea cu peretele era $\vec{v}_1$ deci impulsul ei inițial $m\vec{v}_1$. După ciocnirea frontală cu peretele molecula se îndepărtează de perete cu viteza $-\vec{v}_1$ deci impulsul ei final este $-m\vec{v}_1$. Variația impulsului moleculei este $\Delta\vec{H} = \vec{H}_{\text{final}} - \vec{H}_{\text{inițial}} = -m\vec{v}_1 - (m\vec{v}_1) = -2m\vec{v}_1$. (3.1)

Variația impulsului peretelui va fi egală și de semn contrar, deci $2m\vec{v}_1$. Știm că o ciocnire se repetă după ce molecula parcurge spațiul $2l$ (dus-întors) cu viteza v_1 , deci după $\Delta t = \frac{2l}{v_1}$ secunde. În acest caz, într-o secundă se vor produce $z = \frac{v_1}{2l}$ ciocniri, deci

în realitate însă într-un gaz aflat în stare de echilibru termic nu apar niciodată curenți pe anumite direcții.) Această presupunere bazată și pe observația anterioară permite să nu se considere ciocnirile oblice ale moleculelor cu pereții, admitînd că, în medie, efectul tuturor ciocnirilor asupra peretelui este același cu al unor ciocniri frontale (viteza moleculelor perpendiculară pe pereți) în ipoteza că $\frac{1}{3}$ din moleculele din interiorul recipientului s-ar mișca pe direcția Ox , $\frac{1}{3}$ pe direcția Oy și $\frac{1}{3}$ pe direcția Oz (ipoteza lui Joule).

Să urmărim deci ciocnirile moleculelor, care au viteza paralelă cu axa Ox , cu peretele $ABCD$ (fig. 3.3), ținînd seama că legile fizice aplicabile

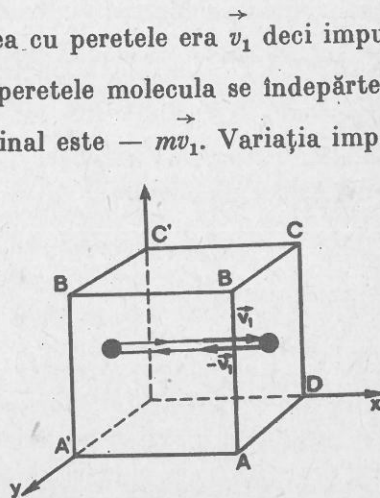


Fig. 3.3. Ciocnirea frontală a unei molecule cu peretele incintei

variația de impuls $2m\vec{v}_1$ se va repeta de $\frac{v_1}{2l}$ ori. Evident, forța exercitată de moleculă asupra peretelui va fi:

$$F_1 = \frac{\Delta H_1}{\Delta t} = \Delta H_1 \cdot z = 2mv_1 \cdot \frac{v_1}{2l} = \frac{mv_1^2}{l}. \quad (3.2)$$

O altă moleculă din incintă care se mișcă cu viteza v_2 va acționa asupra peretelui cu o forță: $F_2 = \frac{mv_2^2}{l}$ (3.3). Forța rezultantă asupra peretelui din partea celor N molecule din incintă este:

$$F = F_1 + F_2 + \dots + F_N = \frac{m}{l} (v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2). \quad (3.4)$$

Presiunea totală exercitată asupra peretelui va fi:

$$p = \frac{F}{S} = \frac{F}{l^2} = \frac{m}{V} (v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2). \quad (3.5)$$

Dar, nu toate cele N molecule lovesc pereții orientați perpendicular pe axa Ox ci, așa cum rezultă din izotropia distribuției vitezelor moleculare, doar $\frac{1}{3}$ din numărul lor total. Așadar, numărul ciocnirilor reducîndu-se la $\frac{N}{3}$ (în medie) înseamnă că și presiunea se reduce de trei ori, conducînd pentru fiecare față a incintei la aceeași valoare p^1 dată de relația:

$$p = \frac{1}{3} \frac{m}{l^3} (v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2) \text{ sau, deoarece } l^3 = V \text{ (volumul cubului),}$$

$$p = \frac{1}{3} \cdot \frac{m}{V} (v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2). \quad (3.6)$$

Pentru a înțelege semnificația expresiei:

$$v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2 \quad (3.7)$$

din relația (3.6), să considerăm pe de-o parte gazul ideal cu cele N molecule identice de masă m și viteze $v_1, v_2, \dots, v_N$, iar pe de altă parte să presupunem că am avea un alt model de gaz ideal care ar fi format tot din N molecule de masă m dar care s-ar mișca toate cu aceeași viteză v . Cît ar trebui să fie viteza v a moleculelor acestui nou model pentru ca acesta să fie echivalent cu gazul studiat pînă acum?

Această viteză se poate calcula ținînd seama de faptul că echivalența sistemelor se traduce prin echivalența stărilor lor. Cum mărimea fizică de stare capabilă să exprime această echivalență este energia, se poate spune — ținînd seama de ipoteza 6, § 3.1 — că energia totală a gazului ideal:

¹ Ipoteza izotropiei distribuției vitezelor moleculare este justificată experimental de faptul că pe orice față a incintei am fixa manometrul din figura 3.1 acesta indică aceeași presiune p .

$E'_{tot} = \frac{mv_1^2}{2} + \frac{mv_2^2}{2} + \dots + \frac{mv_N^2}{2}$ (3.8) trebuie să fie egală cu energia totală a noului model de gaz:

$$E'_{tot} = N \frac{mv^2}{2} \quad (3.9). \text{ Deci, } \frac{m}{2} (v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2) = N \frac{mv^2}{2}.$$

Din această relație rezultă că viteza pe care ar trebui s-o aibă moleculele gazului model ar fi:

$$\sqrt{\frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2}{N}}.$$

Se observă că această relație exprimă de fapt o medie a patratelor vitezei gazului ideal: ea se numește *viteză pătratică medie* și se notează

$$\sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2}{N}}. \quad (3.10)$$

Revenind la relația 3.6, se obține în urma înlocuirilor:

$$p = \frac{1}{3} \cdot \frac{N}{V} m \overline{v^2} \quad (3.11)$$

sau

$$p = \frac{1}{3} n \cdot m \overline{v^2} \quad (3.12)$$

Relația (3.12) exprimă dependența presiunii gazului ideal (mărime macroscopică) de mărimi ce caracterizează gazul la scară moleculară: n , m , v^2 , adică tocmai ceea ce doream să obținem: ecuația fundamentală a teoriei cinetice a gazelor.

3.3. LEGI DINAMICE, LEGI STATISTICE

Legea reprezintă un raport esențial, necesar, general repetabil și relativ stabil între sisteme sau procese diferite, între laturile interne sau între stările succesive ale aceluiași sistem sau proces; ea exprimă tendința generală de evoluție a fenomenelor.

În fizica studiată pînă acum am întilnit legi care prin ecuațiile lor matematice ne-au permis determinarea completă a stării sistemului pe baza cunoașterii datelor inițiale despre sistem, de exemplu: $F = m \cdot a$; $e = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$.

Asemenea legi se numesc *dinamice*.

Relația (3.12) (care caracterizează comportarea sistemului alcătuit din foarte multe particule ce se mișcă pur și simplu la întimplare) exprimă ceea ce este comun în fenomenele individuale, exprimă o *lege* ascunsă sub aparența întimplării și a dezordinii. Numim sistemul studiat *sistem statistic*, iar legea care-i descrie comportarea *lege statistică*.

Între cele două categorii de legi există și asemănări și deosebiri.

Asemănările constau în faptul că amîndouă categoriile de legi exprimă legături cu caracter general, necesar și esențial; și unele și altele sînt legi obiective; amîndouă categoriile țin cont de acțiunea factorilor întimplători asupra evoluției sistemului studiat.

Deosebirea calitativă dintre cele două categorii de legi provine din rolul jucat de factorii întimplători asupra evoluției sistemului. În cazul fenomenelor guvernate de legi dinamice factorii întimplători se manifestă ca neînsemnate abateri, iar acțiunea lor nu poate influența determinarea univocă a rezultatului procesului fizic. În cazul fenomenelor guvernate de legi statistice acțiunea factorilor întimplători are o pondere mult mai mare, rezultatul procesului putînd fi estimat doar pentru sistemul statistic în ansamblu, previziuni referitoare la comportamentul individual al particulelor care alcătuiesc sistemul nefiind posibile.

Legile statistice și dinamice alternează și se fundamentează reciproc pe măsură ce pătrundem cu studiul mai adînc în interiorul materiei. De exemplu, la baza legii statistice a teoriei cinetice moleculare a gazelor stau legile dinamice ale mișcării newtoniene a moleculelor, în timp ce mișcarea din interiorul moleculei sau atomului este guvernată de legile statistice ale mecanicii cuantice. În realitate orice legitate fizică reprezintă o unitate dialectică de laturi dinamice și statistice.

3.4. ECUAȚIA DE STARE A GAZULUI IDEAL

Starea unui sistem fizic este definită cu ajutorul parametrilor săi de stare, legați printr-o relație de forma

$$f(p, V, v, T) = 0,$$

numită *ecuație de stare*.

Ecuația de stare a gazului ideal se poate stabili pornind de la relațiile care exprimă legătura dintre parametrii microscopici care intervin în relația (3.12) și parametrii macroscopici:

$$n = \frac{N}{V}; \quad (2.1)$$

$$N = \nu N_A; \quad (3.13)$$

$$\overline{v^2} = C \cdot T. \quad (3.14)$$

Ultima relație rezultă pe baza următoarelor observații: În § 2.2 s-a arătat că O. Stern a stabilit dependența vitezei celei mai probabile v_p de temperatură T prin relația (2.6). Deoarece viteza cea mai probabilă v_p și viteza pătratică medie $\sqrt{\overline{v^2}}$ nu diferă prea mult (așa cum se constată din fig. 2.7, § 2.3), se poate afirma pe baza relației (2.6) că $\overline{v^2}$ depinde direct proporțional de temperatură printr-o constantă de proporționalitate C .

Dacă se înlocuiesc expresiile (2.1), (3.13) și (3.14) în relația (3.12), se obține:

$$p = \frac{\nu}{V} \left(\frac{N_A}{3} mC \right) T = \frac{\nu}{V} RT,$$

relație în care intervine o nouă constantă R . Așadar, relația

$$pV = \nu RT \quad (3.15)$$

exprimă legătura dintre parametrii macroscopici care caracterizează starea gazului; ea se numește ecuația de stare a gazului ideal.

Prin calcul rezultă din 3.15 aplicată la condiții normale:

$$R = \frac{p_0 V_0}{\nu T_0} = \frac{1,013 \cdot 10^5 \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \cdot 22,41 \frac{\text{m}^3}{\text{kmol}}}{1 \text{ kmol} \cdot 273,15 \text{ K}} \approx 8310 \frac{\text{J}}{\text{kmol K}}.$$

Verificarea acestei relații se poate face prin compararea valorilor teoretice și experimentale ale constantei R .

Pentru determinarea experimentală a lui R , se lucrează cu o incintă cu volum variabil (în care poate fi introdusă sau scoasă orice cantitate din orice gaz) și care asigură posibilitatea măsurării presiunii, volumului, temperaturii și a masei m_0 a gazului (pentru a se putea calcula numărul de moli: $\nu = \frac{m_0}{M}$). Se alege presiunea ca variabilă independentă, se măsoară la diferite presiuni parametrii de stare corespunzători și se reprezintă grafic funcția

$$f(p) = \frac{pV}{\nu T}$$

pentru un anumit gaz la diferite temperaturi. Se obțin curbele din figura 3.4.

Analizând rezultatele experimentale, se constată că, dacă se extrapolează pentru $p = 0$ curbele (1), (2), (3) trasate pentru un gaz la diferite temperaturi, acestea intersectează axa ordonatei în același punct: mai mult, punctul de

intersecție este același pentru toate gazele. Pe de altă parte, valoarea ordonatei lui coincide cu valoarea teoretică a lui R . În concluzie, ordonata punctului de intersecție reprezintă constanta căutată R , aceeași pentru toate gazele.

Deoarece R nu depinde decît de sistemul de unități ales, ea este o constantă universală a gazelor.

Din grafic mai rezultă că la gazele reale pe care se face experimentul expresia $pV/\nu T$ are va-

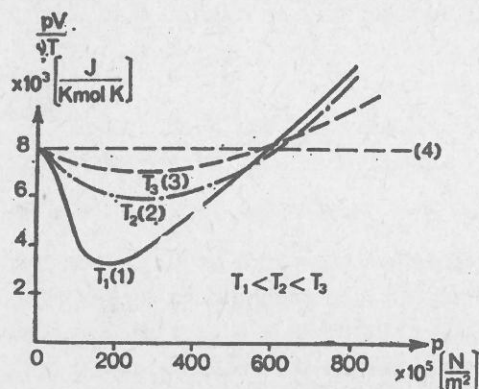


Fig. 3.4. Verificarea experimentală a ecuației de stare

loarea $R = 8310 \text{ J/kmol K}$ doar la presiuni mici și temperaturi mari, la presiuni mari și temperaturi scăzute obținându-se valori $pV/\nu T \neq R$.

Aceste observații conduc la concluzia că ecuația de stare $pV = \nu RT$ este o lege limită care se poate aplica gazelor reale numai dacă acestea se găsesc în condițiile de presiune și temperatură care le asigură o comportare asemănătoare cu aceea a gazului ideal (presiuni mai mici de 100 atm și temperaturi mai mari decît temperatura critică, v. § 5.1.3).

O altă modalitate de a verifica ecuația fundamentală a teoriei cinetico-moleculare este legată de determinarea vitezelor moleculelor de gaz. În experimentul efectuat, Stern a obținut pentru viteza cea mai probabilă a moleculelor din fasciculul molecular valoarea de 554 m/s (v. § 2.2). Teoretic, viteza cea mai probabilă se poate determina pornind de la ecuația fundamentală a teoriei cinetico-moleculare (3.12). Scrisă pentru 1 kmol de substanță, această ecuație capătă forma:

$$p = \frac{1}{3} \frac{N_A}{V_m} m \bar{v}^2.$$

Înlocuind în această expresie relațiile:

$$N_A m = M; \quad p V_m = RT,$$

se obține:

$$RT = \frac{1}{3} M \bar{v}^2,$$

sau

$$\sqrt{\bar{v}^2} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}. \quad (3.16)$$

Deoarece temperatura filamentului a fost în experimentul lui Stern de 1 437 K, iar masa molară a argintului este 108 kg/kmol, rezultă:

$$\sqrt{\bar{v}^2} = \sqrt{\frac{3 \cdot 8310 \cdot 1437}{108}} = 580 \text{ m/s}.$$

Deoarece există relația $\sqrt{\bar{v}^2} > v_p$ (v. fig. 2.7), se poate aprecia că experimentul confirmă satisfăcător teoria.

Așa cum s-a arătat, parametrii de stare ai gazului ideal sînt legați între ei prin ecuația de stare $pV = \nu RT$. Această ecuație stabilește o relație între trei variabile, definind astfel o suprafață de stare a gazului ideal într-un sistem de coordonate spațial pe axele căruia sînt reprezentate presiunea, volumul și temperatura. O asemenea suprafață de stare presiune-volum-temperatură a gazului ideal este reprezentată în figura 3.5.

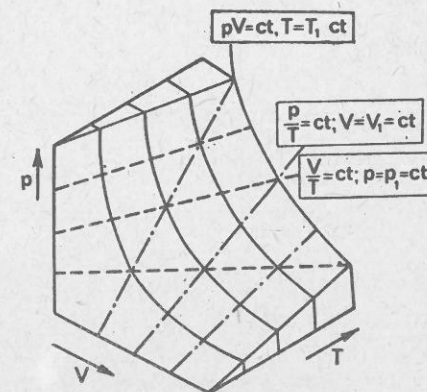


Fig. 3.5. Suprafața de stare a gazului ideal

3.5. ENERGIA INTERNĂ A GAZULUI IDEAL

Dacă relația (3.12) se scrie sub forma

$$p = \frac{2}{3} \frac{N}{V} \frac{m\bar{v}^2}{2}, \quad (3.17)$$

expresia

$$\frac{m\bar{v}^2}{2} = \bar{E}_c \quad (3.18)$$

reprezintă energia cinetică medie a unei molecule de gaz. Înlocuind (3.18) în (3.17), se obține:

$$pV = \frac{2}{3} N\bar{E}_c. \quad (3.19)$$

Produsul $N\bar{E}_c$ reprezintă energia cinetică medie a tuturor moleculelor gazului.

Deoarece moleculele gazului ideal nu interacționează (ipoteza 6, § 3.1), nu se poate vorbi de energia potențială a moleculelor; așadar, energia cinetică a tuturor moleculelor gazului reprezintă energia totală a sistemului.

Energia totală a unui sistem fizic exprimată față de un sistem de referință plasat în centrul de masă al sistemului respectiv se numește energie internă și se notează cu U .

Conform definiției:

$$U = N\bar{E}_c. \quad (3.20)$$

Înlocuind expresia (3.20) în (3.19), se obține pentru energia internă relația:

$$U = \frac{3}{2} pV. \quad (3.21)$$

Dacă în această expresie se înlocuiește produsul pV din ecuația de stare a gazului perfect, rezultă dependența energiei interne de temperatură:

$$U = \frac{3}{2} \nu RT. \quad (3.22)$$

Mai mult, dacă se exprimă și numărul de moli în funcție de numărul total de molecule ale gazului și numărul lui Avogadro, $\nu = N/N_A$, se obține:

$$U = \frac{3}{2} \frac{N}{N_A} RT = \nu \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T. \quad (3.23)$$

Comparând relațiile (3.20) și (3.23), se ajunge la concluzia că $\bar{E}_c = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T$. Cum R și N_A sînt amîndouă constante universale, putem să înlocuim raportul lor cu o altă constantă, $k = \frac{R}{N_A} = 1,3805 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$,

numită constanta lui Boltzmann, de asemenea o constantă universală. Deci, pentru energia cinetică medie se obține expresia:

$$\bar{E}_c = \frac{3}{2} kT, \quad (3.24)$$

iar pentru presiunea gazului ideal relația:

$$p = \frac{2}{3} n\bar{E}_c = \frac{2}{3} n \frac{3}{2} kT = knT. \quad (3.25)$$

Această ultimă relație scoate mai mult în evidență că presiunea gazului depinde de numărul moleculelor din unitatea de volum și de starea de agitație termică a gazului, stare caracterizată de temperatura lui absolută.

EXTINDERE ÎN ALTE DOMENII

3.6. OSMOZA ȘI VIAȚA

În § 1.4.1 s-a studiat fenomenul de difuzie a două substanțe puse în contact direct una cu alta. S-a observat însă că acest fenomen se poate produce și dacă între cele două substanțe există pereți de separare care nu sînt cu totul impermeabili, pereți care se numesc „membrane”.

Un caz deosebit îl prezintă difuziunea soluțiilor lichide.

Prin soluție lichidă se înțelege un sistem omogen lichid constituit din cel puțin două substanțe pure: dizolvantul și substanța dizolvată.

Pentru a înțelege fenomenul de osmoză să urmărim o experiență foarte simplă efectuată de fizicianul francez J.A. Nollet (1700—1770), prin care acesta a descoperit (întîmplător) fenomenul de osmoză.

Se umple un borcan de sticlă cu alcool, se astupă bine cu o bășică de bou bine întinsă și foarte bine legată și apoi se scufundă într-un vas cu apă. După cîteva ore, se observă că o parte din alcool a ieșit, iar membrana este deformată spre exterior.

Deoarece membrana este deformată spre exterior, înseamnă că presiunea din interiorul borcanului este mai mare decît cea din vas. Cum poate fi mai mare din moment ce din borcan a ieșit alcool? Singura explicație constă în a admite că apa din vas a pătruns prin membrană în borcan în cantitate mai mare decît alcoolul care a ieșit.

Verificăm raționamentul punînd apa în borcan și scufundînd borcanul într-un vas cu alcool. Sensul invers de deformare al membranei indică o micșorare a presiunii în borcan. Aceasta înseamnă că prin membrană a ieșit apă, mai multă decît alcoolul care a intrat.

Fenomenul de trecere preferențială și cu viteză mai mare a dizolvantului către soluție se numește *osmoză*. Consecința acestui fenomen este că apare o presiune numită *presiune osmotică* orientată spre dizolvant.

Membrana folosită de Nollet era permeabilă atât pentru dizolvant cât și pentru soluție, de aceea în studiul fenomenului de osmoză se preferă membranele semipermeabile care nu permit trecerea soluției ci numai a dizolvantului.

În urma unor studii amănunțite s-au stabilit experimental următoarele concluzii:

a) la temperaturi și concentrații molare¹ egale, presiunile osmotice sînt aceleași la toate soluțiile, indiferent de natura lor;

b) la temperatură constantă, presiunea osmotică este direct proporțională cu concentrația molară a soluției;

c) la concentrație constantă, presiunea osmotică variază direct proporțional cu temperatura absolută la care se face determinarea;

d) presiunea osmotică este aceea pe care ar dezvolta-o substanța dizolvată dacă, adusă în stare gazoasă, ar fi comprimată pînă la volumul ocupat de soluție.

Aceste concluzii i-au permis fizicianului olandez J.H. Van't Hoff (1852—1911) să aplice presiunii osmotice ecuația de stare a gazului ideal:

$$p_0 \cdot V = \nu RT$$

în care ν reprezintă numărul de moli de substanță dizolvată.

Legea lui Van't Hoff este valabilă numai pentru presiuni osmotice mici.

Dacă exprimăm volumul din această ecuație în funcție de concentrația soluției $C = \frac{m}{V}$, în care M este masa molară a substanței dizolvate, pentru un mol de substanță dizolvată se obține:

$$p_0 = R \cdot T \cdot \frac{C}{M}$$

Această relație sugerează o metodă de determinare a masei moleculare a unei substanțe dizolvate prin măsurători de presiune osmotică.

Pe de altă parte, relația de mai sus permite să se tragă concluzia că dacă două soluții dezvoltă presiuni osmotice diferite, soluția cu concentrația molară mai mare „fură” din dizolvantul celeilalte. O vom numi

¹ Prin concentrație molară înțelegem numărul de moli din substanța dizolvată cuprinși într-un litru de soluție.

pe prima *hipertonică* iar pe a doua *hipotonică* față de prima. Dacă presiunile osmotice sînt egale, cele două soluții sînt *izotonice*.

Cel mai interesant fenomen de osmoză îl întîlnim la membranele biologice.

Membranele biologice au în primul rînd rolul de a echilibra presiunea osmotică a mediului intern al celulei cu cea a mediului extern. De exemplu, dacă o celulă vie se introduce în apă distilată se constată că imediat celula se umflă. Explicația acestei comportări este simplă: citoplasma celulei are o anumită concentrație de substanțe dizolvate sau în suspensie în ea. Din această cauză presiunea osmotică din interiorul celulei este mai mare decît cea din exterior (apă distilată). Această diferență de presiune este cauza curentului osmotic care se produce din exterior spre interiorul celulei și care tinde să restabilească echilibrul de concentrații dintre cele două medii provocînd *turgescența* celulei (umflarea celulei cu apă din exterior).

Dacă introducem celula într-un mediu foarte bogat în săruri se petrece fenomenul invers, celula se *ratatinează* (se zbîrcește), micșorîndu-și volumul datorită ieșirii apei în mediul exterior.

Din aceste exemple reiese că celulele animale nu pot viețui decît într-un mediu izotonic. Sângele și limfa sînt astfel de medii izotonice.

Dar, dacă s-ar ajunge la acest echilibru absolut de presiuni, celula ar muri. De ce? Pentru că nu s-ar mai produce schimbul pe care trebuie să-l asigure membrana, acela al pătrunderii substanțelor nutritive în interiorul celulei și al eliminării deșeurilor rezultate din metabolismul ei. Cu alte cuvinte, membrana vie se comportă „paradoxal” asigurînd continuu atît echilibrul presiunilor osmotice cît și dezechilibrul lor.

Această comportare teoretic paradoxală a celulei vii nu este altceva decît rezultatul adaptării, al evoluției ei.

Exerciții și probleme

1. Densitatea unui gaz este de $6 \cdot 10^{-2} \text{ kg/m}^3$ iar viteza pătratică medie a moleculelor sale este 500 m/s. Calculați presiunea exercitată de gaz asupra pereților incintei.

R: $5 \cdot 10^3 \text{ N/m}^2$.

2. Determinați viteza pătratică medie a moleculelor de aer la temperatura de 17°C presupunînd aerul ca fiind un gaz omogen cu masa molară egală cu 29 kg/kmol .

R: 500 m/s.

3. Avem un amestec de hidrogen și oxigen. Care este raportul vitezelor pătratice medii ale moleculelor celor două gaze?

R: 4.

4. Să se afle concentrația moleculelor de azot aflate într-o incintă și densitatea gazului dacă presiunea este $p = 56\,000\text{ N/m}^2$ iar viteza pătratică medie $v = 600\text{ m/s}$.

R: 10^{25} m^{-3} ; $0,467\text{ kg/m}^3$.

5. Un gaz are densitatea $\rho = 1,1\text{ kg/m}^3$ la presiunea $p = 710\text{ Torr}$ și temperatura $\theta = 27^\circ\text{C}$. Să se afle viteza pătratică medie a moleculelor sale și masa molară a gazului.

R: 508 m/s ; 29 g/mol .

6. Calculați drumul liber mediu al moleculelor bioxidului de carbon la temperatura de 100°C și presiunea $0,1\text{ mm Hg}$. Diametrul moleculei de CO_2 se consideră egal cu $3,2 \cdot 10^{-8}\text{ cm}$.

R: $8,5 \cdot 10^{-4}\text{ m}$.

7. În două vase identice se găsesc mase egale de heliu respectiv argon, la temperaturi egale. În ce raport sînt presiunile?

R: 9.

8. O butelie este umplută cu gaz o dată iarna la temperatura $\theta_1 = -13^\circ\text{C}$ și o dată vara la $\theta_2 = 26^\circ\text{C}$, pînă la aceeași presiune maximă admisibilă. De cîte ori conține butelia mai mult gaz iarna decît vara?

R: 1,15.

9. Ce cantitate de oxigen s-a consumat dintr-o butelie de volum $V = 60\text{ l}$ dacă presiunea inițială a fost $p_1 = 100\text{ atm}$ la $\theta_1 = 27^\circ\text{C}$, iar presiunea finală a devenit $p_2 = 29\text{ atm}$ la $\theta_2 = 17^\circ\text{C}$?

R: $5,46\text{ kg}$.

10. Cîți litri de hidrogen se formează la 25°C și 756 Torr , dacă se trece printr-o soluție de acid sulfuric, timp de 40 minute, un curent de 60 A ?

R: $1,84\text{ dm}^3$.

11. Dacă un alpinist la baza unui munte inspiră o dată $m = 1\text{ g}$ de aer la presiunea normală și temperatura $\theta_1 = 27^\circ\text{C}$, ce masă va inspira la vîrfurile muntelui unde presiunea este $p_2 = 532\text{ Torr}$ și temperatura $\theta_2 = 7^\circ\text{C}$?

R: $0,75\text{ g}$.

- *12. Să se traseze graficul variației densității unui gaz în funcție de temperatură într-un proces izobar și graficul variației densității cu presiunea într-un proces izoterm.

- *13. Un balon (aerostat) de volum $V = 78\text{ m}^3$ este prins cu un fir. Cu cît se schimbă tensiunea din fir dacă temperatura aerului coboară de la $\theta_1 = 27^\circ\text{C}$ la $\theta_2 = -3^\circ\text{C}$ și presiunea atmosferică crește de la $H_1 = 740\text{ Torr}$ la $H_2 = 774\text{ Torr}$?

R: 142 N .

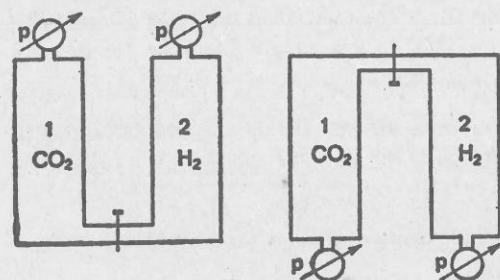


Fig. 3.6. Pentru problema 14

- *14. Doi cilindri identici, cu bioxid de carbon respectiv hidrogen, sînt legați printr-un tub cu robinet ca în figura 3.6. Cele două manometre arată aceeași presiune. În ce sens va curge gaz dacă deschidem robinetul, în cele două variante din figură?

15. O anumită cantitate de oxigen ocupă volumul $V = 2\text{ m}^3$ la presiunea $p = 2 \cdot 10^5\text{ N/m}^2$ și temperatura $T = 500\text{ K}$. Să se determine:
a) energia cinetică medie a unei molecule;
b) energia internă a gazului.

R: $1,035 \cdot 10^{-20}\text{ J}$; $6 \cdot 10^6\text{ J}$.

3.7. TRANSFORMĂRILE PARTICULARE ALE GAZULUI IDEAL

Fie o cantitate de gaz ideal de masă m aflată într-o stare de echilibru, numită stare inițială, ai cărei parametri sînt v, p_0, V_0, T_0 . Dacă sistemul suferă o transformare, ajunge într-o altă stare de echilibru, numită stare finală, caracterizată de parametrii v, p, V, T .

Pentru început, se studiază transformările particulare ale sistemului, în care se menține constant, în afară de v , un parametru și se modifică ceilalți doi. De asemenea, se presupune că într-o astfel de transformare, sistemul trece printr-o succesiune de stări de echilibru; altfel spus, se consideră că transformarea particulară este un proces cvasistatic.

3.7.1. TRANSFORMAREA IZOTERMĂ

Să descriem starea inițială și starea finală în care ajunge sistemul în urma unei transformări izoterme (la temperatură constantă).

Starea inițială	Starea finală
v, p_0, V_0, T_0	v, p, V, T_0
$p_0 V_0 = v R T_0$	$p V = v R T_0$

Din cele două ecuații de stare rezultă:

$$p_0 V_0 = p \cdot V. \quad (3.26)$$

Această relație exprimă matematic *legea transformării izoterme* a gazului ideal: presiunea unui gaz variază invers proporțional cu volumul ocupat de acesta cînd temperatura rămîne constantă. Grafic, dependența celor doi parametri care caracterizează diferitele stări de echilibru ale unei cantități de gaz ce se transformă izoterm se exprimă printr-o hiperbolă echilateră raportată la axele de coordonate (fig. 3.7) pe care o numim simplu, *izotermă*.

Legea transformării izoterme a fost descoperită în anul 1662 de Robert Boyle, iar în anul 1679 de Francois Mariotte (care a lucrat independent de Boyle); de aceea, este cunoscută sub numele de legea Boyle-Mariotte.

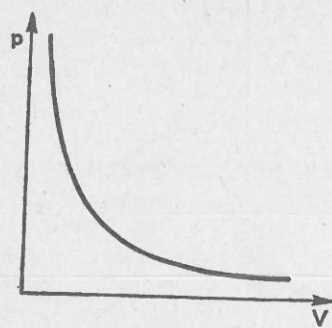


Fig. 3.7. Izotermă teoretică

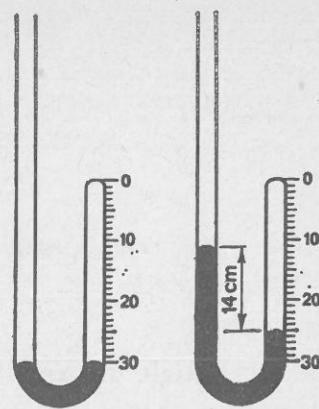


Fig. 3.8. Verificarea experimentală a legii Boyle-Mariotte

Experiment

Se folosește un tub de sticlă în formă de U, cu ramura mai scurtă închisă (fig. 3.8). Se toarnă mercur în ramura deschisă în așa fel încît mercurul să ajungă în ambele ramuri la același nivel. În acest fel, coloana de mercur a izolat în ramura închisă o coloană de aer de volum V_1 , avînd presiunea p_1 egală cu presiunea atmosferică.

Se toarnă mercur în ramura deschisă; în ramura închisă volumul se reduce la o valoare V_2 , iar presiunea exercitată de gaz (măsurată prin denivelarea mercurului din cele două ramuri) devine p_2 . Repetînd operația, se obțin seturile de valori V_3, p_3 ș.a.m.d.

Tabelul 3.1.

Nr. det.	$V(\text{cm}^3)$	$p(\text{cm Hg})$	$V \cdot p$
1	30	76	2280
2	25	90	2250
3	20	115	2300
4	15	151	2265
5	10	228	2280

Analizînd datele din tabelul 3.1, se constată că produsul Vp se menține aproximativ constant (în limitele erorilor experimentale). Dacă se reprezintă grafic $p = f(V)$ (fig. 3.9) se observă că punctele (care reprezintă de fapt stările de echilibru în care s-au măsurat parametrii de stare) se așază satisfăcător pe izoterma corespunzătoare temperaturii de lucru.

Studiînd transformarea și la alte temperaturi, se constată că izotermele sînt cu atît mai depărtate de axe cu cît temperatura de lucru este mai mare (fig. 3.10).

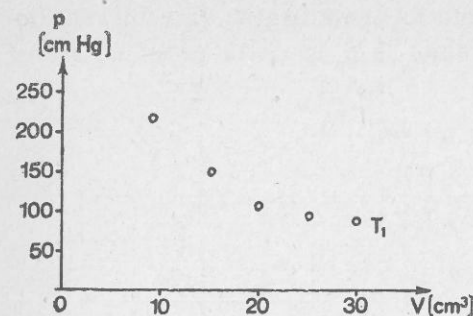


Fig. 3.9. Izotermă experimentală

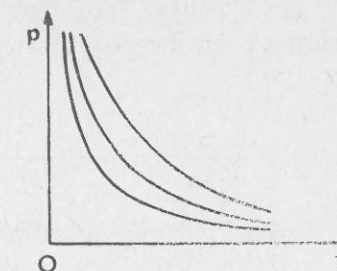


Fig. 3.10. Izoterme trasate pentru aceeași masă de gaz aflată la temperaturi diferite

Legea transformării izoterme se aplică gazului ideal fără restricții, iar gazelor reale — numai la presiuni mici și temperaturi mari.

Aplicație: Legea lui Dalton

În trei recipiente cu volumele V_1, V_2 și V_3 se află respectiv hidrogen la presiunea p_1 , oxigen la presiunea p_2 , azot la presiunea p_3 . Ce presiune va fi în recipient dacă ele se unesc printr-un tub de volum foarte mic? Temperatura se consideră constantă.

Sistemul care se transformă în acest caz este format din cele trei gaze: hidrogen, oxigen, azot.

În starea inițială parametrii de stare sînt:

$$p_1, V_1$$

$$p_2, V_2$$

$$p_3, V_3$$

În starea finală gazele vor ocupa toate același volum $V = V_1 + V_2 + V_3$ la o presiune p ce trebuie calculată.

Problema nr. 5 de la sfîrșitul capitolului 1 afirmă că în cazul în care într-un recipient sînt introduși v_1 moli dintr-un gaz, v_2 moli din alt gaz, ș.a.m.d., numărul de moli v ai amestecului se calculează cu relația: $v = v_1 + v_2 + \dots$

Amestecul de gaze se va comporta în starea finală ca un singur gaz care cuprinde v moli ce ocupă volumul V la presiunea p :

$$p \cdot V = vRT \text{ sau } pV = (v_1 + v_2 + v_3)RT$$

$$\text{sau: } p = \frac{v_1 RT}{V} + \frac{v_2 RT}{V} + \frac{v_3 RT}{V}$$

adică o sumă de presiuni care au o anumită semnificație. Într-adevăr, fiecare gaz a ocupat inițial un anumit volum la o anumită presiune, starea fiecăruia fiind descrisă de ecuațiile:

$$p_1 \cdot V_1 = \nu_1 \cdot RT$$

$$p_2 \cdot V_2 = \nu_2 RT$$

$$p_3 \cdot V_3 = \nu_3 RT.$$

Rezultă că relația anterioară devine:

$$p = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2 + p_3 V_3}{V} = p'_1 + p'_2 + p'_3,$$

în care notațiile noi reprezintă presiunile:

$$p'_1 = \frac{p_1 V_1}{V}; p'_2 = \frac{p_2 V_2}{V}; p'_3 = \frac{p_3 V_3}{V}.$$

Se vede că relațiile de mai sus reprezintă ecuații ale unor transformări izoterme:

$$p_1 V_1 = p'_1 \cdot V; p_2 V_2 = p'_2 \cdot V; p_3 V_3 = p'_3 V.$$

Din aceste relații rezultă clar semnificația presiunilor p'_1 , p'_2 și p'_3 . Presiunea p' , de exemplu, reprezintă presiunea pe care ar exercita-o hidrogenul dacă ar ocupa singur întregul volum V aflat la dispoziția lui. Asemenea presiuni se numesc *presiuni parțiale*, iar relația

$$p = p'_1 + p'_2 + p'_3$$

care dă valoarea presiunii unui amestec de gaze în funcție de valorile presiunilor parțiale ale gazelor care intră în amestec reprezintă *legea lui Dalton* pentru un amestec de gaze.

3.7.2. TRANSFORMAREA IZOBARĂ

Se încălzește izobar (la presiune constantă) o cantitate de gaz de masă m_g .

Starea inițială Starea finală

$$\nu, p_0, V_0, T_0 \xrightarrow{p=p_0} \nu, p_0, V, T$$

$$p_0 V_0 = RT_0 \qquad p_0 V = RT$$

Împărțind cele două ecuații de stare se obține:

$$\frac{V_0}{T_0} = \frac{V}{T}. \quad (3.27)$$

Relația obținută exprimă matematic legea transformării izobare a gazului ideal: volumul unui gaz variază direct proporțional cu temperatura absolută, dacă presiunea la care se găsește gazul se menține constantă.

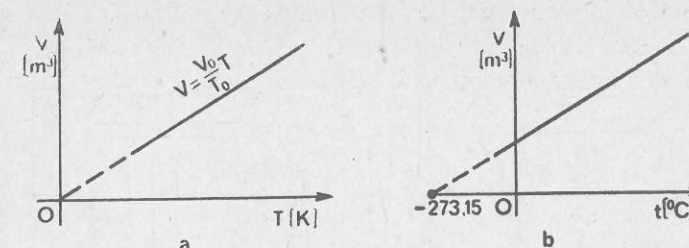


Fig. 3.11. Izobară

Această lege a fost descoperită experimental de Gay-Lussac în anul 1802. Reprezentarea grafică a dependenței volumului de temperatură este dată în figura 3.11.

Experiment

Pentru verificarea legii Gay-Lussac se folosește dispozitivul din figura 3.12, alcătuit dintr-un balon de sticlă prevăzut cu un tub orizontal capilar, calibrat, în care se poate deplasa liber un indice de mercur.

Se introduce balonul cu gaz într-un vas în care se găsește un amestec de apă și gheață la temperatura de 0°C. Se citește volumul gazului aflat în balon, V_0 (volumul balonului plus volumul capilarului pînă la indice).

Apoi, se încălzește apa din vas la o temperatură oarecare. Gazul se dilată liber, deplasînd indicele de mercur pînă la echilibrarea presiunii gazului cu presiunea atmosferică. Se măsoară deplasarea x a indicelui. Cunoscînd secțiunea S a capilarului, se poate calcula variația volumului gazului ΔV , sau volumul V ocupat de gaz la temperatura respectivă.

Rezultatele experimentale confirmă dependența liniară a volumului de temperatură pentru gazul ideal și pentru gazele reale în condiții de presiune scăzută și temperatură ridicată.

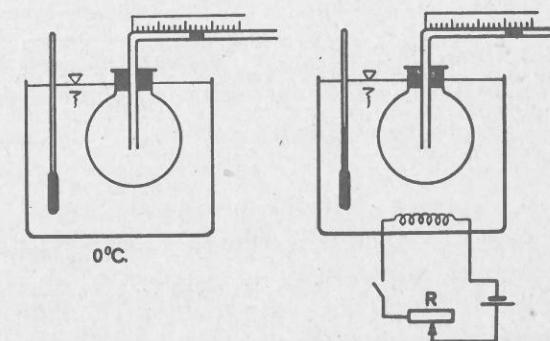


Fig. 3.12. Verificarea experimentală a legii Gay-Lussac

3.7.3. TRANSFORMAREA IZOCORĂ

Se încălzește o cantitate de gaz, menținînd constant volumul (izocor)

Starea inițială Starea finală

$$\nu, p_0, V_0, T_0 \xrightarrow{V=V_0} \nu, p, V_0, T,$$

$$p_0 V_0 = \nu RT_0 \qquad p V_0 = \nu RT$$

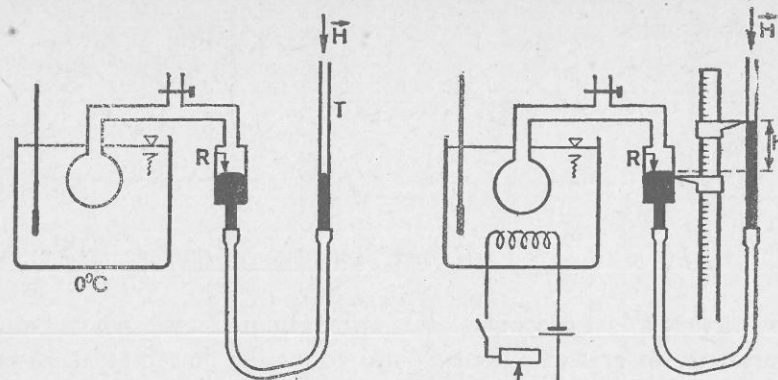


Fig. 3.13. Verificarea experimentală a legii lui Charles

Exprimind egalitatea volumelor, obținem:

$$\frac{p_0}{T_0} = \frac{p}{T} \quad (3.28)$$

care reprezintă legea transformării izocore: presiunea unui gaz variază direct proporțional cu temperatura absolută dacă volumul gazului nu variază.

Legea transformării izocore a fost descoperită experimental de Charles în anul 1787.

Pentru a verifica experimental această lege se folosește dispozitivul din figura 3.13. Incinta în care se găsește gazul (un balon de sticlă de exemplu) comunică printr-un tub de cauciuc cu un rezervor de sticlă T care se poate mișca în lungul unei rigle gradate. Tubul de cauciuc și rezervorul se umplu cu mercur închizând astfel o cantitate de gaz în balon. Introducem balonul în gheață care se topește și potrivim înălțimea rezervorului astfel ca mercurul să ajungă pînă la un reper R . În această situație presiunea aerului din balon este compensată de presiunea pe care o exercită presiunea atmosferică H asupra mercurului din ramura deschisă. Introducem acum balonul într-o baie de lichid pe care o încălzim. Gazul din balon se dilată și împinge mercurul în ramura deschisă.

Pentru a menține volumul constant se ridică rezervorul pînă cînd mercurul ajunge din nou la reperul R . În acest caz, presiunea gazului este egală cu suma dintre presiunea coloanei de mercur ce reprezintă denivelarea între cele două ramuri, h , și presiunea atmosferică.

Dacă se reprezintă grafic dependența presiunii măsurate de temperatura gazului, se obține o dreaptă (fig. 3.14) numită izocoră; prin aceasta este confirmată valabilitatea legii.

Limitele de valabilitate pentru gazele reale menționate la celelalte legi de transformare se păstrează și în acest caz.

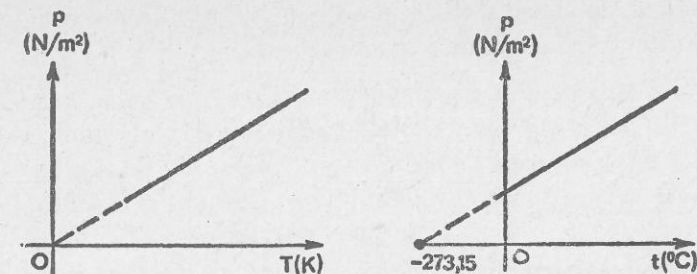


Fig. 3.14. Izocoră

3.7.4. TRANSFORMAREA ADIABATICĂ

În cazul în care supunem un gaz unui proces în timpul căruia împiedicăm orice schimb de căldură între sistem și mediul exterior, spunem că gazul s-a transformat adiabatic.

Ecuția care exprimă matematic variația parametrilor de stare în cursul acestui proces este de forma:

$$p \cdot V^\gamma = \text{constant} \quad (3.29)$$

unde γ reprezintă un coeficient a cărui semnificație o veți stabili ulterior. Grafic, în sistemul de coordonate (V, p) succesiunea de stări prin care trece gazul în timpul acestui proces ia forma din figura 3.15.

Procesele adiabaticе sînt procese ideale deoarece într-un proces real nu vom putea niciodată să împiedicăm total schimbul de căldură. Vom putea considera totuși ca procese adiabaticе pe acelea care se produc în recipiente cu pereți impermeabili pentru căldură sau pe acelea a căror viteză de desfășurare este foarte mare.

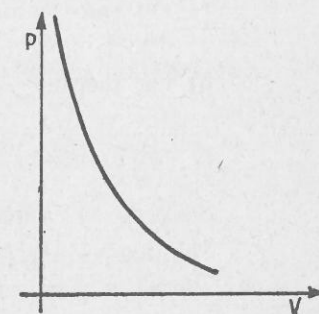


Fig. 3.15. Adiabată

3.8. TRANSFORMAREA GENERALĂ A GAZULUI IDEAL

În cazul general în care numai cantitatea de gaz rămîne constantă în timpul transformării, ecuația de transformare se stabilește în același mod:

Stare inițială	Stare finală
ν, p_0, V_0, T_0	$\rightarrow \nu, p, V, T$
$p_0 V_0 = \nu R T_0$	$p V = \nu R T$

Exprimind de data aceasta produsele νR din fiecare ecuație, se obține ecuația transformării generale a gazului ideal.

$$\frac{p_0 V_0}{T_0} = \frac{p V}{T} \quad (3.30)$$



3.9. POMPE PENTRU VID ÎNAINȚAT

În general prin noțiunea de „vid” se înțelege o stare de rarefiere a gazului închis într-un recipient, stare căreia îi corespunde o presiune mai mică decât presiunea atmosferică.

Mai corect, noțiunea de vid este legată de raportul dintre valoarea drumului liber mediu al moleculelor gazului și dimensiunile liniare ale recipientului în care acesta se găsește: $\frac{\bar{\lambda}}{l}$.

În funcție de valoarea acestui raport deosebim:

- a) vid slab (redus): $\frac{\bar{\lambda}}{l} < 1$, $p = 760 \dots 1$ Torr;
- b) vid mediu: $\frac{\bar{\lambda}}{l} \approx 1$, $p = 1 \dots 10^{-3}$ Torr;
- c) vid înaintat: $\frac{\bar{\lambda}}{l} > 1$, $p = 10^{-3} \dots 10^{-7}$ Torr.

Se vede că raportul urmărit crește odată cu rarefierea gazului.

Tehnica vidului studiază metodele și procedeele pentru obținerea, menținerea și măsurarea presiunilor în cadrul fiecărei categorii de vid.

Reducerea izotermă a presiunii unui gaz închis într-un recipient se poate realiza micșorând numărul moleculelor de gaz din unitatea de volum, fie prin eliminarea lor din recipient (pomparea gazului) fie prin condensarea lor (capcane răcite), fie prin ambele metode.

Dispozitivele de obținere a vidului, indiferent de principiul lor de funcționare, le vom numi pompe. Parametrii principali care le caracterizează sînt:

- presiunea de amorsare a pompei (presiunea inițială de la care poate funcționa pompa);
- presiunea finală (limită) obținută cu pompa;
- viteza de evacuare a pompei.

În funcție de presiunea de amorsare a pompelor acestea se împart în două categorii:

- pompe de vid preliminar: presiunea de amorsare este chiar presiunea atmosferică, iar presiunea limită ajunge pînă la 10^{-4} Torr;
- pompe de vid înaintat: presiunea de amorsare este egală cu presiunea limită a pompelor de vid preliminar, presiunea finală nefiind limitată din punct de vedere teoretic.

Exemple de pompe de vid înaintat:

a) *Pompele moleculare* (fig. 3.16) sînt alcătuite dintr-un stator sub formă de cilindru metalic (1) în care se rotește cu viteză mare un rotor, tot cilindric (2). Între cele două părți constructive există un spațiu foarte îngust care comunică prin orificiul (3) cu recipientul care trebuie vidat și prin orificiul (4) cu exteriorul.



Fig. 3.16. Pompă moleculară

Principiul de funcționare este următorul: moleculele gazului care pătrund prin orificiul (3) în urma ciocnirii lor de suprafața cilindrului (2) care se rotește capătă o componentă a vitezei în sensul rotației fiind astfel antrenate spre orificiul (4) pe unde sînt evacuate.

În acest mod se pot obține presiuni scăzute de pînă la 10^{-7} Torr.

b) *Pompele de difuzie* elimină gazul dintr-un recipient prin antrenarea lui de către un curent de vapori. Putînd fi construite din metal sau sticlă, folosind vapori de mercur sau substanțe organice, funcționînd cu o treaptă sau cu mai multe trepte, ele se prezintă foarte diferit.

În vasul (1) se găsește mercur care este încălzit pînă la fierbere (fig. 3.17). Vaporii de mercur se ridică prin tubul (2) încălzit și el și ajung la ajutorul (3) prin care pătrund cu viteză mare în condensatorul (4). Aici se condensează pe pereții răciți de curentul de apă ce trece prin cămașa (7), iar picăturile formate se scurg în cotul tubului de legătură. Pînă acum s-a realizat o simplă distilare a mercurului. Dar în condensatorul (4) mai pătrund printr-un fenomen de difuzie și molecule ale gazului din recipientul de vidat prin orificiul (5). Vaporii de mercur care ies cu viteză mărită din ajutorul (3) le antrenează pînă în dreptul orificiului (6) de unde sînt aspirate de o pompă ajutoare de vid preliminar.

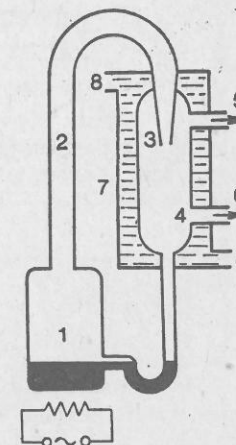


Fig. 3.17. Pompă de difuzie

Pentru a evita pătrunderea vaporilor de mercur prin fenomenul de difuzie în recipientul de vidat se interpune între pompa de difuzie și recipientul de vidat o „capcană” răcită cu aer

lichid (-185°C) în care vaporii de mercur se condensează. Presiunea obținută cu ajutorul acestor pompe variază între $10^{-5} \dots 10^{-7}$ Torr pornind de la un vid preliminar de $10^{-1} \dots 10^{-2}$ Torr.

Probleme rezolvate

1. Într-un cilindru orizontal de lungime $2l$ închis la un capăt se află un piston mobil care în poziția de echilibru inițială delimitează jumătate din volumul cilindrului și ν moli de gaz. Compartimentul închis este încălzit pînă cînd noua poziție de echilibru a pistonului este situată la distanța $\frac{3l}{2}$ de capătul închis. Să se determine:

- pînă la ce temperatură a fost încălzit gazul?
- cîți moli de gaz sînt eliminați prin deplasarea pistonului?
- închizînd cilindrul și la capătul deschis să se determine raportul temperaturilor la care trebuie aduse cele două compartimente ale cilindrului astfel ca pistonul să nu se deplaseze oricît timp ar dura încălzirea;
- care este raportul energiilor interne ale gazelor din cele două compartimente în timpul încălzirii?
- perioada micilor oscilații ale pistonului față de poziția de echilibru inițial presupunînd constantă temperatura gazului;
- cum sînt influențate aceste oscilații dacă cilindrul se așază în poziție verticală?

Rezolvare

a) În primul rînd, trebuie stabilit *sistemul care se transformă*. În această primă parte a problemei, sistemul este cantitatea de gaz din compartimentul închis (A) (fig. 3.18).

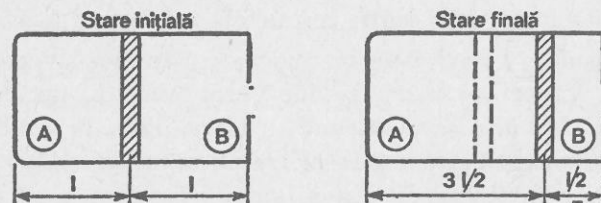


Fig. 3.18. Pentru problema rezolvată 1, punctul a.

În al doilea rînd este necesar să se stabilească stările între care se transformă sistemul (starea inițială S_i și starea finală S_f) și valorile parametrilor care caracterizează aceste stări.

$$S_i \begin{cases} p_0 = H \\ V_0 = l \cdot S \\ T_0 \end{cases} \xrightarrow{p_1 = p_0} S_f \begin{cases} p_1 = H \\ \nu_1 = \frac{3l}{2} S \\ T_1 \end{cases}$$

În al treilea rînd, este necesar să se specifice *tipul transformării*. Se constată că în ambele stări pistonul se găsește în echilibru, presiunea care acționează din interiorul cilindrului asupra lui fiind echilibrată de presiunea exterioară, atmosferică; deci, pistonul se deplasează în timpul transformării, în așa fel, încît presiunea gazului se păstrează constantă.

Scriind acum ecuația acestei transformări izobare

$$\frac{l \cdot S}{T_0} = \frac{\frac{3l}{2} \cdot S}{T_1}, \text{ rezultă } T_1 = \frac{3T_0}{2}$$

b) Sistemul pe care îl studiem acum este reprezentat de gazul aflat în dreapta pistonului, în compartimentul deschis (B) (fig. 3.19).

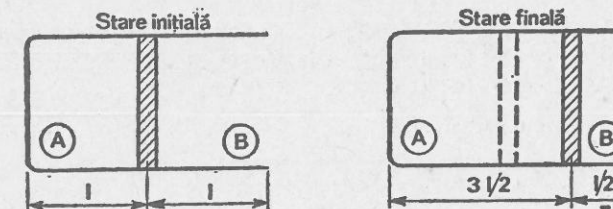


Fig. 3.19. Pentru problema rezolvată 1, punctul b.

Să caracterizăm starea inițială și starea finală a sistemului:

$$S_i \begin{cases} p_0 \\ V_0 = S \cdot l \\ T_0 \\ \nu \end{cases} \quad S_f \begin{cases} p_0 \\ V = S \cdot \frac{l}{2} \\ T_0 \\ \nu' \end{cases}$$

Se observă că, deoarece s-a modificat cantitatea de gaz ($\nu \neq \nu'$), nu se mai poate vorbi de transformare. Putem să caracterizăm cele două stări prin ecuațiile lor de stare:

$$p_0 \cdot S \cdot l = \nu RT_0 \text{ și } p_0 \frac{S \cdot l}{2} = \nu' RT_0.$$

Împărțind cele două relații, obținem rezultatul căutat.

$$\nu' = \frac{\nu}{2}$$

c) De data aceasta este vorba de două sisteme care se transformă: cele două cantități de gaz, aflate fiecare în câte un compartiment A, respectiv B (fig. 3.20).

Pentru ca pistonul să nu se deplaseze oricît ar dura încălzirea trebuie ca presiunea exercitată de cantitatea de gaz din compartimentul A să fie egală cu presiunea pe care o exercită cantitatea de gaz din compartimentul B ($p = p'$) în tot timpul transformării.

Ecuațiile care descriu stările cantităților de gaz din cele două compartimente sînt:

pentru gazul din compartimentul A:

$$p \cdot \frac{3 \cdot l}{2} \cdot S = \nu RT,$$

respectiv pentru gazul din B:

$$p' \cdot \frac{l}{2} \cdot S = \frac{\nu}{2} RT'.$$

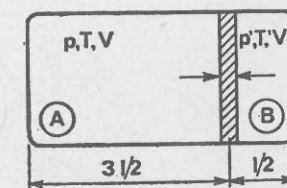


Fig. 3.20. Pentru problema rezolvată 1, punctul c.

Punând condiția ca cele două presiuni:

$$p = \frac{\nu RT}{\frac{3l}{2} \cdot S} \quad \text{și} \quad p' = \frac{\frac{\nu}{2} RT'}{\frac{l}{2} \cdot S}$$

să fie egale, se obține:

$$\frac{\nu RT}{\frac{3l}{2} S} = \frac{\frac{\nu}{2} RT'}{\frac{l}{2} S}; \quad \frac{T}{3} = \frac{T'}{2} \text{ sau}$$

$$\boxed{\frac{T}{T'} = \frac{3}{2}}$$

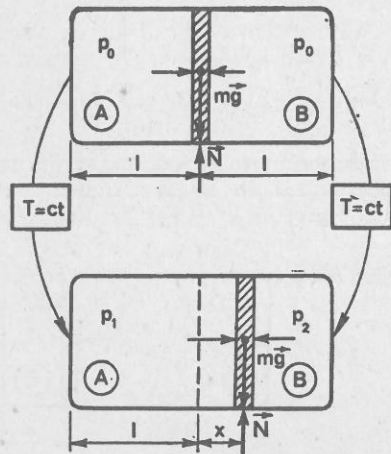
d) Energia internă este $U = \frac{3}{2} \nu RT$, deci raportul căutat este:

$$\frac{U}{U'} = \frac{\frac{3}{2} \nu RT}{\frac{3}{2} \cdot \frac{\nu}{2} RT'} = \frac{2T}{T'} = 2 \cdot \frac{3}{2} = 3.$$

$$\boxed{\frac{U}{U'} = 3}$$

e) Pentru a putea determina perioada oscilațiilor pistonului, trebuie în primul rând să stabilim caracterul mișcării oscilatorii.

În starea inițială pistonul se găsește în echilibru static la mijlocul cilindrului, deoarece (fig. 3.21):



$$\begin{cases} p_0 S - p_0 S = 0; \\ N - m \cdot g = 0. \end{cases}$$

Stricăm echilibrul deplasând pistonul într-o parte la o distanță x de poziția de echilibru și apoi îl lăsăm liber. În această situație $N - mg = 0$, dar presiunile nu se mai compensează. Putem spune chiar că asupra pistonului se exercită o forță $F_x = (p_1 - p_2) \cdot S$, care tinde să-l readucă spre poziția de echilibru. Valorile presiunilor p_1 și p_2 pot fi determinate, dacă se analizează transformările gazelor, din cele două compartimente.

Gazul din compartimentul A:

$$S_i \begin{cases} p_0 \\ l \cdot S \end{cases} \xrightarrow{T = \text{const.}} S_f \begin{cases} p_1 \\ (l+x)S \end{cases} \frac{1}{T}$$

Fig. 3.21. Pentru problema rezolvată 1, punctul e.

$$\text{Se vede că } p_0 l S = p_1 (l+x) \cdot S \Rightarrow p_1 = \frac{p_0 l}{l+x}$$

Gazul din compartimentul B

$$S_i \begin{cases} p_0 \\ l \cdot S \end{cases} \xrightarrow{T = \text{const.}} S_f \begin{cases} p_2 \\ (l-x) \cdot S \end{cases} \frac{1}{T}$$

$$\text{Deci } p_0 l S = p_2 (l-x) \cdot S \Rightarrow p_2 = \frac{p_0 l}{l-x}$$

Cu aceste valori pentru p_1 și p_2 forța devine:

$$F_x = p_0 S \left(\frac{l}{l+x} - \frac{l}{l-x} \right) = - \frac{2p_0 \cdot S \cdot l}{l^2 - x^2} \cdot x$$

În problemă însă ni se cere să determinăm perioada micilor oscilații. Asta înseamnă că în realitate x este foarte mic în comparație cu l deci x^2 poate fi neglijat în raport cu l^2 . Atunci:

$$F_x = - \frac{2p_0 S}{l} \cdot x = -k \cdot x \text{ deoarece factorul } \frac{2p_0 S}{l} \text{ conține numai valori constante.}$$

Am demonstrat deci că în anumite limite oscilațiile pistonului pot fi presupuse armonice, deoarece forța F_x care determină mișcarea este de tip elastic.

Perioada de oscilație se calculează ușor, utilizând pentru cazul nostru relația stabilită

la pendulul elastic: $T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}$, în care: m este masa pistonului care oscilează, iar k ,

$$\text{factorul } \frac{2p_0 S}{l}. \text{ Se obține: } T = 2\pi \sqrt{\frac{ml}{2p_0 S}}.$$

2) Câte rotații trebuie să facă rotorul unei pompe de vid pentru a micșora presiunea aerului dintr-un vas cu volumul V de la valoarea p_0 la $p = p_0 \cdot 10^{-4}$, dacă volumul pompei este v ? Temperatura se consideră constantă.

Rezolvare

Inițial, gazul din recipientul de volum V se găsește la presiunea p_0 , iar după prima rotație a rotorului (în urma căreia aerul a fost aspirat în corpul de pompă), aerul va ocupa atât volumul recipientului, cât și al corpului de pompă, la o nouă presiune p_1 . Cu alte cuvinte:

$$p_0 \cdot V = p_1 (V + v) \Rightarrow p_1 = \frac{p_0 \cdot V}{V + v}.$$

După a doua rotație a rotorului:

$$p_1 V = p_2 (V + v) \Rightarrow p_2 = \frac{p_1 V}{V + v} = p_0 \left(\frac{V}{V + v} \right)^2$$

Generalizând pentru n rotații:

$$\boxed{p_n = p_0 \left(\frac{V}{V + v} \right)^n}$$

Numărul de rotații efectuate de piston se obține prin logaritmare expresiei:

$$\frac{p_n}{p_0} = \left(\frac{V}{V+v} \right)^n;$$

$$\lg \frac{p_n}{p_0} = n \cdot \lg \frac{V}{V+v}.$$

de unde:

$$n = \frac{\lg \frac{p_n}{p_0}}{\lg \frac{V}{V+v}} = \frac{\lg \frac{p_0 \cdot 10^{-4}}{p_0}}{\lg \frac{V}{V+v}} = \frac{-4}{\lg \frac{V}{V+v}} = \frac{4}{\lg \frac{V+v}{V}}.$$

Exerciții și probleme

1. Volumul unui gaz a fost redus izoterm cu 25%. Cu cât la sută a crescut presiunea?

R: 33%.

2. Dacă presiunea unei mase de gaz variază izoterm cu 2 atm, volumul se schimbă cu 3 l. Dacă însă presiunea este modificată izoterm cu 5 atm, volumul se schimbă cu 5 l. Să se afle valorile inițiale ale presiunii și volumului.

R: 4 atm; 9 l.

3. Un cilindru de lungime $l = 40$ cm este împărțit în două compartimente egale cu ajutorul unui piston de masă neglijabilă. Inițial, presiunea dintr-un compartiment este de 3 ori mai mare decât în celălalt. Cu cât se va deplasa pistonul în absența frecării dacă se lasă liber?

R: 10 cm.

4. Într-un tub semicapilar, sudat la un capăt, este închisă o cantitate de gaz cu ajutorul unui dop de mercur de lungime d . În poziție orizontală coloana de aer are lungimea l_0 ; în poziție verticală cu capătul deschis în sus coloana de aer are lungimea l_1 iar în poziție verticală cu deschiderea în jos, l_2 . Se cere:

a) expresia presiunii atmosferice în funcție de d , l_0 , l_1 , l_2 ;

b) relația între l_0 , l_1 , l_2 .

$$R: H = \frac{l_1 d}{l_1 - l_0} = \frac{l_2 d}{l_0 - l_2} = \frac{(l_1 + l_2) d}{l_1 - l_2}.$$

- *5. În mijlocul unui tub subțire orizontal, închis la capete se află o coloană de mercur de lungime $l = 19,6$ mm.

Dacă se pune tubul sub un unghi $\alpha = 30^\circ$ față de orizontală, coloana de mercur se deplasează cu $d_1 = 2$ cm, iar dacă tubul stă vertical, coloana se deplasează cu $d_2 = 3$ cm.

Care este presiunea aerului din tub în poziția orizontală?

R: 10 Torr.

- *6. Un tub de lungime $L = 1$ m, închis la capătul superior este cufundat cu capătul deschis în apă pe o adâncime $l = 0,67$ m. La ce înălțime a pătruns apa în tub?

R: 5,6 cm.

7. Un tub cilindric, subțire, de lungime $l = 1$ m, deschis la ambele capete, este cufundat pe jumătate într-un vas cu mercur la presiunea atmosferică de 750 Torr. Tubul se astupă cu degetul la capătul superior și se scoate afară în poziția verticală.

a) Care este lungimea coloanei de mercur rămase în tub?

b) Se răstoarnă tubul cu 180° . Cu cât coboară coloana de mercur în tub?

R: 25 cm; 37,5 cm.

- *8. Recipientul unei pompe de compresiune (fig. 3.22) are un volum $V = 4$ l. Volumul corpului de pompă este $v = 0,6$ l.

Să se calculeze numărul necesar al rotațiilor rotorului, pentru ca masa totală a aerului conținut în recipient, presupus inițial plin cu aer la presiunea atmosferică, să fie 15 g. Să se calculeze, de asemenea, presiunea aerului din recipient în acest moment. Se consideră aerul atmosferic în condiții normale de temperatură și presiune ($p_0 = 1,3$ kg/m³).

R: 4 rotații; $1,6 \cdot 10^5 \frac{N}{m^2}$.

9. Un gaz este încălzit izobar de la temperatura de $17^\circ C$ până la $162^\circ C$. Cu cât la sută crește volumul gazului?

R: 50%.

10. 6 g de gaz ocupă un volum $V_1 = 4$ l la temperatura de $27^\circ C$. După încălzirea izobară densitatea a devenit $\rho_2 = 0,5$ g/l. Până la ce temperatură a fost încălzit gazul?

R: $627^\circ C$.

11. Să se calculeze variația de volum a 500 cm³ de aer dacă acesta este încălzit de la $0^\circ C$ la $100^\circ C$ sub presiune constantă.

R: 183 cm³.

12. La ce temperatură volumul unui gaz aflat inițial la $0^\circ C$ se dublează dacă încălzirea se face sub presiune constantă?

Să se generalizeze problema când în stare inițială gazul se află la temperatura t_1 .

R: $273^\circ C$; $t = \frac{1}{\alpha} + 2t_1$.

13. 10 g oxigen se găsesc la temperatura de $10^\circ C$ și la presiunea de 3 atm. Încălzind gazul la presiune constantă acesta ajunge să ocupe un volum de 10 l. Calculați:

- a) volumul gazului înainte de destindere;
b) temperatura gazului după destindere;
c) densitatea gazului înainte de destindere;
d) densitatea gazului după destindere.

R: $2,4 \cdot 10^{-3}$ m³; 1170 K;
4,14 kg/m³; 1 kg/m³.

- *14. Dreptele (1), (2), (3) din figura 3.23 reprezintă dependența volumului unui gaz de temperatură în timpul unui proces izobar. Ce semnificație are înclinarea lor diferită?

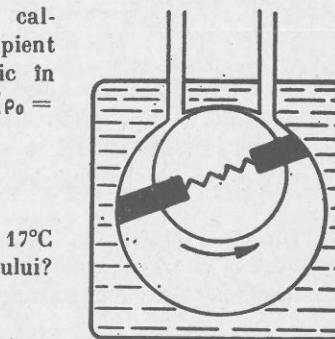


Fig. 3.22. Pompa de compresiune

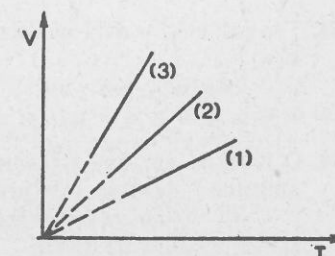


Fig. 3.23. Pentru problema 14

15. Reprezentați procesul izobar în sistemele de coordonare (T, p) și (V, p) .
- *16. Un gaz aflat într-un cilindru împinge un piston, mărindu-și volumul cu ΔV . Gazul exercită o presiune p asupra feței pistonului de suprafață S . Forța exercitată de gaz deplasează pistonul pe o distanță Δx , furnizînd energia $F \cdot \Delta x$ unui mecanism exterior oarecare.

a) Arătați că lucrul mecanic efectuat de gaz $F \cdot \Delta x$, este egal cu $p \Delta V$.

b) Exprimați grafic în sistemul de coordonate (V, p) lucrul mecanic efectuat de gaz în cursul acestei transformări.

17. Un gaz este răcit izocor de la temperatura de 100°C pînă la $25,4^\circ\text{C}$. Cu cît la sută scade presiunea?

R: 20%.

18. Un balon deschis, conținînd un gaz, este încălzit, apoi închis și răcit pînă la temperatura de 27°C astfel încît presiunea a devenit de două ori mai mică decît presiunea atmosferică. Să se afle pînă la ce temperatură a fost încălzit balonul.

R: 3270°C .

19. Un vas este închis cu un capac ventil de arie $S = 10 \text{ cm}^2$ și greutate $G = 50,7 \text{ N}$. Pînă la ce temperatură poate fi încălzit aerul din vas, astfel încît ventilul să nu se deschidă? (În momentul închiderii vasului aerul atmosferic era în condiții normale.)

R: 137°C .

20. Un gaz închis într-un recipient se găsește la temperatura de 253°C . La ce temperatură presiunea gazului se reduce la jumătate?

R: -10°C .

- *21. Dreptele (1), (2), (3) din figura 3.24 reprezintă dependența presiunii pe care o exercită un gaz de temperatură în timpul unui proces izocor. Ce semnificație are panta acestor drepte?

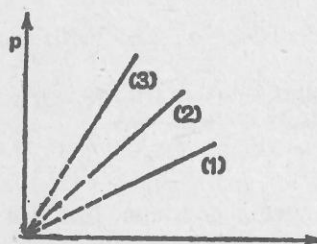


Fig. 3.24. Pentru problema 15

22. Reprezentați procesul izocor în sistemul de coordonate (T, V) și (V, p) .

23. Evaluați lucrul mecanic efectuat de un gaz în timpul unei transformări izocore.

- *24. În anul 1842 H. V. Regnault a realizat un dispozitiv asemănător celui din figura 3.12 cu care a verificat legile gazelor. Studiați posibilitatea ca acest dispozitiv să fie folosit ca termometru. Ce părere aveți despre precizia unui astfel de termometru? Ce avantaje și ce dezavantaje ar prezenta?

- *25. Un gaz ideal suferă o serie de transformări descrise de ecuația $pV^n = \text{const.}$ unde $n = 0, \dots, \infty$.

Studiați, recunoașteți și reprezentați grafic transformările corespunzătoare lui $n = 0, n = 1, n = 1,41$ și $n \rightarrow \infty$.

26. O bulă de aer avînd temperatura de 100°C și volumul de $0,1 \text{ cm}^3$ se găsește la adîncimea de 1 m sub nivelul apei.

Ce volum va ocupa ea cînd va ieși din apă la presiunea atmosferică normală și temperatura de 15°C ?

R: $0,0847 \text{ cm}^3$.

- *27. Supunînd electrolizei apă acidulată cu acid sulfuric cu densitatea de $1,04 \text{ g/cm}^3$, timp de 10 minute, s-au obținut 210 cm^3 de amestec detonant (oxigen și hidrogen). La sfîrșitul experienței se constată că nivelul apei din voltmetru coboară cu $19,62 \text{ cm}$ față de nivelul interior. În tot timpul electrolizei temperatura a fost de $\pm 27^\circ\text{C}$ iar presiunea de 609 mm Hg .

Să se calculeze intensitatea curentului electric.

R: $1,5 \text{ A}$.

- *28. Într-un vas cu capacitatea $V = 8,2 \text{ l}$ prevăzut cu un robinet se află hidrogen la presiunea $p_1 = 30 \text{ at}$ și temperatura $t_1 = 27^\circ\text{C}$. Deschizînd robinetul, hidrogenul începe să se scurgă din vas cu debitul constant $q = 0,1 \text{ g/s}$. În timpul scurgerii temperatura gazului scade continuu cu viteza constantă $\lambda = 0,3 \text{ grad/s}$. Se dau $M = 2 \text{ g/mol}$, $p = 1 \text{ at}$.

Se cere să se determine expresiile masei, temperaturii și presiunii gazului ca funcții de timp pe toată durata scurgerii sale și să se reprezinte grafic.

$$R = \begin{cases} m = 20 - 0,1 t; \\ T = 300 - 0,3 t; \\ p = \frac{1}{200} (6000 - 36 t + 0,3 t^2). \end{cases}$$

4 FAZA LICHIDĂ A SUBSTANȚEI

EXTINDERE ÎN FIZICĂ

Starea lichidă este o stare stabilă a materiei, intermediară între regiunea de stabilitate a stării solide și cea a stării gazoase pentru o densitate și o temperatură dată.

Studiul stării lichide este foarte mult îngreuiat de faptul că nu se realizează pe un model unic.

Primul model adoptat (în ordine istorică) a fost *modelul cinetic*. Lichidele se studiază comparativ cu gazele, ele fiind considerate simple gaze condensate la care se păstrează noțiunea de drum liber-mediu. În acest model, la fel ca la gaze, nu există nici un fel de ordine.

Între anii 1927—1931, după ce tehnica experimentală a scos în evidență ordinea existentă la lichide au apărut diferite tipuri de *modele cristaline*.

Lichidele se studiază de data aceasta *comparativ cu solidele*. Cum o asemenea comparație nu este reală, modelele au căzut, rămânând totuși câteva variante îmbunătățite, valabile pe anumite domenii de temperatură.

Din 1953, Hildebrand creează o *teorie proprie a lichidelor*. El păstrează ipotezele valabile din teoriile anterioare; trecerea din starea gazoasă în stare lichidă are loc continuu, (vezi § 5.3, principiul lui Andrews), dar în același timp există o *ordine locală*, ordine ce se strică și se formează continuu (datorită agitației termice), timpul care caracterizează existența ei fiind de ordinul 10^{-11} s. Agitația termică la lichide prezintă un caracter specific deoarece fiecare moleculă de lichid interacționează simultan cu moleculele vecine.

4.1. STRATUL SUPERFICIAL

Fie un lichid în echilibru într-un recipient. Lichidul este delimitat de aerul de deasupra lui printr-o suprafață de separație numită *suprafață liberă*.

Existența volumului propriu al lichidelor conduce la concluzia că interacțiunile dintre molecule nu mai pot fi neglijate, așa cum s-a procedat la

gaze (fig. 2.9. § 2.4). Așadar, între moleculele de lichid se exercită forțe de atracție destul de intense, care — totuși — devin foarte slabe începând de la o anumită distanță între molecule, în care caz pot fi neglijate. Distanța de la care se pot neglija interacțiunile moleculare se numește *rază de acțiune moleculară*, iar sfera cu această rază care are centrul în molecula considerată se numește *sferă de acțiune moleculară*.

Fie o moleculă de lichid M_1 a cărei sferă de acțiune se găsește integral în lichid (fig. 4.1). Ea interacționează cu un număr foarte mare de molecule din sfera ei de acțiune ($10^5 \dots 10^6$).

Rezultă, statistic, că distribuția de molecule vecine în jurul lui M_1 se poate considera uniformă; în această idee, interacțiunile dintre M_1 și moleculele vecine se compensează (rezultanta forțelor care acționează asupra lui M_1 este zero, $R_1 = 0$). În consecință, molecula M_1 se comportă ca și cum ar fi liberă în lichid.

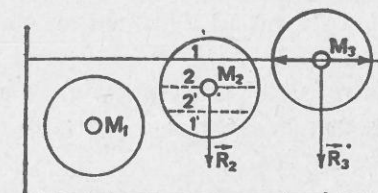


Fig. 4.1. Stratul superficial

Dacă sfera de acțiune moleculară se găsește parțial deasupra suprafeței libere (cazul moleculei M_2), rezultanta interacțiunilor moleculare este diferită de zero ($R_2 \neq 0$). Într-adevăr, să împărțim sfera de acțiune moleculară a moleculei M_2 în patru zone care au două câte două volume egale. Forțele cu care moleculele din zonele 2 și 2' acționează asupra moleculei M_2 se echilibrează; pe de altă parte, numărul de molecule din zona de aer 1 este mai mic decât numărul de molecule din zona de lichid 1', astfel încât molecula M_2 va fi acționată de o rezultantă R_2 orientată spre interiorul lichidului și normală la suprafața liberă. Se constată că valoarea acestei rezultante se mărește la apropierea centrului sferei de suprafața liberă și devine maximă când centrul sferei se găsește pe suprafața liberă (cazul moleculei M_3).

Stratul de lichid de grosime egală cu raza sferei de acțiune moleculară, ale cărui molecule sînt supuse unor forțe orientate spre interiorul lichidului, se numește *strat superficial*. „Apăsarea” pe care stratul superficial o exercită asupra restului de lichid din vas a fost numită *presiune internă* de Laplace în anul 1806.

4.2. TENSIUNEA SUPERFICIALĂ

Așa cum se constată din figura 4.1, forțele $\vec{F}_1$ și $\vec{F}_2$ tangențiale la suprafața liberă tind să micșoreze această suprafață. Micșorarea suprafeței libere este analoagă modului în care o membrană elastică, întinsă, caută să-și revină la forma inițială.

Experiment. Se introduce un cadru dreptunghiular de sîrmă subțire într-o soluție de alcool cu glicerină. La scoaterea cadrului din soluție se constată că pe rama de sîrmă s-a format o membrană de lichid. Se așază

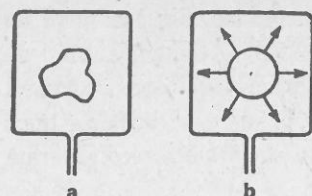


Fig. 4.2. Tensiune superficială

ușor pe această membrană un fir de ață cu capetele legate; acest fir va lua forma unui contur neregulat (fig. 4.2, a). Se înțeapă cu vârful încălzit al unui ac membrana din interiorul conturului. Se observă că membrana rămasă întinde firul pînă cînd acesta ia forma circulară (fig. 4.2, b). Dacă analogia cu membrana elastică este valabilă, fenomenul se explică prin tendința

membranei rămase de a-și micșora suprafața S_r , egală cu diferența dintre suprafața inițială a întregii membrane S_i și suprafața delimitată de cerc S_c .

Deci $S_r = S_i - S_c$. Pentru ca S_r să fie minim trebuie ca S_c să fie maxim. Dintre toate curbele închise, de aceeași lungime circumferința cercului este cea care delimitează o suprafață maximă, deci evident suprafața rămasă S_r este minimă.

Pe lungimea circumferinței acționează deci niște forțe, tangente la suprafața lichidului care tind să micșoreze suprafața. Le numim *forțe de tensiune superficială*.

Modulul forței de tensiune superficială depinde de lungimea conturului asupra căruia acționează și de natura lichidului. Aceste constatări rezultate din experiment, pentru o temperatură dată, pot fi înglobate într-o relație matematică de forma:

$$F = \sigma \cdot l,$$

unde σ poate fi interpretat doar ca un simplu coeficient de proporționalitate cu ajutorul căruia putem exprima dependența forței de lungime. În realitate el este cel care ne dă informații despre natura lichidului cercetat, fiind deci o constantă de material. Se numește *coeficient de tensiune superficială* și se definește prin relația

$$\sigma = \frac{F}{l}.$$

Unitatea de măsură pentru acest coeficient este, în S.I.:

$$\langle \sigma \rangle_{S.I.} = \frac{N}{m}.$$

Coeficientul de tensiune superficială depinde de temperatură și anume scade cu creșterea ei.

4.3. INTERACȚIUNI MOLECULARE LA CONTACTUL LICHID-SOLID

În imediata vecinătate a pereților unui recipient, suprafața liberă a unui lichid se curbează, luînd o formă concavă sau convexă numită menisc. Cele două suprafețe care vin în contact — suprafața solidă (presupusă plană) și suprafața liberă a lichidului (sub formă de menisc) — se intersectează sub un

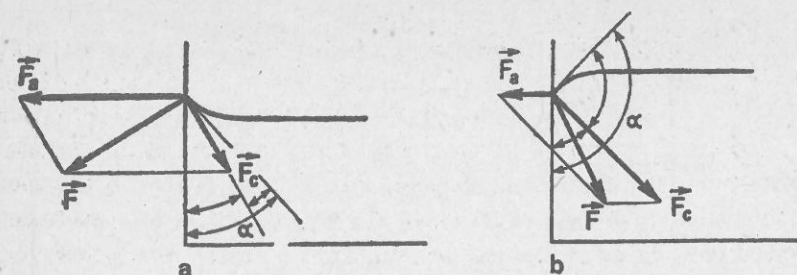


Fig. 4.3. Interacțiuni moleculare la contactul lichid-solid

unghi determinat. Unghiul de contact α între un lichid și un solid este unghiul (măsurat spre interiorul lichidului) dintre suprafața solidă și planul tangent la suprafața meniscului în punctul de intersecție al celor două suprafețe. În figura 4.3, a unghiul $\alpha < 90^\circ$ (se spune că lichidul udă solidul, meniscul fiind concav), iar în figura 4.3, b unghiul $\alpha > 90^\circ$ (lichidul nu udă solidul, meniscul fiind convex).

Curbarea în formă de menisc a suprafeței libere se datorează acțiunii concomitente a forțelor de coeziune (forțe de atracție între moleculele aceluiași corp) și de adeziune (forțe de atracție între moleculele a două corpuri de naturi diferite). Rezultanta $\vec{F}_c$ a forțelor de coeziune este îndreptată, din motive de simetrie, pe direcția bisectoarei unghiului α , iar rezultanta $\vec{F}_a$ a forțelor de adeziune este perpendiculară pe perete. Prin compunerea celor două rezultate se obține forța $\vec{F}$. La echilibru, suprafața liberă a lichidului trebuie să fie perpendiculară pe direcția forței $\vec{F}$.

Forma concavă sau convexă a meniscului depinde de raportul modulelor forțelor de coeziune și de adeziune. Dacă $F_a > F_c$, rezultanta lor este îndreptată spre exteriorul lichidului (fig. 4.3, a), deci meniscul este concav ($\alpha < 90^\circ$); dacă $F_a < F_c$, rezultanta este îndreptată spre interiorul lichidului (fig. 4.3, b), deci meniscul este convex ($\alpha > 90^\circ$).

Interacțiunile moleculare discutate conduc la fenomene deosebite în cazul tuburilor înguste, la așa-numitele fenomene de capilaritate.

Fie un tub capilar (cu diametrul mai mic de 1 mm) de rază r , scufundat într-un vas cu lichid de densitate ρ care udă complet pereții tubului capilar ($\alpha = 0$) (fig. 4.4). Lichidul din vas urcă în capilar pînă cînd greutatea coloanei de lichid din tub echilibrează forțele de tensiune superficială F care acționează pe conturul circular al meniscului. Se scrie:

$$G = F,$$

sau

$$mg = \sigma l$$

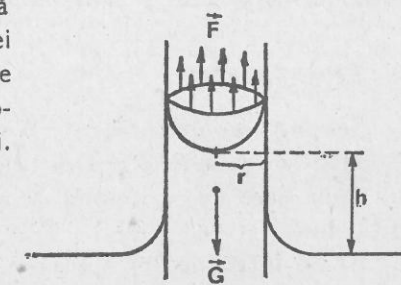


Fig. 4.4. Legea lui Jurin

deci:

$$\pi r^2 h \rho g = \sigma 2 \pi r,$$

de unde:

$$h = \frac{2\sigma}{r\rho g} \quad (4.1.)$$

În cazul unui lichid care nu udă pereții vasului, forțele de tensiune superficială determină coborîrea cu distanța h a nivelului lichidului din capilar; considerînd că $\alpha = 180^\circ$, distanța h se calculează cu aceeași relație (4.1).

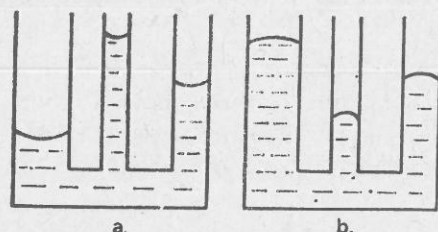


Fig. 4.5. Vase comunicante capilare

Așadar, înălțimea cu care urcă sau coboară un lichid într-un tub capilar depinde invers proporțional de raza tubului. La această concluzie a ajuns pe cale experimentală J. Jurin în anul 1718, de aceea relația (4.1) și legea enunțată mai sus îi poartă numele.

Dacă se folosesc vase comunicante capilare de raze diferite, înălțimile la care urcă lichidul în capilare sînt inegale (fig. 4.5). Acest fenomen nu reprezintă o încălcare a principiului vaselor comunicante (stabilit în ipoteza că lichidul este un mediu continuu, ipoteză suficientă în mecanică), ci o justificare a legii lui Jurin deduse în ipoteza structurii moleculare a lichidelor.

EXTINDERE ÎN TEHNOLOGIE

4.4. FLOTAȚIA

Să urmărim în continuare interacțiunile moleculare la contactul dintre un corp solid și două lichide nemiscibile.

Experiment

Se aleg trei eprubete: A , B și C .

a) Se introduce în apa din eprubeta A cărbune măcinat (substanță hidrofobă care nu se îmbibă de apă), se toarnă deasupra benzen și se agită bine.

b) Se introduce în eprubeta B praf de argilă (hidrofil — care se îmbibă ușor cu apă), se toarnă deasupra benzen și se agită bine.

c) Se introduce în eprubeta C un amestec de praf de cărbune și praf de argilă, se toarnă un strat subțire de benzen apoi apă și se agită bine.

După încetarea agitării se observă că:

a) Particulele de cărbune se deplasează împreună cu picăturile de benzen în stratul superior al lichidului.

b) Praful de argilă se depune pe fundul eprubetei.

c) În lichid se formează două straturi după decantare: stratul superior conține tot praful de cărbune, iar stratul apos — suspensia de argilă.

Particulele de cărbune ajungînd la suprafața de separație dintre benzen și apă fiind hidrofobe dar benzofile vor fi deplasate de forțele de tensiune superficială din apă în benzen (fig. 4.6 a) în timp ce praful de argilă fiind hidrofil este atras de aceste forțe în apă (fig. 4.6, b).

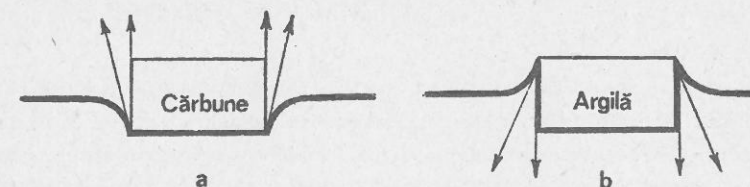


Fig. 4.6. Flotație

Fenomenul urmărit poate fi folosit în tehnică pentru separarea prafulor hidrofobe de prafulurile hidrofile așa cum am văzut în cazul cărbunelui.

Procedeul de separare a mineralelor utile din minereuri sau a cărbunilor de steril poartă numele de flotație.

Folosind acest fenomen se pot îmbogăți de exemplu minereurile sulfuroase care conțin o mare cantitate de silicați (găngă). Se procedează în felul următor: Se macină minereul care conține deci particule de sulfuri și silicați. Se agită energic amestecul de praf, apă și ulei (în cantitate mică). Pentru o mai bună separare a minereului toată masa se inspu-mează. În felul acesta bulele de gaz lipindu-se de minereu îl fac să plutească și deci să poată fi cules mai ușor.

Exerciții și probleme

1. E Calculați coeficientul de tensiune superficială a unui lichid, știind că printr-un tub capilar s-au scurs 30 de picături, a căror masă totală este de 0,659 g, iar în momentul rușerii picăturii diametrul gîturii este de 0,98 mm.

R: 0,07 N/m.

2. E Cînd se cheltuiește un lucru mecanic mai mare: la comprimarea unui litru de aer, sau a unui litru de apă de la presiunea de 1 atm la presiunea de 5 atm?

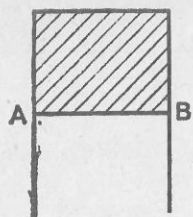


Fig. 4.7. Problema 3

3. E Un contur dreptunghiular din sîrmă (fig. 4.7) cu diametrul de 1,22 mm are latura AB mobilă și este așezat în poziție verticală. Care este densitatea sîrmei, dacă latura AB este în echilibru atunci cînd se formează în interiorul conturului o peliculă de săpun a cărei tensiune superficială este $\sigma = 0,045 \text{ N/m}$?

R: $7,8 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$.

4. E Să se calculeze lungimea coloanei de apă dintr-un tub capilar cu diametrul interior de 0,6 mm, cînd se introduce în apă vertical, dacă $\sigma_{\text{apă}} = 72 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}$ și $\alpha = 0$.

R: 2,4 cm.

5. E Două tuburi capilare de secțiuni diferite se introduc întîi în apă distilată și se măsoară diferența de înălțime $\Delta h_1 = 45,5 \text{ mm}$ a coloanelor de apă din cele două tuburi. Apoi se introduc în glicerină de densitate $\rho = 1,25 \text{ g/cm}^3$, măsurîndu-se o denivelare de $\Delta h_2 = 33 \text{ mm}$. Să se determine tensiunea superficială a glicerinei, știind că $\sigma_{\text{apă}} = 72 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}$.

R: $53 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}$.

5 SISTEME BIFAZICE ÎN ECHILIBRU



5.1. SISTEMUL BIFAZIC „GAZ-LICHID” ÎN ECHILIBRU

În capitolul anterior s-a afirmat că studiul lichidelor s-a bazat pe diferite modele propuse pentru acestea, unul din modele fiind cel *cinetic*, model care tratează lichidele comparativ cu gazele.

La fel ca și la gaze se poate vorbi și la lichide (conform acestui model) de o distribuție a vitezelor moleculelor (fig. 2.6). Se vede din grafic că există un număr de molecule (e adevărat, mic) care prezintă viteze de deplasare mult mai mari decît media. O asemenea moleculă va avea corespunzător o energie cinetică mare, energie care îi poate permite să efectueze un lucru mecanic pentru a învinge rezultanta forțelor cu care moleculele din stratul superficial acționează asupra ei (vezi 4.2), asigurîndu-i în felul acesta posibilitatea de a părăsi lichidul. Ajunsă deasupra lichidului, formează, împreună cu alte molecule de lichid venite în același mod, *vaporii* lichidului respectiv.

Unele molecule ieșite din lichid pot întîlni acum în timpul mișcării lor dezordonate molecule străine (din aer) sau chiar alți vapori cu care se ciocnesc. În aceste ciocniri ele pot pierde energie și în consecință pot ajunge din nou în lichid.

Fenomenul de transformare a unui lichid în vapori se numește *vaporizare*, iar procesul invers — *condensare*.

5.1.1. VAPORIZAREA

Vaporizarea este fenomenul de trecere a unei substanțe din faza lichidă în faza de vapori.

În funcție de condițiile de vaporizare, se distinge;

- a) vaporizarea în volum limitat: în vid; în atmosferă gazoasă;
- b) vaporizarea în volum nelimitat: evaporare (numai la suprafața lichidului); fierbere (în toată masa lichidului).

Experiment

Într-un vas cu mercur se răstoarnă pe rînd patru tuburi barometrice gradate, de aproximativ 1 m lungime, care în prealabil au fost umplute cu mercur (fig. 5.1, a). Așa cum se știe, o parte din mercurul din fiecare tub se va scurge din vas, astfel încît deasupra lui rămîne un spațiu închis numit cameră barometrică, în care se poate considera că este vid (în realitate, presiunea este aproximativ 10^{-3} Torr, dar nu influențează experimentul). Sistemul se menține pentru început la temperatură constantă. Tubul 1 se păstrează ca martor.

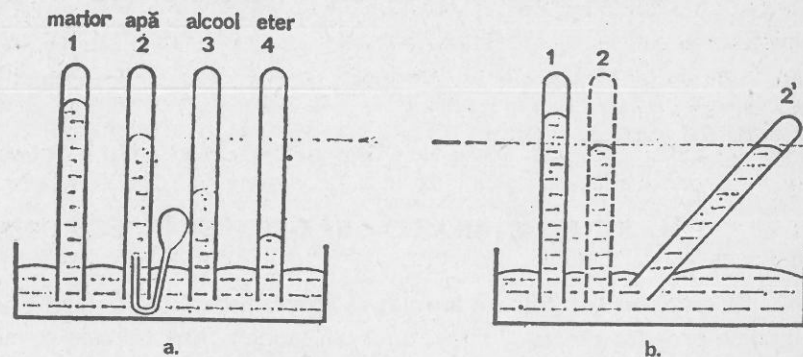


Fig. 5.1. Vaporizarea în vid

a) În tubul 2 se introduce cu ajutorul unei pipete curbate cîte o picătură de apă. Se observă că picăturile de apă urcă în tub, deoarece au densitatea mai mică decît mercurul. Cînd ajung la suprafața mercurului, picăturile de apă se vaporizează foarte repede. Rezultă că vaporizarea în vid este aproape instantanee.

Se remarcă, de asemenea, o diferență între nivelele mercurului din tuburile 1 și 2, diferență care dă valoarea presiunii p exercitate de vaporii de apă.

Vaporii obținuți în cazul analizat în camera barometrică se numesc vaporii nesaturați.

b) Dacă la o anumită cantitate de vaporii nesaturați existentă în tubul 2 se ridică sau se coboară tubul, presiunea vaporilor (înregistrată ca diferență între nivelele mercurului din tuburile 1 și 2) variază invers proporțional cu volumul vaporilor (citit pe tubul gradat 2), în condițiile în care temperatura a fost menținută constantă. Cu alte cuvinte, legea Boyle-Mariotte se aplică și vaporilor nesaturați (fig. 5.2., porțiunea AB).

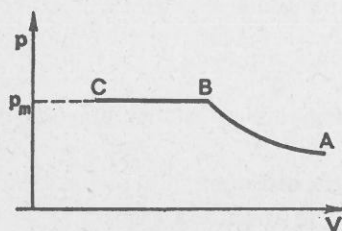


Fig. 5.2. Dependența presiunii vaporilor de volum

c) Dacă se introduc în tubul 2 din ce în ce mai multe picături, vaporizarea are loc pînă la un moment dat, cînd încetează; nivelul mercurului din tub se stabilizează, indicînd o presiune constantă a vaporilor, cea mai mare valoare din cele măsurate

pînă acum (p_m). În această stare, vaporii din camera barometrică se numesc saturați.

d) Se înclină tubul 2 în vas, micșorîndu-se în acest fel volumul aflat la dispoziția vaporilor saturați (fig. 5.1, b). Se observă că presiunea vaporilor rămîne cea maximă, p_m . Într-adevăr, micșorarea volumului determină o creștere a presiunii și — în consecință — trecerea unor molecule din faza de vaporii în faza lichidă; pînă cînd se restabilește echilibrul dinamic la aceeași valoare a presiunii vaporilor saturați p_m .

Invers, la revenirea tubului în poziția verticală, mărirea volumului determină micșorarea presiunii; ca urmare, se produce o vaporizare suplimentară, astfel încît starea de echilibru se restabilește din nou la valoarea presiunii p_m a vaporilor saturați.

Rezultă că presiunea vaporilor saturați nu se modifică la variația volumului (fig. 5.2, porțiunea BC).

e) Se repetă experimentul, introducînd în tubul 3 alcool, iar în tubul 4 eter; se constată că fenomenul de vaporizare se petrece în același mod, dar la fiecare lichid se obține o altă valoare a presiunii vaporilor saturați (fig. 5.3).

f) În sfîrșit, se modifică temperatura. Se constată că presiunea maximă p_m a vaporilor saturați crește cu temperatura, fără să se respecte legea lui Charles (fig. 5.1, a).

În concluzie:

a) vaporizarea în vid este aproape instantanee și are loc pînă ce presiunea vaporilor obținuți atinge valoarea maximă p_m a vaporilor saturați;

b) vaporilor nesaturați li se aplică cu o bună aproximație legile gazelor ideale;

c) vaporilor saturați nu li se aplică legile gazelor ideale; presiunea vaporilor saturați depinde de natura lichidului și de temperatură.

Așadar, vaporii se pot găsi în două stări:

a) starea de vaporii nesaturați, în care se exercită o presiune $p < p_m$;

b) starea de vaporii saturați, în care se realizează echilibrul dinamic între lichid și vaporii săi (în unitatea de timp, numărul de molecule care ies din lichid este egal cu numărul de molecule care se întorc în lichid); presiunea p_m a vaporilor saturați la o temperatură dată este, deci, o presiune de echilibru a lichidului în contact cu vaporii săi la acea temperatură.

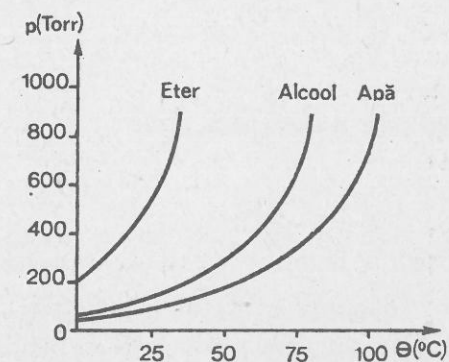


Fig. 5.3. Dependența presiunii vaporilor saturați de temperatură

Proprietățile vaporilor saturați pot fi explicate pe baza modelului cinetic adoptat în studiul fazei lichide:

a) dependența presiunii maxime a vaporilor saturați de natura lichidului se explică prin dependența mărimii forțelor de coeziune — deci și a energiei necesare străbaterii stratului superficial — de natura lichidului;

b) dependența presiunii vaporilor saturați de temperatură se explică prin aceea că, odată cu creșterea temperaturii crește numărul moleculelor capabile să părăsească lichidul și, deci, numărul moleculelor din unitatea de volum ocupat de vapori; în consecință, are loc creșterea presiunii.

În sfârșit, câteva considerații privind condițiile în care are loc desfășurarea izotermă a fenomenelor de vaporizare sau condensare.

Deoarece prin vaporizare lichidul este părăsit de moleculele care au energia cinetică mare, se micșorează energia cinetică medie a lichidului și — ca urmare — are loc scăderea temperaturii sale. Pentru ca vaporizarea să aibă loc la temperatură constantă, trebuie să se furnizeze lichidului căldură din exterior. Căldura necesară vaporizării izoterme a unității de masă dintr-un lichid se numește căldură latentă de vaporizare (se notează cu λ_v); ea este o constantă de material care se exprimă prin relația

$$\lambda_v = \frac{Q}{m},$$

în care: Q este căldura necesară vaporizării întregii cantități de lichid, iar m este masa lichidului. Unitatea de măsură a căldurii latente de vaporizare este

$$\langle \lambda_v \rangle_{s.l.} = \frac{J}{kg}.$$

În procesul condensării, temperatura lichidului crește, deoarece se întorc în lichid molecule cu energie cinetică mare; pentru ca procesul să rămână izoterm, lichidul trebuie să cedeze o cantitate de căldură în exterior egală cu căldura latentă de condensare.

Deoarece vaporizarea și condensarea sînt fenomene inverse, căldurile latente de vaporizare și condensare sînt egale.

EXTINDERE ÎN TEHNOLOGIE

5.1.2. CAMERA CU CEAȚĂ

Camera cu ceață este un recipient cilindric prevăzut în partea de sus cu un perete transparent (pentru observație) și lateral — cu un perete transparent pentru iluminare (fig. 5.4). La baza recipientului este așezată o bucată de pislă îmbibată într-un amestec de alcool și apă.

Recipientul este racordat la o pompă de vid. În cameră mai există sub peretele de observație un inel metallic care este legat împreună cu placa de bază la o sursă de tensiune de aproximativ 200 V; rolul acestui sistem de electrozi este de a îndepărta toți ionii existenți în cameră înainte de începerea unei determinări.

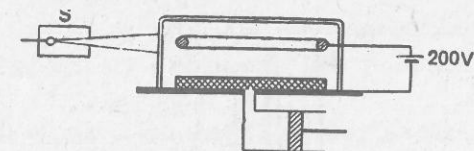


Fig. 5.4. Camera cu ceață

Dacă acest recipient stă citva timp închis, aerul din el se saturează cu vapori de apă și alcool. Presiunea vaporilor are valoarea corespunzătoare temperaturii mediului din cameră. Punind în funcțiune pompa, amestecul se răcește prin destindere bruscă pînă la o temperatură mai scăzută decît temperatura de condensare. Dacă aerul este perfect curat, vaporii răciți nu se condensează imediat, ci devin suprasaturați. Dacă am încerca să reprezentăm această stare a vaporilor pe suprafața de stare p - V - T (v. paragraful 3.4, fig. 3.5), punctul care ar figura-o ar fi situat *deasupra* acestei suprafețe. Acest lucru înseamnă că starea în care se găsește sistemul (suprasaturație) nu este o stare de echilibru. Deci, sistemul va tinde să treacă din starea de neechilibru în starea de echilibru, imediat ce în cameră vor fi prezenți ioni care pot servi ca centri de condensare.

Electronii, protonii, particulele α sînt particule capabile să traverseze cîtiva centimetri prin aer. În timpul mișcării lor, ele ciocnesc molecule de aer și pot ceda în acest proces de ciocnire o energie suficientă pentru ca unul sau mai mulți electroni să părăsească molecula de aer. Dacă o astfel de particulă traversează camera înainte de detentă, traiectoria ei este vizualizată după detentă de o diră de picături fine.

Acest dispozitiv a fost inventat în 1912 de fizicianul scoțian C. Wilson și este foarte mult folosit în fizica nucleară.

EXTINDERE ÎN TEHNOLOGIE

5.1.3. LICHEFIEREA GAZELOR

Chimistul englez Th. Andrews a studiat fenomenul comprimării izoterme a unui gaz real (CO_2) la diferite temperaturi.

În figura 5.5 este reprezentată dependența presiunii gazului de volumul la care a fost comprimat. Se observă din grafic că la temperaturi scăzute forma curbei seamănă cu cea reprezentată în figura 5.2. Prima ramură M_1A_1 descrie dependența presiunii vaporilor nesaturați de

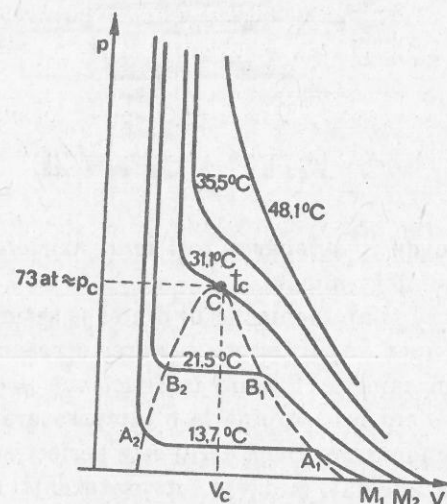


Fig. 5.5. Izotermele lui Andrews

la un punct C , punct în care se face trecerea bruscă, fără tranziție, de la faza gazoasă la cea lichidă. În starea descrisă de acest punct, faza lichidă și faza gazoasă a CO_2 nu mai pot fi deosebite, ele prezentând aceleași proprietăți.

Comprimând bioxidul de carbon la o temperatură mai mare decât $31,1^\circ\text{C}$ se observă că nu se mai poate transforma în lichid. Din acest motiv, punctul C se numește *punct critic*. Parametrii de stare corespunzători stării critice se numesc *temperatură critică*, *volum critic*, *presiune critică*, iar izoterma care trece prin acest punct se numește *izotermă critică*.

Așadar, pentru CO_2 temperatura critică este $31,1^\circ\text{C}$ iar presiunea critică, aproximativ 73 at.

Dacă se repetă șirul de comprimări izoterme cu alte gaze reale se observă că temperatura critică depinde de natura gazului, fiind deci o constantă de material.

Revenind la figura 5.5 se vede că unind punctele $A_1B_1CB_2A_2$ se obține o curbă (desenată punctat) numită curbă de saturație, care, împreună cu izoterma critică împarte diagrama p - V în patru regiuni:

a) cea cuprinsă între izoterma critică și partea dreaptă a curbei de saturație reprezintă stări în care substanța poate exista numai sub formă de vapori nesaturanți;

b) cea de deasupra izotermei critice reprezintă stări în care substanța poate exista numai în fază gazoasă;

c) cea cuprinsă între izoterma critică și partea stângă a curbei de saturație reprezintă stări ale substanței în care aceasta se găsește numai în fază lichidă;

volum, a doua A_1A_2 reprezintă de fapt procesul de transformare a vaporilor saturanți în lichid (condensare), iar a treia A_2N_1 reprezintă procesul de comprimare a lichidului obținut.

Dacă procesul acesta de comprimare izotermă se realizează la o temperatură mai ridicată (dar din nou constantă pe toată durata comprimării) se vede că porțiunea orizontală a curbei B_1B_2 se micșorează. La temperatura de $31,1^\circ\text{C}$ pentru CO_2 , izoterma obținută indică o dependență continuă a presiunii de volum, porțiunea orizontală reducându-se

d) cea cuprinsă în interiorul curbei de saturație reprezintă stări de echilibru între lichid și vaporii lui deci stări *neomogene* în care există un sistem bifazic.

Primele trei regiuni, care pe diagramă se situează în zona exterioară curbei de saturație, corespund stărilor omogene, în care există o singură fază.

Ca o consecință a experimentelor efectuate, Andrews enunță *principiul continuității stărilor* care afirmă că: „starea lichidă și starea gazoasă nu sînt decît doi termeni extremi ai unei mulțimi continue de stări.”

Acest principiu a stat la baza construirii modelului cinetic folosit la început în studiul lichidelor.

Știind acum aceste lucruri vom folosi noțiunea de *vapori* pentru substanțe gazoase aflate la temperaturi inferioare temperaturii critice și noțiunea de *gaz* în cazurile în care temperatura este superioară temperaturii critice. Termenul *condensare* se folosește pentru procesul de transformare a vaporilor în lichid și termenul de *lichifiere* — pentru procesul de transformare a gazelor în lichide.



EXTINDERE ÎN FIZICĂ

5.2. SISTEMUL BIFAZIC SOLID-LICHID ÎN ECHILIBRU

În ce condiții putem obține un sistem bifazic solid-lichid în echilibru?

Experiment

Se alege un solid (de exemplu naftalină sau gheață), care se încălzește treptat. Se reprezintă creșterea temperaturii corpului în timpul încălzirii uniforme, în funcție de căldura primită din exterior. Se observă la început că temperatura crește proporțional cu căldura primită de sistem din exterior (porțiunea MN a graficului din fig. 5.6).

În timpul încălzirii, în vas apare la un moment dat o picătură de lichid; din acest moment temperatura sistemului nu se mai modifică deși exteriorul îi dă în continuare căldură.

În vas coexistă cele două faze: solidă și lichidă. Fenomenul de transformare a unui corp din faza solidă în faza lichidă se numește *topire*, iar fenomenul invers — *solidificare*.

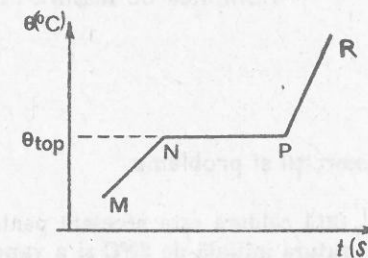


Fig. 5.6. Topirea

Reprezentînd grafic constanța temperaturii în timpul topirii, se obține segmentul NP .

Fenomenul de topire începe în punctul N și se termină în punctul P .

Încălzind mai departe lichidul obținut prin topire, temperatura lui începe să crească din nou (segmentul PR al graficului).

Legile topirii

a) La presiune normală fiecare corp solid (cristalin) se topește la o anumită temperatură numită temperatură de topire.

b) În tot timpul topirii temperatura rămîne constantă.

Topirea și solidificarea sînt fenomene inverse și se produc la aceeași temperatură dacă prin solidificare corpul solid topit își recapătă aceeași structură cristalină.

Prin temperatură de topire sau de solidificare la o presiune dată se înțelege, deci, temperatura la care faza lichidă și faza solidă sînt în echilibru dacă sistemul este izolat adiabatic, sau se transformă una într-alta, dacă se face schimb de căldură cu exteriorul.

Temperatura de topire depinde de presiune și anume:

a) crește cu presiunea la corpurile care-și măresc volumul prin topire (regulă generală);

b) scade cu creșterea presiunii la corpurile care-și micșorează volumul prin topire (excepție); de exemplu, la apă, bismut, fontă.

Căldura necesară topirii unității de masă dintr-un corp la temperatura de topire și în condiții normale de presiune se numește *căldură latentă de topire* λ_t . Deoarece nu conduce la o creștere a temperaturii corpului, ea este folosită sub formă de lucru mecanic efectuat împotriva forțelor de coeziune din solid pentru îndepărtarea particulelor solidului, deci pentru destrămarea rețelei lui cristaline.

Căldura eliberată prin solidificarea unității de masă într-un corp la temperatura de topire, în condiții normale de presiune se numește *căldură latentă de solidificare* λ_s .

Căldurile latente se exprimă prin relația:

$$\lambda_t = \lambda_s = \frac{Q}{m}.$$

Unitatea de măsură pentru căldura latentă este:

$$[\lambda]_{s.l.} = \frac{[Q]}{[m]} = \frac{J}{kg}.$$

Exerciții și probleme

1. Cîtă căldură este necesară pentru a încălzi pînă la fierbere 200 g de apă cu temperatura inițială de 20°C și a vaporiza din ea 25 g? ($\lambda_v = 2\,257 \text{ kJ/kg}$).

R: 123310 J.

2. Care este căldura necesară pentru transformarea a 10 kg de gheață cu temperatura de -15°C în vapori de apă cu temperatura de 100°C ? Care va fi volumul ocupat de vapori la această temperatură și la presiunea normală? ($\lambda_t = 340 \text{ kJ/kg}$; $\lambda_v = 2\,300 \text{ kJ/kg}$; $c_g = 2\,100 \text{ J/kg K}$).

R: 30895 kJ; 17 m³.

3. Care este căldura necesară pentru topirea a 5 kg Cu, dacă temperatura lui inițială este de 84°C , iar temperatura de topire $1\,084^\circ\text{C}$ ($c_{Cu} = 380 \text{ J/kg K}$; $\lambda_{Cu} = 175 \cdot 10^3 \text{ J/kg}$).

R: 2775 kJ.

4. 2 kg de apă cu temperatura de 90°C trebuie răcite pînă la 15°C . Cîtă gheață cu temperatura de -20°C este necesară?

R: 1,428 kg.

5. O sanie cu masa de 10^3 kg se deplasează pe un drum orizontal. Zăpada peste care alunecă are temperatura de 0°C și coeficientul de frecare dintre sanie și zăpadă este 0,04. Să se calculeze cîtă zăpadă se topește sub sanie pe distanța de 1 km?

R: 1,17 kg.

6 FAZA SOLIDĂ A SUBSTANȚEI



6.1. ELEMENTE DE STUDIU A FAZEI SOLIDE A SUBSTANȚEI

Un corp solid este alcătuit dintr-un ansamblu complex de particule de același fel (atomi, molecule sau ioni) între care se exercită forțe de legătură. Echilibrul unui asemenea corp corespunde energiei minime și este condiționat de aranjarea geometric regulată a particulelor constituente. Starea în care se găsește corpul cu o astfel de aranjare a particulelor se numește *stare cristalină*, iar corpul se numește *cristal*.

Pentru studiu se acceptă modelul unui *cristal ideal* și se presupune că modelul este construit prin repetarea regulată, infinită în spațiu, a unor unități structurale identice. O unitate structurală poate fi alcătuită dintr-un singur atom, sau din mai mulți atomi sau molecule (până la 100 în cristalele anorganice și 10 000 în cristalele proteinelor).

Prin *rețea* se înțelege un aranjament periodic regulat de puncte în spațiu. Această definiție reprezintă o abstracție matematică. Dacă se atașază un grup de atomi numit *bază* fiecărui nod cristalin, se obține *structura cristalină* (fig. 6.1). Deci:

$$\text{structura cristalină} = \text{rețea(a)} + \text{bază (b)}.$$

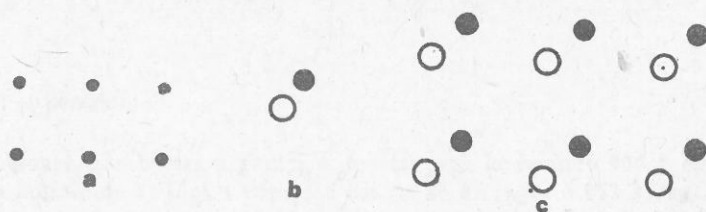


Fig. 6.1. Structura cristalină

În realitate cristalele naturale sau cele crescute în laborator nu prezintă structura regulată menționată mai sus fie datorită faptului că baza nu este așezată regulat în rețea (a), fie datorită impurităților prezente în substanță, impurități care se substituie bazei (b), fie dislocării rețelei, dislocare datorată unor tensiuni din cristal (c) (fig. 6.2).

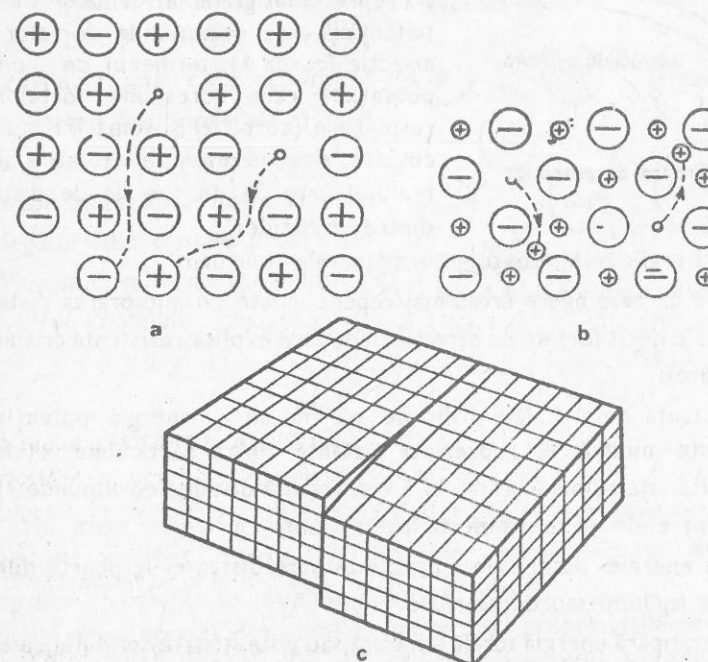


Fig. 6.2. Imperfecțiuni ale rețelei cristaline

Proprietățile cristalelor se pot împărți în două categorii mari:

— *proprietăți mai puțin sensibile la imperfecțiuni*: căldura specifică, dilatarea, elasticitatea, conductibilitatea electronică a metalelor, dia și para-magnetismul, dispersia și absorbția luminii ș.a., care depind numai de rețeaua fundamentală a cristalului;

— *proprietăți ce depind mai puternic de imperfecțiunile cristalelor*: proprietățile semiconductorilor (fenomenul fotoelectric intern, conductibilitatea electrică), duritatea cristalelor, fenomenul de difuzie, de absorbție a luminii, fosforescența, plasticitatea.

Energia de legătură

În § 2.4 au fost analizate interacțiunile dintre două molecule și am stabilit că acestea se manifestă sub formă de forțe de atracție, sau de respingere în funcție de distanța dintre ele. Energia potențială a unui astfel de sistem se exprimă ca sumă a doi termeni, unul care corespunde forțelor de atracție, altul care corespunde forțelor de respingere.

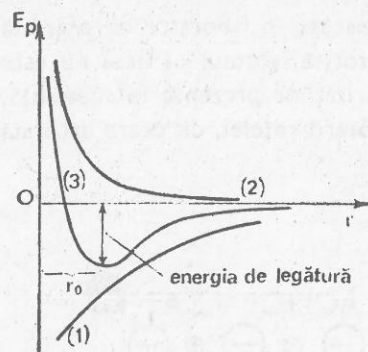


Fig. 6.3. Groapa de potențial

Din acest grafic putem extrage următoarele concluzii:

a) forțele de respingere cresc mai repede odată cu micșorarea distanței dintre particule decât forțele de atracție (fapt care explică rezistența cristalului la comprimare);

b) la distanța r de același ordin de mărime cu r_0 , energia potențială a sistemului este minimă; ea reprezintă distanța dintre particulele rețelei la echilibru (adică, așa cum s-a arătat în § 2.4, această distanță corespunde situației în care între ele nu se manifestă interacțiuni).

Valoarea energiei potențiale corespunzătoare distanței r_0 poartă numele de *energie de legătură* sau de *coeziune*.

Dacă se compară energia totală (cinetică sau potențială) a solidului cu energia aceluiași număr de atomi neutri, liberi, separați prin distanțe infinite se constată că cele două valori diferă. Dar, dacă se face diferența celor două valori, se obține tocmai energia de legătură, care reprezintă energia necesară disocierii cristalului în atomi (molecule sau ioni) separați.

Deci:

$$\text{energia de legătură} = \text{energia atomilor liberi} - \text{energia cristalului}$$

Clasificarea cristalelor

În funcție de contribuția diferitelor tipuri de forțe de legătură cristalină la energia de legătură, putem vorbi de cristale:

- ionice: NaCl, KCl, KBr etc.;
- covalente: diamantul, germaniul, siliciul etc.;

Să urmărim energia potențială a unui sistem de două particule învecinate ale rețelei cristaline în funcție de distanță dintre ele (fig. 6.3).

Deoarece expresiile matematice ale energiei potențiale sînt mai complicate, s-a reprezentat grafic termenul de energie potențială care corespunde forțelor de atracție (curba 1), termenul de energie potențială care corespunde forțelor de respingere (curba 2) și suma lor, cu alte cuvinte, energia potențială totală a sistemului (curba 3), în funcție de distanță dintre particule.

- metalice: Na, Ag etc.;
- moleculare: Ne, Ar, Kr, CH_4 , O_2 , H_2 în stare solidă;
- cu legătură de hidrogen: gheața, HF (acid fluorhidric).

În figura 6.4 sînt reprezentate cîteva tipuri de cristale. La toate, principalele forțe care acționează între atomii (sau moleculele) solidului sînt cele de natură electrică. Deosebiri esențiale între tipurile de legături din cristale provin din distribuția diferită a electronilor în interiorul cristalului.

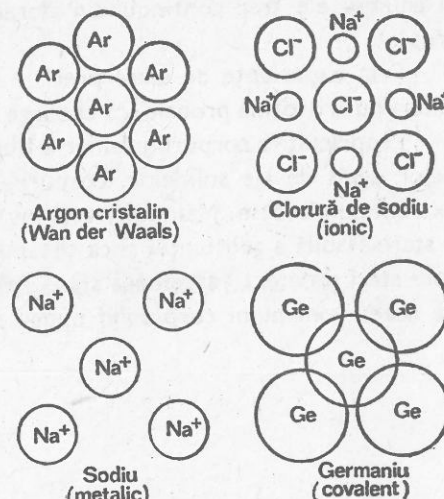


Fig. 6.4. Forțe de legătură în cristale

6.2. STAREA AMORFĂ

Nu toate corpurile numite de obicei solide sînt caracterizate printr-o structură periodică. Corpurile ale căror particule sînt așezate într-o dezordine perfectă se numesc *corpuri amorf*.

Din cauza acestei dezordini în structură, proprietățile acestor corpuri sînt aceleași indiferent de direcție; de aceea, corpurile amorf sînt *izotrope*. Cristalele, cu excepția celor cristalizate în sistemul cubic, dimpotrivă, sînt *anizotrope* din punct de vedere al celor mai multe proprietăți fizice, adică o aceeași proprietate fizică se manifestă cu intensități diferite după direcții diferite.

Dacă vrem să desfacem în bucăți un corp cristalin și unul amorf, se observă că în cazul corpului cristalin această operație se face pe direcția unor plane orientate într-un anumit mod, numite plane de clivaj. Cioburile rezultate au o formă asemănătoare cristalului inițial. La corpurile amorf suprafețele de ruptură sînt dimpotrivă neregulate, bucățile obținute avînd de asemenea forme neregulate, absolut întîmplătoare.

La studiul topirii (v. § 5.2) s-a arătat că fiecare corp cristalin prezintă o anumită temperatură de topire bine determinată, desfășurarea procesului în timp putînd fi reprezentată ca în graficul din figura 6.5, curba (1). Corpurile amorf se comportă cu totul diferit, (curba 2),

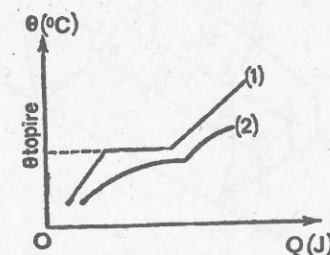


Fig. 6.5. Topirea corpurilor amorf

și anume: ele trec continuu din starea solidă în starea lichidă înmuindu-se treptat.

Prin experiențe de mare precizie s-a pus în evidență faptul că un corp amorf nu are formă proprie, că el curge dar extraordinar de încet.

Proprietățile corpurilor amorse fiind deci mai apropiate de cele ale lichidelor decât de ale solidelor, corpurile amorse pot fi considerate ca lichide extrem de vâscoase. Mai mult, veți învăța mai târziu că starea amorfă nu este o stare stabilă a substanței și că sistemele fizice tind întotdeauna să evolueze spre stări stabile. O asemenea stare stabilă am arătat că este starea cristalină, de aceea vom numi corp solid numai corpul cu structură cristalină.

7 SISTEM TRIFAZIC ÎN ECHILIBRU



Am încercat până acum să descriem comportarea diferitelor stări ale substanței și să o interpretăm în termenii teoriei cinetice. Dacă acest lucru este ușor de făcut atunci când substanțele reale se găsesc la presiuni suficient de scăzute și temperaturi ridicate pentru a putea fi studiate pe baza modelului gazului ideal, pe măsură ce temperatura scade și presiunea crește comportarea acestor substanțe nu mai poate fi descrisă pe baza aceluiași model, deoarece ele trec treptat din starea gazoasă în stare lichidă și apoi în stare solidă.

Cu toate acestea, parametrii de stare (p , V , T) rămân în continuare dependenți unul de altul, deci starea substanței poate fi descrisă și în aceste condiții printr-o ecuație de stare. Așa cum este de așteptat, expresia matematică a acestei ecuații de stare este complicată. De aceea, dependența parametrilor de stare ai unei substanțe reale este dată numai printr-un grafic spațial, care vizualizează suprafața de stare p - V - T pentru o substanță normală (își mărește volumul prin topire, fig. 7.1).

Să analizăm o asemenea suprafață de stare:

1) Se consideră pentru început substanța în starea solidă. Încălzind treptat, izobar substanța, ea își mărește volumul conform relației $V = V_0(1 + \alpha t)$, deci volumul ei crește liniar cu temperatura (segmentul dintre punctele 1 și 2). Ajunsă la temperatura de topire ea trece (prin încălzire) din starea solidă în starea lichidă, prezentând în timpul acestui

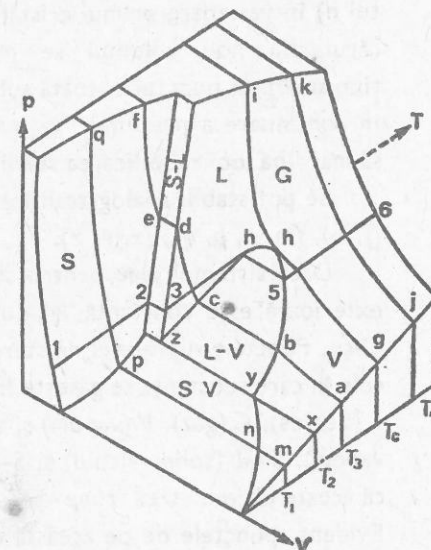


Fig. 7.1. Suprafața de stare a unei substanțe reale

fenomen o variație de volum bruscă (segmentul dintre punctele 2 și 3). De-a lungul acestei transformări, așa cum știm, temperatura de topire rămîne constantă. Încălzind în continuare substanța, care acum se găsește în stare lichidă, ea prezintă din nou o creștere a volumului ei cu temperatura (segmentul dintre punctele 3 și h). Temperatura substanței în starea descrisă la punctul h este tocmai temperatura de fierbere.

Deși nu încetează transferul de căldură vom observa că din punctul h pînă în punctul 5 temperatura se menține constantă: substanța fierbe.

În timpul fierberii se produce vaporizarea în toată masa substanței, deci în punctul 5 în vasul de experiență există numai vapori. Continuarea încălzirii conduce la creșterea temperaturii. Cînd aceasta trece peste valoarea critică vom avea substanța în stare gazoasă, iar volumul ei va prezenta o variație mult mai mare cu temperatura decît s-a observat pînă acum (segmentul dintre punctele 5 și 6).

2) Pe același grafic se poate urmări și un proces *izoterm*.

Se alege ca substanță de studiu o cantitate de vapori nesaturanți aflați într-un cilindru care ocupă un volum V la presiunea p și temperatura T (punctul a de pe grafic).

Dacă se mărește treptat presiunea vaporilor, volumul scade (porțiunea ab de pe grafic); cînd presiunea ajunge la valoarea p_m , vaporii devin saturați, deci începe fenomenul de condensare (punctul b) în timpul căruia volumul substanței se micșorează fără ca presiunea să crească. În punctul c toată substanța este în faza lichidă.

Continuînd comprimarea se observă o foarte slabă variație a volumului lichidului cu presiunea, așa cum era de așteptat. La un moment dat (în punctul d) în vas apare primul cristal: începe fenomenul de solidificare, în timpul căruia din nou volumul se micșorează fără să crească presiunea (porțiunea de). În punctul e , toată substanța se găsește în stare solidă. Creșterea în continuare a presiunii va micșora (foarte puțin) volumul solidului, fără să mai aibă loc modificarea stării.

Se pot stabili analog transformările substanței descrise prin curbele (g,i) , (j,k) , (m,n,p,q) , (x,y,z) .

Dacă sistemul ales pentru studiu este izolat adiabatic și dacă presiunea exterioară este constantă, el nu mai suferă transformări ci rămîne în echilibru. Punctele suprafeței de stare reprezintă deci stări de echilibru și anume: cele în care substanța se găsește într-o singură stare, notată pe grafic S (solidă), L (lichidă), G (gaz), V (vapori) și altele în care există două faze: $L-V$ (lichid—vapori), $S-L$ (solid—lichid) și $S-V$ (solid—vapori). Se observă, de asemenea, că aceste ultime trei zone se intersectează după o dreaptă (izotermă). Evident, punctele de pe această dreaptă reprezintă stări ale substanței în care ea poate exista simultan în cele trei faze: solidă, lichidă și de vapori; această dreaptă se numește *linie triplă*. Fiind vorba de o izotermă se poate

defini deci o temperatură *triplă*. Este temperatura la care cele trei faze sînt în echilibru.

Așadar, pentru o substanță se definesc trei valori caracteristice: *presiunea maximă* a vaporilor saturați, *temperatura critică* și *temperatura triplă*.

În cazul apei, de exemplu, cele trei valori sînt: $p = 4,5$ Torr; $t_{cr} = 374^\circ\text{C}$; $t_{tr} = 0,01^\circ\text{C}$. Iar pentru bioxidul de carbon, valorile sînt: $p = 5,11$ atm; $t_{cr} = 31,1^\circ\text{C}$; $t_{tr} = -56,6^\circ\text{C}$.

Se observă că bioxidul de carbon poate să existe la presiuni normale numai în stare solidă sau de vapori, iar în stare lichidă — numai la presiuni mai mari de 5,11 atm (în tancuri de oțel sau capsule ca cele folosite la auto-sifon).

20.06.81

8 ELECTRONUL

8.1. FENOMENE CARE AU DUS LA DESCOPERIREA ELECTRONULUI

Pină acum atomii și moleculele au fost concepute ca particule elementare, indivizibile și indestructibile. Într-adevăr atunci cînd ascuțim un creion cu o lamă, indivizibilitatea atomilor sau moleculelor presupune că niciodată lama nu va traversa un atom, ci va trece *printre atomi*. Chiar cu metode mai perfecționate de „despicare” cum ar fi evaporarea, dizolvarea sau reacția chimică, atomii se dovedesc indivizibili, exact în sensul dat de antici cuvintului de „atom”.

Natura compusă a atomilor este însă relevantă în anii de la frontiera dintre secolele XIX și XX, anunțînd o nouă etapă în înțelegerea naturii.

Prima descoperire în acest sens a fost cea a electronului. Trecerea curentului electric prin soluții are ca efect separarea unor substanțe la suprafața electrozilor (hidrogen, oxigen sau metale) (fig. 8.1). Masa substanței separate într-un interval de timp dat se poate determina și compara cu sarcina electrică transportată în același interval de timp. Faraday studiînd acest fenomen a observat că raportul dintre sarcina transportată (q) și masa separată la un electrod (m) poate fi exprimat prin relația:

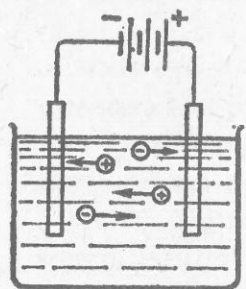


Fig. 8.1. Mișcarea ionilor în soluție, la trecerea curentului electric prin lichide.

$$\frac{q}{m} = \frac{F}{M} \cdot n \quad (8.1)$$

unde F — numărul lui Faraday = $9,649 \cdot 10^7 \text{ C/kmol}$,
 M — masa atomică (sau moleculară), relativă,
 a substanței separate,

n — un număr întreg (= 1, 2, 3, ...).

Acest rezultat experimental ne permite să tragem următoarele concluzii:

a) deoarece raportul m/M ne dă numărul de kilomoli de substanță separată la electrozi, rezultă că pentru a separa un kilomol de substanță este nevoie

întotdeauna de a transporta o sarcină electrică egală cu un multiplu de F , indiferent de substanță;

b) sarcina transportată de un atom (sau moleculă) se poate determina din raportul

$$\frac{F \cdot n}{N_A}$$

unde N_A este numărul lui Avogadro (= $6,023 \cdot 10^{26} \text{ kmol}^{-1}$).

De aci rezultă că cea mai mică sarcină transportabilă de un atom (sau moleculă) va fi:

$$e = \frac{F}{N_A} = \frac{9,649 \cdot 10^7 \text{ C/kmol}}{6,023 \cdot 10^{26} \text{ 1/kmol}} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C.}$$

Această sarcină poartă numele de *sarcină electrică elementară*. Rezultă că *sarcina electrică transportabilă de un atom (sau moleculă) nu poate fi decât un multiplu al acestei sarcini elementare*. Un atom (sau o moleculă) ce transportă o sarcină nenulă se numește *ion*. Semnificația fizică a numărului n este aceea de valență a ionului respectiv.

Deoarece această concluzie a fost obținută din raportul q/m pentru sarcina și masa *totală* transportată, ea ne dă doar o informație indirectă asupra raportului sarcină-masă pentru ionii individuali.

Pentru a obține informații directe asupra ionilor să analizăm experimentele de trecere a curentului electric prin gaze. După cum se știe gazele prezintă o conductibilitate electrică extrem de scăzută. Experiența arată însă că dacă se aplică o tensiune mare unor electrozi introduși într-o incintă cu gaz suficient de rarefiat atunci între electrozi ia naștere o descărcare electrică luminoasă acompaniată de trecerea unui curent electric apreciabil.

Putem studia acești purtători de sarcină limitînd descărcarea doar la regiunea din centrul unui tub cu gaze rarefiate și practicînd niște orificii în electrozi (fig. 8.2). În spatele electrodului negativ se observă un fascicul luminos ce emerge din dreptul orificiului și dă o pată luminoasă pe peretele tubului. În spatele electrodului pozitiv se observă un alt fascicul, mai puternic vizibil, care produce la fel o pată luminoasă pe peretele din capătul tubului. Aceste fascicule de radiații ce emerg din dreptul orificiilor au fost denumite *radiații catodice* și respectiv *radiații canal*. Experimentînd influența cîmpurilor electric și magnetic asupra fasciculelor ce emerg din zona de descărcare, observăm că ele sînt deviate. De aci putem să tragem o primă concluzie: aceste radiații *transportă sarcină electrică*.

Fizicianul englez J.J. Thomson a studiat intens proprietățile acestor fas-

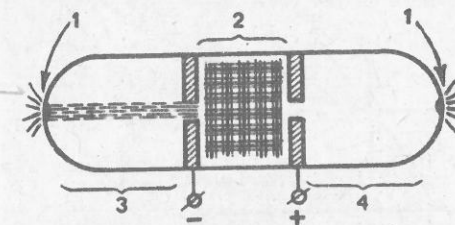


Fig. 8.2. Tubul cu descărcare în gaze rarefiate cu ajutorul căruia putem experimenta mișcarea ionilor în descărcare luminescentă:

1 — luminescență, 2 — regiunea de descărcare, 3 — radiații canal, 4 — radiații catodice.

cicule ajungînd la o serie de concluzii extrem de importante pentru înțelegerea naturii lor.

Astfel, studiînd devierea fasciculelor produse la descărcarea în diverse tipuri de gaze, a ajuns la concluzia că radiațiile catodice, spre deosebire de cele canal sînt deviate cu aceeași valoare, independent de natura gazului din descărcare sau a metalului din care sînt construiți electrozii.

Să vedem modul în care devierea fasciculelor încărcate permite determinarea caracteristicilor individuale ale purtătorilor de sarcină.

Cîmpul electric sau magnetic (de intensitate $\vec{E}$, inducție $\vec{B}$) acționează asupra unui purtător, ce are o sarcină q și o masă m , cu forțele:

$$(8.3) \quad \vec{F}_e = q\vec{E} \text{ și } \vec{F}_m = q\vec{v} \times \vec{B}.$$

unde $\vec{v}$ — viteza purtătorului de sarcină.

Din sensul de deviere față de cîmpul electric se poate determina semnul sarcinii purtătorului. Din ecuația de mișcare se poate determina accelerația purtătorului:

$$(8.4) \quad \vec{a}_e = \frac{q}{m}\vec{E} \text{ și } \vec{a}_m = \frac{q}{m}\vec{v} \times \vec{B}.$$

Se observă de aci că accelerațiile sînt proporționale cu raportul q/m al purtătorului. Deci putem să determinăm din astfel de experimente doar acest raport denumit *sarcină specifică*. Dacă alegem o geometrie astfel încît fasciculul să intre normal la cîmpurile electric și magnetic omogene și coliniare (fig. 8.3), atunci deviația datorată cîmpului electric și cea datorată cîmpului magnetic

vor fi perpendiculare una față de alta. Mișcarea purtătorilor va fi o suprapunere a trei mișcări: pe axa Ox , o mișcare cu accelerația a_m , pe axa Oy o mișcare cu accelerația a_e , iar pe axa Oz o mișcare uniformă cu viteza inițială $\vec{v}_0$:

$$x = \frac{1}{2} a_m t^2 = \frac{1}{2} \frac{q}{m} v_0 B t^2$$

$$y = \frac{1}{2} a_e t^2 = \frac{1}{2} \frac{q}{m} E t^2$$

$$z = v_0 t.$$

Traietoriile determinate de mișcarea în cîmp electric, respectiv

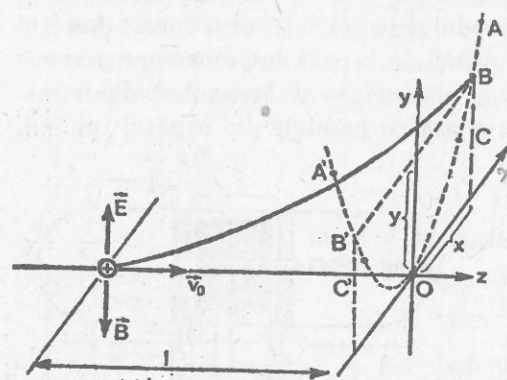


Fig. 8.3. Mișcarea unui purtător de sarcină încărcat electric, în cîmp electric și magnetic transversal direcției inițiale de mișcare. Punctele O, A, B, C și A', B', C' se află în planul xoy al unui ecran luminescent (sau placă fotografică).

magnetic se pot obține eliminînd parametrul $t = \frac{z}{v_0}$ din primele două ecuații:

$$x = \frac{1}{2} \frac{q}{m} B \frac{z^2}{v_0^2}; \quad y = \frac{1}{2} \frac{q}{m} E \frac{z^2}{v_0^2}.$$

Ecranul de observație este așezat la terminarea zonei de acționare a cîmpurilor omogene și la distanța $z = l$ de la intrarea fasciculului în cîmp. Locul geometric al punctelor de impact a fasciculului pe ecran pentru purtătorii de aceeași sarcină specifică, q/m (de diverse viteze inițiale) se va obține eliminînd pe v_0

$$(8.5) \quad x^2 = \left(\frac{1}{2} \frac{q}{m} \frac{B^2}{E} l^2 \right) \cdot y.$$

Aceasta este ecuația unei parabole, care are ca parametru o constantă ce depinde de datele experimentului și de sarcina specifică a purtătorilor, care poate fi astfel determinată (fig. 8.4). Experimentele făcute de J.J. Thomson au permis determinarea sarcinii specifice pentru nenumărați ioni. Sarcinile specifice ale unor purtători de sarcină (ioni pozitivi) sînt date mai jos:

$$H^+ \frac{q}{m} = 9,65 \cdot 10^7 \text{ C/kg}$$

$$CO^+ \frac{q}{m} = 3,45 \cdot 10^6 \text{ C/kg}$$

$$C^+ \frac{q}{m} = 8,04 \cdot 10^6 \text{ C/kg}$$

$$CO_2^+ \frac{q}{m} = 2,19 \cdot 10^6 \text{ C/kg}$$

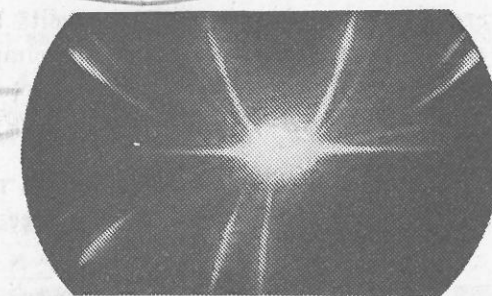


Fig. 8.4. Imagine pe placă fotografică a „parabolelor lui Thomson” pentru diferiți ioni formați într-o descărcare în gaze.

Metoda parabolilor poate fi astfel folosită și pentru determinarea maselor ionilor; din această cauză dispozitivul se mai numește și *spectrograf de masă*.

Determinarea sarcinii specifice a purtătorilor de sarcină negativă din radiația catodică, a dus la valoarea $\frac{q}{m} = -1,76 \cdot 10^{11} \text{ C/kg}$ enorm de mare în comparație cu valoarea obținută pentru cel mai ușor ion cunoscut: ionul de hidrogen.



J.J. Thomson (1856—1940)
Fizician englez. Premiul Nobel în 1906.

Explicația putea să fie dată ori presupunând că există ioni de masă comparabilă cu cea a atomului de hidrogen dar cu sarcină electrică de mii de ori mai mare, ori că există particule cu aceeași valoare a sarcinii ca ionul de hidrogen dar de câteva mii de ori mai ușoare.

S-a conturat astfel ideea că ar exista în natură particule mult mai ușoare decât cel mai ușor atom, ipoteză mai ușor credibilă decât a ionilor ce posedă mii de sarcini electrice elementare.

Ipoteza existenței în natură a unei particule încărcate negativ, de masă mult mai mică ca cea a atomului de hidrogen, cerea noi experimente care să permită caracterizarea ei.

8.2. MĂSURAREA DIRECTĂ A SARCINII ELEMENTARE

O contribuție importantă la rezolvarea acestei probleme a fost experimentul lui Millikan de determinare directă a sarcinii elementare.

Millikan a plecat de la ideea că trebuie să găsească un procedeu de măsurare a forțelor electrice ce se exercită asupra unei particule încărcată cu o sarcină electrică elementară, într-un câmp electric suficient de intens de ordinul a 10^3 kV/m. Valoarea acestei forțe este de:

$$F_e \sim 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 10^6 \text{ V/m} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ N}.$$

Pentru a echilibra o forță atât de mică, folosind de exemplu gravitația, este nevoie de un „suport” pentru sarcină, care să aibă o masă:

$$m = \frac{F_e}{g} = \frac{1,6 \cdot 10^{-13} \text{ N}}{9,8 \cdot \text{N/kg}} = 1,63 \cdot 10^{-8} \text{ mg}.$$

Presupunând că am alege ca suport, o mică sferă și considerînd că este făcută dintr-o substanță cu densitate aproximativ 10^3 kg/m³, ar trebui să aibă o rază de

$$m = \frac{4\pi r^3}{3} \cdot \rho \Rightarrow r = \left(\frac{3}{4\pi} \cdot \frac{m}{\rho} \right)^{1/3} \approx 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ mm}.$$

Această dimensiune este ușor de obținut cu picături fine de lichide pulverizate care sînt în același timp accesibile observației directe prin microscop (fig. 8.5). Pentru ca în timpul experienței masa particulei să nu se modifice se aleg lichide ce se vaporizează greu, cum ar fi uleiurile. Fin pulverizate, sînt

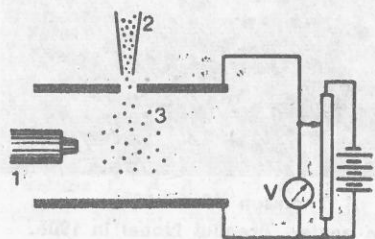


Fig. 8.5. Schema experimentului lui Millikan:
1 - microscop; 2 - pulverizator; 3 - picături sferice de ulei.

introduse între armăturile unui condensator unde pot fi aduse la echilibru cu ajutorul unui câmp electric ce poate fi măsurat (fig. 8.6). La echilibru:

$$\vec{F}_e = \vec{G} \Rightarrow qE = mg.$$

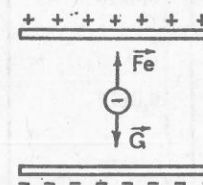


Fig. 8.6. Forțele care acționează asupra unei picături în repaus între armăturile condensatorului.

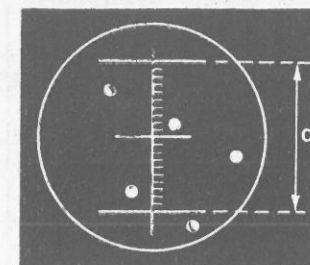


Fig. 8.7. Imaginea picăturilor în microscop. Firele reticulare sînt la distanța d între ele.

Dacă picătura se mișcă, atunci asupra ei va acționa și o forță de frecare cu aerul care este proporțională cu viteza dar opusă ei. În acest caz se realizează un echilibru dinamic, care face ca picătura să se miște cu viteză constantă, calculabilă din relația de echilibru a forțelor:

$$qE - mg = C \cdot v$$

C — constanta forței de frecare

v — viteza de mișcare.

Dacă microscopul este prevăzut cu două fire reticulare (fig. 8.7), putem calcula viteza, notînd timpul necesar de trecere a picăturii între cele două fire

$v = \frac{d}{\Delta t}$. Folosind un inversor, tensiunea electrică

poate fi inversată pe plăcile condensatorului astfel încît o particulă poate fi dusă de mai multe ori în sus sau în jos, sau ținută în echilibru.

În tabelul alăturat sînt date 15 măsurători ale unei singure particule (de masă constantă) pentru urcare, în câmp constant; particula și-a schimbat sarcina de mai multe ori.

Putem face media timpilor de urcare apropiați ca valoare. Deoarece inversul intervalului de timp de urcare este proporțional cu viteza de mișcare a picăturii, formăm un nou tabel care să ne dea valori proporționale cu vitezele picăturii (tabelul 8.2 și fig. 8.8).

Observăm de aci diferite viteze (proporționale cu $1/\Delta t$) ale picăturii determinate de schimbarea sarcinii ce o poartă.

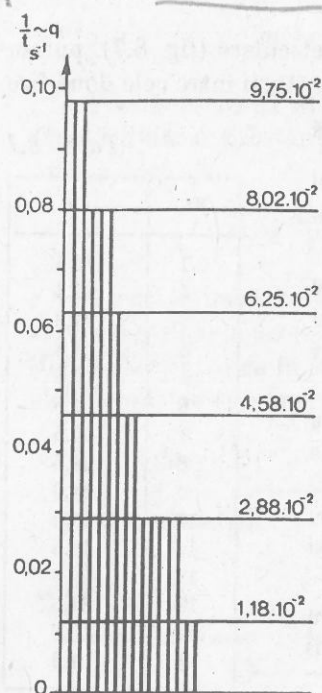
Tabel 8.1

Nr.	$t(s)$
1	12,5
2	12,4
3	21,8
4	34,8
5	10,3
6	84,5
7	85,5
8	34,6
9	34,8
10	16,0
11	12,5
12	34,8
13	34,6
14	10,2
15	21,9

Tabel 8.2

$t_{(sec)}$	$t_{(sec)}^{mediu}$	$1/t_{(sec^{-1})}$	diferențe de $1/t$
10,2 10,3	10,25	0,0975	0,0173
12,5 12,4 12,5	12,47	0,0802	
16,0	16,0	0,0625	
21,8 21,9	21,85	0,0458	0,0167
34,8 34,6 34,8 34,8 34,6	34,72	0,0288	
84,5 85,5	85,0	0,0118	

Ceea ce apare ca remarcabil este constanța diferențelor dintre vitezele, deci sarcinile, picăturilor.



Această constanță a diferențelor este o probă directă a faptului că sarcina electrică nu poate varia decît discret, ca multiplu al unei sarcini elementare. Calculul arată că valoarea acestei sarcini elementare este aceeași cu cea obținută din experimentul de electroliză.

Acceptînd că o valoare mai mică ca sarcina elementară nu există în natură și presupunînd că particula negativ încărcată ce apare în mod constant în radiația catodică posedă această sarcină elementară, rezultă că masa ei va fi

$$m = \frac{q}{\left(\frac{q}{m}\right)} = \frac{-1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}}{-1,76 \cdot 10^{11} \text{ C/kg}} = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg.}$$

Particula aceasta a fost denumită *electron*.

Fig. 8.8. Reprezentarea grafică a datelor experimentale expuse în tabelul 8.2. Barele verticale reprezintă valorile experimentale medii pentru $1/t$.

8.3. ELECTRONUL — CONSTITUENT UNIVERSAL AL SUBSTANȚEI

Recapitulînd concluziile experimentelor de pînă acum putem spune că există în natură o particulă identificabilă prin următoarele mărimi caracteristice invariabile:

$$\begin{aligned} m_e &= 9,1091 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \\ e &= -1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ C} \\ \frac{e}{m_e} &= -1,7589 \cdot 10^{11} \text{ C/kg} \end{aligned}$$

Aceste valori se obțin întotdeauna cînd se efectuează măsurători asupra electronului. Rezultă de aici că toți electronii sînt identici.

Se cunosc astăzi nenumărate fenomene care dovedesc că electronul este nelipsit din constituția substanței.

Prezența electronului se manifestă în toate fenomenele electrice. El poate fi scos din substanță prin nenumărate metode:

Electrizarea corpurilor, cunoscută încă din antichitate, este un proces prin care se transferă, prin frecare, electroni de la un corp la altul. Acest proces poate să electrizeze picăturile de ulei, din experiența lui Millikan.

Efectul fotoelectric constă în emisia de electroni din substanțe sub influența luminii (fig. 8.9). Poate fi folosit în experiența lui Millikan pentru a schimba sarcina picăturii de ulei în timp ce este privită la microscop. Poate fi folosit și pentru detectarea și măsurarea intensității luminoase.

Efectul termoelectronic constă în emisia de electroni din corpurile încălzite la incandescență (fig. 8.10). Fenomenul este prezent în toate becurile electrice

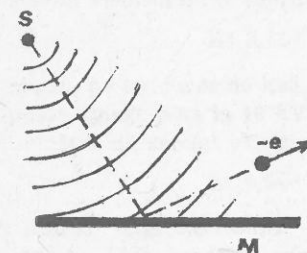


Fig. 8.9. Emisia unui electron sub influența radiațiilor luminoase emise de sursa S și care cad pe metalul M.

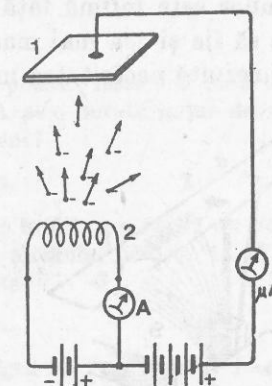


Fig. 8.10. Emisia de electroni prin încălzirea corpurilor:

1 — anod; 2 — filament adus la incandescență. Curentul electric poate fi observat doar dacă filamentul și anodul se află într-un balon vidat.

cu incandescență și este utilizat în tuburile electronice din aparatele de radio și T.V.

Radioactivitatea

Există unele substanțe, denumite *radioactive* care emit radiații invizibile, dar capabile să *înnegrească hîrtia fotografică* sau să *ionizeze aerul* prin care trece radiația.

S-a dovedit că aceste radiații nu sînt omogene fiind compuse din așa-numitele radiații α , β și γ . Cercetările au dovedit că radiațiile α sînt încărcate cu două sarcini electrice elementare pozitive și că au masa atomică 4, ceea ce le dezvăluie natura: ioni de heliu dublu ionizați. Radiația β este formată din electroni rapizi. Radiația γ nu este deviată de cîmpurile magnetice și electrice; ea este deci neutră din punct de vedere electric și este de natură electromagnetică (ca și lumina). (Radioactivitatea se va studia la capitolul 15.)

Este astfel clar că indiferent de materialul studiat și de fenomenul considerat *electronul este un constituent universal al materiei*.

Pornind de la acest fapt, ajungem la concluzia că electronul trebuie să fie un constituent obligatoriu al oricărui atom. Atomul însă trebuie să fie neutru din punct de vedere electric. Astfel că el mai trebuie să posede și alte componente care să fie încărcate cu sarcină egală dar de semn contrar (pozitivă).

Atomul ne apare astfel ca un sistem neutru de particule care interacționează prin forțe electrice. Am ajuns astfel la o concluzie importantă: *atomul trebuie să fie la rîndul lui divizibil deoarece din el putem extrage electroni prin diverse metode*.

Atomul trebuie să conțină și particule electrizate pozitiv. Cum masa electronilor este infimă față de masa atomului, purtătorul sarcinii pozitive trebuie să fie și cea mai masivă parte a atomului. De aici rezultă necesitatea unor noi experimente.

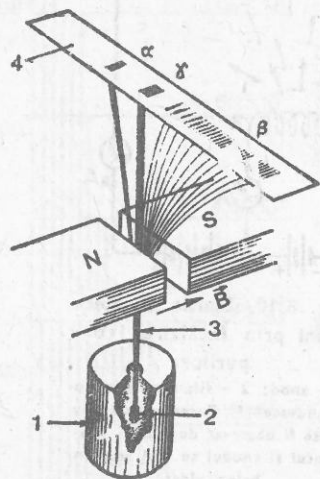


Fig. 8.11. Emisia de radiații α , β și γ :

1 — incintă de plumb prevăzută cu un canal care să permită ieșirea radiațiilor de la preparatul radioactiv; 2 — fasciculul de radiații, 3 — trecînd printre polii unui electromagnet este desfăcut în trei fascicule distincte, ce impresionează un film fotografic, 4.

Întrebări și probleme

- De ce se poate spune că numărul lui Avogadro este veriga de legătură între fizica macroscopică și cea microscopică?
- Explicați ce înțelegeți prin afirmația că electronul este o particulă elementară?
- Ce înseamnă și ce consecințe credeți că decurg din conservarea sarcinii electronului?
- Pentru a ne da seama cît de mare este sarcina electrică egală numeric cu constanta lui Faraday să se calculeze ce potențial electric ar trebui să aibă o sferă metalică cu raza de 1 m în vid pentru a putea acumula o sarcină electrică egală cu 1 F (indicație: se va lua în considerație capacitatea sferei).

R: $8,67 \cdot 10^{14}$ V.

- Să presupunem că plăcile condensatorului se găsesc la o diferență de potențial de 500 V, că se află la o distanță de 0,5 cm una de alta și că țin în echilibru static o picătură ce posedă patru sarcini elementare de electricitate.

Să se calculeze cu cît trebuie să modificăm tensiunea aplicată pe plăci dacă particula pierde sau cîștigă o sarcină elementară.

Analizați sursele de erori în măsurarea sarcinii și estimați precizia metodei.

R: 166,7 V; 100 V.

- Calculați ce sarcină trebuie să treacă la electroliza apei acidulate pentru a degaja 1000 cm³ de hidrogen cu 0°C și 760 torr.

R: 4,31 C.

- Curentul electric care trece prin aer, printr-o secțiune de 1 m², la suprafața pămîntului (pe vreme senină) este de ordinul a $3,10^{-12}$ A. Ce număr de electroni transportă pe secundă acest curent?

R: $1,87 \cdot 10^7$ electroni.

- Calculați numărul de electroni ce străbat prin canalul unui trîznet de 50 kA ce durează $3 \cdot 10^{-7}$ s.

R: $0,94 \cdot 10^{17}$ electroni.

- Atunci cînd vă „curentează” o îmbrăcăminte din plastic, înseamnă că a trecut prin corpul vostru un curent de aproximativ 50 mA pe o durată în jur de 10^{-4} s. Cîte sarcini elementare a cuprins acest impuls de curent?

R: $3,12 \cdot 10^{13}$ sarcini elementare.

- Mersul pe un covor de lînă, într-o zi uscată, poate încărca un om la un potențial ce poate ajunge pînă la 10 kV. Capacitatea electrică a omului fiind de 15 pF, calculați numărul de sarcini electrice elementare acumulate?

R: $0,94 \cdot 10^{12}$ sarcini elementare.

- Emisia termoelectronică este guvernată de legea lui Richardson: $I = A \cdot a \cdot T^2 \exp(-b/T)$; unde I este intensitatea curentului electronic în amperi, A — aria emisivă a filamentului în cm², T — temperatura lui în K, iar a și b sînt două constante de material. Să se compare emisia a două filamente, geometric identice, făcute din materiale diferite: Ag ($a = 0,76$ A/cm² · K²; $b = 4,13 \cdot 10^4$ K) și W ($a = 60$ A/cm² · K²; $b = 5,27 \cdot 10^4$ K). Calculați emisia la $T = 1500$ K. Discuțați cu atenție rezultatele!

R: 25,23.

9 EMISIA RADIAȚIEI ELECTROMAGNETICE DE CĂTRE ATOMI

9.1. FOTOMETRIE ENERGETICĂ

Pentru a descrie cantitativ sursele de radiație ca și efectele lor este necesar să se recurgă la o serie de mărimi și unități specifice. Capitolul din fizică care se ocupă cu studiul și măsurarea radiațiilor poartă denumirea de fotometrie. Din totalitatea radiațiilor electromagnetice un rol covârșitor în existența umană îl are radiația luminoasă. Caracterizarea ei cantitativă prezintă însă dificultăți datorită faptului că senzația de lumină este subiectivă și dependentă de lungimea de undă a radiației. De aceea partea din fotometrie care se ocupă de aspectele luminoase (subiective) se numește fotometrie vizuală spre deosebire de cea generală care ia în considerație mărimi obiective și se intitulează fotometrie de radiație sau energetică. În acest scop fotometria energetică pornește de la o mărime fizică fundamentală care caracterizează radiația: energia radiantă (W_e), măsurată în jouli. Ea exprimă energia radiației emise sau absorbite sau energia transportată de radiație. Raportînd această energie la intervalul de timp în care s-a produs procesul (de emisie, absorbție sau de transport) obținem o nouă mărime denumită flux energetic (Φ_e) care se măsoară în wați. Pentru surse emițătoare nepunctiforme se poate defini o altă mărime care să exprime fluxul energetic emis de unitatea de arie, care se numește emitanță energetică și se măsoară în wați/m². Echivalentul acestei mărimi pentru procesul de absorbție de radiație se numește iluminare energetică; se măsoară tot în wați/m². În definirea ultimelor două unități s-a presupus că emisia sau absorbția de radiație este uniform distribuită pe unitatea de arie. Dacă vrem să exprimăm energia radiantă sau oricare altă mărime energetică numai într-un domeniu îngust de frecvențe sau lungimi de undă folosim densitatea spectrală a mărimii respective.

9.2. RADIAȚIA TERMICĂ

9.2.1. CORPUL NEGRU

Experiența ne arată că orice corp la o temperatură mai mare ca 0 K emite un spectru larg de radiație electromagnetică. Reprezentînd grafic densitatea spectrală a energiei radiației unui corp (în unități arbitrare) încălzit la diverse temperaturi (fig. 9.1) putem să observăm unele caracteristici ale acestei radiații:

- radiația nu se emite uniform; există un maxim de emisie la o lungime de undă bine determinată, ce depinde de temperatura corpului;
- energia totală radiată (aria cuprinsă sub curbă) crește rapid cu creșterea temperaturii;
- energia emisă în diverse zone spectrale va depinde, pe lîngă temperatură, și de corpul emițător.

Există însă un caz deosebit (ideal) în care observația de la punctul c nu mai este valabilă. Să presupunem

că construim o incintă cu pereți extrem de groși, care să o izoleze de exterior. În interiorul incintei va exista o radiație care va fi succesiv emisă și absorbită de pereți. Prin aceste procese de emisie și absorbție se va produce egalizarea temperaturilor pereților incintei. Se va realiza în acest fel un regim de echilibru termic, radiația care va exista în cavitate se va numi și ea radiație de echilibru. Această radiație de echilibru se numește radiație de corp negru și are proprietatea remarcabilă că spectrul și energia emisă este în totalitate descrisă doar de un singur parametru: temperatura pereților incintei.

Incinta la rîndul ei se numește corp negru. Denumirea provine de la faptul că această incintă este prototipul unui corp ideal care ar absorbi complet toată radiația care ar cădea pe el (deci reflexia ar fi nulă) și deci ar apărea ca neagră.

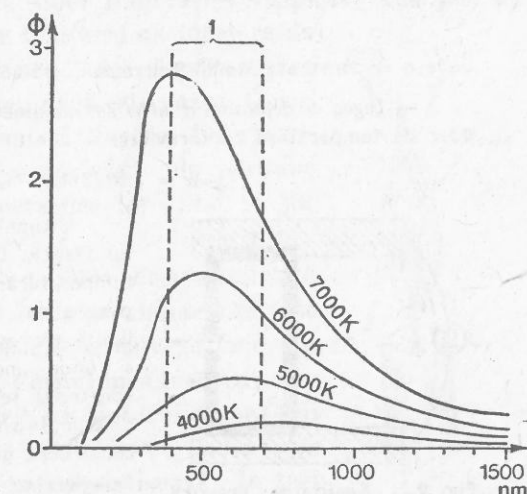


Fig. 9.1. Spectrul radiației corpului negru pentru diverse temperaturi:
1 — domeniul vizibil.

Datorită locului extrem de important pe care-l ocupă radiația termică printre sursele de radiație, dăm mai jos cele mai importante legi care o guvernează:

— Legea lui Planck pentru radiația corpului negru:

$$M_{e,\lambda}(T) = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{ch}{\lambda k T}} - 1} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1}$$

unde $M_{e,\lambda}(T)$ este densitatea spectrală a fluxului de energie emis de unitatea de arie a unui corp negru în unghiul 2π .

c — viteza luminii = $2,9979 \cdot 10^8$ m/s

h — constanta lui Planck = $6,6256 \cdot 10^{-34}$ J·s

k — constanta lui Boltzmann = $1,3805 \cdot 10^{-23}$ J/K

$C_1 = 3,7415 \cdot 10^{-16}$ W·m²

$C_2 = 1,43879 \cdot 10^{-2}$ m·K

— Legea Stefan-Boltzmann: puterea totală radiată de unitatea de arie a unui corp negru în unghiul solid 2π este

$$M_e(T) = \sigma T^4$$

unde σ = constanta Stefan-Boltzmann = $5,6697 \cdot 10^{-8}$ W/m²·K⁴.

— Legea de deplasare a lui Wien: maximul emisiei radiației corpului negru depinde doar de temperatură conform legii

$$\lambda(T)_{max} = 2,8978 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K} = 2897,8 \mu \text{ m} \cdot \text{K}$$

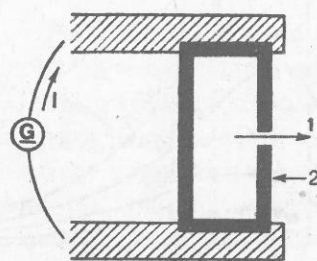


Fig. 9.2. Realizarea practică a unui corp negru: 1 — radiația termică emisă; 2 — incinta de grafit.

Ultimele două legi se pot deduce din legea lui Planck. Dintre toate corpurile, aduse la aceeași temperatură, corpul negru va avea cea mai mare putere de emisie. Corpul negru, fiind un caz limită, nu este realizabil practic. Emisia de radiație a unor metale sau a unor incinte anume construite se apropie destul de mult de radiația de echilibru a corpului negru. În figura 9.2 se arată construcția unei incinte cu proprietăți de corp negru. Pereții sînt de grafit, care sînt utilizați în același timp și ca conductori prin care trece un curent electric ce încălzește incinta. Orificiul din peretele incintei servește la extragerea radiației termice.

Pentru ca radiația termică să fie vizibilă, trebuie ca temperatura corpului emițător să fie suficient de ridicată. Această afirmație poate fi verificată pe datele din tabelul 9.1.

Tabelul 9.1.

T(K)	% din energia radiantă care se emite în vizibil
1500	0,0
2000	1,7
3000	14,6
4000	31,8
6000	49,7
8000	47,7
12000	18,6

Se vede că pentru a emite cu maxim de randament în domeniul vizibil trebuie ca temperatura emițătorului să fie în jur de 6 000 K.

Dacă dorim ca sursa doar să ne încălzească, atunci ea va trebui să emită cu maxim de randament în domeniul infraroșu (I.R.) a spectrului. Pentru aceasta, temperatura sursei poate să fie mai mică.

9.2.2. SURSE DE LUMINĂ CU INCANDESCENȚĂ

Lămpile cu incandescență folosite în iluminat pot fi de două categorii:

lămpi cu $\begin{cases} \text{combustie} \\ \text{fără combustie} \end{cases}$

Flacăra este o reacție chimică (cu multă degajare de energie) între două substanțe dintre care una arde (carburant) și cealaltă întreține arderea (comburant). Flacăra unei luminări corespunde reacției de ardere a carbonului în oxigen (din aer) cu formare de CO₂. Orice corp incandescent arde, dar flacăra apare doar dacă corpul este volatil sau dacă este gazos. Gazul sau vaporii incandescenței formează flacăra. Luminozitatea flăcării se datorește particulelor de cărbune aduse la incandescență, temperatura lor fiind în jur de 1 800°C (fig. 9.3).

Becul electric este în zilele noastre cea mai folosită sursă de iluminat. Becul electric cu incandescență este construit dintr-un balon de sticlă în care se face vid sau se introduce un gaz inert. Corpul incandescent este un filament de wolfram încălzit cu ajutorul curentului electric la o temperatură de 2 500 ... 3 000°C. Energia electrică consumată de bec se repartizează în trei procese:

- radiație luminoasă ($\approx 12\%$)
- radiație termică (I.R.) ($\approx 74\%$)
- pierderi prin conducție termică ($\approx 14\%$)

Soarele este principala sursă de radiație pentru Pământ.

Din cauza absorbției atmosferei, la suprafața pământului ajunge un spectru îngust de radiație electromagnetică grupate în două „ferestre” de transparență: fereastra radio și fereastra optică. Repartiția energiei în spectrul vizibil solar este asemănătoare cu cea a unui corp negru la o temperatură de radiație de aproximativ 6 000°K. Soarele avînd o mișcare diurnă, distribuția spectrală cit și fluxul total de energie se modifică cu poziția soarelui pe cer. În figura 9.4 se dă această distribuție în unități relative; curbele dau repartiția energiei solare: 1 — dincolo de limitele atmosferei; 2 — soarele la 90° (zenit); 3 — soarele la 30° deasupra orizontului; 4 — soarele la 10° deasupra orizontului (răsărit și apus).



Fig. 9.3. Flacăra; se indică zona de temperatură maximă.

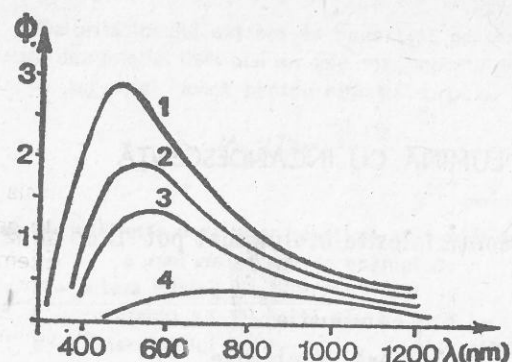


Fig. 9.4. Spectrul radiației emis de Soare:

1 — dincolo de limitele atmosferei; 2 — Soarele aflat la zenit; 3 — Soarele aflat la 30° deasupra orizontului; 4 — Soarele aflat la 10° deasupra orizontului.

Fluxul total vizibil al radiației solare primit în afara atmosferei terestre, pe unitatea de arie (iluminarea energetică) la o distanță medie Soare-Pământ este $1,36 \text{ kW/m}^2$, denumită și *constantă solară*. Această valoare este baza de calcul pentru toate dispozitivele de captare a energiei solare pe Pământ (vezi și § 12.3.1 — Heliocentrale).

EXTINDEREA ÎN FIZICĂ

9.2.3. SURSE DE RADIAȚII INFRAROȘII (I.R.)

Orice sursă de radiații luminoase obținute prin incandescență, reprezintă automat o sursă de radiații I.R. Totuși se poate realiza și aci o specializare a surselor astfel ca randamentul de emisie în I.R. să fie cât mai mare. Din punct de vedere al distribuției spectrale, sursele de radiații I.R. se împart în trei categorii:

a) Surse de radiații I.R. scurte: acestea sînt lămpi cu incandescență cu balonul de sticlă și funcționează la temperaturi cuprinse între 2 000—2 500 K. Maximul de emisie al acestor lămpi este în jur de $1 \dots 1,2 \mu\text{m}$; deoarece emit și radiații luminoase se numesc și *surse luminoase*. În această calitate se pot folosi și becurile obișnuite cu incandescență alimentate cu o tensiune cu 10—15% mai mică ca cea nominală.

b) Surse de radiații I.R. medii: acestea sînt *radiatoarele* electrice construite din materiale ceramice, încălzite prin efect Joule, putînd funcționa în aer liber deoarece au o temperatură de lucru cuprinsă între 700... 1 500 K. Spectrul I.R. emis are un maximum între 2 și $4 \mu\text{m}$.

c) Surse de radiații I.R. lungi: sînt confecționate din plăci de ceramică sau oțel inoxidabil, încălzite prin efect Joule sau prin flacără și au o temperatură sub 700 K. Au o emisie spectrală cu maximum cuprins între $4\text{--}10 \mu\text{m}$. Din această categorie fac parte și sobele de încălzit. Ele sînt denumite *surse întunecoase*.

9.3. LUMINESCENȚA

9.3.1. TIPURI ȘI CLASIFICARE

Luminescența desemnează o categorie mare de fenomene în emisia de lumină ce nu se face pe baza unor procese termice. Astfel nenumerate gaze, lichide sau solide pot emite lumină sub influența unor factori externi. Exemple de astfel de fenomene luminescente sînt:

— fotoluminescența, catodoluminescența, roentgenluminescența, chemiluminescența, bioluminescența, triboluminescența, electroluminescența.

În general fenomenele de luminescență pot fi grupate în două mari categorii și anume: *fluorescența* și *fosforescența*. Fluorescența am cunoscut-o de exemplu în fenomenele luminoase ale descărcărilor în gaze. Fosforescența este proprietatea unor substanțe care ca urmare a iluminării lor emit un timp îndelungat lumină (fosforul galben). Cele două categorii corespund astfel unei împărțiri după durata luminescenței. Fluorescența durează atîta timp cît acționează cauza care a generat-o, pe cînd fosforescența este de lungă durată (poate fi de ordinul a zecilor de secunde sau mai mult). Împărțirea aceasta nu este însă prea riguroasă deoarece se găsesc nenumerate cazuri cu durate de luminescență intermediare. Substanțele care sînt capabile de luminescență poartă denumirea generală de *luminofoari* iar uneori se mai numesc *scintilatori* (mai ales în aplicațiile din fizica nucleară).

Fotoluminescența constă în reemisia de radiație luminoasă de aceeași lungime de undă (fluorescență de rezonanță) sau de lungime de undă diferită de cea a radiației excitatoare. Experiențele arată că radiația de fluorescență este caracteristică tipului de atom sau de moleculă excitat. Din această cauză ea poate fi folosită ca metodă de analiză chimică. Radiația de fluorescență a atomilor este în general formată din cîteva linii spectrale, pe cînd cea a moleculelor, lichidelor sau solidelor este în general sub forma unor benzi de frecvențe.

Luminescența catodică este determinată de excitarea prin ciocnirea cu electroni a gazelor sau solidelor (luminescența sticlei în dreptul fasciculului de radiații catodice). În general toate radiațiile atunci cînd străbat substanțele determină o luminescență. Dacă această luminescență este în vizibil atunci substanța poate fi folosită la detectarea acestor particule.

Din categoria luminescenței gazelor provocate de particule încărcate face parte și *aurora polară* care este provocată de un flux puternic de radiații cosmice de origine solară.

O altă clasă de fenomene de luminescență este cea a chemo și bioluminescenței. Această luminescență este consecința unor reacții chimice. Exemplul cel mai cunoscut de bioluminescență îl constituie lumina dată de licurici. Există și alte animale și plante care au o astfel de proprietate.

Triboluminescența este luminescența care apare ca urmare a frecării sau ruperii unor cristale (ca zahărul...). Ruperea unor legături chimice, în urma unor acțiuni mecanice, lasă unele molecule într-o stare cu energie superioară. Revenirea lor la starea inițială conduce la emisie de lumină.

Electroluminescența constă în excitarea electrică a luminescenței. Ea este cel mai bine reprezentată de radiația emisă de tuburile cu descărcare în gaze.

O caracteristică interesantă a fenomenului de luminescență este aceea că ea reprezintă o emisie de radiație de neechilibru, spre deosebire de radiația termică care este o radiație de echilibru.

Experiment

Luați o bandă izolatoare sau de leucoplast. După ce vă obișnuiți ochii la întuneric, începeți să desfaceți încet banda de pe bobină. Dacă ea este nouă (proaspătă) în regiunea de dezlipire veți vedea mici licăriri luminoase verzui, ca urmare a efectului de triboluminescență. Rebobinând banda putem repeta experiența.



9.3.2. CONVERSIA RADIAȚIEI. TUBURI FLUORESCENTE

Conversia radiației poate fi realizată cu ajutorul luminoforilor (scintilatori). Vizualizarea fasciculului de electroni pe tubul catodic, a radiațiilor X pe ecranul radiosopic, a radiațiilor α în spintariscop etc. ...sînt tot atîtea exemple de conversie.

Pe această bază s-au construit dispozitive de conversie a radiației I.R. în radiația vizibilă ceea ce permite „vederea în întuneric“.

O aplicație importantă a fenomenului de luminescență este *tubul fluorescent*.

Este construit dintr-un tub cilindric lung umplut cu vapori de mercur și cu argon la presiune joasă, avînd suprafața interioară acoperită cu un luminofor. În interiorul tubului, la cele două capete sînt plasate două filamente care reprezintă de fapt doi electrozi încălziți între care se produce o descărcare în gaze (electroluminescență). Deoarece radiația descărcării în mercur se situează în U.V., ea poate excita fotoluminescența luminoforului emițîndu-se o radiație luminoasă. Culoarea radiației emise poate fi aleasă prin folosirea unui luminofor sau a unui amestec de luminofori, astfel încît să se obțină o radiație cît mai apropiată de cea a zilei. În acest fel într-un tub fluorescent au loc

simultan două feluri de luminescență: electroluminescența și fotoluminescența.

Tuburile fluorescente au o eficacitate luminoasă în medie de trei ori mai mare ca cea a lămpilor cu incandescență la același consum.

9.3.3. EMISIA DE LUMINĂ A ATOMILOR. SERII SPECTRALE

Să ne oprim asupra particularităților radiației emise de atomi.

Un experiment simplu ne scoate în evidență faptul că substanțele pot să emită radiații caracteristice atomilor componenți.

Experiment

Colorarea unei flăcări

Pentru a imprima culoare unei flăcări se caută să se „ardă“ săruri ale unor elemente. Se folosește în acest scop un bec cu gaz reglat astfel ca flacăra să fie incoloră (aragaz). Se pune puțină substanță de analizat pe o sticlă de ceas și se adaugă o picătură de acid clorhidric. Se amestecă cu un fir de nichelină și se introduce cu ea în flăcără în zona mai rece din interiorul flăcării. Aci temperatura nefiind prea ridicată culoarea se poate observa treptat pe măsură ce substanța se volatilizează.

Acidul clorhidric are rolul să transforme sarea în clorură care în majoritatea cazurilor este mai volatilă.

În acest fel putem face și o mică analiză calitativă care să ne arate prezența unuia din elementele din tabel.

Tabelul 9.2.

Sîrma de nichelină se poate lua de la o spirală de încălzire a unui reșou electric. Pentru a nu vă arde, capătul sîrmei se înfige într-un băț din lemn.

Pentru substanțele în stare gazoasă emisia de radiație luminoasă poate fi obținută și în tuburile de descărcare la presiune joasă.

Culoarea flăcării	element prezent
Galben	Na, Ba
Galben roșiatic	Ca
Verde	Tl, B, Cu
Violet	K, Rb, Cs
Albastru albicios	Pb, As, Sb
Albastru	In, Cu

Astfel hidrogenul introdus în tubul cu descărcare va da o emisie de radiație luminoasă roșie. Analizînd cu ajutorul unui spectroscop această radiație vedem că ea este compusă din radiații de diverse culori (vezi tabelul 9.3). Nenumăratele experimente efectuate au scos în evidență că emisia electromagnetică a atomilor liberi constă dintr-o serie de radiații de lungimi de undă bine determinate. Fiecare din aceste componente este denumită *linie* din cauză că așa apare privită printr-un spectroscop *imaginea fantei de intrare*.

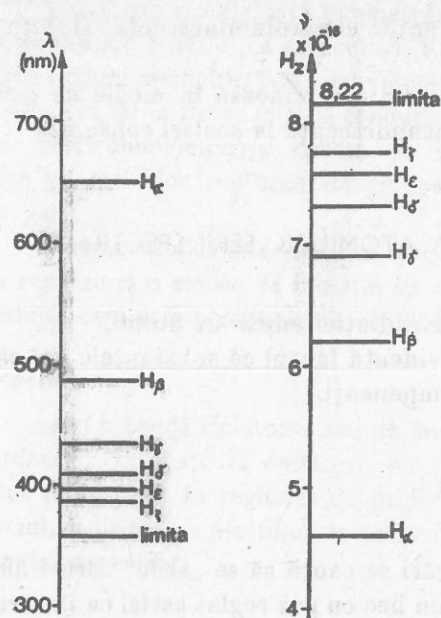


Fig. 9.5. Liniile spectrale ale hidrogenului.

Studiindu-se astfel de spectre s-au căutat unele regularități care să permită să se deducă frecvențele acestor radiații. O astfel de formulă a fost găsită în 1885 de către Balmer pentru liniile emise de hidrogen într-o descărcare în gaz:

$$\lambda = 364,6 \frac{n^2}{n^2 - 4} \text{ în nm,}$$

unde $n = 3, 4, 5, 6, \dots$ pentru liniile $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, \dots$

Un pas înainte a fost făcut de Rydberg în 1890, rescriind această relație în funcție de $\nu = \frac{c}{\lambda}$:

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 3, 4, 5, \dots$$

unde $R = 3,289 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$, este denumită constanta lui Rydberg.

Dacă privim cele două relații doar prin prisma transformărilor matematice, nu vedem nici o deosebire esențială. Și totuși relația scrisă în a doua formă a generat înțelegerea mai profundă a spectrelor și a structurii atomice. Prin ce se deosebesc ele? Prin ceva care la prima vedere pare a fi neesențial și anume printr-o „organizare” mai simetrică a expresiei din dreapta egalității. Rezultă: inversul lungimii de undă este proporțional cu diferența inverselor pătratelor unor numere naturale. Această scriere scoate în evidență o origine comună a celor doi termeni.

Tabelul 9.3

Liniile hidrogenului (vezi figura 9.5)

roșu	H_α	656,3 nm
albastru-verde	H_β	486,1 nm
violet	H_γ	434,0 nm
violet închis	H_δ	410,2 nm
U.V.	H_ϵ	397,0 nm
U.V.	H_ζ	388,9 nm

Într-adevăr, pasul următor este de a considera că frecvențele (sau lungimile de undă) tuturor radiațiilor emise de atom, se pot obține prin diferența a doi termeni:

$$\nu_{nm} = T_n - T_m$$

unde $m < n$, iar

$$T_n = -\frac{R}{n^2}, \quad T_m = -\frac{R}{m^2},$$

numiți *termeni spectrali* (T) și că acești termeni spectrali sînt într-un fel legați de succesiunea numerelor naturale (indicii n sau m). Acest principiu, extras din experiență, se numește *principiul de combinare Rydberg-Ritz*.

Lectură

Este de asemenea important de remarcat prezența în aceste relații a unor numere întregi. Am mai întâlnit astfel de cazuri la alte fenomene:

- frecvența armonicilor este un multiplu întreg al unei frecvențe denumite fundamentale ($\nu_{armonică} = n \nu_0$);
- sarcina electrică a corpurilor electrizate este un multiplu întreg al unei sarcini elementare ($q = ne$).

Principiul de combinare ne scoate în evidență o altă relație de acest gen, în care numărul întreg se pare că joacă un rol important.

Lista cazurilor în care o exprimare mai simplă a unei legi sau a unei formule a scos în evidență existența unor principii mai generale, mai profunde, este destul de mare. Așa cum în cazul cristalelor simetria exterioară ascunde o ordine și simetrie interioară, tot așa o încercare de a exprima legile și relațiile matematice sub o formă simetrică și armonioasă nu este așadar numai un lucru frumos dar și necesar pentru relevarea naturii intime a fenomenelor naturii.

Se poate spune că dintre toate principiile fundamentale pe care le putem întrezări în natură, *principiul simplității* este cel mai general, mai profund și într-un fel cel mai restrictiv. Iată două afirmații cu privire la această simplitate a legilor naturii: „Legile fizicii trebuie să aibă frumusețe matematică” (P.A.M. Dirac), „În esență, natura este simplă” (H. Yukawa).

Posibilitatea de a descrie întreaga emisie de radiație electromagnetică a atomului de hidrogen și altor atomi cu ajutorul principiului de combinare, ne indică generalitatea lui. Liniile spectrale ale altor atomi pot fi de asemenea obținute cu ajutorul acestui principiu.

Frecvențele liniilor spectrale emise de către hidrogen cresc treptat cu creșterea lui n . Din acest motiv mulțimea liniilor pentru un m dat poartă numele de *serie spectrală*, iar valoarea frecvenței pentru $n = \infty$ poartă denumirea de *limita seriei*

$$\nu_{\infty 2} = -T_2 = \frac{R}{4} = 8,222 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}.$$

Această limită a seriei se găsește în ultraviolet.

Pentru hidrogen au mai fost găsite și alte linii spectrale, atât în infraroșu cât și în ultraviolet. Și aceste linii spectrale pot fi încadrate în serii spectrale pe baza principiului de combinare (vezi tabelul 9.4).

Tabelul 9.4

seria	domeniul spectral	formula	m	n	limita seriei nm
Lyman	U.V.	$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	1	2,3,4, ...	91,15
Balmer	Viz+U.V.		2	3,4,5, ...	364,6
Paschen	I.R.		3	4,5,6, ...	802,4
Brackett	I.R.		4	5,6,7, ...	1458,4
Pfund	I.R.		5	6,7,8, ...	2278,8

Probleme și întrebări

1. Să presupunem că avem o incintă izotermă care are o deschidere mică ce lasă să pătrundă radiația înăuntrul ei. Știind că factorul de reflexie (ρ), definit ca raportul între fluxul incident și cel reflectat este de 0,1 și că transmisia este nulă, să se calculeze procentul de radiație absorbită de pereții incintei după trei, respectiv patru reflexii interioare.

R: 99,90%; 99,99%.

2. Explicați de ce se folosește termenul de *negru* pentru radiația corpului negru?

3. Într-o explozie termonucleară, temperatura gazelor poate atinge 10^7 K. Determinați lungimea de undă și frecvența maximului de radiație în acel moment.

R: $2,89 \cdot 10^{-10}$; $1,03 \cdot 10^{18}$ Hz.

4. În ce domeniu spectral se află maximul de radiație termică a corpului omenesc? Ce aproximații ați făcut în această evaluare?

R: $9,35 \cdot 10^{-6}$ m.

5. Pământul primește de la Soare 1340 W/m^2 , la suprafața sa. Considerind că se află în echilibru (adică emite la rândul lui aceeași cantitate de energie) și că se comportă ca un corp negru, aflați temperatura la suprafața lui.

R: 392 K.

6. Soarele prezintă o serie de pete mai întunecate decât restul suprafeței. Temperatura unor astfel de pete este de 4000 K în timp ce suprafața din jur are cam 6000 K. Explicați de ce apar ele întunecate și care este raportul dintre puterile radiate din cele două regiuni.

R: 0,20.

7. W. Wollaston (≈ 1800) a observat câteva linii întunecate pe fondul spectrului continuu emis de Soare și le-a descompus pe o prismă. El a atribuit aceste linii, unor zone de separare naturală dintre culori. Este oare adevărată această ipoteză? Discuție.

8. Calculați limitele între care sînt cuprinse lungimile de undă ale hidrogenului, corespunzătoare seriei Balmer.

R: 656,28 nm; 364,6 nm.

10 NIVELE DE ENERGIE ÎN ATOM

10.1. EXPERIMENTUL LUI FRANCK și HERTZ

Dacă ne gîndim la bilanțul energetic al atomului (în procese cum ar fi absorbția respectiv emisia de radiație) atunci putem spune că orice câștig sau pierdere de energie trebuie să modifice starea energetică a atomului astfel ca

$$E_{\text{radiație}} = |E_{\text{finală}}^{\text{atom}} - E_{\text{inițială}}^{\text{atom}}|$$

Emisia de radiație cînd o substanță este încălzită (colorarea flăcării) ne arată că o creștere a energiei se poate realiza și prin alte procese, nu numai prin absorbția radiației. Prin încălzire atomul primește energie; mecanismul intim fiind cel al ciocnirii între atomii supuși agitației termice.

De cîte ori crește energia atomului se spune că el trece într-o *stare excitată*; cînd energia lui scade spunem că se *dezexcită*.

În același fel atomul poate primi energie la ciocnirea cu alte particule cum ar fi electronii (în descărcările în gaze) sau particulele α (scintilațiile observate pe un ecran fluorescent). Dar este interesant că atomul funcționează ca un convertor: o creștere a energiei atomului se poate realiza printr-o multitudine de procese; în schimb revenirea atomului la starea inițială se realizează de cele mai multe ori prin emisie de radiație electromagnetică.

O verificare directă a acestui fapt ar fi deosebit de interesantă. De asemenea ea ne-ar permite obținerea unor date suplimentare cu privire la mecanismul de emisie și absorbție de energie. Acest experiment a fost efectuat de către J. Franck și G. Hertz în 1914.

Ei au dorit să investigheze modul în care atomii primesc energie la ciocnirea cu electronii. Pentru aceasta au construit un dispozitiv a cărui schemă este dată în figura 10.1. Un filament (F) încălzește un catod (C) care emite electroni prin efect termoelectronic. Electronii sînt accelerați de cîmpul electric din spațiul catod-grilă ($C-G$), tensiunea grilei putînd fi măsurată exact cu un voltmetru (V). În spațiul dintre G și A electronii se mișcă liber, cei doi electrozi fiind la aceeași tensiune. Dacă în interiorul tubului se face vid înalt, atunci toți electronii care trec printre ochiurile grilei (G) vor ajunge la

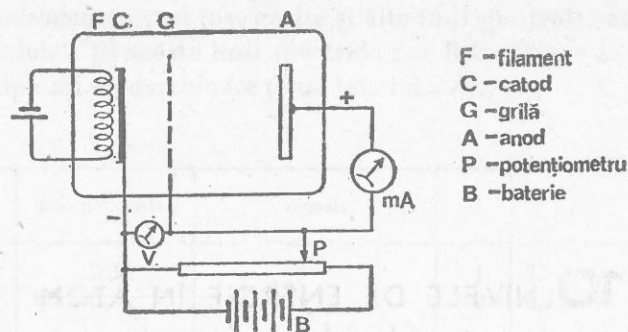


Fig. 10.1. Schema experimentului lui Franck și Hertz.

anoda (A), determinând un curent electric (măsurabil cu miliampermetrul) a cărui densitate (i) este

$$i = nev$$

unde n = numărul de electroni din unitatea de volum în spațiul $G-A$, determinat de temperatura filamentului și de diferența de potențial $C-G$, v = viteza electronilor în spațiul $G-A$. Viteza electronilor accelerați în câmp este:

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} V}$$

Din cauză că atât n cât și v depind de V , curentul măsurat va fi dat de o expresie mai complicată de forma

$$I \sim V^{3/2},$$

rapid și monoton crescătoare cu V (curba plină — fig. 10.2).

Să introducem în tub vapori de mercur sau gaze pe care dorim să le studiem. Alegem o presiune suficient de scăzută pentru ca drumul liber mediu al electronilor să fie mai mare decât spațiul $C-G$ dar mai mic ca spațiul $G-A$. În acest fel orice ciocnire a electronului cu atomii gazului se petrece în spațiul $G-A$. Cum se vor repercuta ciocnirile electron-atom asupra curentului măsurat de instrument? Electronii având o masă mult mai mică decât a atomilor, practic nu vor pierde energie la o ciocnire ci vor fi doar *împrăștiați elastic*.

Dacă însă electronul va suferi o *ciocnire inelastică* cu un atom atunci el va pierde din energie, respectiv din viteză. Atomul ciocnit va primi această energie. Se spune că va trece într-o *stare excitată*. Cum nu avem nici un motiv să credem că atomul ciocnit va primi energie numai pentru anumite valori ale energiei electronului, ne așteptăm ca curba $I-V$ să fie ceva mai lentă dar să rămână monoton crescătoare cu V (curba discontinuă — fig. 10.2).

Experimentul efectuat de Franck și Hertz (cu vapori de mercur) a dat rezultate cu totul deosebite față de aceste așteptări. Curba $I-V$ prezintă creșteri și descreșteri alternative ale curentului în funcție de V (fig. 10.3). Cum poate fi interpretată o astfel de dependență curioasă și neașteptată?

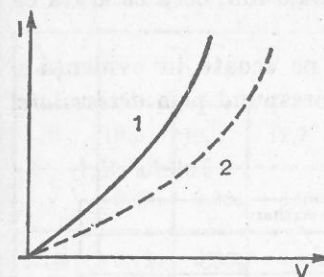


Fig. 10.2. Dependenta curentului anodic în funcție de tensiunea anodică.

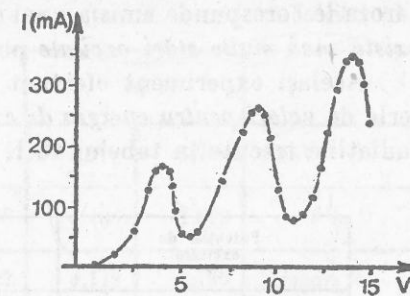


Fig. 10.3. Dependenta curentului anodic de tensiunea pe grilă în dispozitivul Franck și Hertz.

Observăm că pînă la aprox. 4,9 V curba $I-V$ merge în forma așteptată, deci ciocnirile sînt elastice. După 4,9 V, urmează o scădere bruscă a curentului care nu poate fi înțeleasă decît dacă presupunem că la această energie a electronului (4,9 eV), atomul de mercur suferă o ciocnire *inelastică, preluînd întreaga energie a electronului*. Curentul nu scade la zero, deoarece rămîne curentul dus de electronii care nu s-au ciocnit cu atomii de mercur. Crescînd energia electronilor, curentul începe să crească din nou (normal!) ca în preajma lui 9,8 V să înceapă să scadă iarăși rapid. Se pare deci că și la această valoare atomul este capabil să sufere „ciocniri inelastice”. Același lucru se observă și la 14,7 eV. Diferențele între maxime sînt, pentru toate cele trei cazuri, de 4,9 V. Aceste maxime succesive corespund momentelor în care electronul, de parcurs, a excitat un atom, doi atomi (pe rînd), trei atomi (pe rînd) etc.

Ceea ce este însă nou este faptul că pînă ce electronii nu ating 4,9 eV, nu pot avea ciocniri inelastice cu atomul. Deci atomul nu poate să primească orice cantitate de energie, ci numai niște cantități bine determinate. Toți atomii aflîndu-se în aceeași stare inițială, vor ajunge prin ciocniri numai la anumite stări finale. Concluzie: atomul poate să aibă numai anumite stări (discrete) de energie.

Acest rezultat experimental este fundamental; el arată că atomul posedă doar o serie discretă de valori ale energiei interne, selectate din mulțimea continuă de stări de energie pe care în principiu un sistem le-ar putea avea.

Acest rezultat devine și mai plin de semnificație dacă observăm cu un spectroscop tubul Franck-Hertz, în timp ce creștem treptat tensiunea pe grila acceleratoare. Pînă în clipa în care electronii incidenti nu ajung să aibă 4,9 eV, atomii nu emit radiații. După ce s-a atins energia de 4,9 eV, se poate observa o linie spectrală cu $\lambda = 253,6$ nm. Cu alte cuvinte la această energie a electronului atomul de mercur primește *energie de la electron* într-o ciocnire inelastică și emite o radiație de frecvență bine determinată.

Spunem că atomul de mercur înainte de a fi ciocnit se găsea într-o *stare fundamentală*, iar după ciocnirea inelastică, într-o *stare excitată*. Pentru atomul de mercur starea excitată se afla la 4,9 eV față de starea fundamentală. Experimentul au mai putut fi puse în evidență și maxime separate prin 6,7 eV,

căroră le corespunde emisia unei radiații cu $\lambda = 184,9 \text{ nm}$, ceea ce arată că există mai multe stări excitate pentru un atom.

Același experiment efectuat pentru hidrogen ne scoate în evidență o serie de valori pentru energia de excitare căroră le corespund prin dezexcitare, radiațiile trecute în tabelul 10.1.

Tabelul 10.1

Potențial de excitare V	radiație de dezexcitare	
	$\lambda \text{ nm}$	$\nu \text{ s}^{-1}$
10,2	121,6	$2,467 \cdot 10^{15}$
12,0	102,6	2,924
12,7	97,2	3,086
13,0	95,0	3,158
13,2	93,8	3,198

În felul acesta experimentele au condus la o serie de concluzii extrem de prețioase pentru înțelegerea sistemului atomului:

a) au dovedit experimental existența în atom a unor stări discrete de energie, unicele în care atomul poate să existe. Într-un fel încă neclar, aceste stări de energie trebuie să fie legate de mișcarea părților lui constitutive;

b) au stabilit că trecerea de la o stare la alta se poate face fie prin absorbția de radiație fie prin ciocnirea atomilor cu electroni;

c) s-a evidențiat, ceea ce s-a bănuț mai demult că un atom dă naștere la un moment dat unei singure linii spectrale, spectrul total fiind format din însumarea contribuțiilor unui număr mare de atomi.

10.2. CONSTANTA LUI PLANCK

Ținând cont de legea de conservare a energiei la interacțiunea electronului cu atomul (excitarea), respectiv la reemiterea radiației (dezexcitarea), rezultă

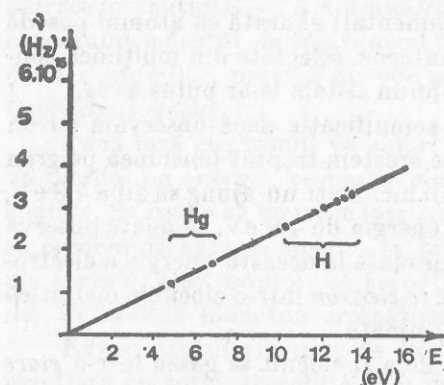


Fig. 10.4. Dependenta frecvenței radiației emise de tubul Franck-Hertz în funcție de energia electronilor.

că între energia de excitare și energia radiației trebuie să fie o relație de proporționalitate directă. S-a observat într-adevăr că pe măsură ce crește energia de excitare, crește și intensitatea radiației emise. Dar mai putem observa simultan și o creștere a frecvenței radiației emise (vezi graficul, fig. 10.4); raportul energie-frecvență rămâne constant, chiar dacă luăm și valorile experimentale obținute pentru mercur (tabelul 10.2).

Se dovedește astfel că într-un fel energia radiației este proporțională cu

$$\frac{E \text{ V}}{s^{-1}} = \frac{E \text{ V}}{s^{-1}} = E \cdot s$$

$$\frac{10 \text{ eV}}{s^{-1}} = 10 \cdot 20 \cdot s$$

Tabelul 10.2

atom	H					Hg		
E	10,2	12,0	12,7	13,0	13,2	4,9	6,7	(eV)
ν	2,467	2,924	3,068	3,158	3,198	1,183	1,622	$10^{15} \text{ (s}^{-1})$
$\frac{E}{\nu}$	4,134	4,104	4,115	4,116	4,127	4,142	4,130	media = $= 4,124 \cdot 10^{-15} \frac{\text{eV}}{\text{s}^{-1}}$

frecvența ei și anume cu factorul de proporționalitate (pe care-l luăm ca medie a valorilor obținute anterior $\left(\frac{E}{\nu}\right) = 4,124 \cdot 10^{-15} \frac{\text{eV}}{\text{s}^{-1}}$)

$$E = 4,124 \cdot 10^{-15} \cdot \nu$$

(eV) (s⁻¹)

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

$$4,124 \cdot 10^{-15} \text{ eV/s}^{-1} = 6,60 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

Constanta care apare aci este extrem de importantă în fizică. Ea se numește constanta lui Planck și se notează cu h ; are valoarea exactă de

$$h = 6,6256 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}.$$

Se poate scrie deci că energia radiațiilor emise de atomii ce se dezexcită este proporțională cu frecvența

$$E = h\nu$$

Acest rezultat este confirmat și de alte experimente. Un astfel de experiment este cel al producerii radiației de frinare. Electromagnetismul dezvoltat de J.C. Maxwell demonstrează că mișcarea accelerată a purtătorilor de sarcină electrică duce totdeauna la emisia undelor electromagnetice. Se mai arată că cu cât este mai mare accelerația purtătorului cu atât este mai intensă și radiația. Experimentele confirmă corectitudinea acestei afirmații. De exemplu emisia undelor electromagnetice folosite în radio sau T.V. se realizează prin mișcarea oscilatorie a electronilor în atom. Un alt exemplu este cel al radiației X descoperită în 1895 de W.K. Roentgen. Studiind descărcările în gaze rarefiate el a observat apariția luminescenței sticlei din fața anodului. Studiind această luminescență el a observat (accidental) că ea impresionează placa fotografică chiar dacă tubul era închis etanș în hirtie neagră. Astăzi știm că radiația X este de natură electromagnetică, că are o frecvență extrem de mare ($\nu = 10^{18} \text{ s}^{-1}$) și că se produce la frinarea violentă a electronilor. În figura 10.5 se vede un tub de radiații X. Distribuția spectrală a radiației X

se poate obține din experiență și este arătată în figura 10.6. Observăm că atât valoarea lungimii de undă minimă ($\lambda_{\min}$) cât și energia totală a radiației emise (aria de sub curbă) depind de tensiunea de accelerare a electronilor (V). Energia electronilor frinați pe anod se regăsește pe de o parte în energia radiației emise iar pe de altă parte sub formă de căldură produsă în anod.

În eventualitatea că întreaga energie cedată a electronului se regăsește în energia radiației X, putem scrie relația:

$$eV = h\nu_{\max} = h \frac{c}{\lambda_{\min}}$$

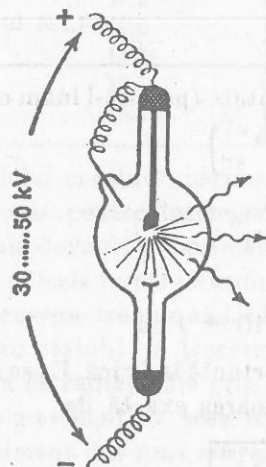


Fig. 10.5. Schema unui tub de radiații X.

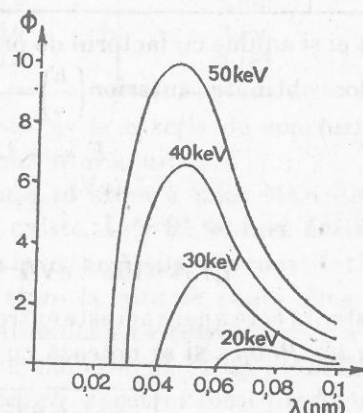


Fig. 10.6. Spectrul continuu al radiației X emis de un tub de radiații X pentru diverse tensiuni de accelerare.

În general vom putea scrie doar că

$$eV \geq h\nu$$

ceea ce arată că spectrul este continuu și nu format din linii.

Folosind datele din figura 10.6 putem verifica corectitudinea relației. Putem de asemenea determina constanta h , calculând pentru valorile experimentale raportul eV/ν .

Sintem deci în stare să afirmăm că și la frinarea unui electron relația $h\nu$ descrie corect energia radiației emise și că deci radiația electromagnetică ce se emite, are o energie dependentă de frecvența ei (ν).

În clasa a XII-a se vor completa cunoștințele asupra acestui aspect, ajungând la o înțelegere mai profundă a naturii radiației electromagnetice.

Întrebări și probleme

1. Cum s-ar reflecta în experimentul lui Franck și Hertz, neidentitatea succesiunii nivelelor de energie ale atomilor de același tip?
2. Calculați energia pe care o primește un atom de mercur ($A = 201$) la o ciocnire elastică cu un electron.

$$R: \approx 10^{-5} \cdot E_{\text{electron}}$$

- *3. Un electron de 4 eV se ciocnește cu un atom de Hg în repaus și este deviat la 90° . Calculați pierderea de energie pe care o suferă electronul, luând în considerație legile de conservare ale energiei și impulsului.

$$R: 2,08 \cdot 10^{-5} \text{ eV.}$$

- **4. Un fascicul de electroni monoenergetici traversează o incintă de 5 cm lungime plină cu un gaz la 27°C și 10^{-2} torr. Dacă doar 5% din electroni nu ajung la capătul incintei, care va fi secțiunea eficace de ciocnire electron-atom? (Indicație: aplicați noțiunile de la teoria cinetică a gazelor, electronul putând fi asimilat cu o „moleculă”). Ce procent de electroni vor reuși să străbată gazul dacă creștem presiunea de 10 ori?

$$R: 3,1 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2; 50\%.$$

5. Oare tuburile catodice (și de TV) emit radiații X? Dacă da, explicați.

6. Ce tensiune trebuie să aplicăm pe un tub de radiații X pentru a obține $\lambda_{\min} = 1 \text{ nm}$?

$$R: 1,24 \cdot 10^3 \text{ V.}$$

7. Ce este greșit în afirmația: „radiațiile X obținute în tuburile cu descărcare în gaze reprezintă electroni reflectați de anod”?

8. Un tub de radiații X cu anodul de W emite o radiație cu lungimea de undă de $0,021 \text{ nm}$. Care este tensiunea minimă de accelerare a electronilor pentru a putea emite această radiație de frinare?

$$R: 59 \text{ kV.}$$

9. Care este diferența de potențial minimă necesară pentru accelerarea unui electron care prin frinare să producă microunde de 3 cm ?

$$R: 0,41 \cdot 10^{-4} \text{ V.}$$

10. Încercați să găsiți o lege empirică folosind datele empirice date în figura 10.6, care să exprime dependența de tensiunea de accelerare a maximului de intensitate radiată.

11 CERCETAREA STRUCTURII ATOMULUI

11.1. SONDAREA STRUCTURII ATOMULUI CU PARTICULE

Pentru a investiga structura atomului trebuie să apelăm la procedee deosebite deoarece atomul are dimensiuni atât de mici încât nu putem să-l examinăm direct.

Știm însă că el conține purtători de sarcini electrice și deci putem merge (pentru început) pe calea investigării distribuției purtătorilor de sarcină electrică în atom. În acest scop trebuie să folosim „sonde”, tot așa cum pentru studiul cosmosului folosim sondele spațiale (rachetele). Sondele pe care le putem folosi trebuie să fie însă de mărime atomică sau subatomică.

Astfel de sonde pot fi particulele emise de către substanțele radioactive electronii (sau radiațiile β) și particulele α .

Se pornește de la observația că radiațiile β sau α pot străbate straturi subțiri de substanțe. Straturile mai groase le opresc complet.

Încă din timpul studiilor asupra radiațiilor catodice, s-a constatat că ele pot fi scoase din tubul de descărcare, în aer, dacă se face o „fereastră” subțire dintr-o foaie metalică. De exemplu o foaie de aluminiu de $1 \mu\text{m}$ grosime lasă să treacă prin ea un număr apreciabil de electroni dintr-o descărcare în gaz la tensiune destul de mare ($\sim 30 \text{ kV}$).

Problemă:

Să calculăm numărul straturilor de atomi pentru o foiță de aluminiu de $1 \mu\text{m}$ grosime la trecerea electronilor prin ea.

Știind că densitatea aluminiului este de $2,7 \text{ g/cm}^3$, un cm^2 de foiță ar avea masa de $m = \rho V = 2,7 \cdot 10^{-7} \text{ kg}$.

$$m = \rho V = 2,7 \text{ g/cm}^3 \cdot 10^{-4} \text{ cm} \cdot 1 \text{ cm}^2 = 2,7 \cdot 10^{-4} \text{ g}.$$

Știind că masa atomică relativă a aluminiului este de $A = 27$, aflăm că masa unui atom de aluminiu este de: $u = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

$$A \cdot u = 27 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 4,48 \cdot 10^{-26} \text{ kg}.$$

În acest caz volumul unui atom de aluminiu presupunând că face contact cu vecinii va fi de

$$\frac{4,48 \cdot 10^{-26} \text{ kg}}{2,7 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3} = 1,66 \cdot 10^{-29} \text{ m}^3$$

și presupunând că are forma unui cub, va avea latura (deci grosimea) de

$$(1,66 \cdot 10^{-29})^{1/3} = 2,55 \cdot 10^{-10}.$$

Grosimea de $1 \mu\text{m}$ va cuprinde atunci

$$\frac{10^{-6}}{2,55 \cdot 10^{-10}} = 3,92 \cdot 10^3 = 3920$$

straturi de atomi.

Numărul de 3 920 straturi de atomi de aluminiu este prea mare pentru a permite trecerea ușoară a electronilor prin ea. Totuși ei trec. Concluzia importantă pe care o putem extrage de aici este că *atomii par a fi mult mai penetrabili decât ne închipuim*. Acest lucru îl putem înțelege dacă presupunem că *atomul este mai mult gol decât plin!*

Pentru lămurirea situației E. Rutherford (1909) a imaginat o experiență de același gen, dar în care sondele să fie particulele α emise de o sursă radioactivă (poloniu).

Particula α fiind masivă ($m = 7 400$) va fi deviată numai de partea masivă a atomului.

Experiența a fost realizată de către H.A. Geiger și E. Marsden.

S-a utilizat o foiță de aur, extrem de subțire ($\approx 0,1 \mu\text{m}$), care conține printr-un calcul asemănător cam 400 straturi atomice, iar radiația α (1) ce străbatea foița (2) era detectată cu ajutorul unui ecran fluorescent (4) (fig. 11.1).

Această metodă a fost utilizată deoarece permitea o determinare cantitativă a numărului de particule α împrăștiate (5) sub diverse unghiuri. Privit prin lupă un astfel de ecran fluorescent, prezintă licăriri (*scintilații*) (3) la impactul particulei α ; în ansamblu, ecranul este luminescent, la fel ca ecranele televizoarelor sau ale tuburilor catodice.

Numărul de scintilații observate cu un microscop, pentru un interval de timp dat*, la diverse unghiuri de deviație, sînt date în tabelul (11.1).

Să analizăm rezultatele acestui experiment:

Observăm că scăderea numărului de particule împrăștiate cu creșterea unghiului este foarte rapidă. Numărul de particule α împrăștiate la unghiuri mari este extrem de mic abia o particulă la 10 000 este deviată la mai mult de 15° .

* În astfel de experimente intervalul de timp este suficient de lung pentru a permite numărarea.

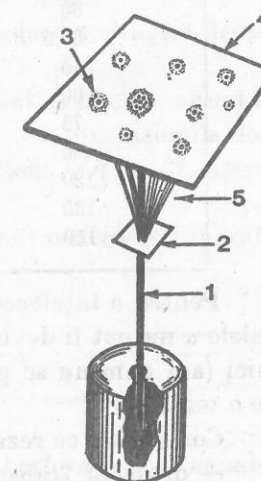


Fig. 11.1 Schema experimentului lui Rutherford.

Tabelul 11.1

Experimentul Rutherford – Geiger – Marsden

unghi (grade)	numărul de particule împrăștiate	
	foiță de Ag	foiță de Au
15	105 400	132 000
22,5	20 300	27 300
30	5 260	7 800
37,5	1 760	3 300
45	989	1 435
60	320	477
75	136	211
105	47,3	69,5
120	33,0	51,9
135	27,4	43,0
150	22,2	33,1

Pentru a înțelege ce se petrece la ciocnire trebuie să nu uităm că particulele α nu pot fi deviate din calea lor de către electroni, din cauza masei lor mici (așa cum nu se poate ca un obuz să fie deviat apreciabil din calea lui de o masă!).

Concluziile ce rezultă de aci sînt următoarele:

— devierea traiectoriei α trebuie să fie rezultatul unei interacțiuni cu particule de masă mare, deci cu purtătorii de sarcină pozitivă ai atomului;
— dacă această sarcină pozitivă ar fi distribuită pe întregul volum al atomului, atunci probabilitatea ca particula α să fie deviată ar fi foarte mare (o mulțime de particule α ar fi fost împrăștiate, de asemenea fasciculul ar fi fost mai puternic atenuat).

— Singura explicație posibilă pentru numărul mic de particule împrăștiate este că sarcina pozitivă este concentrată într-o regiune extrem de mică din volumul atomului.

Concluzia trasă din această experiență este în acord cu faptul că foița este practic transparentă pentru particule α și că deci atomul este mai mult gol decît plin.

Analiza experimentelor a scos la iveală o serie de fapte relative la structura atomului care acum sînt privite ca fundamentale:

a) sarcina pozitivă și practic și întreaga masă a atomului este concentrată într-o zonă mică a atomului, de dimensiunea a $10^{-15} \dots 10^{-14}$ m;

b) această formațiune poartă numele de *nucleu atomic*. Sarcina pe care o are nucleul atomic este pozitivă și egală cu suma sarcinilor electronilor atomului neutru;

c) sarcina nucleului determină poziția elementului în tabloul periodic al elementelor

$$q_{\text{nucleu}} = +Ze$$

unde Z = numărul de ordine al elementului în tabloul periodic (numărul atomic);

d) numărul de electroni ai atomului va trebui să fie tot Z , astfel că proprietățile fizico-chimice ale atomului, care depind de poziția lui în tabloul periodic depind direct de numărul de electroni și de sarcina nucleului;

e) cum dimensiunea atomului este de $\sim 10^{-10}$ m iar cea a nucleului de $\sim 10^{-14}$ m distanța relativă electron-nucleu este foarte mare.

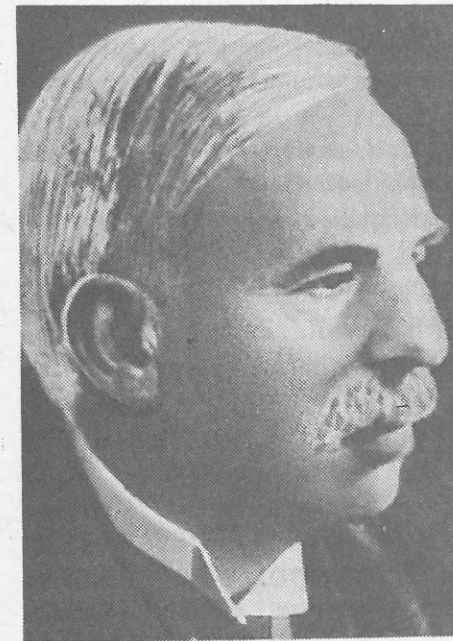
Observație: Se pot face unele comparații care să sugereze situația deosebită existentă în atom.

Distanța dintre electron, situat la periferia atomului și nucleu, situat la centrul atomului, este foarte mare în comparație cu dimensiunile lor. Putem să facem următoarea modificare de scară: nucleul — 1 m diametru, atomul — 10 km diametru.

Într-o zonă cu diametru de 10 km să nu găsești decît o sferă de 1 m, iată o regiune într-adevăr pustie, goală!

11.2. MODELUL PLANETAR

Ca urmare a rezultatelor acestui experiment Rutherford a fost capabil să imagineze un model atomic, care să aibă calitatea de a fi rezultat direct din analiza situației experimentale pe care nimeni pînă la el nu a putut-o explora atît de fertil.



E. Rutherford (1871—1937)

A avut contribuții în studiul fenomenelor radioactive și în fizica nucleară. Premiul Nobel în 1908.

Rutherford a fost astfel condus de experiență la un *model planetar* de structură atomică; electronii se mișcă în jurul nucleului ca planetele în jurul Soarelui, forța de atracție fiind electrică.

Să examinăm pe scurt mișcarea electronului în jurul nucleului într-un atom de hidrogen. Presupunem că masa nucleului este mult mai mare decît masa electronului. Forța electrică acționează ca forță centripetă (fig. 11.2).

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r},$$

unde: r este raza traiectoriei circulare;

v — viteza tangențială a electronului în mișcare uniform circulară;

m — masa electronului.

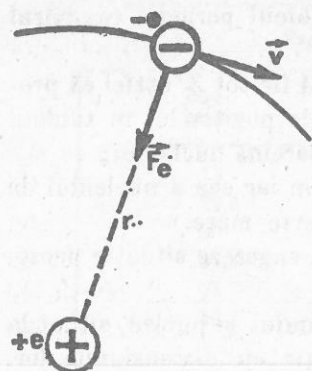


Fig. 11.2. Mișcarea electronului în jurul nucleului conform modelului planetar.

De aici

Energia cinetică și potențială a electronului va fi:

$$E_c = \frac{mv^2}{2}$$

$$E_p = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r},$$

iar energia totală,

$$E_T = E_c + E_p = \frac{mv^2}{2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}.$$

Din relația care dă forța electrică putem scrie:

$$mv^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} = -E_p.$$

$$E_T = \frac{1}{2} (-E_p) + E_p = \frac{1}{2} E_p$$

$$E_T = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}$$

Cum interpretăm această relație? Relația arată că:

— energia totală a electronului (deci și a atomului, nucleul fiind în repaus!) este negativă, rezultat determinat de faptul că am ales energia potențială la infinit ca fiind zero. În această convenție întotdeauna sistemele legate au energie totală negativă;

— energia totală a atomului scade pe măsură ce electronul se apropie de nucleu (r scade) și crește pe măsura îndepărtării de nucleu (fig. 11.3);

— pentru toate situațiile în care atomul este neperturbat, energia totală rămâne constantă (legea de conservare a energiei). De aci rezultă că electronul se va mișca încontinuu pe orbita de rază constantă, determinată de energia lui totală:

$$R_{orbita} = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{E_T}.$$

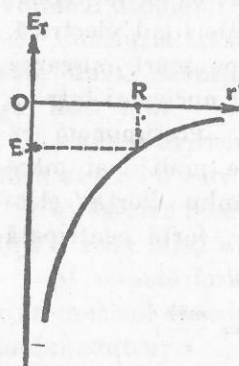


Fig. 11.3 Energia totală a electronului ce se mișcă în câmpul electric al nucleului, funcție de distanța electron-nucleu.

11.3. DIFICULTĂȚILE MODELULUI PLANETAR

Din păcate, modelul planetar, mai sus discutat, are de întâmpinat o serie de dificultăți care nu sînt deloc ușor de eliminat.

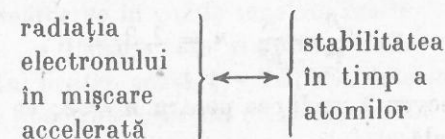
Cea mai importantă dificultate este aceea a instabilității lui! Să ne amintim de emisia de unde electromagnetice a unui purtător de sarcină în mișcare accelerată. Aici se presupune că electronul se mișcă pe o traiectorie circulară și deci posedă o accelerație centripetă egală cu

$$a = \frac{v^2}{r}$$

care-l va face să emită radiație. Emisia de radiație va micșora energia totală a electronului, raza lui se va micșora, procesul va continua pînă va cădea pe nucleu. În acel caz atomul se va reduce la un sistem de dimensiuni extrem de mici $\sim 10^{-14}$ m, în contradicție cu dimensiunile reale ale atomului. Mai mult, se poate calcula că această pierdere de energie (această frinare) a electronului este atît de puternică încît într-un atom de dimensiune 10^{-10} m în mai puțin de 10^{-12} s, electronul va cădea pe nucleu.

Situația este de nerezolvat deoarece orice mișcare am admite pentru electron în atom (eliptică, spirală etc...), va exista o accelerație nenulă.

Această dificultate este extrem de gravă și de adîncă, deoarece ea indică o contradicție între fenomene bine verificate experimental:



Ceva deosebit trebuie să existe la scară microscopică. El trebuie să explice și să rezolve într-un fel contradicția.

Există și alte aspecte care scot în evidență aceste dificultăți.

Atomul poate să absoarbă radiație așa cum poate să și emită. Această absorbție se poate observa cu un spectrograf obișnuit în care însă facem două modificări: sursa de lumină trebuie să posede un spectru continuu (de ex. un bec cu incandescență) și undeva între fanta (1) și prisma (3) să introducăm un recipient de sticlă (celulă de absorbție) plin cu gazul de studiat (2); spectrul (4) se înregistrează pe o placă fotografică (5) (fig. 11.4). Placa fotografică va fi impresionată peste tot (spectru continuu) în afară de câteva locuri, în care se vor vedea niște linii negre (pe pozitivul plăcii, sau luminoase pe negativul plăcii). Aceste linii se numesc *linii de absorbție*. Se poate observa că fiecare linie din spectrul de absorbție are un corespondent (aceeași frecvență) în spectrul de emisie al aceleiași substanțe.

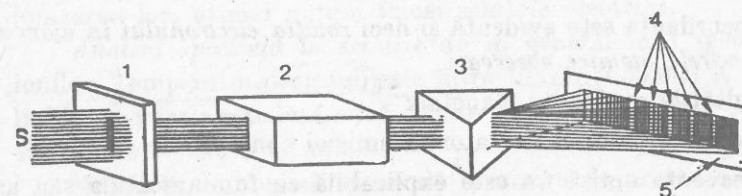


Fig. 11.4. Schema unui experiment pentru obținerea spectrului de absorbție.

Se trage de aci o concluzie foarte importantă: fiecare atom este capabil să emită acele linii pe care le poate și absorbi.

Dar cum se petrece acest proces, care este „mecanismul” intim al absorbției și emisiei? Se credea că emisia luminii este asemănătoare cu emisia sunetului: oscilațiile atomului trebuie să dea naștere la emisia luminoasă. Conform electromagnetismului, pentru a se emite o radiație electromagnetică, trebuie ca un purtător de sarcină electrică să se miște accelerat; conform modelului planetar, electronul poate fi responsabil de această emisie. Frecvența de rotație a electronului și armonicile ei ar trebui să fie egale cu frecvențele radiațiilor observate.

Să calculăm aceste frecvențe:

$$\nu_{\text{emisie}} = n\nu_0 \quad n = 1, 2, 3, 4, \dots$$

unde ν_0 = frecvența fundamentală (cea mai joasă frecvență), de exemplu pentru seria Lyman:

$$\nu = \frac{R}{1^2} - \frac{R}{n^2} \quad n = 2, 3, 4, \dots$$

Cea mai joasă frecvență va fi cea pentru $n = 2$; ea poate fi considerată frecvență fundamentală:

$$\nu_0 = R - \frac{R}{2^2} = \frac{3}{4} R = \frac{3}{4} \cdot 3,289 \cdot 10^{15} = 2,467 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}.$$

Tabelul 11.2

n	calculat din $\nu = n\nu_0$ $\cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$	liniile spectrului Lyman pentru Hidrogen $\cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$
1	2,467	2,467
2	4,933	2,924
3	7,400	3,086
4	9,867	3,158
5	12,334	3,198
6	14,801	3,222

Neconcordanța este evidentă și deci rotația electronului în atom nu poate explica spectrele atomice observate.

Dificultățile modelului planetar:

1. Atomul este instabil datorită emisiei continue de radiație.
2. Frecvența emisă nu este explicabilă ca fundamentală sau armonică unei oscilații interne.
3. Atomul nu trebuie să emită radiație decît atunci cînd este excitat.

11.4. ANALIZA SPECTRALĂ CALITATIVĂ

Observațiile asupra spectrelor elementelor au condus (în 1861, R.W. Bunsen și G.R.-Kirchhoff) la fundamentarea unei metode fizice de analiză chimică.

Elementele chimice pot fi identificate în compuși sau amestecuri dacă se cunosc liniile lor spectrale.

Analiza spectrală calitativă se poate efectua prin două metode: a) în emisie și b) în absorbție.

Analiza spectrală în emisie constă în ridicarea temperaturii eșantionului de studiat și observarea spectrului de radiație emis, cu ajutorul unui spectrograf optic.

Încălzirea eșantionului se poate face cu o flacără, cu un arc electric sau prin descărcarea în gaz la tensiuni înalte.

Analiza în flacără este simplă și relativ comodă în lucru (vezi Experimentul pentru acasă § 9.3.3). Ea determină apariția unui număr mic de linii spectrale ușor de identificat. Tot din acest motiv permite utilizarea unor aparate spectrale simple. Ea nu poate fi totuși aplicabilă ușor tuturor elementelor. Acest lucru este legat de faptul că flacăra are o temperatură relativ scăzută și nu poate excita decît un număr mic de elemente.

Pentru a lărgi domeniul analizei spectrale putem excita emisia substanței introducînd-o într-un arc electric. Temperatura arcului este mult mai mare ca a flăcării (6 000—7 000 K) ceea ce asigură o excitare mai puternică și în același timp o evaporare intensă a substanței.

Aceasta face ca analiza spectrală în arc să dea linii mult mai intense ceea ce permite mărirea sensibilității metodei și folosirea ei pentru detectarea urmelor sau a impurităților altfel imposibil de detectat. Arcul electric ca și flacăra nu au temperatură suficient de mare pentru a ioniza o cantitate apreciabilă de atomi astfel încît spectrele de arc sînt spectre atomice.

Dacă vrem să trecem la o excitare și mai puternică a atomilor și la ionizarea lor, atunci putem folosi scînteia electrică.

Analiza spectrală în scînteie dă în general linii spectrale proprii ionilor. Temperatura scînteii este între 10 000 și 30 000 K. Intensitatea liniilor spectrale este însă mică deoarece scînteia lucrează cu întreruperi, timpul de emisie fiind mic.

Metodele de analiză spectrală în emisie se pretează în general la folosirea plăcilor fotografice ca detector. În acest fel se pot obține o serie de avantaje:

- posibilitatea detectării liniilor spectrale și în afara spectrului vizibil (în U.V.);
- posibilitatea aprecierii mai exacte a pozițiilor și intensităților relative ale liniilor spectrale;
- asigură o sensibilitate mai mare prin mărirea timpului de expunere.

O ultimă metodă de analiză spectrală pe care o amintim este aceea de *absorbție atomică*.

Absorbția atomică se bazează pe observarea spectrelor de absorbție.

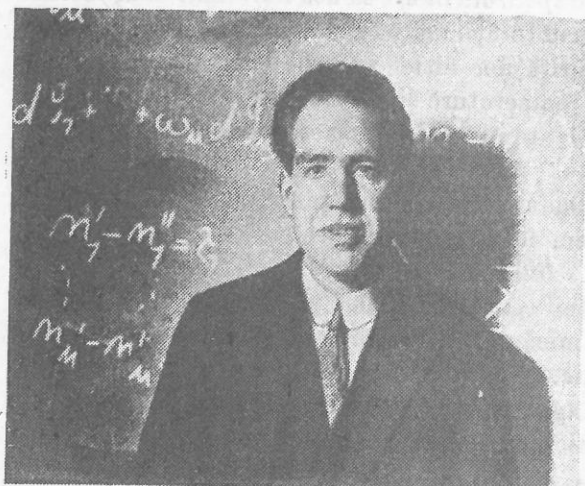
Detectia se face cu ajutorul unor dispozitive de mare sensibilitate, cum ar fi celula fotoelectrică sau fotomultiplicatorul.

11.5. POSTULATELE LUI BOHR

Experiențele care au condus la formularea modelului atomic al lui Rutherford conduceau definitiv la imaginea unui atom cu nucleu central încet cu toate dificultățile exprimate anterior el trebuia păstrat. Pentru a construi un model atomic concordant cu datele experimentale nu rămăneau decât două alternative: ori se consideră că legea de atracție coulombiană nu este valabilă la scară atomică ori că atomul poate să aibă stări în care să nu radieze.

N. Bohr a făcut pasul revoluționar presupunând, în contradicție cu prevederile teoriei clasice a electromagnetismului, că în atom electronii *în mod normal nu radiază*. Astfel, N. Bohr (în 1913) enunță următoarele postulate:

1. Mișcarea electronului în atom se face conform modelului planetar, supunându-se legilor mecanicii.
2. Atomul posedă o mulțime de stări în care electronul cu toate că se mișcă accelerat, nu emite radiație. Aceste stări se numesc *stări staționare* și pentru ele energia totală (E) rămâne constantă.



NIELS BOHR (1885—1962)

Fizician danez, a publicat în 1913 lucrarea privitoare la atomul de hidrogen. A adus contribuții și la dezvoltarea fizicii nucleare. Premiul Nobel, în 1922.

3. Atomul poate emite radiație electromagnetică atunci când trece de la o stare de energie totală E_i la o altă stare de energie E_f . Frecvența radiației poate fi calculată din legea de conservare a energiei:

$$E_i - E_f = h\nu.$$

Caracteristica acestor postulate este aceea că îmbină fizica clasică cu fizica neclasică. Postulatul 1 presupune valabilitatea fizicii clasice, postulatul 2 contravine prevederilor fizicii clasice, iar postulatul 3 introduce relația dintre energia radiației și frecvența ei, prin intermediul constantei lui Planck.

Cu tot caracterul lor hibrid, aceste postulate permit construirea unui model pentru atomul de hidrogen care să-i confere stabilitatea și în același timp să descrie corect spectrele de emisie și absorbție ale lui.

Să lăsăm deocamdată deoparte problema calculării elementelor traiectoriei electronului în atomul planetar, completat cu postulatele lui Bohr. Această reținere în a detalia traiectoria, viteza, impulsul, într-un cuvânt parametrul care descriu mișcarea electronului în atom, acum când părem a fi mai aproape ca oricând de această posibilitate, poate fi înțeleasă doar dacă ne gândim la faptul că încercăm să înțelegem un sistem fizic care a rezistat multă vreme descrierii clasice.

Vom lua astfel ca punct de plecare așa-numitele stări staționare propuse în postulatele lui Bohr și le vom analiza din punct de vedere energetic. Luăm în considerație pentru început energia deoarece ea este o mărime care poate să descrie sistemele staționare sau în transformare prin legea de conservare a energiei, fără să fim nevoiți să cunoaștem în amănunt structura sistemului sau modul intim în care are loc transformarea lui.

Să reprezentăm grafic mulțimea de stări de energie a atomului printr-o serie de linii orizontale paralele între ele* (fig. 11.5). Nu știm cîte sînt și nici ce poziții au, dar le putem ordona: $E_1 < E_2 < E_3 < \dots < E_n < \dots$. Starea de energie E_1 este considerată cea mai joasă stare. Ea este *starea fundamentală*. Stările celelalte de energie, se numesc *stări excitate*. Dacă acum ne aducem aminte de experimentul lui Franck și Hertz, înțelegem de ce atomul nu suferă o ciocnire inelastică cu electronul, deci nu își modifică energia internă, decât la o valoare anumită a energiei electronului. Să presupunem că această valoare este eV_1 . Într-o ciocnire inelastică electronul a cedat întreaga sa energie atomului, care a trecut într-o altă stare. Acest fapt poate fi exprimat prin relația

$$E_1 + eV_1 = E_2.$$

Deoarece atomul *nu poate* să se afle decât în stările de energie $E_1, E_2, E_3, \dots$, el nu va putea prelua energie de

* Se mai numesc și nivele de energie.

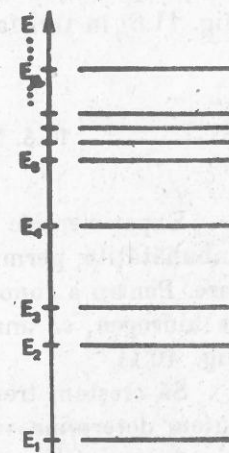


Fig. 11.5. Schema de nivele de energie.

la un electron cu $eV < eV_1$. Iată de ce experimentul lui Franck și Hertz este o dovadă incontestabilă a existenței stărilor discrete de energie în atom.

Am văzut de asemenea că simultan cu atingerea energiei eV_1 se emite o radiație dată de:

$$eV_1 = h\nu_1.$$

Acest lucru ne sugerează imediat că atomul excitat ca urmare a ciocnirii cu electronul revine la starea fundamentală, energia eliberată fiind preluată de radiația monocromatică emisă. Putem înțelege atunci succesiunea de procese: ciocnire — excitare — dezexcitare — radiație prin egalitățile:

$$eV_1 = E_2 - E_1 = h\nu_1.$$

În lumina acestei experiențe, postulatele lui Bohr apar clare, necesare și chiar normale dacă „uităm” că ele într-un fel contravin fizicii clasice.

Existența mulțimii discrete de stări de energie și în general caracteristicile

cu totul deosebite ale fenomenelor de această categorie sunt denumite *efecte cuantice*. Un astfel de fenomen este și dependența de frecvență a energiei radiației electromagnetice.

Revenind la experimentul discutat putem să tragem din el încă o concluzie deosebit de importantă: *atomii de același tip posedă aceeași succesiune de stări energetice interne; cu alte cuvinte sunt identici*.

Dacă notăm prezența electronului pe unul din nivelele de energie cu un cerc, succesiunea de fenomene mai sus discutată va putea fi reprezentată (fig. 11.6) în trei faze succesive, *a*, *b* și *c*.

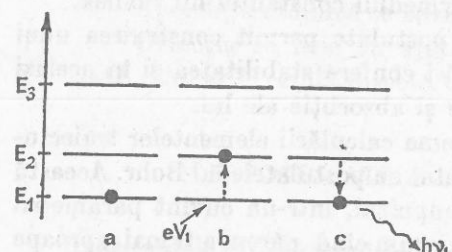


Fig. 11.6. Reprezentarea proceselor de absorbție și emisie pe o schemă de nivele de energie.

11.6. NIVELELE DE ENERGIE ALE ATOMULUI DE HIDROGEN

Experimentele de tipul celor efectuate de către Franck și Hertz, eventual îmbunătățite, permit determinarea nivelelor de energie și a energiei de ionizare. Pentru a cunoaște modul în care au fost obținute datele pentru atomul de hidrogen, să analizăm în continuare experimentul lui Franck și Hertz (fig. 10.1).

Să creștem treptat energia electronului. Urmărind variațiile curentului putem determina valorile E_2 , E_3 , E_4 ...

Dacă creștem și mai departe energia, putem spera că la o anumită valoare a ei se poate scoate un electron din atom. Spunem că atomul se ionizează. Apariția unor ioni pozitivi în gazul din dispozitivul lui Franck și Hertz poate fi pusă în evidență dacă introducem încă un electrod (paralel cu fasciculul de

electroni) pus la un potențial negativ. Electrocul va colecta ionii pozitivi formați care vor produce un curent măsurabil.

Crescând treptat tensiunea de accelerare, vom măsura un curent ionic, doar atunci când se atinge o tensiune de accelerare necesară ionizării atomului. Energia corespunzătoare acestei situații se numește *energie de ionizare* (eV_{ion}). Cele trei procese pe care le poate suferi un atom sunt reprezentate în figura 11.7.

Cunoscând aceste procese, putem folosi datele experimentale pentru a descrie cantitativ nivelele de energie ale atomului de hidrogen.

O parte din valorile experimentale obținute pentru hidrogen sunt date în tabelul 11.3 și figura 11.8. Alegând ca referință valoarea energiei de ionizare, nivelul fundamental al atomului de hidrogen va fi $E_1 = -13,6$ eV (energie totală în convenția că energia potențială este nulă la infinit).

Celelalte nivele vor fi succesiv: $-3,4$; $-1,51$; $-0,84$; $-0,54$ eV...

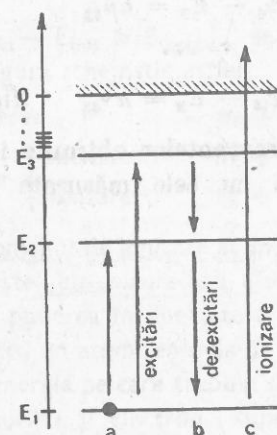


Fig. 11.7. Reprezentarea schematică a celor trei tipuri de tranziții pe care le poate suferi un atom.

Tabelul 11.3

Energie de	Valori (eV)
excitare	10,2
	12,1
	12,75
	13,06
ionizare	13,6

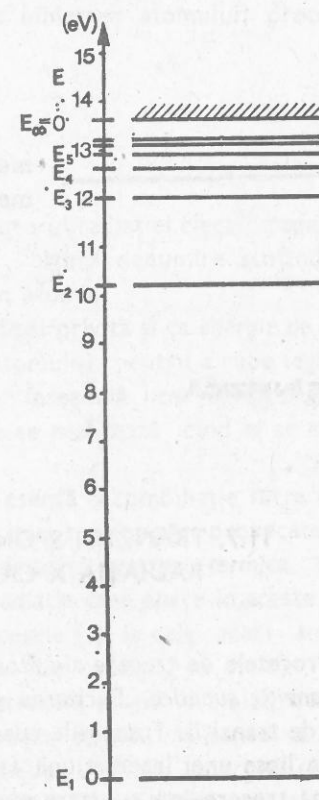


Fig. 11.8. Schema nivelelor de energie pentru atomul de hidrogen.

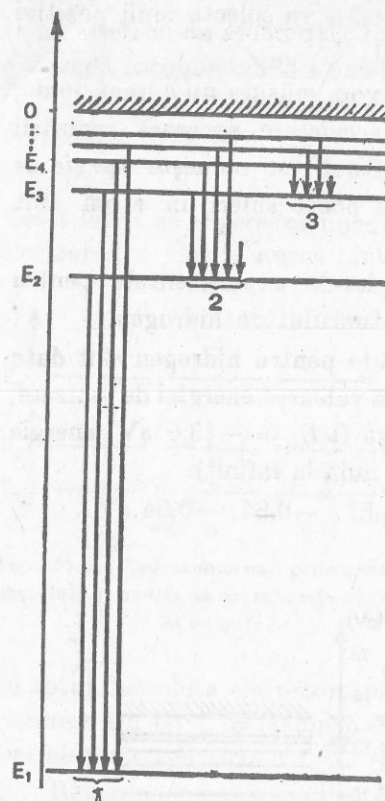


Fig. 11.9. Reprezentarea schematică a tranzițiilor din atomul de hidrogen, grupate în serii spectrale: Lyman (1), Balmer (2), Pachen (3).

Pentru a descrie acum radiația pe care o emite atomul la trecerea de pe un nivel pe altul vom putea efectua toate combinațiile de diferență (principiul lui Ritz):

$$\begin{aligned} E_2 - E_1 &= h\nu_{21} \\ E_3 - E_1 &= h\nu_{31} \\ E_4 - E_1 &= h\nu_{41} \\ &\dots \\ E_3 - E_2 &= h\nu_{32} \\ E_4 - E_2 &= h\nu_{42} \\ &\dots \\ E_4 - E_3 &= h\nu_{43} \quad (\text{fig. 11.9}). \end{aligned}$$

Valorile frecvențelor obținute în acest mod concordă cu cele măsurate experimental.



11.7. TRANZIȚII SPONTANE ȘI TRANZIȚII STIMULATE. RADIAȚIA X CARACTERISTICĂ

Procesele de trecere ale atomului de la o stare la alta poartă denumire de tranziții cuantice. Excitarea și dezexcitarea atomului sînt exemple de astfel de tranziții. Tranzițiile cuantice au loc atunci cînd atomul este perturbat. În lipsa unei interacțiuni, atomii se vor găsi în stare fundamentală. Această trecere într-o stare excitată necesită deci perturbarea atomului. Cu alte cuvinte excitarea este un proces care „nu merge de la sine”; nu se petrece spontan. Numim astfel de procese tranziții stimulate. Să examinăm pe scurt metodele pe care le putem folosi pentru a excita sau ioniza un atom.

a) La o interacțiune a unei particule cu atomul se pot produce următoarele procese:

$$\begin{aligned} \text{ciocnire elastică:} & \quad e^- + A \rightarrow A + e^- \\ \text{ciocnire inelastică:} & \quad \begin{cases} \text{— excitare:} & e^- + A \rightarrow A^* + e^- \\ \text{— ionizare:} & e^- + A \rightarrow A^+ + 2e^- \end{cases} \end{aligned}$$

În dreptul proceselor respective a fost trecută schematic „reacția” ce are loc, pentru cazul particular al ciocnirii cu electronul (de ex. experimentul lui Franck și Hertz). S-a notat cu A^* — atom excitat și cu A^+ — atom ionizat sau ion pozitiv.

În general particula incidentă poate fi: electron, particulă α , alt ion, atom etc.

b) Dacă atomul interacționează cu o radiație electromagnetică (de ex. lumină) atunci radiația va putea fi sau împrăștiată fără ca ea să-și schimbe frecvența ($\nu_{final} = \nu_{initial}$) sau absorbită de către atom astfel ca

$$h\nu + E_{ini} = E_{fin} \quad \text{— excitare}$$

Dacă $E_{fin} - E_{ini} \geq E_{ionizare}$ se va produce ionizarea atomului; procesele se pot figura schematic astfel:

$$\begin{aligned} \text{împrăștiere:} & \quad h\nu + A \rightarrow A + h\nu \\ \text{absorbție} & \quad \begin{cases} \text{excitare:} & h\nu + A \rightarrow A^* \\ \text{ionizare:} & h\nu + A \rightarrow A^+ + e^- \end{cases} \end{aligned}$$

Fenomenul de ionizare al unui atom cu ajutorul radiației electromagnetice se numește fotoionizare sau efect fotoelectric, ultima denumire scoțînd în evidență punerea în libertate a unui electron atomic.

Pentru un atom, energia de ionizare poate fi privită și ca energie de legătură = energia pe care trebuie să o dăm atomului pentru a rupe legătura dintre nucleu și electron. Ruperea legăturii înseamnă lipsa oricărei interacțiuni între electron și nucleu, situație care se realizează cînd ei se află la o distanță infinită unul de altul.

c) Excitarea și ionizarea termică este în esență o combinație între cazurile (a) și (b) deoarece sînt prezente atât excitări sau ionizări provocate de ciocnirile atomilor cu alți atomi sau ioni datorită agitației termice, cît și excitări sau ionizări optice determinate de radiația care apare în aceste procese. La temperaturi mici predomină procesele (a), la cele mari ambele procese (a) și (b) sînt prezente în mod egal (de exemplu în stele).

Atomul excitat se va găsi într-o stare staționară și nu va emite radiație. Dar starea excitată este totuși o stare mai puțin stabilă, în sensul că are o energie mai mare decît starea fundamentală (de minimă energie) și deci după un timp atomul va reveni spontan fără vreo influență exterioară, la starea fundamentală. Această afirmație este bazată pe experimentul Franck și Hertz în care am observat că după excitarea cu electroni a atomilor se observă radiația luminoasă de dezexcitare, prin care atomul revine spontan la starea funda-

mentală. Reținem deci că dezexcitarea atomului se poate produce și printr-un proces spontan spre deosebire de excitare care se produce întotdeauna printr-un proces stimulat.

Cît stă un atom într-o astfel de stare excitată? Pentru a răspunde la această întrebare să ne amintim de experimentul cu raze canal (fig. 11.10).

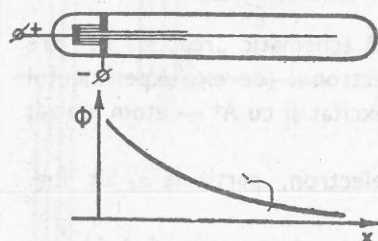


Fig. 11.10. Fascicul de radiații canal și scăderea luminozității pe măsura îndepărtării de locul de producere a fluxului de radiație emis.

Razele canal (fascicul de ioni formați prin ciocnirea cu electronii în descărcarea în gaz) formează un fascicul luminos a cărui luminozitate scade pe măsura îndepărtării de regiunea de descărcare. Emisia luminoasă a razelor canal este legată de dezexcitarea ionilor excitați în zona de descărcare. Cunoșcînd viteza acestora, și ținînd cont de scăderea de luminozitate în lungul fasciculului putem aprecia intervalul mediu de timp între excitare și dezexcitare.

Experimentul ne arată că acest timp este în jur de 10^{-8} secunde. Cu alte cuvinte în medie atomul stă în stare excitată aproximativ 10^{-8} s. Această mărime se numește *viață medie* pe starea excitată.

Un interval de 10^{-8} s nu este chiar atît de scurt pe cît ni se pare. Spre exemplu un atom ce se mișcă cu o viteză de ~ 2200 m/s (viteza medie a unui atom de hidrogen într-un gaz la temperatură normală) va străbate în acest interval de timp $2,2 \cdot 10^{-5}$ m = $2,2 \cdot 10^{-2}$ mm deci aproximativ

$$\frac{2,2 \cdot 10^{-5}}{10^{-10}} = 2,2 \cdot 10^5$$

raze atomice! Deci față de procesele atomice acest interval de timp este destul de lung.

În cazul unor atomi mai complecși (cu mai mulți electroni) au fost găsite și stări excitate cu viață medie mult mai lungă, pînă la $\sim 10^{-3}$ s. Aceste stări se numesc *stări metastabile*. Ele joacă un rol important în dispozitivele denumite LASER și MASER ca și în fenomenele de fosforescență.

Putem oare influența viața medie a unui atom aflat pe o stare excitată? Să analizăm această problemă.

Nu avem nici o cale de a mări viața medie. În schimb putem micșora viața medie a unei stări excitate prin perturbarea atomului aflat în această stare. Perturbația va produce o tranziție stimulată care produce dezexcitarea atomului, în medie într-un interval de timp mai scurt ca dezexcitarea spontană.

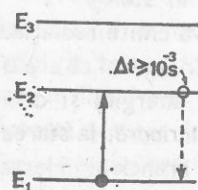


Fig. 11.11. Stare metastabilă.

Să luăm cîteva cazuri particulare.

Să presupunem că un atom (A) a fost excitat pe starea E_2 (fig. 11.12). Dezexcitarea lui va conduce la emisia unei radiații de frecvență

$$\nu_{21} = \frac{1}{h} (E_2 - E_1).$$

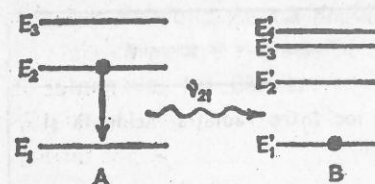


Fig. 11.12. Radiația emisă la dezexcitarea atomului A nu va putea excita atomul B deoarece are o altă structură de nivele.

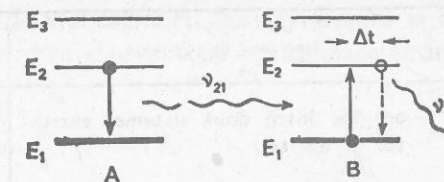


Fig. 11.13. Radiația emisă la dezexcitarea atomului A poate să excite atomul B deoarece are aceeași structură de nivele. După un interval de timp Δt , atomul B se va dezexcita și el emițînd o radiație.

Ne punem acum întrebarea dacă un atom (B), de alt tip (care are deci o altă structură de nivele), va fi capabil să absoarbă această radiație?

Conform postulatelor lui Bohr, absorbția se poate realiza în principiu dacă diferența între două nivele de energie ale atomului B va satisface relația:

$$\nu_{21} = \frac{1}{h} (E'_n - E'_m).$$

Deoarece această coincidență este extrem de improbabilă pentru doi atomi neidentici, răspunsul este *nu*; atomul (B) nu poate absorbi radiația emisă de atomul (A).

Dacă însă atomul (B) este identic (de același tip) cu (A), atunci el va putea să absoarbă energia radiată de primul atom (fig. 11.13).

După absorbție atomul (B) va reveni la starea inițială emițînd din nou radiația ν_{21} . Acest proces poartă denumirea de *fluorescență de rezonanță*. Este posibil de asemenea ca atomul (A) să emită o radiație de dezexcitare care să excite un alt atom de același tip (B) care să emită o radiație de o frecvență diferită de cea incidentă (fig. 11.14). Procesul de excitare luminoasă din care rezultă o radiație de frecvență

$$\nu' \leq \nu$$

reprezintă fenomenul de *fluorescență*. În acest fel fluorescența de rezonanță corespunde cazului particular în care atomul este excitat optic pe primul nivel excitat. Se numește *fluorescență de rezonanță* deoarece are o serie de caracteristici comune fenomenelor de rezonanță; o comparație între cele două procese este dată în tabelul următor:

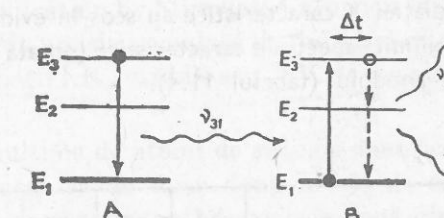


Fig. 11.14. O radiație emisă la dezexcitarea atomului A de pe un nivel superior va putea excita atomul B. Dezexcitarea atomului B va putea să ducă la o serie de tranziții care se vor solda fiecare cu emisia unei radiații.

fenomenul de rezonanță	fluorescența de rezonanță
— are loc între două sisteme: excitator și excitat;	— are loc între radiația incidentă și atom;
— se realizează pe frecvențele proprii de oscilație ale sistemului excitat;	— se realizează pe frecvențele proprii ale atomului date de relația:
— realizează un transfer maxim de energie între cele două sisteme.	$\nu = \frac{1}{h} (E_m - E_n)$ — maximum de transfer de energie de la radiație la atom se realizează numai la „rezonanță”

Rezonanța în sistemele atomice are totuși caracteristici aparte, conferite de specificul procesului la scară microscopică. Aci frecvența de rezonanță este legată de *diferența de energie dintre două stări staționare ale atomului*. Deci sistemul atomic posedă o frecvență proprie de „oscilație” care are cu totul alt sens decât cel pentru sistemele clasice (mecanice sau electrice).

Fluorescența de rezonanță poate fi realizată ori de câte ori în procesul de interacțiune atomul primește o energie suficientă pentru a trece pe o stare excitată. Un astfel de caz este și acela care corespunde frînării electronilor în tuburile de radiații X.

La ciocnirea electronilor cu anodul tubului de radiații X, se produc pe lângă radiația de frînare și excitări ale atomilor materialului din care este confecționat anodul. Agentul excitator este aici fasciculul de electroni. Prin dezexcitarea atomilor se emit radiații caracteristice atomilor anodului. Pentru a se emite acest spectru de linii, denumit prin contrast cu cel continuu, *spectru (sau radiație) caracteristic*, trebuie ca energia electronului să depășească o valoare minimă, $eV \geq eV_0$, unde eV_0 — energia de excitare a radiației caracteristice a anodului respectiv.

Experimentele efectuate cu scopul de a stabili particularitățile producerii radiației X caracteristice au scos în evidență o dependență monotonă a primei linii spectrale caracteristice (notată cu λ_k) de numărul atomic Z al atomilor anodului (tabelul 11.4).

Tabelul 11.4

Z	12	13	16	22	26	30	38	55	74
Elementul	Mg	Al	S	Ti	Fr	Zn	Sr	Cs	W
λ_k (nm)	0,98	0,83	0,53	0,27	0,19	0,14	0,087	0,040	0,021

Studiind această problemă fizicianul englez H. Moseley, a ajuns la concluzia că pentru radiația X caracteristică este valabilă o formulă asemănătoare formulei lui Balmer:

$$\nu_k = \frac{3}{4} R(Z-1)^2.$$

Această relație nu poate fi dedusă de exemplu din modelul lui Bohr, deoarece relația se referă la atomi cu mulți electroni, caz în care modelul lui Bohr nu mai poate fi aplicat.

Rămân însă corecte conceptele de tranziție cuantică și de stări staționare ale atomilor introduse de postulatele lui Bohr.

Observație: Deoarece legea lui Moseley leagă ν_k de Z, putem efectua o analiză de elemente, excitând radiații X caracteristică a probei studiate. Măsurând ν_k pentru proba respectivă și bazându-ne pe proporționalitatea:

$$\sqrt{\nu_k} \sim (Z-1) \quad \sqrt{\nu_k} \sim Z-1 \Rightarrow Z = 1 + \sqrt{\nu_k}$$

putem determina pe Z.

În acest fel au fost descoperite o serie de elemente, necunoscute la vremea lor. De asemenea această metodă este utilizabilă pentru descoperirea unor elemente în concentrație extrem de scăzută cum ar fi elementele transuraniene (cu $Z > 92$).



EXTINDERE ÎN TEHNOLOGIE

11.8. LASERUL ȘI APLICAȚIILE LUI

Dispozitivul cu denumire de LASER (obținută din reunirea inițialelor cuvintelor *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*: amplificare de lumină prin emisie stimulată de radiație) este sursa care realizează emisia unei radiații I.R., vizibile sau U.V. de cea mai mare monocromaticitate posibilă.

Să considerăm acum o mulțime de atomi de sisteme cuantice car pentru simplificare, presupunem că au doar două nivele de energii. Toți atomii fiind identici, au aceeași distanță între cele două nivele de energie (ΔE). Presupunem de asemenea pentru început că toți atomii se găsesc în stare fundamentală. Inexistența atomilor pe starea superioară face ca la o iradiere cu radiația de rezonanță (perturbare)

$$\nu = \frac{1}{h} \cdot \Delta E$$

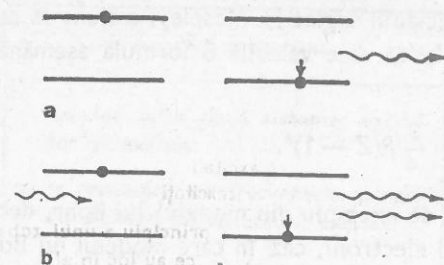


Fig. 11.15. Schema proceselor de emisie spontană (a) și la cea stimulată (b).

va determina tranziții stimulate, de sus în jos (fig. 11.15). Va rezulta astfel un fascicul de *radiație* mai intens decât cel incident. Obținem astfel un fenomen de amplificare a radiației.

Problema cheie este deci realizarea situației în care în starea superioară să se găsească un număr mai mare de atomi decât în starea inferioară. Aceasta corespunde unei situații de neechilibru și deci nu poate să persiste decât dacă se consumă energie pentru menținerea ei. Procesul prin care se realizează această situație de neechilibru (denumită și *inversiune de populație**) se numește **pompaj**. Am putea compara procesul de pompaj cu procesul chimic dintr-o pilă electrică, care menține o stare de dezechilibru prin continua separare a purtătorilor de sarcină electrică din interiorul ei (t.e.m.).

Dezvoltind analogia, putem spune că menținerea unei tensiuni constante la bornele pilei se realizează doar dacă „viteza de separare” a purtătorilor din pilă este mai mare ca viteza de revenire a lor prin circuitul exterior. La fel și aici, procesul de pompaj va trebui să fie mult

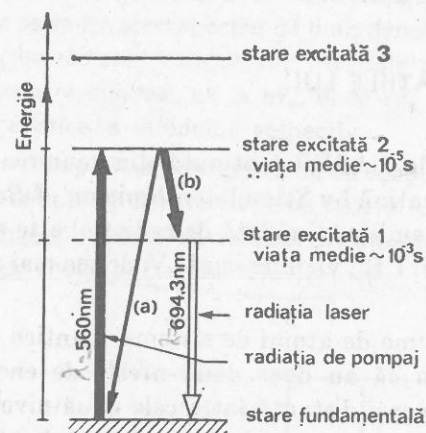


Fig. 11.16. Schema simplificată a nivelurilor de energie a sistemului cuantic folosit în laserul cu rubin.

* Numărul de atomi, dintr-un ansamblu de atomi identici, care se găsesc într-o stare determinată de energie se numește uneori *populație*.

să se petreacă numai tranziții de jos în sus. Rezultă o absorbție netă de energie, fasciculul de radiație ce străbate această colecție de atomi va ieși atenuat. Dacă am presupune că am reuși să ducem toți (sau cel puțin majoritatea atomilor) pe nivelul superior, atunci radiația incidentă, de frecvență de rezonanță,

mai intens decât cel de dezexcitare. Această condiție se poate asigura dacă unul dintre nivelele atomului (sau sistemului cuantic) este un nivel metastabil, care în consecință determină o dezexcitare mai lentă (viața medie mai ridicată ca cea normală). În figura 11.16 se dă schema de nivele (simplificată) a sistemului cuantic utilizat în laserul cu rubin. Pompajul (optic) se realizează cu o radiație (verde) de 560 nm. Sistemul trece pe nivelul excitat 2. De aci poate să revină direct în starea inițială (calea a) sau să treacă pe

starea excitată 1 (calea b). Starea excitată 1 este o stare metastabilă deoarece viața medie pe această stare ($\approx 10^{-3}$ s) este mai mare ca viața medie pe starea excitată 2 ($\approx 10^{-5}$ s). Revenirea pe calea a nu aduce nimic deosebit dar revenirea pe calea b face ca pe nivelul 1, la un pompaj intens, să se afle o populație mai mare ca

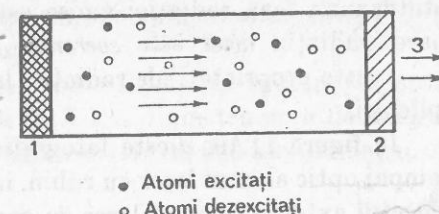


Fig. 11.17. Schema de principiu a unui tub laser și a proceselor ce au loc în el.

1 — oglindă; 2 — oglindă semitransparentă; 3 — radiația laser.

pe nivelul fundamental. Între aceste două nivele se realizează astfel o inversiune de populație. Radiația de 694,3 nm, provenită din dezexcitarea spontană a nivelului 1 este relativ puțin intensă. Dacă prin mediul astfel pregătit (cu inversiune de populație) trece o radiație cu $\lambda = 694,3$ nm, ea va determina dezexcitarea stimulată a nivelului 1 ducând la creșterea intensității fascicului de această lungime de undă. Dispozitivul lucrează ca amplificator de radiație luminoasă, pentru radiația cu $\lambda = 694,3$ nm. În calitate de radiație inițitoare pentru procesul de dezexcitare stimulată poate să joace rol chiar radiația spontană de pe nivelul 1. Dacă sistemul cuantic este plasat între două oglinzi (fig. 11.17), atunci dezexcitarea spontană, care produce dezexcitarea stimulată a nivelului 1, va putea fi amplificată suficient de mult (prin continua reflexie în oglinzile paralele) încât să se autoîntrețină. Fluxul de radiație devine *extrem de intens*, și dacă poate să iasă prin una din oglinzi (semitransparentă) va determina așa-numitul fascicul laser. Deoarece toate sistemele cuantice ce contribuie la radiația laser sint identice și deoarece nu există decât o singură stare metastabilă, radiația laser va fi practic *monocromatică*. Din cauza paralelismului celor două oglinzi, laserul emite o radiație sub forma unui fascicul cu un mare grad de *paralelism* a razelor sale (fig. 11.18). În fine deoarece la dezexcitarea stimulată

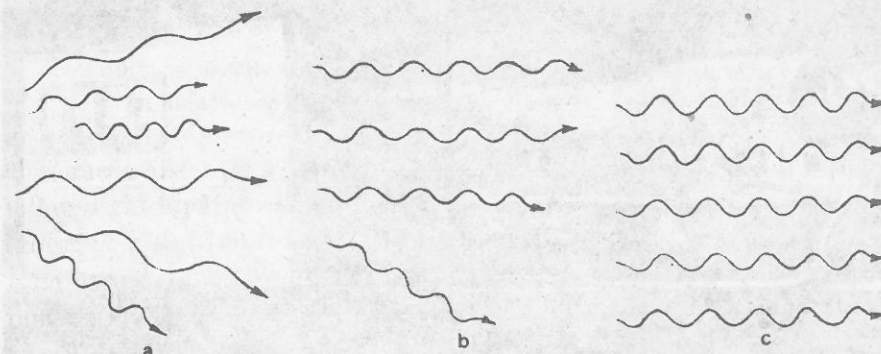
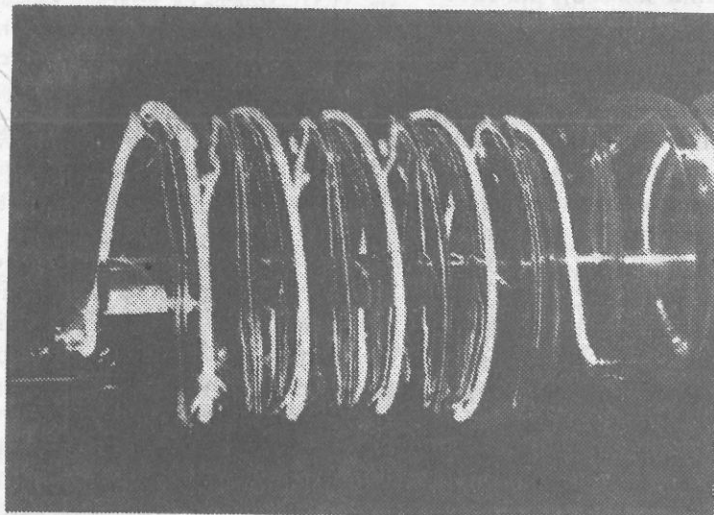


Fig. 11.18. Reprezentarea schematică a radiațiilor emise de: a) un corp încălzit; diverse lungimi de undă și direcții și faze; b) un tub cu descărcarea luminescentă cu emisie de radiație monocromatică; aceeași lungime de undă; direcții și faze diferite; c) un tub laser; radiație monocromatică, fascicul paralel, cu aceleași faze.

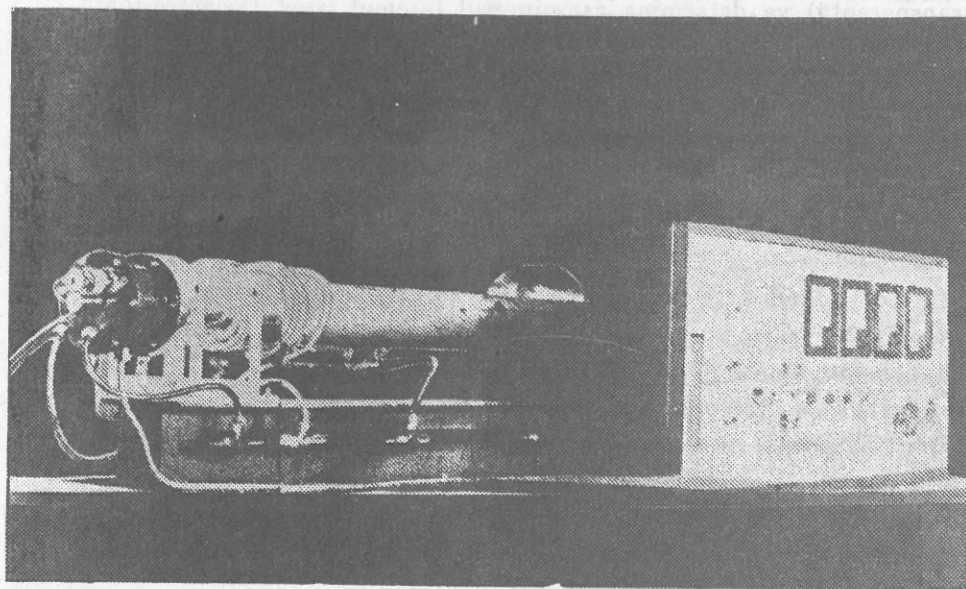
întotdeauna faza radiației emise este aceeași cu a radiației perturbatoare, radiația laser este *coerentă*.

Aceste proprietăți ale radiației laser fac ca ea să aibă o mulțime de aplicații.

În figura 11.19, *a* este fotografiat cristalul de rubin și sistemul de pompaj optic al unui laser cu rubin, iar în figura 11.19, *b* este reprezentat aspectul exterior al unui laser cu gaz fabricat în România.



a



b

Fig. 11.19. *a*) Cristalul de rubin și sistemul de pompaj optic al unui laser cu rubin; *b*) aspectul exterior al unui laser cu gaz de fabricație românească.

Radiația laser poate perfora, de exemplu, un diamant ($T > 9\,000^\circ\text{C}$ fig. 11.20) sau tăia tablă de oțel.

Paralelismul radiației laser poate fi ilustrat spunând că un fascicul laser produce pe Lună o pată de 3 km diametru spre deosebire de un reflector care ar da o pată de aproximativ 30 000 km diametru. Aceasta

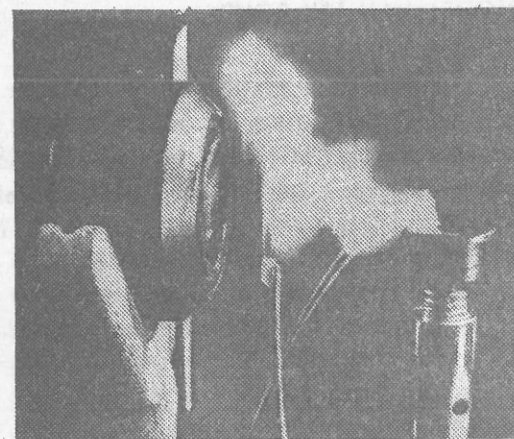


Fig. 11.20. Perforarea unui diamant cu o radiație laser. Fasciculul laser, invizibil, este focalizat cu o lentilă pe cristalul de diamant.

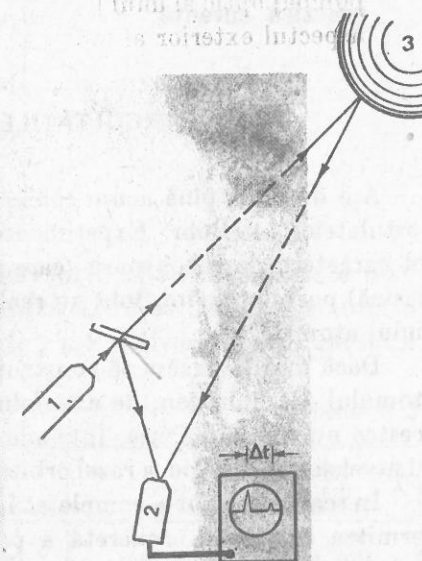


Fig. 11.21. Schema unui experiment de măsurare a distanței Pământ-Lună cu un laser în impulsuri.

1 — Laser; 2 — Detector; 3 — Lună.

sugerează o experiență de determinare a distanței Pământ-Lună ($\overline{PL}$) măsurând timpul necesar (Δt) unui impuls laser să ajungă pe Lună și să se întoarcă înapoi. Atunci

$$\overline{PL} = \frac{1}{2} c \cdot \Delta t = \frac{1}{2} \cdot 300.000 \cdot 2 =$$

unde c = viteza luminii (vezi fig. 11.21).

În acest scop expedițiile Apollo au montat reflectoare laser pe Lună cu care au fost efectuate astfel de experiențe. Eroarea în măsurarea distanței Pământ-Lună este deja sub 10 cm! Se poate astfel urmări cu extremă precizie, orice satelit lansat de pe Pământ.

Pot fi citate nenumărate alte aplicații ale laserului:

a) Aplicații industriale: tăieri, sudări, prelucrări de suprafețe, găuriri de extremă precizie, fotografii în relief (holografie), microelectronică, reacții fotochimice selective, transmisii TV sau telefon pe fascicule laser, comunicații cu nave spațiale.

b) Aplicații medicale: operații de microchirurgie, sudură de retină, extirpări de tumori superficiale sau pe fundul ochiului, „chirurgie” pe microbi.

c) Aplicații științifice: măsurători de înaltă precizie de distanțe sau intervale de timp, spectroscopie de înaltă rezoluție, studii de împrăștiere a luminii de către molecule.

Se poate spune astfel că LASER-ul a deschis noi căi în nenumărate domenii și că astăzi el este o cucerire științifică care este asimilată în practica curentă.

11.9. DIFICULTĂȚILE MODELULUI LUI BOHR

Am discutat pînă acum consecințele calitative ce rezultă din acceptarea postulatelor lui Bohr. Experimentele verifică rezultatele lor, astfel încît cu tot caracterul lor neobișnuit (care pune sub semnul întrebării întreaga fizică clasică) postulatele lui Bohr au realizat un progres enorm în descifrarea edificiului atomic.

Dacă însă încercăm să construim o imagine mai completă, cantitativă, a atomului (de hidrogen, de exemplu) folosind postulatele lui Bohr, vedem că acestea nu sînt suficiente. Într-adevăr, postulatele enunțate nu permit calculul nivelelor de energie, a razei orbitelor, a vitezei electronului, pentru hidrogen.

În realitate Bohr a completat ipotezele enunțate anterior cu încă una care permitea calcularea concretă a parametrilor atomului de hidrogen. Acest postulat suplimentar este

$$mvr = n \frac{h}{2\pi}; \quad n = 1, 2, 3, 4, \dots$$

și spune că pentru fiecare orbită staționară (presupusă circulară) produsul dintre raza și impulsul electronului pe orbită* trebuie să fie un multiplu întreg al constantei lui Planck împărțită la 2π . Numărul întreg n poartă denumirea de număr cuantic.

Acest postulat suplimentar exprimă, în teoria lui Bohr, un procedeu de cuantificare, adică de selectare a stărilor staționare ale atomului de hidrogen.

Introducînd această condiție suplimentară în expresiile calculate pentru modelul planetar se obțin următoarele formule ce caracterizează stările staționare ale atomului de hidrogen:

$$E_n = \frac{me^4}{8h^2\epsilon_0^2} \frac{1}{n^2}$$

$$r_n = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} \cdot n^2$$

$$v_n = \frac{e^2}{2\epsilon_0 h} \frac{1}{n}$$

$$f_{\text{rotație}} = \frac{v_n}{2\pi r_n} = \frac{me^4}{4\epsilon_0^2 h^3} \frac{1}{n^3}$$

$$n = 1, 2, 3, 4, \dots$$

* Această mărime fizică poartă denumirea de moment cinetic și se va discuta în cl. XII.

În această fază, vedem că postulatele lui Bohr sînt capabile să selecteze stările staționare ale atomului. Să vedem dacă cu ajutorul lor putem obține concordanța cantitativă necesară validării modelului. Pentru aceasta introducem în relații constantele universale ϵ_0, h, e, m și obținem:

$$\left. \begin{aligned} E_n &= -13,6 \cdot \frac{1}{n^2} & (\text{eV}) \\ r_n &= 5,3 \cdot 10^{-11} \cdot n^2 & (\text{m}) \\ v_n &= 2,2 \cdot 10^6 \frac{1}{n} & (\text{m/s}) \\ f_r &= 6,6 \cdot 10^{15} \cdot \frac{1}{n^3} & (\text{s}^{-1}) \end{aligned} \right\} n = 1, 2, 3, 4, \dots$$

Să luăm relația pentru E_n ; dînd diverse valori lui n putem obține toate nivelele de energie ale atomului de hidrogen. Pentru ușurarea discuției, în tabelul 11.5 se dau valorile acestor mărimi calculate pentru diverse valori ale lui n .

Tabelul 11.5

n	E_n (eV)	r_n (m)	v_n (m/s)	$f_{r(s^{-1})}$	$f[(n+1) \rightarrow n]$ (s ⁻¹)
1	-13,6	$5,3 \cdot 10^{-11}$	$2,2 \cdot 10^6$	$6,6 \cdot 10^{15}$	$3,3 \cdot 10^{15}$
2	-3,4	$2,1 \cdot 10^{-10}$	$1,1 \cdot 10^6$	$8,2 \cdot 10^{14}$	$4,6 \cdot 10^{14}$
3	-1,51	$4,8 \cdot 10^{-10}$	$7,3 \cdot 10^5$	$2,4 \cdot 10^{14}$	$1,6 \cdot 10^{14}$
4	-0,85	$8,5 \cdot 10^{-10}$	$5,5 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^{14}$	$7,4 \cdot 10^{13}$
5	-0,54	$1,3 \cdot 10^{-9}$	$4,5 \cdot 10^5$	$5,3 \cdot 10^{13}$	$4,0 \cdot 10^{13}$
10	-0,136	$5,3 \cdot 10^{-10}$	$2,2 \cdot 10^5$	$6,6 \cdot 10^{12}$	$5,7 \cdot 10^{12}$
100	-0,0014	$5,3 \cdot 10^{-7}$	$2,2 \cdot 10^4$	$6,6 \cdot 10^8$	$6,6 \cdot 10^9$
1000	-0,000014	$5,3 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^3$	$6,6 \cdot 10^6$	$6,6 \cdot 10^6$

Comparînd valorile lui E_n calculate cu cele deduse experimental din potențialele de excitare și ionizare, observăm o foarte bună concordanță. Mai mult, aplicînd postulatul 3, putem calcula ușor frecvențele radiației emise:

$$\nu = \frac{E_f}{h} - \frac{E_i}{h} = \frac{me^4}{8h^3\epsilon_0^2} \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2} \right)$$

unde coeficientul

$$R = \frac{me^4}{8h^3\epsilon_0^2} = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$$

este tocmai constanta lui Rydberg determinată empiric din studiul spectrelor. Modelul lui Bohr permite astfel să se calculeze constanta lui Rydberg. Aceasta este una din principalele victorii care au indicat că postulatele introduse de Bohr ne conduc pe drumul cel bun. Ele ne scot însă din cadrul fizicii clasice.

Din păcate foarte curînd s-a văzut că modelul Bohr este cu atît mai defectuos cu cît îl analizăm mai profund. Cu alte cuvinte un mare neajuns al modelu-

lui este acela că combină într-un mod imprevizibil (să zicem „așa ca să iasă“!) conceptele clasice ale mișcării cu conceptele cuantice. Aceasta ar fi primul punct slab al modelului.

Următorul ar fi acela că încercarea de a extinde modelul la atomi cu mai mulți electroni (cum ar fi de exemplu cel de Helium cu 2 electroni) duce la preziceri teoretice în dezacord flagrant cu experiența.

Un alt neajuns de netrecut este acela că teoria nu ne permite să calculăm intensitățile radiațiilor monocromatice emise de atomi și nu prevede existența stărilor metastabile precum și cauzele neobservării unor radiații care ar trebui să se emită ca urmare a principiului de combinare.

Caracterul statistic al unora din proprietățile atomului sînt inexplicabile cu ajutorul modelului Bohr.

De aceea cu toate succesele pe care le-a raportat, modelul lui Bohr nu reprezintă decît o primă etapă (preliminară) în înțelegerea și mai adîncă a fenomenelor atomice. Noua etapă superioară a fost realizată de către o nouă teorie coerentă și exactă, denumită mecanică cuantică.

Cu toate că teoria lui Bohr este depășită astăzi, ea reprezintă o etapă importantă în înțelegerea fenomenelor atomice (și cuantice) și are marele avantaj de a da o imagine intuitivă a atomului. Trebuie însă să ne fie clar că ea nu dă o imagine corectă asupra fenomenelor atomice. Fenomenele cuantice neavînd un corespondent în fizica clasică nu pot fi exprimate și înțelese într-un limbaj și o teorie clasică. Să ne gîndim numai la salturile atemporale, la viața medie a atomilor pe stări excitate, la emisia și absorbția cuantelor de radiație ș.a.m.d. Natura la scară microscopică are un alt „limbaj“ și alte legi, pe care nu le putem înțelege „traduse“ în limbajul clasic, deoarece uneori nu avem corespondentul clasic al acestui limbaj.

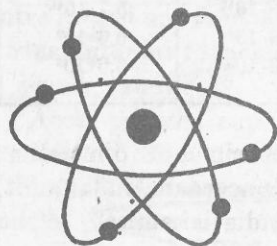


Fig. 11.22. Simbolul erei atomice, care nu trebuie considerat ca reprezentînd imaginea actuală despre structura atomului.

Semnul folosit pentru a exprima epoca atomică pe care o trăim (fig. 11.22) nu are în realitate nimic comun cu structura atomului. Această imagine a atomului trebuie privită doar ca un simbol!

Dintre elementele teoriei lui Bohr care pot fi folosite cu o bună aproximație, deoarece sînt confirmate de mecanica cuantică, sînt: stările staționare, energia și diagrama nivelelor de energie, ca și tranzițiile între aceste nivele. Acesta este și motivul pentru care s-a insistat asupra lor.

Lectură

Putem să ne punem întrebarea care este raportul în care se află fizica clasică și fizica cuantică? Oare fizica clasică a fost înlocuită cu fizica cuantică?

Răspunsul îl putem avea privind tabelul 11.5. Ultima coloană ne dă frecvența radiației emise la o tranziție între două stări apropiate, cu numerele cuantice $(n + 1)$ și (n) . Să comparăm frecvența emisă cu frecvența de rotație a electronului. Frecvența emisă este prototipul

unei mărimi cuantice iar frecvența de rotație este prototipul unei mărimi mecanice (clasice). Observăm că pe măsură ce (n) crește cele două mărimi devin tot mai apropiate ca valoare. Pentru $n \geq 100$ cele două mărimi au valori care coincid cu o bună aproximație. Pentru aceste valori ale lui n , E_n este foarte mic, distanța între două nivele de energie este de asemenea extrem de mică

$$E_n = E_{n-1} - E_n \approx \frac{1}{n^3},$$

raza traiectoriei circulare a electronului este extrem de mare în comparație cu cea pentru starea fundamentală (deci atomul aproape că devine o mărime macroscopică), viteza electronului scade extrem de mult.

Convergența valorilor clasice și cuantice pentru n mari arată că fizica clasică (macroscopică) este un caz limită al fizicii cuantice. De aceea fizica clasică este aplicabilă în toate cazurile macroscopice.

Motivul acestei convergențe îl constituie micșorarea distanței dintre nivelele de energie, ceea ce estompează tot mai mult caracterul cuantic al trecerii de la un nivel la altul. Este ca și cum energia sistemului ar putea varia în mod continuu!

În mod corespunzător cuanta de energie $h\nu$ devine tot mai mică în comparație cu E_n , astfel că pentru n mare ea poate fi considerată ca fiind practic nulă.

Limita clasică se poate astfel considera ca fiind aceea situație în care se poate pune $h \rightarrow 0$ astfel că în relațiile ce descriu fenomenele macroscopice nu apare constanta h .

N. Bohr a înțeles această situație și a introdus-o ca un postulat auxiliar (1923) denumit principiul de corespondență; mecanica cuantică confirmă corectitudinea lui.

Întrebări și probleme

1. Puteți aplica noțiunea de secțiune eficace (învățată la teoria cinetică a gazelor) la ciocnirea particulelor alfa cu nucleeele? Faceți o astfel de încercare. Ce dificultăți întâmpinați?
2. Analizați ciocnirea particulei alfa — electron din punct de vedere al pierderii de energie a particulei alfa (electronul se consideră inițial în repaus). Ce consecință are rezultatul obținut, pentru înțelegerea experienței de împrăștiere a particulelor alfa pe atomi?
3. Desenați grafic, la o scară convenabilă, energia potențială a unei particule alfa funcție de distanța față de un nucleu (ciocnire frontală). Discutați energia potențială și cinetică a particulei alfa la diverse distanțe.
4. Deduceți o relație care să exprime distanța minimă pînă la care se poate apropia o particulă alfa, de energie E_0 , de un nucleu de sarcină. $Q = Ze$, la o ciocnire frontală. Aplicați formula pentru $E_0 = 5 \text{ MeV}$ și $Z = 16$.

$$R: 9,2 \cdot 10^{-15} \text{ m.}$$

5. Cum se justifică neglijarea forțelor gravitaționale în descrierea modelului planetar al atomului?
6. Să se compare interacțiunea de atracție gravitațională a doi electroni cu cea electrostatică, cînd cei doi se găsesc la o distanță de 10^{-10} m unul de altul: ce concluzie se poate trage?
- **7. Să considerăm un atom de hidrogen în aproximația modelului planetar. Ce se va întîmpla dacă se va aplica un cîmp magnetic perpendicular pe planul orbitei circulare a electronului? (Se presupune că electronul nu radiază.)

**8. Încercați să descrieți ce se întâmplă atunci când în loc de câmp magnetic aplicăm un câmp electric, în problema anterioară?

9. Calculați cât de mare este forța de atracție a nucleului asupra electronului pentru un atom de hidrogen. Presupunând că această forță s-ar exercita ca o presiune pe suprafața unui atom sferic echivalent, evaluați această presiune. Comparați această presiune cu cele cotidiene și comentați rezultatul din punct de vedere al compresibilității atomilor, respectiv al rigidității lor.

$$R: 2,4 \cdot 10^{13} \frac{N}{m^2}.$$

10. De ce stările de energie ale electronului în atomul de hidrogen sînt negative? Cum ne așteptăm să fie ele pentru atomii cu mai mulți electroni?

11. Poate un atom de hidrogen să absoarbă o cantitate a cărei energie a cărei valoare să fie mai mare ca 13,6 eV? Discuție.

12. Aplicați modelul lui Bohr pentru atomul de heliu odată ionizat. Calculați nivelele de energie.

13. Să presupunem că un electron de energie 12,75 eV trece prin apropierea unui proton în repaus. Ce se va întâmpla? Descrieți procesele.

14. Comparați frecvențele radiațiilor seriei Balmer pentru hidrogen și heliu odată ionizat.

15. Scrieți formula corespunzătoare seriei Pickering, ce corespunde ionului de He⁺ și se emite atunci când electronii cad pe nivelul $n = 4$. În ce regiune a spectrului va cădea această serie? (Seria aceasta se observă în spectrul unor stele.)

$$R: \nu = 4 R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

**16. Într-un tub cu descărcare în gaze avem următorul amestec: H, He⁺, N⁶⁺, O⁷⁺. Care va fi prima linie spectrală care va apărea dacă vom crește treptat potențialul de la zero? Care sînt potențialele la care trebuie să apară liniile? Încercați să explicați de ce această problemă are un caracter cam artificial?

$$R: 121,6 \text{ nm}.$$

**17. Încercați să explicați cu ajutorul modelului Bohr, atomul de heliu ce are doi electroni. Ce rezultate obțineți și ce dificultăți întâmpinați?

**18. Este oare corect postulatul cu privire la existența stărilor staționare în atom, acum cînd știm că în fond stările excitate au o durată de viață foarte scurtă (aprox. 10^{-8} s)?

**19. Considerînd că pierderea de energie prin radiație este proporțională cu pătratul accelerației, să se compare energia pierdută la accelerarea și frînarea unui electron într-un tub de radiații X și într-un atom, considerînd următoarele date: tensiunea de accelerare: 50 kV, distanța de accelerare: 10 cm, distanța de frînare în anod: 10^{-4} cm, mișcarea electronului pe un cerc de rază: $0,5 \cdot 10^{-10}$ m.

$$R: 8,8 \cdot 10^{16} \frac{m}{s^2}; \quad 8,8 \cdot 10^{21} \frac{m}{s^2}; \quad 9,7 \cdot 10^{22} \frac{m}{s^2}.$$

12. INTERACȚIA RADIAȚIEI ELECTROMAGNETICE CU SUBSTANȚA



12.1. PROCESE PRIMARE

După cum am văzut, la interacția radiației electromagnetice cu atomul, acesta poate să fie excitat sau poate să fie ionizat. Dacă substanța este moleculară atunci și molecula poate fi excitată sau ionizată și în plus molecula poate să fie eventual ruptă în mai multe molecule mai mici. Prin dezexcitare, atomii sau moleculele reemit radiație electromagnetică. În unele cazuri este posibil ca dezexcitarea să se facă fără emisie de radiație electromagnetică. Energia de dezexcitare este preluată în acest caz de un electron care părăsește atomul. Aceste procese se numesc dezexcitări neradiative. Prin intermediul acestor tipuri de dezexcitări, radiația incidentă își pierde treptat energia crescînd astfel energia cinetică, de vibrație, a atomilor sau moleculelor din substanțe.

Toate fenomenele care au fost amintite reprezintă *procese primare* de interacție.

Ansamblul tuturor acestor procese primare dau naștere unor fenomene de ansamblu care sînt considerate procese derivate. Un astfel de efect este încălzirea corpurilor iradiate.

Pentru a avea loc excitarea, ionizarea, ruperea moleculei etc., radiația trebuie să cedeze din energia ei; în acest fel procesele de interacție sînt determinate de pierderea de energie a radiației la străbaterea mediului material. Dar energia radiației este proporțională cu frecvența ei, ceea ce face ca diversele procese elementare să aibă loc sau nu, în funcție de frecvența radiației. Cu alte cuvinte radiațiile de diverse frecvențe vor produce interacții și deci efecte diferite.

12.2. CULOAREA CORPURILOR

Deoarece indicele de refracție al corpurilor este dependent de λ , rezultă că transparența, respectiv reflexia luminii, va depinde de lungimea de undă a radiației. Astfel că apare posibilitatea ca prin reflexie, sau transmisie, o radiație nemonocromatică să-și modifice distribuția spectrală.

Să luăm spre exemplu lumina albă. Știm că ea este de fapt o suprapunere de radiații monocromatice cu λ cuprins între 400 și 760 nm, luate într-o anumită proporție. Acest amestec de frecvențe dau ochiului omenesc senzația de alb. Descompunerea acestei radiații „albe” în componente (de exemplu, cu ajutorul unei prisme) ne scoate în evidență faptul că ea este policromă. Senzația de culoare este în fond „codificarea” pe care o realizează sistemul vizual al omului pentru a deosebi radiațiile de frecvențe diferite. Orice radiație care nu va conține în proporții bine determinate toate culorile (respectiv frecvențele) va apărea ochiului colorată.

De aceea din punct de vedere al radiației care ajunge la ochi, culoarea este rezultatul perturbării acestor proporții „normale”. Astfel, orice proces de reflexie, transmisie sau absorbție care „dezechilibrează” puternic această proporție normală, va conduce la o senzație de culoare.

Acesta este mecanismul fizic care determină culoarea corpurilor iluminate. Culorile corpurilor care emit ele însele lumină, sînt determinate de compoziția spectrală a radiației emise.

Să examinăm mai atent culoarea corpurilor iluminate, numai sub aspect fizic.

În general indicele de refracție scade cu creșterea lungimii de undă. Acest lucru poate fi văzut în figura 12.1. Curbele reprezintă dependența indicelui

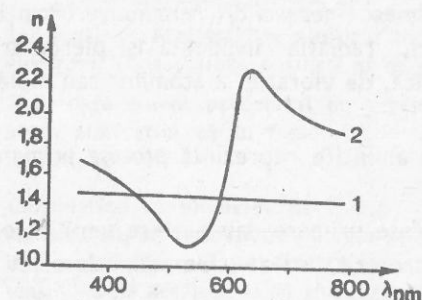


Fig. 12.1. Dependenta indicelui de refracție de lungimea de undă a radiației pentru:

1—sticlă de cuarț; 2—soluție de cianină.

* Aci prin „codificare” se înțelege procesul care-l efectuează organul de simț (receptorul) împreună cu creierul (analizorul) astfel încît să ataseze o senzație de culoare unui anumit domeniu de frecvențe, realizînd astfel o corespondență biunivocă între ele.

de refracție, n , de lungimea de undă pentru sticla de cuarț (1) și soluția de cianină (2). Pentru cuarț scăderea lui n la creșterea lui λ este extrem de puțin pronunțată. Acest lucru face ca la reflexie sau refracție să nu se perturbe spectrul „alb” de frecvențe și deci să apară incolor. Spre deosebire de acest caz, cianina avînd o mare variație a indicelui de refracție va modifica puternic spectrul alb astfel că în reflexie sau transmisie va apărea colorat. Într-adevăr, cianina este un colorant care poate fi extras din trandafirul roșu.

De asemenea dacă corpurile pot să absoarbă selectiv (deci pe domenii înguste) radiația din domeniul vizibil atunci ele vor apărea colorate.

Deci atomii, moleculele sau substanțele solide, lichide care au o distribuție de nivele de energie care să permită o absorbție a radiațiilor între 400 și 700 nm, vor apărea colorate.

Un ultim aspect îl vom discuta în ceea ce urmează.

Experiment

Să luăm o prismă și o sursă de lumină spectru continuu (soarele sau un bec electric).

Formăm un fascicul de lumină care îl facem să cadă pe prismă și de acolo pe un ecran alb, ferit de a fi iluminat direct de sursă. Luăm apoi o sticlă roșie și o interpunem în fasciculul de lumină albă; observăm că spectrul devine mai puțin intens dar cel mai important este faptul că vom observa o zonă întunecată în spectru, acolo unde înainte se găsea culoarea verde. Dacă punem o sticlă portocalie se elimină culoarea albastru verzui ș.a.m.d.

Aceste perechi de culori (a sticlei și a celei lipsă în spectru) se numesc culori complementare.

Întrebare: Dacă iluminăm un corp roșu cu un bec înfășurat în celofan verde, de ce culoare va apărea corpul?

Mergînd de la această experiență la înțelegerea naturii din jur, putem explica de ce, de exemplu, clorofila (care dă culoare plantelor) este verde? Răspunsul este acela că clorofila absoarbe puternic radiațiile roșii și deci se vede în radiația complementară ei: verdele.

12.3. EFECTE ALE INTERACȚIEI RADIAȚIEI CU SUBSTANȚA

12.3.1. EFECTE TERMICE

Efectele termice ale radiației electromagnetice au fost cunoscute din totdeauna, corespunzînd senzației de cald pe care ne-o dă radiația soarelui sau a focului. Responsabile de aceste efecte sînt în principal radiațiile electromagnetice cu lungimi de undă mai mari cuprinse între 760 nm și aproximativ 100 nm. Dealtfel acest efect termic a condus la descoperirea radiațiilor infraroșii (I.R.) în anul 1800 de către fizicianul englez Hershel.

Efectele termice se bazează în principal pe faptul că marea majoritate a substanțelor lichide și solide posedă nivele de energie care permit absorbția energiei radiației cu mare ușurință. Energia odată absorbită de către atomii sau moleculele substanței va conduce în final la încălzirea lui.

$10^3, 10^5, 10^9$

Efectele termice ale radiațiilor electromagnetice au nenumărate aplicații practice. O primă aplicație practică ar fi încălzirea obiectelor.

O altă aplicație a aceluiași proces este așa-numita *uscare industrială*: uscarea lacurilor și vopselelor, uscarea în industria textilă, uscarea în industria lemnului, uscări ale materialelor de construcție și a celor refractare, uscarea cerealelor și furajelor.

O altă direcție de aplicabilitate a efectelor termice ale radiațiilor sînt *heliocentralele*. Heliocentralele, constau din cazane cu aburi încălzite de către radiația solară concentrată pe cazan prin mijloace optice. Din acest punct de vedere utilizarea energiei solare se deosebește de celelalte mașini termice doar prin procedeul specific de încălzire a cazanului, ce conține agentul termic.

În principiu energia obținută poate fi folosită fie pentru efectuarea unor procese mecanice fie pentru generarea curentului electric.

Schema de principiu a unei heliocentrale este dată în figura 12.2. Să analizăm fizic acest sistem.

Soarele trimite o cantitate colosală de energie pe pămînt sub formă de radiații vizibile, I.R., ultraviolete (U.V.), radiații X etc. — ce însumează aproximativ 10^{18} kWh pe an. (Comparați cu aproximativ 10^{14} kWh care reprezintă energia anuală a tuturor cursurilor de apă de pe pămînt). Această cantitate enormă de energie primită este mai mult decît s-ar putea consuma pe Pămînt și deci ar asigura necesitățile de energie ale omenirii pe timp nelimitat.

Din păcate energia solară are două mari dezavantaje:

- nu este permanentă,
- este distribuită cu o densitate relativ mică.

Cu toate acestea ea merită să fie luată în considerație și poate fi privită ca o energie a viitorului deoarece ea fiind extraterestră nu este limitată, ca resursele de energie neregenerabile (combustibili, energie nucleară).

Utilizarea energiei solare presupune astfel captarea radiației solare de pe suprafețe cît mai mari. Acest lucru se poate face în principiu în două feluri:

- concentrarea radiației solare de pe mari întinderi spre o regiune mică

în care se află cazanul, cu ajutorul unor oglinzi (fig. 12.3, a);

— extinderea zonei de curgere a agentului termic pentru a capta cît mai multă energie (așa-numitele panouri solare) (fig. 12.3, b).

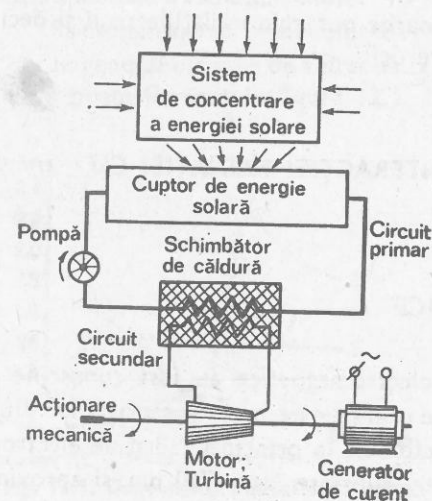


Fig. 12.2. Schema bloc a unei heliocentrale.

Primul procedeu se preconizează să se utilizeze pentru uzine solare de mare putere, aria totală a oglinzilor fiind de cîtiva km^2 . Dispozitive mecanice asigură menținerea continuă a cazanului în focarul oglinzilor (sistem heliostat).

Al doilea procedeu se preconizează pentru conversia energiei solare pentru sisteme de puteri relativ mici, respectiv pentru așa-numitele case solare.

Pentru realizarea oglinzilor, problema-cheie este cea a folosirii materialelor cu factori de reflexie cît mai mari în domeniul spectral în care emite soarele. Acest domeniu este cuprins aproximativ între 300 nm și 2000 nm ($0,3 \dots 2 \mu\text{m}$). Comparînd aceste proprietăți la cîteva metale (fig. 12.4) putem să ne dăm seama în primul rînd de randamentul reflexiei cît și de materialul care se pretează cel mai bine.

Pentru a realiza panourile solare trebuie să realizăm exact opusul: să absorbim cît mai multă energie solară în panou. Pentru aceasta se folosesc materiale înnegrite, cu scopul de a absorbi cît mai multă radiație.

Panourile solare se aranjează de obicei pe acoperișul caselor pe care le deservesc, avînd pînă la 100 m^2 . Să mergem mai departe cu analiza. Agentul termic trebuie astfel ales ca să corespundă temperaturii de lucru și sistemului de transport. Astfel la heliocentrala franceză din Pirinei temperatura ajunge la 3000 K, pe cînd în sistemele domestice (cu panouri solare) agentul termic nu depășește temperatura de $80 \dots 100^\circ \text{C}$.

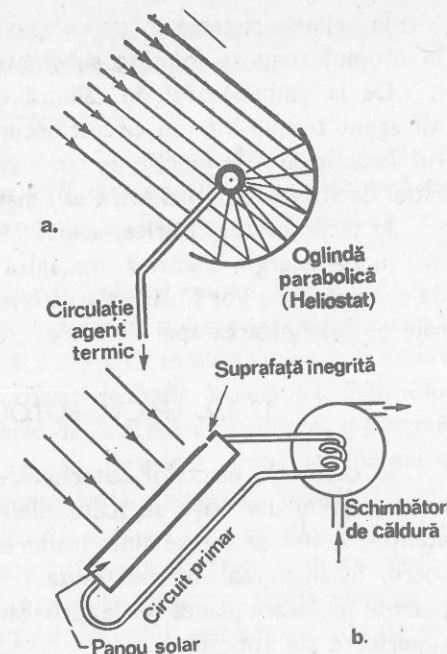
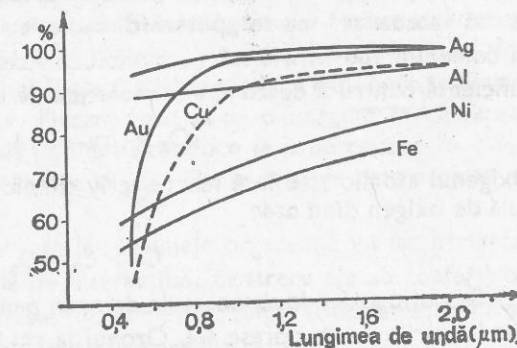


Fig. 12.3.

- a) Concentrarea radiației solare cu ajutorul unor oglinzi;
b) Schema simplificată a unui panou solar.

Fig. 12.4. Raportul dintre radiația reflectată și cea incidentă exprimată în procente pentru diverse metale în funcție de lungimea de undă a radiației.



În primele sisteme solare ca agent termic s-a folosit păcura, apoi apa iar în ultimul timp se folosesc substanțe speciale.

De la schimbătorul de căldură energia termică este trimisă printr-un alt agent termic într-un circuit secundar care cuprinde și turbina sau motorul de acționare. În funcție de temperatura la care lucrează randamentul unui astfel de sistem este mai mare sau mai mic.

În țările calde (însorite) aceste tipuri de heliocentrale dau și vor da tot mai multă energie electrică, mecanică (pompare de apă de la mare adâncime de exemplu) sau vor fi utilizate ca izvoare de căldură în scopuri generale menajere, desalinizarea apei de mare, stocare de energie etc...

12.3.2. EFECTE FOTOCHIMICE

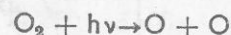
În categoria efectelor fotochimice intră nenumărate fenomene pe care le cunoaștem din viața de toate zilele, dar cărora nu le dăm o suficientă atenție. Astfel de efecte sînt: înălbirea și decolorarea țesăturilor expuse la soare, îngălbenirea hîrtiei ținută la soare, fotosinteza clorofiliană ce se petrece în fiecare plantă verde, bronzarea, producerea ozonului în straturile superioare ale atmosferei.

Fiecare din aceste efecte pot fi descrise și discutate pe foarte multe pagini. Să ne oprim, de aceea, doar la aspectele generale, în special fizice, care sînt legate de interacția radiației electromagnetice cu materia.

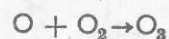
După cum am observat și mai sus, mărimea efectului produs de interacția radiației cu substanțe este proporțional cu energia radiației absorbite. De aci rezultă că substanțele transparente vor fi cel mai puțin influențate și că totdeauna acolo unde un efect fotochimic este prezent, trebuie să fie prezentă și o substanță colorată.

Dacă ținem cont de postulatele lui Bohr și de modul în care lumina poate să influențeze atomii și moleculele, putem să extragem o altă caracteristică generală a proceselor fotochimice și anume că fiecare act de reacție fotochimică este generat de absorbția unei cuante ($h\nu$) de lumină.

Spre exemplu oxigenul molecular este transparent pentru domeniul vizibil al spectrului luminos dar are o structură de nivele de energii care face ca să absoarbă foarte puternic radiația cu lungimea de undă cuprinsă în domeniul 160 ... 240 nm (ultraviolet). Această absorbție aduce o energie suficientă pentru a descompune molecula de oxigen:

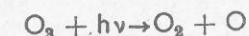


Oxigenul atomic este însă foarte activ chimic și se combină rapid cu o moleculă de oxigen dînd ozon



Se obțin astfel două molecule de ozon pentru fiecare cantitate $h\nu$ absorbită. Dar lucrurile nu se opresc acj. Ozonul la rîndul lui posedă o serie de nivele

de energie care fac ca să absoarbă puternic radiația cu lungimea de undă din intervalul 240 ... 360 nm, conducînd la descompunerea lui



Aceste procese fotochimice ce se petrec în atmosferă, la mare altitudine (~ 35 km) fac ca să se absoarbă peste 95% din radiația U.V. emisă de Soare și permit în ultimă instanță existența vieții pe Pămînt sub forma pe care o cunoaștem.

Să trecem la un alt caz de reacție fotochimică și anume la procesul fotografic. Pelicula fotografică este formată dintr-un suport transparent (acetat de celuloză) peste care s-a depus un strat subțire de emulsie fotografică. Emulsia fotografică este constituită din microcristale de AgBr în gelatină. Prin iluminare în microcristale iau naștere o serie de procese de excitare electronică care permit aglomerarea ionilor de Ag și formarea unor aglomerate de Ag metalic. Se formează astfel o imagine latentă, invizibilă, formată din aglomerări de Ag a căror densitate și repartitie spațială reproduce variația iluminării suprafeței. Această imagine latentă poate fi evidențiată prin procesul de dezvoltare. Sub acțiunea unei substanțe numite revelator, acești germeni de Ag metalic cresc pînă la dimensiuni vizibile în jurul „germenilor” de Ag produși prin iluminare. Microcristalele de AgBr care nu au fost iluminate și deci „sensibilizate” nu vor suferi nici o acțiune sub influența revelatorului. Ele rămîn în continuare potențial capabile de a fi sensibilizate la o iluminare ulterioară. Din această cauză dezvoltarea are loc la întuneric sau la o lumină roșie slabă. Pentru a elimina microcristalele de AgBr nesensibilizate se trece într-o baie de fixare care îndepărtează aceste microcristale din emulsie. Filmul fotografic se spală apoi bine cu apă, după care poate fi scos la lumină zilei, obținîndu-se negativul. Variația densității granulelor de argint care formează imaginea negativă dă întreaga scară de alb-negru, zonele puternic iluminate fiind zone negre și invers. Refacerea imaginii în tonuri normale, adică a imaginii pozitive se realizează prin același procedeu (iluminare, dezvoltare, fixare). Suportul emulsiei fotografice poate fi hîrtia sau o altă peliculă transparentă. Se obține astfel fotografia obișnuită pe hîrtie sau clișeu fotografic pozitiv — diapozitivul. Pelicula cinematografică este o astfel de imagine pozitivă.

Pentru a obține o fotografie în culori, pelicula sensibilă cuprinde trei straturi subțiri fotosensibile care conțin fiecare AgBr, dar fiecare strat conține și un sensibilizator de culoare; primul strat pentru lumină albastră, al doilea pentru verde iar ultimul (de lîngă suport) pentru roșu. La expunere se formează trei imagini latente suprapuse. Fiecare strat va da o imagine în culoarea ei. Compunerea acestor trei culori (primare) conduce la o percepere în culori a fotografiei. Procesele de dezvoltare și de fixare sînt de data aceasta mult mai complicate.

Procesele fotochimice care au loc în unele organisme vii fac parte oarecum dintr-o categorie specială de interacțiuni deoarece ele au conferit organismelor vii un „grad de libertate” suplimentar: fotosensibilitatea, fotosinteza și percepția luminii. Le vom discuta în continuare.

12.4. PERCEPȚIA RADIAȚIEI ÎN LUMEA VIE

12.4.1 FOTOSENSIBILITATEA

După teoriile actuale apariția vieții pe pământ a fost sigur condiționată de lumina solară. Fără ea materia vie nu ar fi apărut. Să vedem care sînt modurile în care radiația solară a condiționat viața pe pământ și cum i-a determinat dezvoltarea.

Fotosinteza realizată de plante cu ajutorul clorofilei reprezintă mecanismul principal de conversie a energiei luminoase care asigură metabolismul plantelor. Care este motivul pentru care clorofila a avut cîștig de cauză în procesul de selecție naturală? Răspunsul ne vine din două direcții principale:

① — proprietățile fizice ale moleculei de clorofilă legate de banda de absorbție a radiației solare, precum și nivelele de energie ale moleculei,

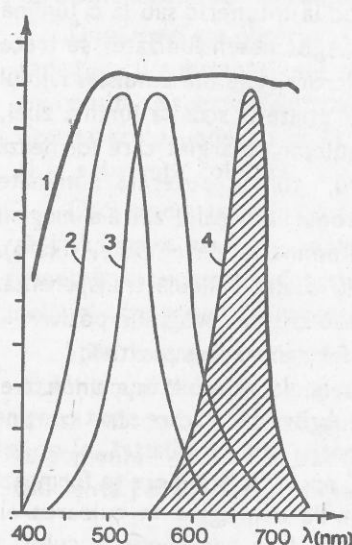


Fig. 12.5. Distribuția medie anuală a energiei radiației solare funcție de lungimea de undă 1); curbă de sensibilitate spectrală a ochiului pentru vizibilitate diurnă 2), respectiv nocturnă 3); curbă de absorbție a clorofilei 4).

② — proprietățile chimice ale clorofilei care permit fotosintetizarea unor substanțe organice absolut necesare metabolismului plantei.

Să examinăm mai în amănunt prima proprietate.

Plantele trebuie să asimileze energie luminoasă pentru transformări chimice. Dar orice proces fotochimic se realizează dacă frecvența radiației depășește o valoare de prag ν_0 . Această valoare de prag este în fond determinată de nivelele de energie între care trebuie să se excite molecula de clorofilă pentru a facilita fotosinteza. Pentru acest lucru natura a selectat acea substanță care va putea să folosească cât mai eficient radiația provenită de la Soare. Dacă privim figura 12.5 observăm că față de spectrul solar mediu anual, cuprins între 450 și 700 nm, cea mai convenabilă situație este aceea a valorilor mari pentru λ_0 . Spectrul de

absorbție al clorofilei este între 600—700 nm, astfel că întregul spectru solar se află practic astfel ca

$$\lambda_0 < 700 \text{ nm} \sim \lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$$

și deci tot spectrul poate fi folosit.

Fotosinteza este un proces extrem de complex. Nu se cunosc încă toate procesele intime ale ei.

Folosirea energiei solare de către organismele vii a generat proprietatea de fotosensibilitate a acestora.

Astfel virful plantelor care cresc se îndreaptă spre lumină și în general plantele se mișcă după lumină (*heliotropism*, ex. floarea-soarelui și *phototactism* în general). Modificările de culoare la plante sau animale, funcție de iluminare sau ca proces de mimetism, reprezintă tot aspecte ale fotosensibilității.

Fotosensibilitatea însă nu conferă organismelor capacitatea de a vedea ci doar de a simți lumina. În calea spre „construirea” unui organ al văzului, natura a interpus nenumărate etape.

12.4.2. OCHIUL

Cunoscînd ochiul ca aparat optic* să discutăm acum modul în care retina (ca un film fotografic) asigură perceperea luminii.

Retina conține două tipuri de receptori (la om și la majoritatea vertebratelor): *bastonaze* și *conuri*. Conurile sînt sensibile la lumina intensă și de asemenea asigură vederea în culori. Bastonazele sînt mult mai sensibile și asigură vizibilitatea în condiții de iluminare slabă iar senzația pe care ele o dau este de cenușiu.

Ca receptori optici, conurile și bastonazele sînt terminații nervoase care conduc excitația optică.

Fotosensibilitatea conurilor și bastonazelor este asigurată de existența în ele a unor pigmenti care absorb lumina și realizează un proces fotochimic reversibil. Pigmentul din ochi este *rodopsina* (purpura retiniană) care sub influența luminii se transformă și determină un semnal ce se transmite prin nervul optic la creier. Cînd lumina își încetează acțiunea, pigmentul se resintetizează, receptorul fiind gata de o nouă excitare luminoasă. La o iluminare medie durata senzației vizuale este de aproximativ 0,1 s iar la o iluminare puternică ea poate ajunge pînă la 1 s. Pe baza acestui fenomen a fost dezvoltată proiecția *cinematografică* prin care se asigură o continuitate de mișcare datorită inerției imaginii în creier.

* Se presupune, de asemenea, cunoscută structura anatomică.

Mecanismul vederii în culori este mult mai complicat și parțial necunoscut. Există mai multe teorii care pot explica multe proprietăți ale vederii colorate. Toate presupun că pentru a obține senzația de culoare este necesar ca să existe câteva tipuri de pigmenți care să realizeze o recepționare a luminii colorate pe două, trei sau mai multe lungimi de undă, simultan. Cea mai probabilă teorie este cea tricromatică care presupune o sensibilizare (și specializare) a conurilor în trei regiuni spectrale: 400 ... 500 nm, 460—610 și 500—660 nm.

Rezultă de aci că analiza cromatică se realizează într-o primă etapă chiar în receptorii primari care acționează ca niște „circuite rezonante”, acordate pe trei frecvențe diferite. La unele animale acest lucru se realizează cu un singur pigment dar cu trei filtre colorate diferit. Receptorii luminoși realizează o „codificare” a informației referitoare la intensitatea radiației, dintr-o zonă îngustă de frecvențe (conuri) sau dintr-o regiune mai largă (bastonașe). Această codificare se face prin transmiterea unor impulsuri nervoase.

Este interesant de discutat domeniul spectral în care lucrează ochiul. Totul este „făcut” astfel încât să confere ochiului un grad cât mai mare de acuratețe în vederea imaginii. În același timp vom putea înțelege modul complex în care ochiul lucrează.

Ochiul privește spre un anumit obiect. Față de ochi obiectul se va găsi pe axa vizuală, astfel încât imaginea se va forma pe pata galbenă. Pata galbenă conține cea mai mare densitate de conuri (nu conține bastonașe) și este denumită astfel deoarece este acoperită cu un pigment galben. Are dimensiuni de ordinul a 1 mm. Practic informațiile culese de către noi, când privim obiectele se obțin de pe această regiune infimă de pe retină. Această zonă determină din punct de vedere unghiular (pentru vedere) o zonă de $\sim 5^\circ$. Pentru a obține o imagine de maximă precizie pe o zonă atât de mică trebuie ca aparatul optic să fie extrem de bun. În acest scop conlucrează mai mulți factori:

a) Cristalinul își modifică curbura, în mod reflex, sub influența mușchilor ciliari până când imaginea apare cu maximum de claritate (*punere la punct*);

b) Pupila va avea o deschidere cât mai mică pentru o luminozitate dată. Această operație este și ea reflexă. Cauza este cunoscută din optică și anume zona de claritate într-o cameră obscură este cu atât mai mare cu cât deschiderea este mai mică. La limită o deschidere extrem de mică realizează o imagine clară (focalizată) indiferent de distanța obiectului.

De aci rezultă și o altă proprietate a ochiului. Contururile, respectiv detaliile obiectelor, vor fi cu atât mai bine puse în evidență cu cât lumina este mai intensă. Pe măsură ce iluminarea scade, pupila se deschide și claritatea imaginii treptat scade. De aceea la iluminări foarte slabe,

pupila are o deschidere maximă (pentru a „prinde” cât mai multă lumină). În acest regim se pierd detaliile.

c) Al treilea element este cel al îngustării spectrului vizibil. Ochiul este sensibil într-o zonă foarte restrinsă a spectrului radiațiilor electromagnetice: 400 ... 760 nm. De ce oare?

Explicația provine iarăși de la mai multe cauze. În primul rând ochiul trebuie să fie adaptat la lumina care ajunge pe Pământ de la Soare. În acest fel maximum de vizibilitate se găsește foarte aproape de maximum de radiație al spectrului soarelui. În al doilea rând, pentru a obține o bună imagine clară ochiul reduce banda spectrală vizibilă. Pentru aceasta, de exemplu cristalinul și pigmentul galben al petei galbene au rol de a elimina (prin filtrare) radiația cu $\lambda < 400$ nm. Astfel cristalinul are și un rol de filtru, pe lângă cel de lentilă.

În al treilea rând, organismele cu sânge cald, ca omul, au o temperatură constantă de $+37^\circ\text{C}$. După legile radiației termice maximum radiației la această temperatură se află în jur de 9 000—10 000 nm. Acest lucru atrage după sine faptul că dacă ochiul ar fi sensibil la aceste radiații el ar fi „orbit” de lumina propriului organism.

În realitate ochiul este doar traductorul care transformă lumina ce ajunge pe creier. Aci este adevăratul „laborator” de prelucrare a informației vizuale care ne conduce în final la senzația vizuală complexă prin care noi putem recunoaște forme și contururi, prin care putem descifra amănunte și elimina detalii ne semnificative, proces în care un rol foarte important îl are educarea vederii; copilul mic „învață” să vadă. Ochii specialiștilor pot distinge nenumărate nuanțe de culoare pe care un om neantrenat nu le poate distinge. Și ca o ultimă observație care să dovedească această corelație complexă ochi-creier este următoarea: de ce nu vedem toate lucrurile inversate, așa cum se formează pe retină? Răspunsul este că creierul, prin experiența acumulată, a restabilit orientarea reală a obiectelor în senzația vizuală pe care o obținem în final.

Putem „încurca” sistemul de prelucrare a informației vizuale privind la așa-numitele iluzii optice. Figura 12.6 prezintă una din aceste iluzii.

Desenul este reprodus întocmai pe retină, dar imaginea fidelă cu realitatea este prelucrată de creier. În procesul de prelucrare intervine experiența subiectului cu privire la perceperea spațială a desenului plan. Din această prelucrare a senzației corecte rezultă o percepție spațială greșită.

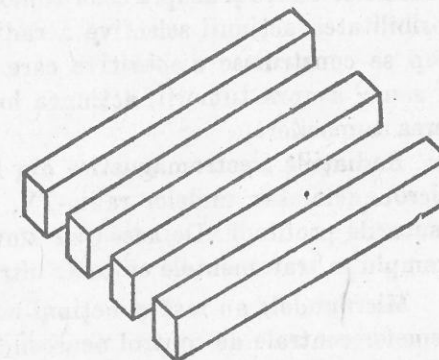


Fig. 12.6. Iluzie optică

12.5. TERAPIA CU RADIAȚII ELECTROMAGNETICE

Radiația electromagnetică acționează asupra organismului chiar și atunci când ea nu este simțită prin organele de văz sau termice. Să le trecem în revistă fără a intra în detalii. Vom vedea că ele pot avea o acțiune pozitivă asupra organismelor vii, ceea ce le conferă virtuți terapeutice sau pot avea acțiune negativă fiind astfel nocive.

Radiația U.V. poate avea fie acțiune stimulatorie, fie o acțiune nocivă, în funcție de intensitatea și domeniul spectral al său. Cîteva din aceste acțiuni:

- efect bactericid și bacteriostatic (distrugere de bacterii, radiații U.V. cu λ mic)

- efect antirahitic (sintetizarea vitaminei D)

- efect de pigmentare (bronzarea, reacții fotochimice cu pigmentii din piele),

- efect eritematos (precede efectul de pigmentare, radiații U.V. cu λ mare)

- efect stimulator metabolic.

Radiația I.R. provoacă în general un efect termic la nivelul pielii. Cîteva din acțiunile produse sînt:

- efectul eritematos (apare imediat la expunere la soare și dispare rapid după aceea, nu provoacă pigmentarea; în cantitate mare poate avea caracter de arsură),

- efect vasodilatator pentru circulația periferică.

Radiația X și γ provoacă în general două tipuri de acțiuni biologice: imediate și tardive. Radiațiile X și γ sînt mult mai nocive decît radiațiile U.V., deoarece transportă mult mai multă energie. Ele sînt astfel mult mai penetrante putînd traversa organismul și determina leziuni interne.

Radiația X sau γ intrată în celulă poate produce excitarea sau ionizarea atomilor și moleculelor.

S-a observat că efectul cel mai puternic al radiațiilor este asupra țesuturilor tinere și asupra celor tumorale proliferative. Aceasta deschide posibilitatea acțiunii selective a radiațiilor asupra tumorilor. În acest scop se construiesc dispozitive care să permită focalizarea radiațiilor X sau γ asupra tumorii, acțiunea lor concentrată determinînd distrugerea tumorilor.

Radiațiile electromagnetice din I.R. îndepărtat, adică din domeniul microundelor sau undelor radio-TV, au o acțiune termică, calorică, în țesuturile profunde. De aceea ele sînt folosite cu scop terapeutic ca de exemplu în tratamentele cu unde ultrasonice.

Microundele au însă și acțiuni nocive cum ar fi perturbarea mecanismelor centrale de control neuroendocrin, tulburări psihice și de percepție senzorială etc.

Acțiunea terapeutică cea mai importantă o au astfel radiațiile solare directe, motiv pentru care se recomandă băile de soare, plaja la munte și la mare. Celelalte radiații cu care organismul nu este bine adaptat prezintă efecte nocive care fac ca ele să nu fie folosite decît în cazuri particulare, sub control medical.

Întrebări și probleme

1. Pentru a disocia o moleculă de AgBr este nevoie de o energie de aproximativ 10^{-19} J. Care ar fi lungimea de undă maximă (și culoarea) radiației care poate impresiona o astfel de placă fotografică?

R: 1 980 m.

2. Știind că ochiul omenesc are maximum de percepție pentru 55 nm și știind că la această lungime de undă sensibilitatea lui este de aproximativ 300 de cuante, calculați valoarea acestei energii minime.

R: $1,1 \cdot 10^{-16}$ J.

3. Distanța minimă dintre două puncte care mai pot fi văzute distinct (puterea separatoare a ochiului) corespunde unei deschideri unghiulare de aproximativ $1'$ (la o iluminare medie). Știind că o imagine TV este formată din 625 linii orizontale, să se determine distanța minimă de privire la televizor pentru a vedea o imagine fără linii. Considerați cazul unor receptoare TV cu un ecran cu diagonala de 47; 59 respectiv 65 cm. (Raportul lățime/înălțime la un ecran TV este de 4/3.)

R: 1,55 m; 1,96 m; 2,13 m.

4. Care este durata maximă de explorare de către fasciculul electronic al unui tub TV, pentru a nu fi percepută schimbarea cadrelor. Se va considera un ecran TV cu diagonala de 65 cm, cu raportul lățime/înălțime de 4/3, cu o explorare de 625 linii. Exprimați rezultatul în frecvență de explorare pe linie.

R: $t_{\text{linie}} < 1,6 \cdot 10^{-4}$ s; $f_{\text{linie}} > 6,250$ Hz.

5. Temperatura Soarelui este de aproximativ 6000 K și coincide deci cu temperatura pentru care emisia de radiație în vizibil se face cu maximum de eficacitate. Este această coincidență, o întîmplare sau nu? Dacă considerați că nu este o întîmplare, atunci explicați de ce?

13 ANALIZA RADIAȚIEI EXTRATERESTRE

EXTINDERE ÎN ALTE DOMENII

Nenumărate informații se pot obține „dintr-o rază de lumină”. Pentru aceasta însă trebuie să folosim toate cunoștințele de până acum asupra radiațiilor electromagnetice, a emisiei și absorbției lor. Să le reamintim:

a) radiația termică (v. § 9.2)

b) radiația caracteristică a atomilor (v. § 9.3.3);

c) efectul Doppler (v. Fizica clasa a X-a).

Bazindu-se doar pe aceste observații, putem obține o impresionantă cantitate de informații. Iată câteva concluzii generale care se pot obține:

— un spectru continuu ne spune că în sursă sunt prezente corpuri solide incandescente, lichide sau gaze supuse la mari presiuni;

— poziția maximum de emisie în spectrul continuu ne permite determinarea temperaturii sursei;

— liniile strălucitoare, de emisie, indică prezența unor gaze sau vapori incandescenti;

— liniile întunecate, de absorbție, indică prezența între sursă și observator a unor gaze sau vapori cu o temperatură mai mică decât a sursei;

— liniile luminoase pe un fond continuu pot fi determinate de gaze sau vapori care se află între sursă și observator și au o temperatură mai mare ca a sursei;

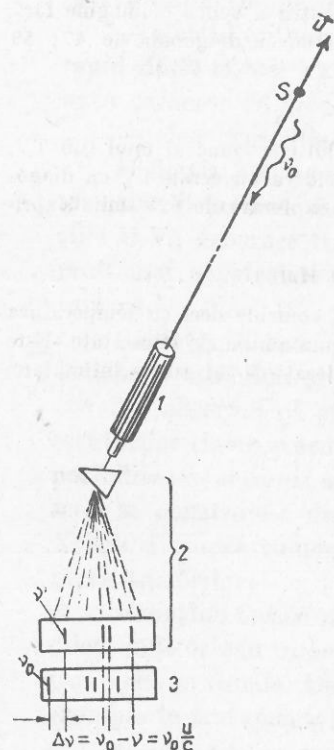


Fig. 13.1. Deplasarea liniilor spectrale ale unor obiecte în mișcarea relativă față de observator (efectul Doppler).

— prezența liniilor caracteristice permite determinarea elementelor existente în sursă;

— deplasarea liniilor caracteristice față de pozițiile lor normale indică și determină viteza relativă de mișcare sursă-observator.

Să exemplificăm aceste observații considerând spectrul luminos emis de Soare (fig. 13.2). Aspectul general este acela al curbei de emisie spectrală a unui corp negru (spectru continuu),

peste care se suprapune un spectru format din nenumărate linii întunecate (de absorbție). Maximumul spectrului continuu solar este la 478 nm ceea ce corespunde unei temperaturi superficiale de

$$T = \frac{2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}}{478 \cdot 10^{-9} \text{ m}} = 6067 \text{ K}.$$

Dacă luăm în considerație energia globală trimisă de Soare pe Pământ, pe secundă (constanta solară) atunci emitanța suprafeței este de $6,41 \cdot 10^{15} \text{ W/m}^2$. Folosind relația Stefan-Boltzmann (p. 90) putem calcula de asemenea temperatura efectivă de emisie a Soarelui:

$$T = \sqrt[4]{\frac{M}{\sigma}} = \sqrt[4]{\frac{6,41 \cdot 10^{15} \text{ W/m}^2}{5,67 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4}} = 5800 \text{ K}.$$

Se poate spune astfel că temperatura la suprafața Soarelui este în jur de 6000 K. În realitate Soarele este extrem de neomogen în temperatură. Considerând că Soarele este o sferă gazoasă cu temperatură și presiune ce cresc spre centru, se poate calcula (pe baza unui model) temperatura centrală care ar fi de $1,6 \cdot 10^7 \text{ K}$ și o presiune de aproximativ 10^{11} at ; densitatea lui centrală este de 158 g/cm^3 . Este deci normal să emită un spectru continuu, deoarece la temperaturile din interior toți atomii sunt complet ionizați.

Liniile întunecate care apar pe fondul continuu al spectrului se numesc liniile lui Fraunhofer care în 1814 a precizat poziția a 567 din ele. Tot el a explicat corect aceste linii ca fiind linii de absorbție ale atmosferei solare (cu temperatură mai mică) și a atmosferei Pământului. Tabelul 13.1 dă câteva astfel de linii. Pe baza acestor linii se poate deduce atât compoziția cit și structura lui.

Astfel, Soarele este o sferă de gaze la o temperatură extrem de mare ce ajunge la aproximativ 6000 K la suprafața lui. Linia netă ce dă diametrul aparent al Soarelui se numește *fotosferă*. Fotosfera este înconju-

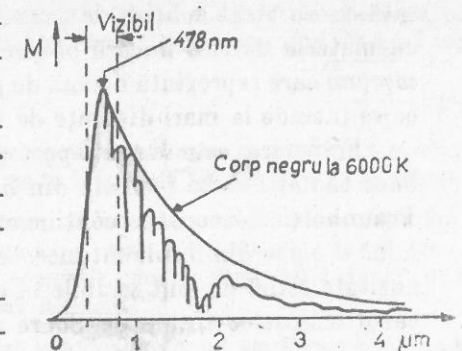


Fig. 13.2. Spectrul radiației solare comparat cu spectrul unui corp negru la temperatura de 6000 K.

rată cu un strat subțire de gaze cu temperatură mai mică, ce seamănă cu materia dintr-o flacără obișnuită, numită *cromosferă*. Urmează apoi *coroana* care reprezintă o zonă de gaze ionizate și excitate ultrararefiată, ce se întinde la mari distanțe de Soare.

Fotosfera este sursa spectrului continuu, cromosfera este sursa unor radiații slabe formate din linii, care coincid cu liniile întunecate Fraunhofer, iar coroana conține atomi grei de Ca, Fe, Ni, Mg care determină o parte din liniile întunecate. Cromosfera și coroana având o luminositate slabă nu sînt vizibile în condiții obișnuite; ele pot fi văzute în cazul eclipselor totale de Soare sau cu aparate speciale (coronograf).

Tabelul 13.1

Liniile Fraunhofer

Notăția liniei	nm	În culoarea	Element	Identificare
A	762,1	roșu }	O ₂	Linii ale vaporilor de apă din atmosferă
B	687,0			
C(H α)	656,3	portocaliu	H	Linia H α din seria Balmer a hidrogenului
D ₁	589,6	galben }	Na	Dubletul atomului de sodiu
D ₂	589,0			
D ₃	587,5	verde }	He	Linie a atomului de heliu
E	527,0			
F(H β)	486,1	albastru }	Ca, Fe	Linii suprapuse ale calciului și fierului
G'(H γ)	434,0			
G	430,8	indigo	H	Linii suprapuse ale calciului și fierului
H	396,8	violet }	Ca, Fe	Linii al ionului de calciu
K	393,4			

Este interesant de amintit că elementul heliu a fost detectat pentru prima dată pe Soare și abia mai târziu pe Pământ; de aceea el a fost numit „element solar” — heliu.

În același mod se pot determina temperatura și compoziția diferitelor stele, galaxii, nori și pulberi cosmice, comete etc... O examinare mai amănunțită a radiației emise de stele, împreună cu alte date astronomice, permite determinarea razei și masei lor.

Întrebări și probleme

1. S-a determinat că spectrul continuu emis de Steaua Polară are un maxim situat la $\lambda_{\max} = 350$ nm. Presupunând că emite ca un corp negru, determinați temperatura suprafeței ei.

$$R = 8300 \text{ K}$$

2. Cunoșcînd că fluxul emis de Soare este de $3,86 \cdot 10^{26}$ W să se calculeze energia primită de Pământ în unitate de timp (distanța Pământ — Soare $\approx 1,5 \cdot 10^8$ km: raza medie a Pământului = 6370 km).

$$R: 1,74 \cdot 10^7 \text{ W.}$$

3. Admițînd că planetele primesc căldură numai de la Soare, să se deducă o relație care să determine temperatura de pe planete în funcție de temperatura de pe Pământ.
4. Presupunînd că o stea radiază ca un corp negru și luînd în considerație radiația luminoasă recepționată pe Pământ, puteți determina raza ei? (Indicație: se va lua în considerație temperatura stelei și fluxul energetic emis de stea, determinabil de pe Pământ). Ce ipoteze sau date vă mai sînt necesare?
5. Maximul radiației gazului cosmic se situează la aproximativ 0,1 cm lungime de undă. Care este temperatura acestui gaz, presupunînd că el emite un spectru continuu de tip corp negru?

$$R: 2,9 \text{ K.}$$

6. În spectrul emis de o nebuloasă s-a determinat o deplasare spre roșu a liniei H α a hidrogenului cu $\Delta\lambda/\lambda = 0,36$. Cu ce viteză relativă se mișcă ea?

$$R: 1,08 \cdot 10^8 \text{ km/s.}$$

14 UNITATEA MATERIALĂ A UNIVERSULUI

EXTINDERE ÎN ALTE DOMENII

Studiul radiației extraterestre a condus la îmbogățirea cunoștințelor noastre despre cosmos. Există cîteva concluzii de o importanță covârșitoare, pe care le putem extrage din aceste studii. Prima din aceste concluzii se referă la faptul că peste tot au fost găsite elemente care sînt cunoscute pe Pământ și trecute în tabloul periodic. Pentru acest lucru au fost studiate compozițiile stelelor, gazelor și pulberilor cosmice, cometelor, meteoritilor, Lunii și a Pământului. S-a observat astfel că principalul constituent al universului, de departe predominant, este hidrogenul. Urmează în ordine heliul și apoi treptat elementele cu Z tot mai mare, în concentrații tot mai mici. Hidrogenul și heliul sînt concentrate în stele. Pe măsură ce corpul crește are o temperatură mai mică, are în compoziție elemente tot mai grele. Fizica nucleară permite să se înțeleagă această varietate de abundențe. Împreună cu datele astronomice s-a ajuns la concluzia unei evoluții a stelelor și a corpurilor cerești. Aceasta este a doua concluzie extrem de importantă. Diversitatea calitativă a corpurilor cerești și a distribuției lor au un numitor

comun: o evoluție complexă și încă nu în totalitate cunoscută, care ne permite să vorbim de formațiuni tinere sau bătrâne și a căror evoluție să o putem prevedea. Astfel putem spune că Soarele este o stea relativ tânără. S-a demonstrat că în evoluția stelelor, parametri cei mai importanți sînt masa și compoziția ei. De aceea acești parametri sînt deosebit de importanți; or ei pot fi determinați din analiza radiației trimise de stele.

Ideea evoluției materiei prin diversele ei forme de obiecte cosmice, de la stele la nori cosmici, la planete și nebuloase, ne relevă ideea fascinantă că materia nu este chiar atât de inertă pe cît s-ar părea. Și cine știe dacă atomii constituenți ai corpului nostru nu au făcut parte la un moment dat dintr-o stea, nebuloasă sau cometă? Și totuși sînt aceiași atomi, cu exact aceleași proprietăți. Atomul de fier dintr-o stea este identic cu atomul de fier din compoziția hemoglobinei singelui nostru, spre exemplu.

Iată astfel că diversitatea calitativă a formelor sub care se prezintă materia în spațiul cosmic se subordonează unei remarcabile unități de existență a materiei. Unitatea și identitatea atomilor, constituirea tuturor substanțelor universului nostru din cele 105 elemente care se găsesc în stare naturală sau pot fi sintetizate în condiții de laborator, exprimă în mod concret unitatea materială a universului.

15 ELEMENTE DE RADIOACTIVITATE

15.1. OBSERVAREA EMISIEI RADIOACTIVE

Emisia radioactivă poate fi observată ușor cu un dispozitiv experimental simplu.

De un electroscope cu foițe este legată una din plăcile unui condensator plan, cealaltă fiind pusă la pământ. Se încarcă electrostatic electroscoful, (fig. 15.1). În condițiile unei izolări electrice bune și într-o atmosferă uscată descărcarea electroscofului este foarte lentă, indicînd că între plăcile condensatorului nu există un transport de purtători de sarcină. Să aducem între plăcile condensatorului un preparat radioactiv. În cîteva minute foițele electroscofului se apropie, electroscoful și împreună cu el condensatorul plan descărcîndu-se. Cum se explică acest lucru? Pentru ca descărcarea condensatorului să aibă loc trebuie ca între plăcile sale să apară purtători de sarcină, ioni și electroni, care mișcîndu-se în cîmpul electrostatic să ajungă pe plăcile condensatorului, neutralizînd sarcina electrică cu care acesta era încărcat. Ionizarea atomilor și moleculelor gazoase are loc numai în prezența preparatului de uraniu, îndepărtarea acestuia oprind descărcarea electroscofului. Cauza acestei ionizări trebuie căutată în preparatul de uraniu; acesta emite niște radiații care, în interacțiune cu gazul, produc ionizarea observată. Emisia lor nu poate fi influențată de nici un agent extern — temperatură, presiune, corpuri exterioare, avînd cauze interne, în structura substanței. Numărul de ioni produși în unitatea de timp este proporțional cu intensitatea curentului de descărcare al condensatorului și depinde de masa de uraniu. Elementele care posedă proprietatea de a emite spontan asemenea radiații se numesc elemente radioactive, iar radiațiile emise — radiații radioactive. Proprietatea de radioactivitate o posedă multe elemente; toate elementele grele situate în tabloul periodic al elementelor după plumb sînt radioactive.

Fenomenul de radioactivitate a fost descoperit de H. Becquerel în 1896 și studiat sistematic, între alții,

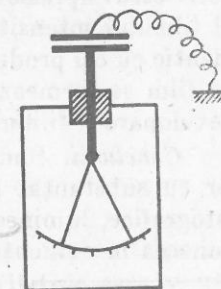


Fig. 15.1. Electroskop cu foițe.

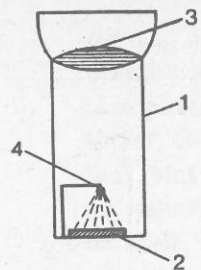


Fig. 15.2. Spintariscop.

1—cilindru metalic;
2—ecran luminescent; 3—lupă;
4—preparat radioactiv.

Un mic cilindru metalic — 1, are la un capăt un ecran — 2, acoperit cu o substanță fluorescentă (sulfură de zinc activată cu cupru), iar la celălalt capăt o lupă — 3. Se așază la capătul unui suport, la 2—3 cm de ecran un preparat radioactiv — 4 (fig. 15.2). Observînd ecranul în condițiile unui întuneric perfect* se văd o mulțime de licăriri slabe, scintilații, care se datoresc interacției radiațiilor emise de preparat cu substanța fluorescentă. Îndepărtînd preparatul radioactiv licăririle dispar. Dacă preparatul este slab radioactiv (o cantitate mică de sare de uraniu) se pot număra aceste scintilații. Dispozitivul descris se numește *spintariscop* și a fost inventat de Crookes.

Metoda descrisă de numărare a scintilațiilor a fost aplicată cu mult succes în primele studii de radioactivitate.

Deci pe lângă fenomenul de ionizare, *radiațiile radioactive produc luminescența unor substanțe* cu care interacționează: asemenea substanțe se numesc *substanțe scintilatoare*. Pe lângă sulfura de Zn alte substanțe scintilatoare sînt: lichide organice — antracen, naftalină, materiale plastice, monocristale de iodură de sodiu etc.

Tot pentru observarea radiațiilor radioactive se folosește și proprietatea acestora de a impresiona emulsia fotosensibilă. O porțiune de film fotografic închis etanș față de lumină și expus radiațiilor emise de un preparat radioactiv este impresionată. Developîndu-l se poate deduce din gradul de înnegrire al filmului intensitatea radiațiilor radioactive. Fenomenul care are loc este identic cu cel produs de radiațiile luminoase. Sub influența radiației incidente pe film se formează imaginea latentă, care este vizualizată prin procesul de developare a filmului.

Concluzii. Radiațiile radioactive produc diferite efecte la interacțiunea lor cu substanța: ionizarea mediului prin care trec, impresionarea plăcilor fotografice, luminescența unor materiale. Toate aceste fenomene pot servi la punerea în evidență a fenomenului de emisie radioactivă.

* Ochiul uman devine sensibil la luminozități foarte slabe și dobîndește o acuitate vizuală deosebită dacă este acomodat prin menținerea observatorului într-o încăpere perfect întunecată timp de mai multe minute.

de soții Marie și Pierre Curie în Franța, respectiv E. Rutherford și colaboratorii în Anglia.

Radioactivitatea este primul fenomen nuclear descoperit și cercetat, iar studiul substanțelor radioactive reprezintă începutul fizicii nucleare. Fizica nucleară prin informațiile pe care le aduce asupra fenomenelor la scară subatomică, cît și prin implicațiile practice legate de energia atomică a avut o profundă influență asupra fizicii, asupra științei și tehnologiei.

Radiațiile radioactive produc, în interacțiune cu substanța și alte efecte, care pot servi la observarea emisie radioactive.

Lectură

Radioactivitatea a fost descoperită întîmplător de H. Becquerel în anul 1896, pe cînd studia emisia luminoasă (fluorescența sau fosforescența) unor anumite minerale. Din întîmplare a așezat un asemenea mineral care conținea uraniu lîngă un pachet de plăci fotografice bine învelit în hîrtie neagră. Spre surpriza sa a constatat că plăcile fotografice au fost impresionate, ca și cum o radiație ar fi ajuns pe ele. Această radiație nu putea fi cea luminoasă, ea trebuind să străbată straturi de substanță opace pentru lumină. Constatarea a trezit un mare interes atît lui Becquerel cît și altor savanți, punîndu-se întrebarea dacă nu există vreo legătură între noile radiații și razele X descoperite cu cîteva luni mai înainte de W. Roentger.

Studii sistematice au permis lui Becquerel să stabilească că noile radiații erau emise nu de orice substanță luminescentă, proprietate cu care nu avea nici o legătură cauzală, ci erau emise de minerale care conțineau uraniu. Nici un agent exterior ca: presiune, temperatură, transformări chimice etc. nu puteau influența fenomenul, intensitatea emisie depinzînd de cantitatea de uraniu din probă.

Soții Marie și Pierre Curie au continuat studiile descoperind alte elemente care emiteau radiații similare. În 1898 ei descoperă în reziduuri de pechblendă un nou element, poloniul, iar cîteva luni mai tîrziu elementul radiu, Ra, a cărui emisie de radiații penetrante este de peste un milion de ori mai intensă decît a uraniului.

Cu aceste descoperiri interesul pentru studiul noului fenomen a crescut rapid. Într-un timp de cîteva ani doar s-au obținut date bogate asupra naturii radiațiilor emise, a proprietăților lor. Alături de savanții francezi H. Becquerel, soții Curie, rezultate deosebite au fost obținute de Ernest Rutherford (1871—1937) și colaboratorii săi în Anglia.



Fig. 15.3. Soții Marie (1867—1934) și Pierre Curie (1859—1906) au făcut descoperiri fundamentale în domeniul radioactivității. Au izolat Po și Ra, au descoperit efecte ale radiațiilor radioactive. Premiul Nobel pentru fizică (1903), premiul Nobel pentru chimie (1911—M. Curie).

15.2. CARACTERUL CORPUSCULAR AL RADIAȚIILOR RADIOACTIVE

Experimentul cu spintariscopul descris anterior ne permite să tragem o concluzie importantă asupra radiațiilor radioactive. Scintilațiile care se văd pe ecranul de sulfură de zinc, și care se datoresc interacțiunii radiațiilor radioactive cu ecranul, sînt localizate, au o extindere în spațiu foarte mică. Cum se explică acest rezultat? Se știe că orice emisie luminescentă se datorește

revenirii unor atomi excitați în starea de energie fundamentală. Faptul că în experimentul pe care-l analizăm emisia luminescentă este sub forma unei mici scintilații înseamnă că atomii excitați prin interacțiunea radiațiilor nucleare cu substanța sînt localizați în zone foarte mici din spațiu. Concluzia care se impune este că și cauza care produce excitările, adică, în cazul pe care-l discutăm, radiațiile radioactive, au dimensiuni foarte mici, au caracter corpuscular.

Urmărind în timp succesiunea scintilațiilor pe ecranul luminescent se constată că apariția lor este complet dezordonată. Nu există nici o regularitate între momentele apariției a două scintilații succesive, între intervalele dintre două scintilații. De asemenea distribuția lor pe suprafața ecranului este complet dezordonată.

Rotind ecranul în jurul preparatului radioactiv se observă în toate direcțiile o comportare identică.

În concluzie emisia de radiații radioactive este discontinuă, complet dezordonată, haotică în timp și ca direcție în spațiu; radiațiile radioactive au caracter corpuscular, discontinuu.

La concluzii similare se ajunge analizînd și datele următorului experiment.

Se ia un contor cu virf a cărui construcție și legare în circuitul electric este redată în figura 15.4.

Constructiv un asemenea contor este un condensator în care unul din electrozi are forma unui virf metalic. Pe contor se aplică o tensiune de cîteva sute de volți. În jurul virfului se formează un cîmp electric foarte intens. O sarcină electrică va fi puternic accelerată în acest cîmp. La ciocnirea sa cu un alt atom neutru poate să-i transfere o energie suficientă pentru a-l ioniza. Apare astfel o pereche electron-ion pozitiv, care la rîndul lor sînt accelerați și pot produce ionizări și așa mai departe. Numărul sarcinilor electrice crește rapid, ajungînd ca de la o singură particulă încărcată electric să se formeze în vecinătatea electrodului sub formă de virf un nor de purtători de sarcini pozitive și negative. Această creștere rapidă a numărului purtătorilor de sarcină are caracterul unei avalanșe, o avalanșă de ioni pozitivi și negativi. Formîndu-se acest nor conductor rezistența electrică a gazului dintre electrozi scade brusc, prin condensator trecînd un curent electric. Pe rezistența R din circuitul contorului apare o tensiune electrică, a cărei variație în timp este redată în figura 15.5. Un asemenea semnal electric se numește puls de ten-

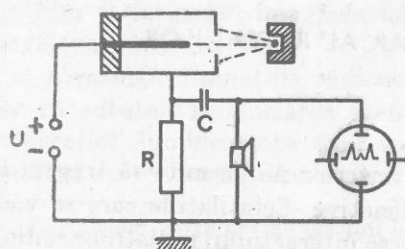


Fig. 15.4. Schema de montare în circuit a unui contor cu virf.

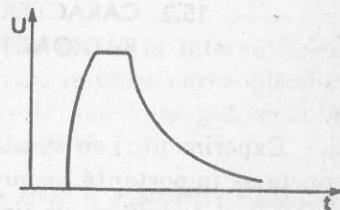


Fig. 15.5. Puls de tensiune.

siune. El poate fi observat pe ecranul unui osciloscop, sau poate fi pus în evidență cu un difuzor pentru fiecare puls de tensiune, în difuzor auzindu-se un zgomot.

Să apropiem un preparat radioactiv de un contor cu virf. După aplicarea tensiunii pe contor se aude o succesiune neregulată de zgomote în difuzor, iar pe ecranul osciloscopului apar pulsuri de tensiune a căror succesiune în timp este aceeași cu a zgomotelor din difuzor. Fiecare puls se datorește pătrunderii în contor a radiațiilor radioactive. Într-adevăr la trecerea radiațiilor prin contor se produc ionizări, electronii și ionii respectivi producînd descărcarea în avalanșă, deci un semnal electric sub formă de puls. Rezultatul interesant al experienței este că această descărcare nu este continuă, ci are un caracter discret. Deci radiațiile radioactive sînt emise de preparatul radioactiv *discontinuu*.

15.3. DETECTAREA RADIAȚIILOR NUCLEARE

Dispozitivele nucleare care indică existența radiațiilor, permit determinarea numărului lor, eventual pot măsura caracteristici ale particulelor nucleare ca: energia, natura radiației etc., se numesc detectoare de radiații. Funcționarea lor se bazează pe fenomenele ce apar la trecerea radiațiilor prin substanțe. Exemplele menționate pînă acum de observare a radiațiilor prin ionizarea pe care o produc, efectul fotochimic sau luminescența pe care o determină constituie fenomene care pot sta la baza unor anumite tipuri de detectoare.

Să studiem mai atent construcția și funcționarea a cîteva detectoare de radiații.

Detectoare cu descărcări în gaz. Se bazează pe ionizarea pe care o produc particulele nucleare în gazul dintre plăcile unui condensator pe care se aplică o anumită diferență de potențial. Funcționarea detectorului cu gaz depinde de tensiunea aplicată. Vom descrie contorul Geiger-Müller.

Contorul Geiger-Müller. Contorul Geiger-Müller (G.M.) este format dintr-un condensator cilindric, închis într-un tub de sticlă, unul din electrozi fiind un fir, iar celălalt un cilindru metalic sau o peliculă metalică depusă pe peretele interior al învelișului de sticlă (fig. 15.6, a).

Pe electrozii contorului se aplică o diferență de potențial mare de la cîteva sute de volți pînă peste o mie de volți în funcție de construcția sa. Firul central este întotdeauna la un potențial pozitiv.

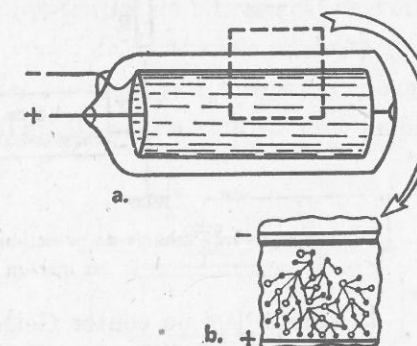


Fig. 15.6. a—Construcția unui contor Geiger-Müller pentru radiația gamma: b—formarea descărcării în avalanșă; (o—ion pozitiv, •—electron).

Principiul de funcționare al contorului G.M. este foarte asemănător cu al contorului cu virf. În câmpul electric intens din vecinătatea firului central purtătorii de sarcină electrică negativă, electronii, sînt puternic accelerați. Dacă energia primită pe distanța unui parcurs liber este suficient de mare, ei pot, la ciocnire cu un atom neutru, să-l ionizeze. Astfel, numărul electronilor se dublează, toți fiind accelerați în continuare și putînd produce alte ionizări etc. Numărul purtătorilor de sarcină electrică crește astfel foarte rapid, ca într-o progresie geometrică; creșterea numărului purtătorilor de sarcină electrică are loc în avalanșă (fig. 15.6, b).

Intr-un timp foarte scurt tot gazul din interiorul contorului devine ionizat și conductor. Rezistența internă a contorului scade brusc și prin circuit trece un curent electric, care produce pe rezistența R din circuit (fig. 15.7) apariția unei tensiuni. Odată cu apariția curentului prin circuit diferența de potențial între electrozii contorului se micșorează brusc și ionizarea prin șoc nu mai este posibilă; descărcarea în contor dispare și rezistența sa internă crește la valoarea inițială. Semnalul electric ce apare la trecerea unei particule ionizante prin contor are caracterul unui puls de tensiune ușor măsurabil.

Numărul pulsurilor este egal cu numărul particulelor nucleare detectate de contor. Caracteristic regimului de lucru al contorului Geiger-Müller este faptul că amplitudinea pulsului de tensiune nu depinde de mărimea ionizării inițiale. Explicația este simplă căci oricare ar fi această ionizare, pînă la urmă descărcarea se întinde pe tot volumul contorului și variația rezistenței interne a acestuia este aceeași în toate cazurile. Regimul de funcționare este pe un domeniu de aproximativ o sută de volți. Mărind mai departe tensiunea pe contor apare o descărcare autonomă chiar în absența ionizării produse de o particulă nucleară. În acest caz contorul se deteriorează rapid.

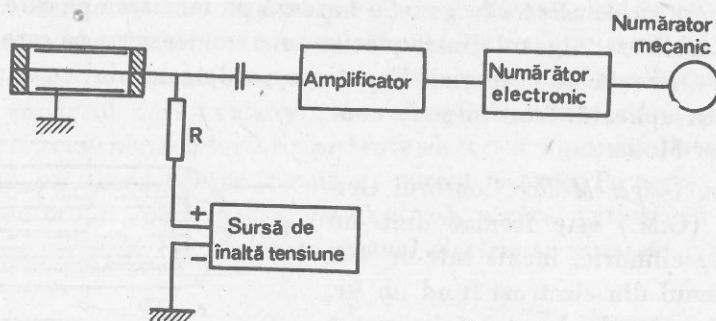


Fig. 15.7. Schema de principiu a contorului Geiger-Müller și legarea sa într-un circuit de numărare.

În esență deci un contor Geiger-Müller este un *amplificator electronic al ionizării inițiale* produse de radiația nucleară. Ordinul de mărime al amplificării este de peste 10^6 ori, ceea ce face ca semnalul electric observat, pulsul de tensiune, să fie de ordinul volților. Dimensiunile și forma contorilor G.M. depinde mult de utilizarea lor (fig. 15.8).

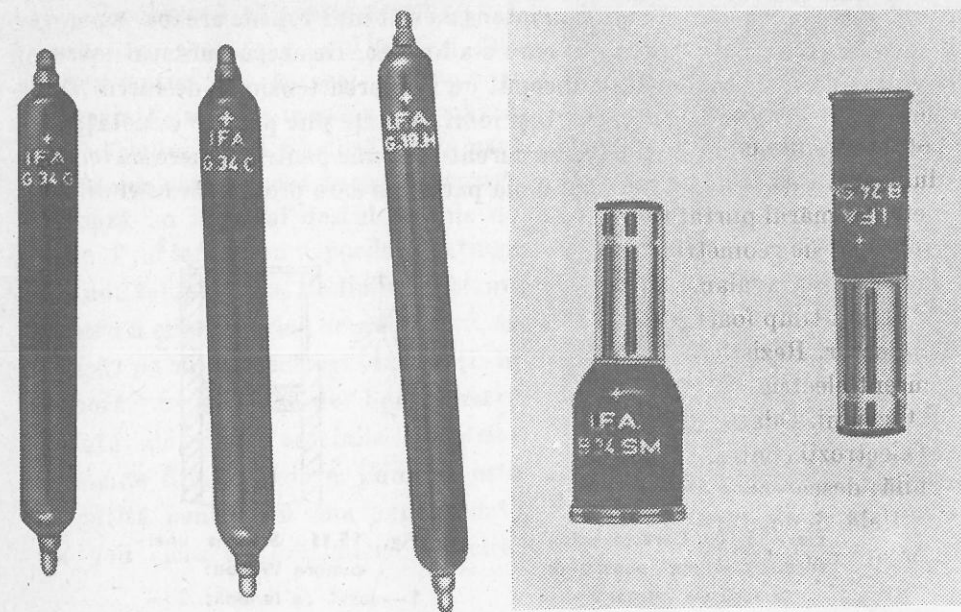


Fig. 15.8. Contori Geiger-Müller pentru radiații. Produse românești.

Contorul G.M. este detectorul cel mai comun folosit la numărarea particulelor nucleare, la determinarea intensității fasciculului de radiații nucleare.

Camerele de ionizare se bazează pe principiul colectării sarcinilor electrice (ioni și electroni) produși de radiațiile nucleare în cameră. Schema de principiu a unei camere și legarea sa în circuit este redată în figura 15.9.

Constructiv este un condensator plan închis într-o cutie metalică. Unul din electrozi este legat de pământ împreună cu cutia metalică a camerei de ionizare; celălalt electrod este bine izolat și reprezintă electrodul de colectare.

Între electrozi se aplică o diferență de potențial de câteva zeci de volți, ceea ce face ca electronii și ionii pozitivi formați de particulele nucleare să se deplaseze în câmpul electric format și să fie colectați pe electrozii condensatorului. Curentul electric care apare poate fi amplificat cu ajutorul unui amplificator potrivit sau măsurat cu un galvanometru foarte sensibil.

Ionii pozitivi și electronii formați se pot recombină dînd naștere la molecule neutre. Acest proces, invers ionizării, micșorează sarcina electrică colectată. Pentru a evita această recombinație trebuie ca odată perechea electron-ion formată, sarcinile pozitive și negative să se îndepărteze cît mai repede una

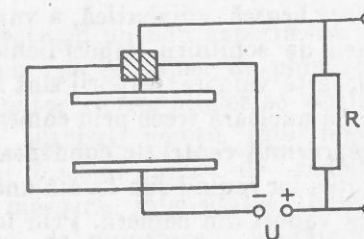


Fig. 15.9. Schema de principiu a unei camere de ionizare.

de alta. Cu cât cimpul electric e mai intens cu atât mai repede are loc separarea electronului de ionul pozitiv din care s-a format. De aceea curentul măsurat în camera de ionizare crește la început cu ridicarea tensiunii de lucru. De la o anumită diferență de potențial toți ionii formați sînt practic colectați și se atinge un curent de saturație. Curba curent-tensiune pentru camera de ionizare este redată în figura 15.10 pentru două particule care produc ionizări diferite.

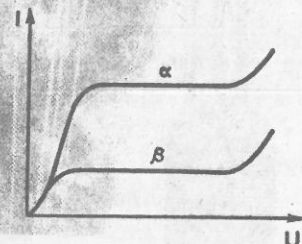


Fig. 15.10. Caracteristica curent-tensiune pentru o cameră de ionizare.

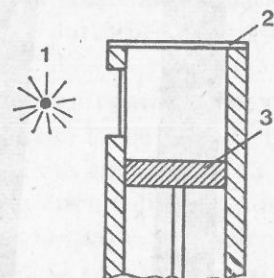


Fig. 15.11. Schema unei camere Wilson:
1 — sursă de lumină; 2 — fereastră de observare;
3 — piston.

Camerele de ionizare lucrează în regimul de curent de saturație. Acest curent este proporțional cu numărul total de perechi ion-electron formați în unitatea de timp de radiațiile nucleare în cameră.

Alte tipuri de detectori sînt acelea în care trecerea particulei nucleare este vizualizată. Din această categorie face parte camera cu ceață.

Funcționarea camerei cu ceață se bazează pe un fenomen descoperit de fizicianul C.T.R. Wilson în 1912 și anume că într-o atmosferă de vapori saturați ionii gazeși reprezintă centri de condensare.

Construcția unei camere cu ceață sau camera Wilson este reprezentată schematic în figura 15.11. Ea este formată dintr-o cameră cilindrică avînd partea superioară acoperită etanș cu un capac de sticlă; baza cilindrului este formată de un piston mobil. În cameră se găsește un amestec de vapori saturați de apă și alcool. În peretele lateral există un geam care permite iluminarea interiorului camerei.

Acționînd asupra pistonului cu ajutorul unei pompe se produce o destindere bruscă, adiabatică, a vaporilor din cameră. Temperatura scăzînd presiunea de echilibru vapor-lichid se micșorează, presiunea vaporilor depășind această valoare; vaporii sînt în stare de vapori suprasaturați. Dacă o particulă nucleară trece prin cameră ea formează în lungul traiectoriei ei ioni, care reprezintă centri de condensare. Pe ei se formează picături de lichid, totalitatea lor redînd sub forma unei urme traiectoria particulei nucleare în mediul de vapori din cameră. Prin fereastra transparentă a camerei se observă sau se pot fotografia aceste urme. În figura 15.12 este redată fotografia urmelor produse în camera cu ceață.

Se observă că aceste urme pleacă toate din preparatul radioactiv, sînt aproximativ de aceeași lungime și reprezintă fiecare o urmă independentă de celelalte, fiind produsă de o particulă nucleară. Starea de suprasaturare durează un interval destul de mic de timp. Prin încălzirea vaporilor se atinge din nou temperatura mediului ambiant. Pentru a elimina orice urmă de ioni, se aplică, pe niște electrozi existenți în cameră, o tensiune de aproximativ o sută de volți, sarcinile electrice existente fiind colectate. Camera este pregătită pentru un nou experiment, un nou ciclu de destindere — răcire.

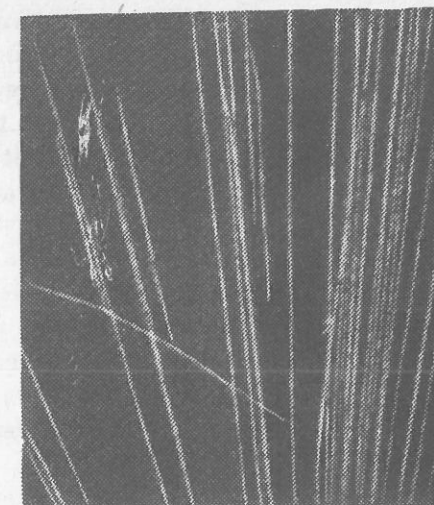


Fig. 15.12. Urme ale particulelor α în camera Wilson.

15.4. NATURA RADIAȚIILOR RADIOACTIVE

Cîteva experimente simple ne vor arăta că există mai multe tipuri de radiații radioactive.

Să introducem într-o cameră Wilson un preparat de radiu. Se observă traiectoriile particulelor nucleare, urmele avînd aproximativ aceleași lungimi. Dacă învelim preparatul cu o foiță de aluminiu foarte subțire, urmele dispar. Concluzia care se impune este că radiațiile emise de preparat și care lăsaau urme în camera cu ceață au fost oprite de foița de aluminiu.

Dacă apropiem substanța radioactivă învelită în foița de aluminiu de un contor Geiger-Müller, acesta numără, indicînd existența unei radiații radioactive intense. Foița de aluminiu nu a oprit toate radiațiile radioactive ci numai pe cele ce produceau o ionizare puternică și lăsaau urme intense în camera Wilson. Acste radiații, care pot străbate doar straturi subțiri de substanță, se numesc radiații α . Pe lângă radiația α mai există și alte radiații care străbat straturi de substanță mult mai mari, dar care produc în camera cu ceață o ionizare mai slabă.

Pentru analiza acestei componente să efectuăm un nou experiment.

Să așezăm un preparat radioactiv într-un mic container de plumb cu pereții suficient de groși. Cu ajutorul unui contor Geiger-Müller se verifică că intensitatea fasciculului de radiații care străbat pereții este foarte mică. Prin deschiderea containerului iese un fascicul îngust de radiații. Cu ajutorul unui contor Geiger-Müller se măsoară intensitatea acestui fascicul, obținîndu-se o valoare a vitezei de numărare. Așezăm pe rînd între sursă și contor plăcuțe de aluminiu. Stratul de aluminiu

absoarbe din radiațiile radioactive. Aceasta se constată măsurând viteza de numărare pentru fiecare grosime a stratului de aluminiu. Reprezentarea grafică a vitezei de numărare N în funcție de grosimea totală X a plăcuțelor de aluminiu este dată în figura 15.13.

Se constată că la început viteza de numărare scade repede, ca apoi la grosimi mai mari de câțiva mm scăderea să fie mult mai lentă. Aceasta sugerează

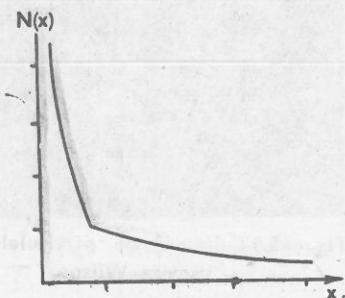


Fig. 15.13. Atenuarea unui fascicul mixt de radiații α și β .

rează că fasciculul de radiații, filtrat de radiațiile α , mai conține două componente: una cu putere de pătrundere medie denumită *radiație* β și una cu putere de pătrundere mare denumită *radiație* γ .

Concluzia acestor două experimente* este că *substanțele radioactive pot emite trei tipuri de radiații — radiațiile α , β și γ* . Ele pot fi deosebite experimental unele de altele prin modul de interacțiune cu substanța. *Radiația α produce o ionizare foarte puternică, are o penetrabilitate mică putând străbate doar straturi foarte subțiri de substanță. În aer parcurge distanțe de ordinul a câțiva centimetri, iar în medii dense distanțele sînt de ordinul sutimilor de milimetri. Radiația β are o putere de ionizare mai mică și străbate straturi de substanță mai groase. În metale ușoare, aluminiu de exemplu, grosimile străbătute de radiațiile beta sînt de ordinul zecimilor — pînă la zeci de milimetri. Radiația gamma are o putere de ionizare mică și o penetrabilitate mare. Străbate straturi de metale și materiale grele de ordinul centimetrilor.*

Ce sînt aceste radiații și de unde provin?

Ceea ce știm despre radiațiile radioactive este încă insuficient. Informații deosebit de prețioase se pot obține studiind interacțiunea radiațiilor radioactive cu cîmpuri electrice și magnetice. Să considerăm experimentul a cărei schemă este redată în figura 15.14.

O sursă de radii introdusă într-un mic container de plumb emite un fascicul îngust de radiații. Folosim pentru detectarea radiațiilor detectori

* Aceste experimente pot fi efectuate cu trusa experimentală de fizică nucleară construită de întreprinderea Didactica.

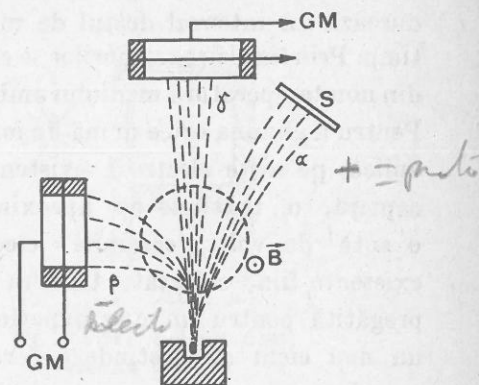


Fig. 15.14. Separarea radiațiilor α , β și γ în cîmp magnetic.

potrivii: contori Geiger-Müller pentru radiațiile β și γ și un detector cu scintilații pentru radiația α . Folosind metoda absorbției selective a radiațiilor în straturi diferite de material între sursă și detector, se verifică faptul că fasciculul conține toate trei tipurile de radiații.

Să aplicăm un cîmp magnetic perpendicular pe direcția fasciculului (în desen este perpendicular pe planul figurii, iar zona în care există cîmp este figurată prin contururile polilor). Sensul cîmpului magnetic să fie orientat dinspre planul imaginii către observator. Fasciculul incident este descompus în trei fascicule, unul deviat puțin spre dreapta celălalt puternic deviat spre stînga și un fascicul de radiații nedeviat. Efectuînd din nou experimente de absorbție selectivă pe fiecare fascicul în parte se constată că fasciculul deviat spre dreapta este foarte ușor absorbit, deci este alcătuit din particule alfa. Radiațiile β sînt deviate spre stînga, iar radiațiile γ nu-și modifică direcția de mișcare.

În cîmpul magnetic asupra purtătorilor de sarcină în mișcare acționează forțe Lorentz, $q(\vec{v} \times \vec{B})$. Deci particulele α și β fiind deviate sînt încărcate electric, iar radiația gama este neutră electric. Conform cu sensul devierii rezultă că particulele α sînt încărcate pozitiv, iar particulele beta negativ. Evident devieri ale particulelor α și β se pot obține și cu ajutorul unui cîmp electric transversal pe direcția fasciculului incident.

Precizări mai exacte asupra naturii particulelor α și β se obțin determinîndu-se sarcina lor specifică din devierea simultană în cîmpuri magnetice și electrice transversale paralele unul cu celălalt. Valoarea obținută pentru sarcina specifică a radiației β era foarte aproape de valoarea obținută pentru sarcina specifică a electronilor din razele catodice. Concluzia este că *particulele beta sînt electroni*. Vitezele, și deci energiile acestor electroni sînt foarte mari, cu ordine de mărime peste cele ale razelor catodice.

Sarcina specifică a radiațiilor α deși mult mai greu de măsurat datorită devierii mici a acestor particule este jumătate din sarcina specifică a protonilor. Măsurîndu-se apoi și sarcina particulelor alfa găsită egală cu $+2e$, rezultă că masa lor este de patru ori masa atomului de H, adică sînt nuclee de He. Natura radiației γ este mai greu de stabilit. Asemănarea mare cu radiațiile X sugerează că sînt radiații electromagnetice cu lungimi de undă foarte mici. Experiențe destul de dificile confirmă această ipoteză.

15.5. TRANSFORMĂRI RADIOACTIVE

Odată stabilită existența celor trei tipuri de radiații radioactive se pune în mod normal întrebarea: de unde provin ele și ce se întîmplă cu substanța radioactivă la emisia lor.

Știm că atomul este format din nucleul pozitiv, avînd sarcina $+Ze$ și cei Z electroni a căror sarcină negativă compensează pe cea a nucleului;

atomul este un sistem compus neutru electric. Emisia radioactivă este o caracteristică a atomului nefiind influențată de agenți exteriori. Radiațiile radioactive sînt atunci emise fie de nucleu, fie de învelișul electronic. În particular este evident că particulele α pozitive nu pot fi emise decît de nucleu. În acest proces natura nucleului, a atomului emițător se schimbă, formîndu-se

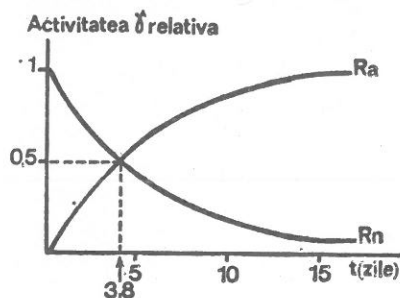


Fig. 15.15. Creșterea și descreșterea activității γ a Ra și Rn în funcție de timp după separarea chimică.

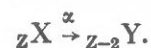
un nou element. Cazul cel mai simplu este cel al radiului și radonului. Preparatele de radiu conțin un gaz radioactiv denumit radon. Se constată experimental că există o legătură strinsă între emisia de radiații a celor două elemente. Dacă se pompează radonul dintr-o soluție de radiu, imediat după evacuare soluția nu mai emite radiații γ , în timp ce gazul Rn da. Soluția de radiu prezintă doar emisie de radiații α . După câteva zile, soluția emite din nou radiații γ , iar emisia gamma a radonului scade mult. Reprezentarea grafică a emisie γ pentru Ra și Rn în funcție de t este redată în figura 15.15. Intensitatea emisie γ a Rn scade la jumătate după 3,8 zile, iar a soluției de Ra crește la jumătate din valoarea staționară tot în 3,8 zile. După atingerea regimului staționar soluția de Ra conține din nou radon, experimentul putînd fi repetat. Concluzia care se impune este că din Ra prin emisia radioactivă se produce Rn. Vom denumi transformarea nucleului prin emisie radioactivă proces de dezintegrare radioactivă. Simbolic această transformare poate fi scrisă



Modificîndu-și nucleul prin emisie de radiații radioactive o specie atomică se transformă în alta. Legile de transformare prin dezintegrare radioactivă se numesc *legi de deplasare* și au fost enunțate de Rutherford, Soddy și Fajans.

Prima lege stabilește că: *prin emisia unei particule α , numărul atomic Z se micșorează cu 2 unități, formîndu-se un element situat în tabloul periodic cu două căsuțe spre stînga.*

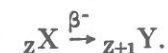
Simbolic, notînd cu X nucleul care se dezintegrează (părinte) și cu Y nucleul produs (fin), se poate scrie pentru dezintegrarea α



În fond legea de deplasare este o consecință a unei legi mult mai generale și anume a *conservării sarcinii în dezintegrările radioactive*: sarcina nucleului părinte este egală cu suma sarcinilor produsului și a particulei emise.

Particulele β fiind electroni ar putea fi emiși și din învelișul electronic al atomului. Fapte experimentale ca: energia foarte mare a unor particule β ,

mult mai mare decît a electronilor învelișului atomic, cît și modificările nucleare care se observă în urma dezintegrării β arată că originea lor sînt transformări care au loc tot în nucleu. Explicația dezintegrării este destul de dificilă și va fi dată mai tîrziu (clasa a XII-a). Se poate stabili însă natura transformării nucleare determinată de emisia unei particule β — *sarcina nucleului crește cu o unitate, numărul atomic — Z — crește, nucleul produs găsindu-se cu un loc spre dreapta în tabloul periodic al elementelor.* Aceasta este a doua lege de deplasare. Putem scrie atunci pentru dezintegrare o expresie*



De obicei un nucleu radioactiv se dezintegrează fie prin emisie de particule α , fie prin emisie de particule β . Această observație nu este absolută existînd exemple cînd un element radioactiv poate prezenta două moduri de transformări radioactive.

Emisia de radiații γ nu duce la modificarea naturii nucleului. Ea însoțește procesele de dezintegrare α sau β și reprezintă energia electromagnetică pe care o emite nucleul cînd trece dintr-o stare excitată într-o stare cu energie mai mică. Emisia γ este un proces de dezexcitare a nucleului.

15.6. IZOTOPI RADIOACTIVI

Studiul transformărilor elementelor radioactive, a naturii produșilor din procesele de dezintegrare radioactive se face cu metode de analiză chimică combinate cu măsurători radioactive. Pot fi studiate și separate specii radioactive, chimic distincte, în cantități foarte mici. Asemenea măsurători, denumite radiochimice, sînt printre cele mai sensibile metode de analiză cunoscute. O serie de rezultate mai interesante pot fi menționate.

Au fost descoperite o serie de elemente noi: tehneciul ($Z = 43$), promethiul ($Z = 61$), astatiniul ($Z = 85$), radon ($Z = 86$), franciul ($Z = 87$), radiul ($Z = 88$), actiniul ($Z = 89$), protactiniul ($Z = 91$). Anumite elemente ca hidrogenul, carbonul posedă de asemenea specii radioactive în concentrații foarte mici.

Unele elemente radioactive prin dezintegrare dau naștere unui alt element radioactiv, care la rîndul său se dezintegrează în altul tot radioactiv, și așa mai departe. Se formează astfel lanțuri de elemente genetic legate.

O asemenea succesiune de elemente radioactive care se formează unul din altul prin procese de dezintegrare formează o *familie radioactivă*. Familia începe cu un cap de familie, un nucleu care se dezintegrează încet și se încheie cu un nucleu stabil. Elementele radioactive naturale sînt grupate în trei familii radioactive avînd la începutul lanțului elementele naturale care se

* Motive legate de conservarea energiei conduc la presupunerea că în dezintegrarea β se mai emite o particulă, numită *neutrino*, care este foarte greu de observat.

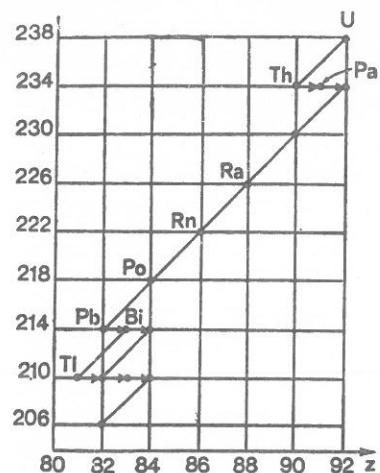


Fig. 15.16 Seria radioactivă uraniu-radiu.

proprietăți chimice. Această concluzie a fost confirmată de eforturile fără rezultat de a separa pe cale chimică diferiți produși radioactivi având același număr atomic. Deoarece proprietățile chimice sunt determinate de numărul electronilor din atom, deci în mod indirect de sarcina nucleului, aceste proprietăți nu depind de masa atomului decât într-o măsură foarte mică. Astfel între descendenții uraniului se găsesc două specii radioactive care au aceleași proprietăți ca și toriul natural dar care diferă prin mase și proprietăți radioactive — ele sunt izotopi ai toriului.

Specii atomice având aceleași proprietăți chimice, deci același număr atomic, Z, dar cu mase diferite se numesc izotopi. Pentru a diferenția între diferiții izotopi trebuie completată notația. Dacă X este simbolul chimic al elementului, cu un indice jos se notează numărul de ordine, iar cu un indice superior se notează numărul de masă**. Deoarece atomii despre care vorbim sunt radioactivi ei sunt *izotopi radioactivi*.

15.7. LEGEA DEZINTEGRĂRII RADIOACTIVE

Să apropiem de un contor Geiger-Müller legat într-un circuit de numărare un preparat radioactiv de exemplu de radiu și să înregistrăm numărul de pulsuri într-un interval de timp ales în mod convenabil. Să repetăm experimentul de k ori. Fie N_i numărul de pulsuri în al i -lea experiment. Valorile N_i diferă între ele și nu există nici o regulă care să ne permită să stabilim ce valoare exactă se va obține la o măsurătoare ulterioară. Spunem că procesul de

* Termenul de izotop provine de la cuvântul grec *izotopos* care înseamnă „același loc”.

** Această mărime va fi introdusă în capitolul următor.

dezintegrează cel mai încet: uraniu, toriu, actiniu. În figura 15.16 sunt reprezentați izotopii radioactivi care fac parte din familia U și transformările lor succesive. Capul familiei este izotopul $^{238}_{92}\text{U}$, iar produsul stabil este un izotop al plumbului, $^{206}_{82}\text{Pb}$.

Se explică de asemenea de ce preparatele radioactive de uraniu și toriu din natură emit și radiații α și radiații β . Un asemenea preparat conține pe lângă uraniu și produși de dezintegrări succesive care se obțin pornindu-se de la U, produși radioactivi care emit fie radiații α , fie β .

Un rezultat deosebit al acestor studii a fost descoperirea *izotopilor**. Într-un șir de dezintegrări succesive se găsesc specii radioactive distincte având însă aceleași

emisie radioactivă are un *caracter statistic*. Nu se poate preciza care nucleu se va dezintegra și care nu la un anumit moment.

În medie însă se pot obține rezultate reproductibile. Calculăm valoarea medie a celor k măsurători ca:

$$N = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k N_i.$$

$$N = \frac{1}{4} [22 + 18 + 16 + 24] = \frac{80}{4} = 20$$

Repetind experimentul în condiții identice se obține o valoare medie apropiată de prima.

Să micșorăm la jumătate numărul nucleelor radioactive, înjumătățind cantitatea de substanță radioactivă. Valorile medii scad la jumătate.

Se poate afirma pe baza acestor date că numărul de nuclee radioactive care se dezintegrează într-un interval de timp suficient de scurt, este proporțional cu numărul de nuclee din probă. Intervalul de timp trebuie să fie atât de scurt încât emisia de radiații să nu se schimbe în timp. Rezultatul dedus experimental poate fi formulat astfel: *pentru o specie de nuclee radioactive se dezintegrează într-o secundă aceiași fracțiune din numărul nucleelor existente în proba radioactivă*. Ca orice lege cu caracter statistic rezultatul este valabil pentru ansamble mari de particule.

Numărul de nuclee dezintegrate în unitatea de timp $|\Delta n / \Delta t|$ se numește *viteză de dezintegrare sau activitatea sursei*. Aici n este numărul de nuclee radioactive din probă la momentul t .

$$\left| \frac{\Delta n}{\Delta t} \right| = \Lambda.$$

Unitățile de măsură în SI pentru activități este: dez/s; se tolerează *curie-ul*, echivalent cu activitatea unui gram de radiu pur, adică:

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ dez/s.}$$

În acord cu experimentul menționat

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = -\lambda n$$

unde λ (lambda) este o constantă ce depinde de natura substanței radioactive folosite și se numește *constantă de dezintegrare*. Se măsoară în s^{-1} . Atunci numărul de nuclee dezintegrate în intervalul Δt este

$$\Delta n = -\lambda \cdot n \cdot \Delta t,$$

iar al celor nedezintegrate

$$n' = n + \Delta n = n(1 - \lambda \cdot \Delta t).$$

Din aceste expresii se poate deduce variația cu timpul a numărului de nuclee radioactive

$$n = n_0 e^{-\lambda t}$$

unde n_0 este numărul de nuclee la momentul inițial $t = 0$. Această expresie constituie *legea dezintegrării radioactive*. Având în vedere definiția activității rezultă variația în timp a activității unei probe radioactive

$$\Lambda = \lambda n_0 e^{-\lambda t} = \Lambda_0 e^{-\lambda t}.$$

Atît numărul de nuclee radioactive cit și activitatea probei descreșc exponențial în timp.

Legea dezintegrării radioactive permite calcularea numărului de nuclee radioactive care se dezintegrează într-un interval de timp, fără a putea preciza care nucleu anume va suferi transformarea nucleară. O asemenea lege are un caracter statistic.

15.8. TIMPUL DE ÎNJUMĂTĂȚIRE

Toate speciile radioactive pure se dezintegrează conform aceleiași legi. Natura specifică a fiecărui izotop radioactiv este precizată de constanta de dezintegrare, a cărei valoare este o caracteristică a speciei radioactive. În figura 15.17 este redată variația în timp a numărului de nuclee radioactive pentru doi izotopi radioactivi puri ^{222}Rn și ^{210}Bi .

În locul constantei de dezintegrare se utilizează curent o mărime echivalentă numită timpul de înjumătățire, care se definește ca *timpul după care se dezintegrează în medie jumătate din numărul inițial de nuclee ale izotopului radioactiv*.

Între timpul de înjumătățire, T , și constanta de dezintegrare λ , există o legătură simplă care se deduce din legea de dezintegrare (15.6) punînd $n = n_0/2$ și $t = T$, adică

$$\frac{n_0}{2} = n_0 e^{-\lambda T}$$

de unde, prin logaritmare, se obține:

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}.$$

Valorile timpilor de înjumătățire diferă foarte mult de la un radioizotop la altul. În tabelul 15.1 sînt date asemenea valori pentru cîțiva nuclizi radioactivi naturali.

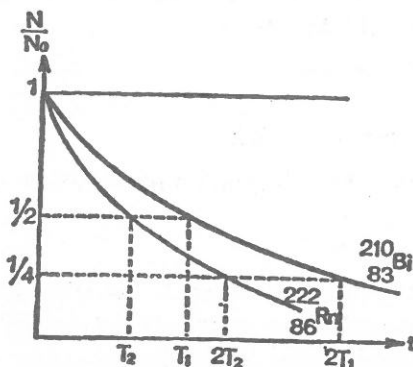


Fig. 15.17. Diagrama legii de dezintegrare.

Tabelul 15.1

Timpul de înjumătățire al unor nuclizi radioactivi

Nuclidul radioactiv	Timpul de înjumătățire
$^{238}_{92}\text{U}$	$4,55 \cdot 10^9$ ani
$^{232}_{90}\text{Th}$	$1,39 \cdot 10^{10}$ ani
$^{226}_{88}\text{Ra}$	1620 ani
$^{222}_{86}\text{Rn}$	3,825 zile
$^{212}_{84}\text{Po}$	$3 \cdot 10^{-7}$ secunde

O observație merită să fie făcută. După fiecare timp de înjumătățire numărul nucleelor radioactive scade la jumătate din numărul de la începutul intervalului de timp. Rezultă imediat următoarele valori pentru numărul de nuclee radioactive după intervale de timp multipli ai timpului de înjumătățire

$$\begin{aligned} t_1 &= T & n_1 &= \frac{1}{2} n_0 \\ t_2 &= 2T & n_2 &= \frac{1}{2} n_1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} n_0 = \frac{1}{2^2} n_0 \\ t_3 &= 3T & n_3 &= \frac{1}{2} n_2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} n_0 = \frac{1}{2^3} n_0 \\ &\dots\dots\dots & & \\ t_k &= kT & n_k &= \frac{1}{2} n_{k-1} = \dots = \frac{1}{2^k} n_0 \end{aligned}$$

Pentru radionuclее ai căror timpi de înjumătățire sînt în intervalul de la cîteva minute la cîteva zile, constantele de dezintegrare se determină urmărind variația în timp a activității probei. În acest scop se așază preparatul lingă un contor sau alt detector potrivit tipului de radiație emisă de preparat. Viteza de numărare a detectorului, R , dacă nu se schimbă în tot decursul experimentului aranjarea geometrică contor-preparat radioactiv, este proporțională cu numărul de particule emise în unitatea de timp de preparat, deci cu activitatea sursei

$$R = \text{const.} \cdot \Lambda$$

Executînd măsurători la diferite momente t_k , putem scrie:

$$R_{t_k} = R_{(0)} e^{-\lambda t_k}$$

de unde, logaritmind, se obține

$$\ln R_{t_k} = \ln R_{(0)} - \lambda t_k,$$

adică $\ln R_{(t)}$ este o funcție liniară descrescătoare de t . Din panta acestei drepte se deduce λ (fig. 15.18).

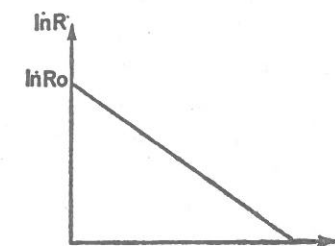


Fig. 15.18. Deducerea constantei λ .



EXTINDERE ÎN FIZICĂ

15.9. INTERACȚIUNEA RADIAȚIILOR NUCLEARE CU SUBSTANȚA

Detectarea și măsurarea proprietăților radiațiilor nucleare, utilizarea în scopuri practice a acestor radiații, se bazează pe interacțiunea lor cu substanța. Modul de interacțiune depinde de natura particulei nucleare și, în primul rînd, de faptul că sînt sau nu încărcate electric.

$\frac{1}{10} m$

28.06.99

a) Interacțiunea particulelor nucleare încărcate electric cu substanța. Particulele nucleare încărcate electric pot interacționa atât cu electronii cât și cu nucleele atomilor mediului prin care trec. Interacțiunile cu nucleele sînt mai mult rare și le vom neglija. Acțiunea lor cea mai importantă asupra atomilor este de a produce excitarea și ionizarea lor, iar pentru molecule și disocierea acestora. Particulele nucleare încărcate interacționează practic cu toți atomii din imediata vecinătate a traiectoriei lor. La fiecare proces de ionizare sau excitare pierd o fracțiune din energia lor cinetică. Micșorarea energiei lor este continuă. Ea depinde de densitatea mediului, de numărul atomic, cât și de caracteristicile particulei: energie, sarcină etc.

Pe măsură ce particula pătrunde în mediu ea își micșorează energia și va înainta pînă ce toată energia cinetică este cedată mediului. Distanța maximă pe care o parcurge într-un mediu o particulă de o anumită energie se numește parcurs liniar.

Pentru particulele nucleare grele, particule alfa, protoni, deuteroni, parcursul este practic același pentru particule de aceeași energie. Acest lucru poate fi văzut în fotografiile urmelor particulelor α în camera Wilson. În medie toate particulele α monoenergetice emise de preparatul radioactiv produc urme de aceeași lungime. Lungimea acestei urme este parcursul în gazul din cameră.

Parcursul depinde de natura mediului și de energia și natura particulei. În aer parcursurile sînt de ordinul cm, iar în substanțe de ordinul 10^{-2} — 10^{-4} cm.

Trajectoriile particulelor nucleare grele sînt drepte, iar parcursurile lor foarte mici. Acestea pot fi oprite de straturi subțiri de material.

Interacțiunea radiațiilor β cu substanța este identică ca fenomen, dar, deoarece produc mai puține ionizări au parcursuri maxime mai lungi. În aer parcursurile, pentru energii de ordinul MeV sînt de cîteva m, iar în Pb de ordinul mm. Particulele β nu sînt monoenergetice. De aceea atenuarea lor poate începe în straturi mai subțiri de material.

Să considerăm o sursă β activă, un contor β cu fereastră subțire legat la un numărător. Să alegem un timp de măsură potrivit, funcție de activitatea sursei, astfel ca numărul de pulsuri fără absorbant să fie de cîteva mii. Să

așezăm între sursă și detector folii absorbante de Al și să determinăm pentru fiecare grosime, x , a absorbantului numărul de pulsuri înregistrat în același interval de timp. Reprezentarea grafică $N(x)$ este dată în figura 15.19.

La o anumită grosime a stratului de Al numărul de pulsuri nu se mai schimbă, fiind egal cu fondul detectorului. Grosimea respectivă reprezintă parcursul maxim al radiațiilor β emise de preparat. Radiațiile β ca și radiațiile α sînt radiații cu parcurs.

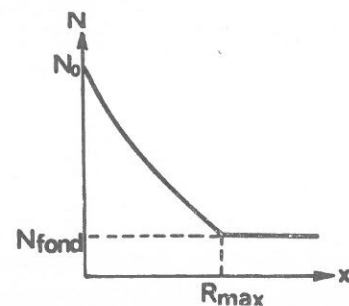


Fig. 15.19. Atenuarea radiației beta.

Numărul de perechi de ioni produși de particulele nucleare depinde de energia particulei. Se constată că pentru fiecare substanță există o energie medie, necesară pentru a crea o pereche de ioni. În aer această valoare este de aproximativ $\epsilon = 32$ ev/ionizare. Atunci, dacă W este energia particulei, numărul mediu de ionizări produse este:

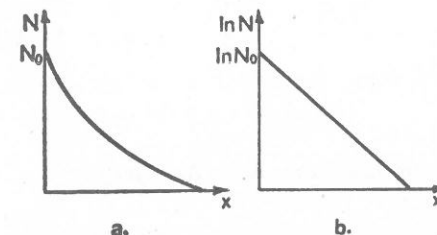
$$N = \frac{W}{\epsilon}$$

Cunoscînd ϵ se poate evalua curenul de ionizare sau sarcina electrică produsă de radiațiile emise de un preparat radioactiv de activitate dată.

b. Interacțiunea radiațiilor gamma cu substanțe

Radiațiile γ interacționează cu substanțe într-un mod specific, diferit de particulele nucleare încărcate electric. Ele cedează energie în procese individuale de interacțiune cu atomii ai mediului. Ca urmare a acestor procese intensitatea fasciculului de radiații γ scade. Legea de atenuare se poate deduce din următorul experiment.

O sursă de radiații γ monocromatică (de ex. $^{137}_{55}\text{Cs}$) este așezată în fața unui contor Geiger-Müller legat într-un circuit de numărare. Se determină viteza de numărare fără strat absorbant între sursă și contor. Să așezăm pe rînd folii de material absorbant (Pb, metale grele, Al etc.) și pentru fiecare grosime x a stratului absorbant să determinăm viteza de numărare N . Reprezentînd variația lui N în funcție de x se obține o descreștere exponențială (fig. 15.20, a).



$$N = N_0 e^{-\mu x}$$

Această expresie este legea de atenuare a unei radiații gamma monoenergetice, μ fiind coeficientul de atenuare liniar. Repetînd experiența pentru diferite materiale se constată

că μ crește rapid cu Z al materialului absorbant. Radiația gamma este atenuată puternic de materiale grele, Pb, betoane grele.

Probleme rezolvate

1. După cît timp activitatea unui preparat de fosfor-32 scade de patru ori?

Rezolvare: Timpul de înjumătățire al fosforului-32 este de 14,3 zile. Dacă Λ_0 este activitatea inițială, după timpul t activitatea este:

$$\Lambda = \Lambda_0 e^{-\lambda t} = \Lambda_0 e^{-\frac{\ln 2}{T} \cdot t}$$

Dar $\Lambda = \frac{\Lambda_0}{4}$. Deci

$$\frac{1}{4} = e^{-\frac{\ln 2}{T} t}$$

Logaritmind

$$2 \ln 2 = \frac{\ln 2}{T} t$$

Adică

$$t = 2 \cdot T = 28,6 \text{ zile.}$$

Acest rezultat poate fi obținut fără calcul reținând sensul fizic al timpului de înjumătățire. După un interval de timp egal cu T activitatea scade la jumătate din activitatea inițială. După un număr întreg k de timpi de înjumătățire, activitatea scade de $\left(\frac{1}{2}\right)^k$ ori. O scădere de patru ori se obține atunci pentru $k = 2$.

2. O sursă de radon are o activitate de 8 ori mai mare decât a unei surse de radium. După cât timp cele două surse radioactive au activități egale?

Rezolvare: Notăm cu Λ_1 activitatea radonului și cu Λ_2 activitatea sursei de radium. La momentul inițial $\Lambda_{10} = 8\Lambda_{20}$. După un timp t activitățile sînt?

$$\Lambda_1 = \Lambda_{10} e^{-\lambda_1 t} = \Lambda_{10} e^{-\frac{\ln 2}{T_1} t}$$

$$\Lambda_2 = \Lambda_{20} e^{-\lambda_2 t} = \Lambda_{20} e^{-\frac{\ln 2}{T_2} t}$$

Din egalitatea $\Lambda_1 = \Lambda_2$ rezultă

$$\Lambda_{10} e^{-\frac{\ln 2}{T_1} t} = \Lambda_{20} e^{-\frac{\ln 2}{T_2} t}$$

sau

$$\frac{\Lambda_{10}}{\Lambda_{20}} = e^{+\ln 2 \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) t}$$

de unde

$$t = \frac{\ln \frac{\Lambda_{10}}{\Lambda_{20}}}{\ln 2} \cdot \frac{T_1 \cdot T_2}{T_2 - T_1}$$

Înlocuind se obține

$$t = 3 \cdot \frac{T_1 \cdot T_2}{T_2 - T_1}$$

Dar $T_1 = 3,825$ zile, $T_2 = 1620$ ani. Deci $T_2 \gg T_1$ și expresia se simplifică

$$t = 3 T_1 = 11,47 \text{ zile.}$$

Probleme

1. După cite zile activitatea unui preparat de Rn scade la $1/8$ din activitatea inițială?

R: 11,47 zile.

2. Explicați de ce activitățile pe unitatea de masă a minereurilor naturale de U sau Th sînt considerate, pentru scopuri de exploatare, constante în timp.

3. Considerind vîrsta pămîntului de ordinul de mărime $(3 - 6) \cdot 10^9$ ani, evaluați cit trebuie să fie timpul de înjumătățire al unui radionucleu încît concentrația sa actuală să nu fie mai mică decît 10^{-3} din concentrația la momentul formării pămîntului.

R: $T = (3 - 6) \cdot 10^8$ ani.

4. Care este constanta radioactivă a Rn știind că timpul său de înjumătățire este $T = 3,825$ zile?

R: $\lambda = 2,1 \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$.

5. Calculați cantitatea de Ra dezintegrată într-un an dintr-o masă de 1 kg de Ra pur.

R: $\Delta m = 4,27 \cdot 10^{-1} \text{ g}$.

6. Care este activitatea a 100 cm^3 de Rn pur în condiții normale de temperatură și presiune.

R: $\Lambda = 5,64 \cdot 10^{15} \text{ dez/s}$.

7. Calculați și comparați activitățile inițiale a cite unui gram de ^{238}U , ^{226}Ra și ^{222}Rn pur

R: $\Lambda_U = 1,32 \cdot 10^4 \text{ dez/s}$; $\Lambda_{Ra} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ dez/s}$;

$\Lambda_{Rn} = 5,70 \cdot 10^{15} \text{ dez/s}$.

8. Care este numărul de nuclee radioactive dintr-un mg de Rn dezintegrate după o zi? Dar după 10 zile? Exprimați rezultatul și în procente din valoarea inițială

R: $\Delta n_1 = 4,5 \cdot 10^{17}$

$\Delta n_2 = 2,27 \cdot 10^{18}$.

$\epsilon_1 = 16\%$

$\epsilon_2 = 83,7\%$.

9. Seria uraniu-radium începe cu ^{238}U și se termină cu izotopul stabil al ^{206}Pb . Calculați numărul de dezintegrări α și β din această familie.

R: 8 dez. α și 6 dez. β

10. Să se determine constanta de dezintegrare și timpul de înjumătățire al unui preparat radioactiv știind că activitatea preparatului scade în 30 min cu 25% .

R: $\lambda = 1,24 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, $T = 9,31 \text{ min}$.

11. Dați o explicație calitativă a faptului că în același cîmp magnetic devierea radiațiilor β este mult mai mare decît a radiațiilor α .

12. Imaginați o metodă experimentală de determinare a constantelor de dezintegrare pentru radionuclizi a căror timpi de înjumătățire sînt de ordinul minutelor sau orelor. (Indicație: Se va folosi dependența de timp a vitezei de numărare.)

13. Se presupune că toată cantitatea de ^{206}Pb este de origine radiogenă adică provine din dezintegrarea U. Să se determine vîrsta unui minereu de U știind că 1 g de U este însoțit de 0,15 g de ^{206}Pb .

R: $t = 1 \cdot 10^9$ ani.

14. Ce grosime de Pb este necesară pentru a micșora de 8 ori intensitatea fasciculului de radiații γ emise de o sursă de Cs? $\mu = 1,16 \text{ cm}^{-1}$.

R: $x = 1,79 \text{ cm}$.

15. Ce sarcină totală produce în aer o particulă α emisă de Ra? $W = 4,78 \text{ MeV}$.

R: $N_{\text{perechi ioni}} = 1,49 \cdot 10^8$

$Q = 2,39 \cdot 10^{-14} \text{ coulombi}$.

16. De ce parcursul protonilor este mai lung decât al particulei α de aceeași energie?

17. Calculați legătura între coeficientul de atenuare liniar și distanța la care intensitatea fasciculului de radiații gamma scade la jumătate

R: $d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}$.

16 STRUCTURA NUCLEULUI ATOMIC

16.1. PROTONUL

Emisia de radiații radioactive de către nucleele unor specii atomice arată că nucleul este un sistem compus, are o structură. Dintre întrebările care se pot pune, întrebarea cine sînt constituenții nucleului trebuie să primească primul răspuns.

O indicație prețioasă se obține analizînd datele experimentale asupra caracterului sarcinii electrice.

Atomii sînt electric neutri, sarcina negativă a electronilor fiind compensată de cea pozitivă a nucleului. Prin procese de ionizare se poate modifica sarcina ionului doar cu multipli întregi ai sarcinii elementare. Aceasta sugerează că sarcina nucleului nu poate fi decât un multiplu întreg de sarcini elementare a unui electron, avînd însă semnul pozitiv. Trebuie deci că există o sarcină pozitivă minimă egală în valoare absolută cu cea a electronului, toate celelalte sarcini pozitive fiind un multiplu întreg al acesteia. Deoarece se știe că atomul neutru de hidrogen conține doar un singur electron rezultă că sarcina nucleului atomului de hidrogen este unitatea fundamentală de sarcină pozitivă. Nucleul atomului de hidrogen are un rol deosebit fiind purtătorul material al sarcinii elementare pozitive. Din acest motiv are o denumire specială, *proton*, de la cuvîntul grecesc „protos” care înseamnă întîiul.

Protonul este unul din constituenții elementari al oricărui nucleu.

Protonii pot fi emiși de nucleu în condiții speciale de excitare, în reacții nucleare.

O reacție nucleară înseamnă o transmutație nucleară artificială produsă prin bombardarea unor nuclee țintă cu particule. Datorită interacțiunii între nucleu și particula incidentă se poate modifica structura nucleului țintă. Această idee a fost enunțată de E. Rutherford în 1914 și demonstrată experimental de el și colaboratorii săi în 1919.

Experimentul constă în a bombarda atomi de azot cu particule alfa. Experimentul poate fi observat într-o cameră cu ceață. În figura 16.1 se vede o fotografie a traiectoriilor particulelor α într-o cameră Wilson. Se

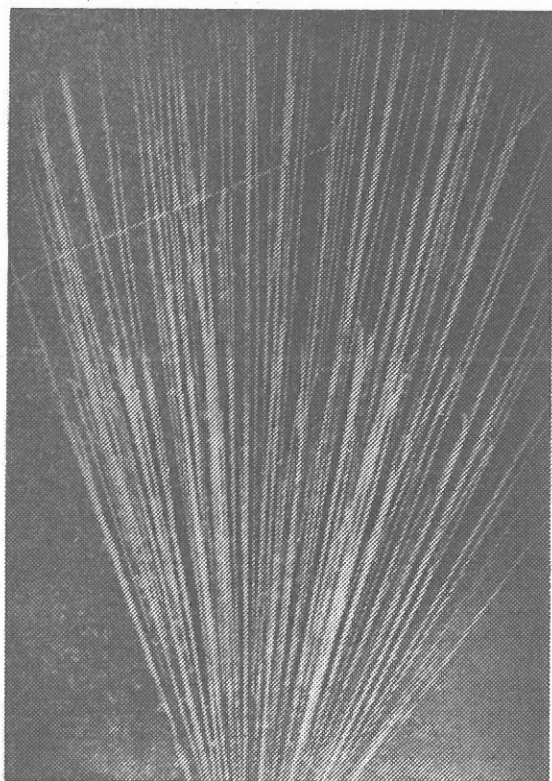


Fig. 16.1. Fotografie a urmelor reacției nucleare în
 $^{14}_7\text{N} + ^4_2\text{H} \rightarrow ^{17}_8\text{O} + ^1_1\text{H}$
 în camera Wilson.

Masa protonului este $m_p = 1.007593$ u, fiind de 1835 ori mai masiv decât electronul. Este protonul singura particulă ce intră în alcătuirea nucleului? Dacă ar fi așa ar trebui ca masele tuturor elementelor în unități relative să fie numere aproximativ întregi egale cu Z , numărul de sarcini elementare pozitive din nucleu. Această concluzie nu este confirmată. Exceptând câteva cazuri, masele majorității elementelor sînt numere fracționare, valorile numerice întregi cele mai apropiate fiind de peste două ori mai mari decât Z . În structura nucleului mai există deci pe lângă protoni și alți constituenți.

16.2. DETERMINAREA MASELOR ATOMICE

Cunoașterea precisă a maselor atomice are o mare însemnătate pentru elaborarea unui model asupra structurii nucleului. Deoarece partea „grea” în atom este miezul pozitiv al său, nucleul, masa atomică diferă foarte puțin de masa nucleară.

observă o bifurcație în care se termină traiectoria particulei α și pleacă o traiectorie subțire și lungă și una foarte scurtă și groasă.

Interpretarea dată urmelor observate în camera Wilson este următoarea — particula α interacționează cu un nucleu țintă, un nucleu de azot și rezultă două particule, una cu sarcina mai mică decât a particulei α care produce o ionizare mai mică și una mult mai grea. Particula cu sarcina electrică mai mică este un proton, iar urma groasă este lăsată de nucleul produs, care suferă un recul ca urmare a interacțiunii cu particula α . Transformarea nucleară care are loc este: $^{14}_7\text{N} + ^4_2\text{H} \rightarrow ^{17}_8\text{O} + ^1_1\text{H}$.

Concluzia pe care o tragem este că protonul este emis de nucleul bombardat de particulele α , deci există în structura nucleului.

Masele atomice se determină cu mare precizie în *spectrografele de masă*, al căror principiu de funcționare se bazează pe mișcarea particulelor electrizate în câmpuri electrice și magnetice.

Într-o configurație dată de câmpuri electrice și magnetice asupra unei particule cu sarcina q acționează forța Lorentz, iar ecuația de mișcare este

$$M \cdot \vec{a} = q[\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}]$$

Traectoria depinde de sarcina specifică q/M și de viteza particulei. Pentru a determina sarcina specifică și de aici masa particulei trebuie, fie să cunoaștem viteza, fie să măsurăm două devieri în câmpuri de natură diferită — unul magnetic și unul electric.

În spectrografia de masă se folosesc curenți câmpuri electrice sau magnetice dintre cele mai simple — omogene, cu o formă geometrică cit se poate de simplă.

Într-un câmp electric ionul suferă o deviere în lungul câmpului electric, viteza particulei modificându-se. Într-un câmp magnetic forța Lorentz fiind perpendiculară pe viteză, energia cinetică nu se schimbă. Dacă câmpul este omogen, proiecția traiectoriei pe planul perpendicular pe câmp este un cerc a cărui rază se obține scriind că forța Lorentz este o forță centripetă.

$$\frac{Mv^2_{\perp}}{R} = qv_{\perp} B$$

unde $v_{\perp} = v \sin \alpha$, α fiind unghiul între $\vec{v}$ și $\vec{B}$. Raza traiectoriei descrise depinde de sarcina specifică

$$R = \frac{v_{\perp}}{\frac{q}{M} \cdot B}$$

Spectrografele de masă au construcții foarte variate. Toate însă conțin trei părți mari: sursa de ioni, în care se produce ionizarea atomilor probei (gazoase, solide, lichide) studiate. Ionii produși intră, apoi în partea de analiză (o combinație de câmpuri electrice și magnetice) în care ionii sînt separați în componente avînd același q/M . Ultima parte este cea de înregistrare; ionii pot să cadă pe o placă fotografică impresionînd-o, fie să fie colectați de o cușcă Faraday, iar curentul colectat să fie măsurat. Instrumentele cu înregistrare pe placă fotografică se numesc spectrografe de masă, cele cu înregistrare de curenți — spectrometre de masă.

Un spectrograf simplu este cel al lui Dempster (fig. 16.2).

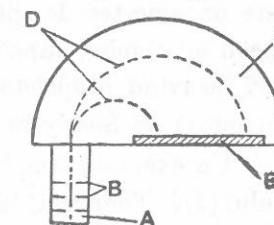


Fig. 16.2. Schema unui spectrograf de masă cu deviere de 180° în câmp magnetic:

A—sursă de ioni; B—fanta de colimare; C—cameră vidată; D—traiectorii ale ionilor în câmp magnetic; E—placă foto.

Ionii produși în sursa *A* sînt accelerați sub o diferență de potențial, *V*, suficient de mare — sute de volți. Ioni avînd practic aceleași viteze

$$v = \sqrt{\frac{2qU}{M}}$$

pătrund într-un cîmp magnetic omogen sub formă de sector avînd deschiderea de 180° (arcu de cerc descris de ioni are o deschidere de 180°). În funcție de sarcina specifică și viteza lor descriu o traiectorie semicirculară *D* cu o rază anumită ajungînd pe placa fotografică, *E*. După dezvoltare se măsoară distanța între fanta de intrare și urma lăsată pe placa fotografică, distanță egală cu diametrul cercului descris, $2R$. Cîmpul magnetic fiind perpendicular pe viteză, $\alpha = \pi/2$, din raza cercului descris se calculează sarcina specifică

$$\frac{q}{M} = \frac{2U}{R^2 B^2}.$$

În spectrografia de masă precizia cea mai mare se obține în măsurători relative. Presupunînd că ionii au aceeași sarcină

$$\frac{M_1}{M_2} = \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2.$$

Spectrografele de masă de foarte mare performanță permit determinarea maselor atomice cu 6—7 cifre exacte.

16.3. IZOTOPI STABILI

Există foarte multe elemente la care se constată că substanța chimic pură este un amestec de specii atomice distincte avînd mase diferite. Asemenea specii se numesc, după cum știm, izotopi și spre deosebire de izotopii radioactivi, neavînd proprietăți radioactive, sînt izotopi stabili. Denumirea a fost introdusă de Soddy în 1913.

Un exemplu simplu, printre primele studiate, este cel al izotopilor neonului (J.J. Thomson, 1912). Măsurînd sarcina specifică a ionilor dintr-o probă pură de Ne s-a obținut pe lîngă o linie intensă una aproximativ de 10 ori mai slabă. Orice încercare de a o elimina prin purificarea probei s-a dovedit a fi inutilă. În cele din urmă s-a acceptat că erau tot ioni de Ne^+ dar cu o masă puțin diferită. Evaluarea maselor lor indică valorile aproximative 20 u respectiv 22 u. Concluzia a fost că neonul chimic pur natural este un amestec de două specii de atomi de Ne — una avînd masa aproximativ 20 u (exact

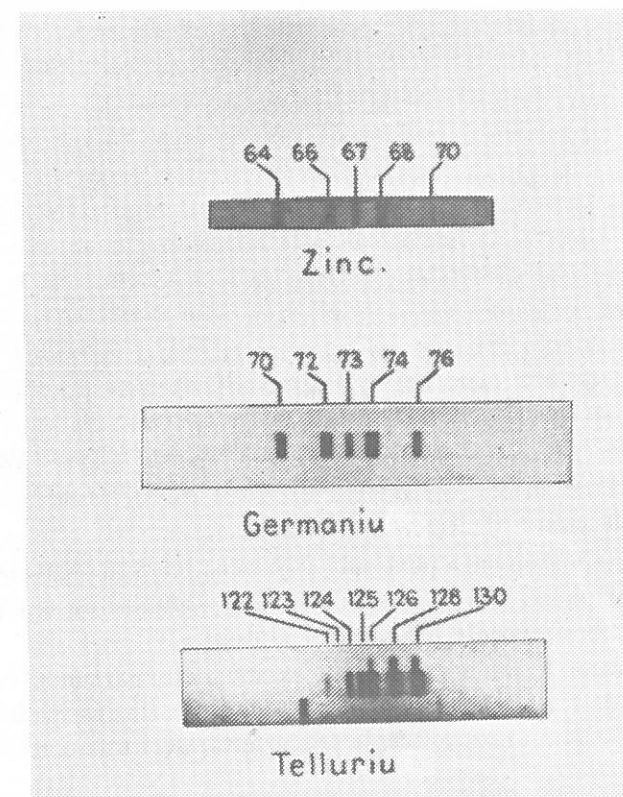


Fig. 16.3. Spectrograma de masă a izotopilor neonului.

19,99244 u), cealaltă 22 u (exact 21,991385 u). Concentrațiile celor două specii sînt 90,92%, 8,82%. Ulterior s-a găsit un al treilea izotop cu concentrație sub 1% (0,257%) cu masa aproximativă 21 u (exact 20,993899 u). În figura 16.3 este redată imaginea unei înregistrări pe placă foto a spectrogramei de masă a izotopilor zincului, germaniului și telurului.

Izotopia este o proprietate generală, care depinde de natura elementului chimic, numărul izotopilor stabili variînd între 1 (elemente monoizotopice) și 10 (ex: Sn).

O altă constatare experimentală interesantă este că masele izotopilor exprimate în unități atomice de masă sînt numere fracționare, dar întotdeauna foarte aproape de un număr întreg. Exemplul izotopilor Ne este concludent. Numărul întreg este cel mai apropiat de masa reală a izotopului exprimat în „u”, se numește număr de masă; se notează cu *A*. Un izotop va fi caracterizat atunci de natura elementului chimic specificată prin simbolul chimic, prin numărul atomic *Z* cit și prin numărul de masă *A*. Notăția simbolică este ${}_Z^AX$.

$$V_1 M_1 + V_1 M_0 = V_2 M_2 + V_2 M_0 \Rightarrow V_1 M_1 - V_2 M_2 = M_0 (V_2 - V_1)$$

$$M_0 = \frac{V_1 M_1 - V_2 M_2}{V_2 - V_1}$$

Se explică astfel de ce masele atomice ale elementelor sînt numere fracționare. Dacă C_i este concentrația procentuală a unui izotop și M_i masa sa, masa atomică a elementului chimic va fi:

$$M = \sum C_i M_i$$

valoare care este de obicei fracționară.

16.4. NEUTRONUL

Pentru structura nucleului rezultatele anterioare au următoarea consecință. Deoarece masele reale ale izotopilor sînt foarte aproape de numere întregi, este foarte normal să se presupună că nucleul este alcătuit dintr-un număr întreg de particule elementare avînd masele foarte aproape de o unitate atomică de masă. Un nucleu de altul diferă atunci prin numărul acestor particule care-l alcătuiesc.

Protonul este o asemenea particulă și știm că intră în alcătuirea nucleului determinînd sarcina sa. Dar existența doar a protonului nu explică izotopia, nu explică valorile observate ale maselor izotopice.

Pe lângă protoni în nucleu trebuie să existe și alte particule, neutre, avînd masa apropiată de 1 u. Dacă ele există, ele trebuie să fie observabile în procese în care starea nucleului este puternic perturbată, deci într-o reacție nucleară potrivită.

În anul 1930, prin diversificarea studiilor de reacții nucleare induse de particulele α au fost studiate reacțiile cu ținte de bor și beriliu. S-a observat apariția unei radiații foarte penetrante, identificată la început ca radiație γ . Soții Irène și F. Joliot-Curie au arătat că această nouă radiație putea imprima un recul puternic protonilor din substanțe bogate în hidrogen.

Schița experimentului lor este redată în figura 16.4. Fasciculul de radiații α , emise de sursa S, cad pe foița din B sau Be. Radiația penetrantă produsă este detectată cu camera de ionizare I. Pentru a elimina fondul de radiații γ al sursei se așază în calea fasciculului un ecran suficient de gros de Pb. În fața camerei de ionizare se așază un material bogat în hidrogen — parafină, material plastic etc. C Se constată o

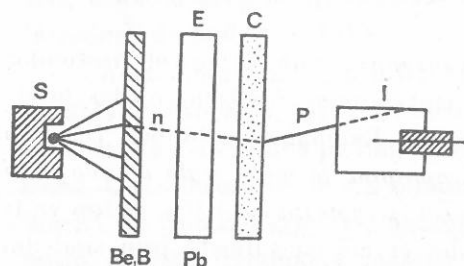


Fig. 16.4. Schema experimentului care a permis descoperirea neutronului.

creștere a curentului de ionizare. Pentru a identifica cauza acestei ionizări suplimentare se interpun între parafină și camera de ionizare foițe absorbante de Al. Un strat de grosime de sub 0,2 mm de Al este suficient pentru a distruge efectul. El este produs deci de particule cu putere de pătrundere mică și capa-

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{M_2 - M_1 V_1}{V_2} \quad M_2 V_2 - M_1 V_1$$

$$n c = V_2 M_1 + V_1 M_0$$

$$\frac{V_1}{V_2} - 1 = \frac{V_1}{V_2} - \frac{V_1}{V_2} \quad V_1 - V_2$$

citare de ionizare mare, deci o particulă nucleară încărcată și grea. Intensificarea curentului de ionizare nu se observă dacă în ținta C nu se găsește hidrogen. Aceste fapte au permis să se identifice drept cauză a intensificării ionizării, protonii de recul produși prin interacțiunea radiației penetrante cu nucleele de hidrogen.

J. Chadwick reia în 1932 acest experiment, și arată că rezultatele experimentale legate de proprietățile acestei radiații penetrante sînt în acord cu identificarea ei ca un fascicul de particule neutre de masă M_0 . Determinarea masei acestei particule este posibilă dacă se cunoaște reculul primit de două nuclee diferite — hidrogen respectiv azot (recul nucleului de azot se poate observa în camera Wilson). Interacțiunea radiației necunoscute cu nucleele țintă este interpretată ca o ciocnire elastică. Fie V_1 și V_2 vitezele maxime primite în urma unor asemenea ciocniri de două nuclee de mase M_1 respectiv M_2 . Se poate arăta ușor că (vezi problema rezolvată)

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{M_2 + M_0}{M_1 + M_0}$$

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{M_2 + M_0}{M_1 + M_0}$$

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{3,3 \cdot 10^8 + 1,15}{1 + 1,15} = \frac{6}{2,15} = \frac{10}{5}$$

de unde rezultă

$$\frac{V_1}{V_2} (M_1 + M_0) = M_2 + M_0$$

$$\frac{V_1}{V_2} M_1 + \frac{V_1}{V_2} M_0 = M_2 + M_0$$

$$\frac{V_1}{V_2} M_1 = M_2 + M_0 - \frac{V_1}{V_2} M_0$$

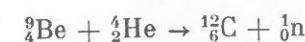
$$M_0 = \frac{M_2 - M_1 \frac{V_1}{V_2}}{\frac{V_1}{V_2} - 1}$$

$$M_0 = \frac{M_2 - M_1 \frac{V_1}{V_2}}{\frac{V_1}{V_2} - 1} \Rightarrow \frac{V_1}{V_2} M_1 - M_2 = M_0 \left(1 - \frac{V_1}{V_2}\right)$$

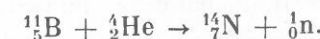
Vitezele nucleelor de recul pot fi determinate din măsurători de absorbție sau a lungimii parcursului în camera Wilson. Datele experimentale folosite de Chadwick sînt: pentru hidrogen $V_H = 3,3 \cdot 10^8$ cm/s, $M_H = 1$ u și pentru azot $V_N = 4,7 \cdot 10^8$ cm/s, $M_N = 14$ u. Rezultă pentru masa particulei neutre necunoscute valoarea $M_0 = 1,15$ u, deci foarte apropiată de masa protonului. Această particulă a fost denumită neutron.

Experiența lui Chadwick demonstrează deci existența neutronului, particulă care poate fi scoasă din nucleu la bombardarea sa cu particule nucleare de mare energie. Neutronul este deci un constituent al nucleului.

Reacțiile nucleare de producere a neutronului pot fi scrise:



respectiv



Determinări exacte ale masei neutronului dau valoarea

$$M_n = 1,008665 \text{ u.}$$

Neutronii pot fi produși prin reacții nucleare. În stare liberă neutronul nu este stabil. Se dezintegrează β^- într-un proton cu un timp de înjumătățire de aproximativ 12 minute. Din acest motiv în natură nu există neutroni liberi.

$$\frac{V_1}{V_2} M_1 - M_2 = M_0 \left(1 - \frac{V_1}{V_2}\right)$$

16.5. STRUCTURA PROTONO-NEUTRONICĂ A NUCLEULUI

Constituenții nucleului sînt protonul și neutronul. În tabelul 16.1 sînt date cîteva caracteristici ale acestor particule

Tabelul 16.1

notație	sarcină	masă	stabilitate
p	$+e$	1,007276 u	stabil
n	0	1,008665 u	β^- , $T = 12$ min

Pentru a explica rezultatele legate de sarcina și masa izotopilor este suficient să admitem că un nucleu ${}_Z^AX$ conține Z protoni și $(A - Z)$ neutroni. Sarcina totală a nucleului va fi $+Ze$, iar masa reală a nucleului va fi apropiată de suma maselor constituenților săi, adică de numărul de masă $Z \cdot 1 + (A - Z) \cdot 1 = A$.

Descoperirea neutronului a permis astfel formularea corectă a răspunsului la întrebarea elementară care sînt constituenții nucleului. Ipoteza protono-neutronică a fost enunțată de către W. Heisenberg și, independent, de Ivanenko în 1932.

În nucleu neutronul și protonul au, din punct de vedere nuclear, proprietăți asemănătoare. De aceea sînt denumiți nucleoni, și reprezintă, alături de electron, primele particule elementare cunoscute. Evident numărul de nucleoni este egal cu numărul de masă.

Izotopia primește o explicație foarte simplă. Izotopii aceluiași element chimic conțin același număr de protoni, dar diferă prin numărul de neutroni. Proprietățile chimice sînt determinate de numărul de electroni, deci de numărul protonilor din nucleu. Este însă normal ca proprietățile nucleare să depindă de numărul de nucleoni. De aceea se compară între ele nucleele avînd același număr de nucleoni, deci același A . Asemenea nuclee se numesc izobari.

Cunoscînd constituenții nucleului se pune întrebările: — ce forțe țin uniți nucleonii într-un nucleu, de ce anumite nuclee sînt stabile și altele nu?

Dimensiunile nucleelor sînt foarte mici, iar în acest volum mic sînt adunați Z protoni încărcăți electric. Între ei se exercită o respingere electrostatică foarte puternică. Pentru ca nucleul să fie stabil trebuie ca această respingere electrostatică să fie învinsă de forțe de atracție mult mai puternice. Aceste forțe care se exercită între nucleoni și care determină toate procesele nucleare se numesc forțe nucleare.

16.6. ENERGIA DE LEGĂTURĂ A NUCLEELOR

Proprietățile nucleului nu sînt o simplă însumare a proprietăților constituenților săi. Datorită interacțiunii celor Z protoni și $(A - Z)$ neutroni apar proprietăți noi, diferite de cele ale nucleonilor izolați.

Un astfel de exemplu este cel al masei nucleare. Așa cum s-a menționat precizia determinărilor din spectrografia de masă este foarte ridicată.

Dacă se compară masa nucleului $M(A, Z)$ cu masa totală a nucleonilor liberi care îl alcătuiesc, se constată că masa sistemului compus este întotdeauna mai mică decît suma maselor constituenților săi, adică Z protoni și $(A - Z)$ neutroni (fig. 16.5).

Definim defectul de masă ca

$$\Delta M = ZM_H + (A - Z)M_n - M(A, Z).$$

Conform datelor experimentale $\Delta M > 0$.

Prin urmare în procesul de formare al nucleului din nucleonii constituenți, masa sistemului final este mai mică decît a celui inițial, iar prin separarea nucleonilor din nucleul compus, masa sistemului final devine mai mare decît a sistemului inițial. Legea conservării masei de repaus nu mai este verificată.

Rezultatul menționat este de o însemnătate deosebită pentru fizică și știință. Explicația corectă poate fi dată numai în cadrul unei teorii generale asupra desfășurării fenomenelor în spațiu și timp care este teoria relativității restrînse elaborată de savantul A. Einstein în 1905.

Fig. 16.6. A. Einstein (1879—1955). Unul din cei mai mari fizicieni ai tuturor timpurilor. A elaborat teoria relativității restrînse și generalizate, teoria fonică a luminii, a pus bazele statisticii cuantice, a explicat feromagnetismul. Premiul Nobel pentru fizică în 1921.

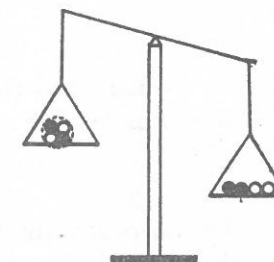
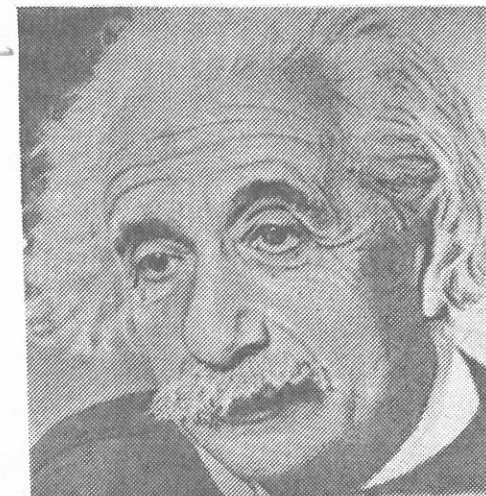


Fig. 16.5. Ilustrație a defectului de masă pentru un nucleu de He.



$$M = \frac{1 \text{ kg}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = 1 = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{300.000^2}{900.000.000.000}}} = \frac{1}{0} = \infty$$

Unul din rezultatele esențiale ale teoriei relativității este că masa inerțială a corpurilor variază cu viteza lor conform relației:

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

unde M_0 — masa de repaus, c — viteza luminii. Acest rezultat conține în el una din ipotezele fundamentale ale teoriei și anume că viteza oricărui corp nu poate depăși viteza luminii. Într-adevăr pentru $v \rightarrow c$, $M \rightarrow \infty$, iar în domeniul $v > c$ masa devine imaginară.

Energia unui corp izolat în mișcare se scrie

$$W = \frac{Mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = Mc^2$$

Pentru cazul corpurilor în repaus $v = 0$ și rezultă că fiecare corp cu masă de repaus M are o energie egală cu:

$$W_0 = M_0 c^2$$

Această relație cunoscută sub numele de formula lui Einstein leagă caracteristici statice de caracteristici dinamice ale substanței.

Conform acestei expresii oricărei modificări de masă de repaus a unui corp trebuie să-i corespundă o cantitate echivalentă de energie absorbită (cedată) de corp.

Defectului de masă descris anterior i se poate da astfel o interpretare. La formarea nucleului, ca urmare a lucrului mecanic exercitat de forțele nucleare atractive, se eliberează energie; masa de repaus a sistemului compus devine mai mică decât a componentelor izolate. Dimpotrivă în procesul de descompunere a nucleului în nucleonii independenți sistemului i se dă energie pentru a fi învinse forțele nucleare; masa de repaus sistemului final (nucleoni izolați) este atunci mai mare decât a celui inițial.

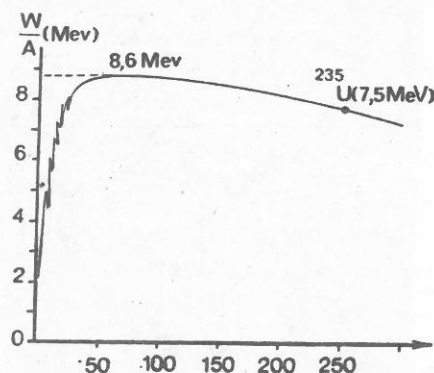


Fig. 16.7. Dependența energiei medii de legături pe nucleon de numărul de nucleoni.

Energia eliberată în procesul formării nucleului din nucleonii constituenți se numește energie de legătură a nucleului. Expresia sa este

$$W_{leg} = [ZM_H + (A - Z)M_n - M(A, Z)]c^2.$$

Împărțind această valoare cu numărul de nucleoni se obține energia medie de legătură pe nucleon. Dependența acestei mărimi de numărul nucleonilor este redată în figura 16.7.

$$\frac{300.000}{900.000.000.000} = \frac{1}{900.000.000.000} = \frac{1}{10^9}$$

Analiza acestei curbe sugerează două moduri interesante de eliberare a energiei nucleare. Prin unirea (reacție de fuziune) a două nuclee ușoare se obține un nucleu de masă intermediară în care energia de legătură medie pe nucleon este mai mare. Diferența între energiile de legătură a nucleului final și a nucleelor inițiale se poate transforma în altă formă de energie — energie cinetică a nucleului produs sau energie electromagnetică. Un proces care are același efect este și ruperea unui nucleu greu în două fragmente de mase intermediare (reacție de fisiune).

În calcul energia de legătură se obține înmulțind deficitul de masă exprimat în unități atomice de masă cu 931,478 MeV echivalentul în energie a unei unități atomice de masă

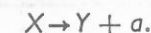
$$W_{leg} = \Delta M(u) \cdot 931,478 \text{ MeV}.$$



16.7. STABILITATEA NUCLEARĂ

De ce unele nuclee sînt stabile și altele nu, transformîndu-se spontan prin emisia unei particule radioactive? Răspunsul la o asemenea întrebare se poate da ușor folosind rezultatele teoriei relativității, în particular formula lui Einstein.

Să ne propunem a răspunde la următoarea problemă generală: cînd este posibilă emiterea spontană a unei particule „a” din nucleul X cu formarea nucleului Y. Aici „a” este o particulă α , β , γ , dar poate fi și un proton, un neutron etc. Presupunem că are loc transformarea



Avînd dat nucleul X și particula „a” natura nucleului produs poate fi stabilit imediat folosind legile de deplasare ale dezintegrărilor radioactive.

Să scriem legea conservării energiei pentru acest proces. Nucleul părinte este de obicei în repaus, astfel că energia totală a termenului stîng este $M_X c^2$. În termenul din dreapta atît Y cît și „a” se mișcă, au o energie cinetică E_Y respectiv E_a . Avem:

$$M_X c^2 = M_Y c^2 + M_a c^2 + E_Y + E_a.$$

Diferența

$$[M_X - M_Y - M_a] c^2 = E_Y + E_a = Q$$

se numește energie de dezintegrare.

Condiția de stabilitate se enunță față de o anumită transformare nucleară. Nucleul va emite spontan o particulă „a” deci este instabil față de emisia particulei „a” dacă $Q > 0$, și este stabil față de acest proces (nu emite o asemenea particulă) dacă $Q < 0$.

Să aplicăm și în același timp să verificăm aceste concluzii pentru cazul dezintegrării α . Conform legii de deplasare și ținând seama că particula α este formată din $2p$ neutroni și $2n$ neutroni avem

$$Q = \left[\frac{1}{2}M - \frac{1}{2}M - \frac{1}{2}M \right] c^2.$$

Energia particulei α se poate măsura relativ ușor; energia E_y a nucleului de recul, mult mai greu. Ea poate fi eliminată folosind conservarea impulsului în procesul de dezintegrare. Considerând în continuare nucleul părinte în repaus, conservarea impulsului se scrie

$$0 = \vec{p}_\alpha + \vec{p}_y,$$

de unde

$$E_y = \frac{p_y^2}{2M_y} = \frac{M_\alpha}{M_y} E_\alpha.$$

Deci

$$Q = \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_y} \right) E_\alpha \approx \frac{A}{A-4} E_\alpha,$$

măsurând energia particulei α se poate calcula energia de dezintegrare. Pe de altă parte aceeași expresie poate fi exprimată din diferența de mase. Cele două valori trebuie să coincidă în limitele erorilor experimentale. În tabelul 16.3 sînt date cîteva exemple:

Tabelul 16.3

Nuclidul A părinte Z ^X	$Q = (M_x - M_y - M_\alpha) c^2$ (MeV)	E_α (MeV)	$Q_{(MeV)} = \frac{A-4}{A} E_\alpha$
$^{238}_{92}\text{U}$	4,260	4,12	4,26
$^{226}_{88}\text{Ra}$	4,86	4,78	4,86
$^{222}_{86}\text{Rn}$	5,584	5,49	5,59

Valorile Q din coloanele 2 și 4 concordă perfect. Aceasta arată că interpretarea dată diferenței de masă este corectă.

Probleme rezolvate

1. Să se calculeze energia echivalentă (în MeV) a unei mase egale cu o unitate atomică de masă.

Rezolvare:

Conform definiției $1 \text{ u} = \frac{1}{6,023 \cdot 10^{26}} \text{ kg}$. Energia echivalentă acestei mase este

$$W = \frac{(2,998)^2 \cdot 10^{16}}{6,023 \cdot 10^{26}} \text{ J} = \frac{(2,998)^2 \cdot 10^{16}}{6,023 \cdot 10^{26} \cdot 1,6021 \cdot 10^{-19}} \text{ eV}.$$

Efectuind calculele rezultă:

$$W = 931,47 \text{ MeV}.$$

2. Calculați energia de legătură și energia medie de legătură pe nucleon pentru izotopul ^4_2He .

Rezolvare:

$$M(^4_2\text{He}) = 4,002603 \text{ u}.$$

Suma maselor celor patru nucleoni este

$$2M_p + 2M_n = 2(1,007876 + 1,008665) = 4,03298 \text{ u}.$$

Defectul de masă este

$$M = 0,030377 \text{ u}.$$

Energia de legătură este:

$$W = 28,295 \text{ MeV}$$

$$W/A = 7,07 \text{ MeV/nucleon}.$$

3. O particulă cu masă M_0 și viteză V_0 ciocnește elastic un nucleu de masă M inițial în repaus. Să se calculeze: viteza maximă pe care o primește nucleul țintă în urma ciocnirii $\vec{V}$, respectiv $\vec{V}'$ fiind vitezele nucleului țintă respectiv ale particulei incidente după ciocnire, se pot scrie legile de conservare ale impulsului și energiei cinetice valabile pentru ciocnirea elastică

$$M_0 \vec{V}_0 = M \vec{V} + M_0 \vec{V}'$$

$$\frac{M_0 V_0^2}{2} = \frac{M V^2}{2} + \frac{M_0 V'^2}{2}.$$

Transferul maxim de impuls are loc în cazul unei ciocniri frontale.

Vitezele $\vec{V}_0$, $\vec{V}$ și $\vec{V}'$ sînt coliniare, conservarea impulsului scriindu-se în funcție de valorile absolute ale vitezelor

$$M_0 V_0 = M V \pm M_0 V'.$$

Semnul (+) sau (-) depinde de raportul maselor M_0 și M , și anume (+) dacă $M_0 > M$ și (-) dacă $M < M_0$. Explicitând pe V'

$$V' = \pm \left(V_0 - \frac{M}{M_0} V \right)$$

și înlocuind în legea conservării energiei cinetice se determină viteza de recul a nucleului ciocnit frontal

$$V = 2V_0 \frac{M_0}{M + M_0}$$

Probleme

1. Calculați masa atomică a neonului știind că are trei izotopi ^{20}Ne (90,92%), ^{21}Ne (0,257%), ^{22}Ne (8,82%).

$$R: M_{\text{Ne}} = 20,18 \text{ u.}$$

2. Calculați și comparați masele atomice ale potasiului și argonului; discutați rezultatul.

$$\begin{array}{l} {}^{38}_{18}\text{Ar} (0,063\%) \quad {}^{40}_{18}\text{Ar} (99,60\%) \\ {}^{39}_{19}\text{K} (93,10\%) \quad {}^{41}_{19}\text{K} (6,88\%) \end{array} \quad R: \begin{array}{l} M_A = 39,86 \text{ u} \\ M_K = 39,13 \text{ u} \end{array}$$

3. Care este raza cercului descris de protoni avînd viteza de $5 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$ într-un cîmp magnetic omogen cu inducția de 1 Tesla?

$$M_p = 1,6725 \cdot 10^{-27} \text{ kg}, q = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C.}$$

$$R: = 5,22 \text{ cm.}$$

4. Într-un spectrograf Dempster se analizează compoziția izotopică a clorului. Care este raportul razelor traiectoriilor semicirculare a ionilor din cele două specii izotopice ^{35}Cl și ^{37}Cl ?

$$R: \frac{R_1}{R_2} = 0,972.$$

5. Cît trebuie să fie valoarea inducției cîmpului magnetic pentru ca separarea între cele două linii a izotopilor ^{37}Cl și ^{35}Cl să fie 5 cm? Tensiunea de accelerare este 1000V; și $1 \text{ u} = 1,6004 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

$$R: B = 1,55 \cdot 10^{-2} \text{ T.}$$

6. Calculați energia de legătură a nucleelor și energiile lor medii pe nucleon

$${}^2_1\text{H} (3,01605), {}^4_2\text{He} (9,012186), {}^{10}_5\text{B} (10,012939).$$

$$M = 1,007825, M = 1,008665.$$

$$R: W = 8,48 \text{ MeV}; 2,83 \text{ MeV/nucleon}$$

$$W = 58,16 \text{ MeV}; 6,46 \text{ MeV/nucleon}$$

$$W = 60,83 \text{ MeV}; 6,08 \text{ MeV/nucleon.}$$

7. Care este energia necesară ruperii nucleului $^{16}_8\text{O}$ în patru particule α ? Se dau:

$${}^{16}_8\text{O} (15,994915) \quad {}^4_2\text{He} (4,002603).$$

$$R: 14,43 \text{ MeV.}$$

8. Calculați energia particulelor α emise de $^{212}_{84}\text{Po}$;

$${}^{212}_{84}\text{Po} (211,988866), {}^{208}_{82}\text{Pb} (207,976650).$$

$$R: E = 8,78 \text{ MeV.}$$

9. Comparați energiile de recul ale nucleelor produse în dezintegrarea α și β .

10. Ce energie se eliberează la unirea a două nuclee de deuteriu cu formarea unui nucleu de heliu? Se dau ${}^2_1\text{H} (2,014102)$, ${}^4_2\text{He} (4,002603)$.

$$R: W = 23,84 \text{ MeV.}$$

11. Ce energie este necesară pentru a rupe legătura între protonul și neutronul unui nucleu de deuteriu?

$$R: W = 2,22 \text{ MeV.}$$

$$W = Mc^2 = 1.300.000 = 9 \cdot 10^{10} = 90.000 \text{ MeV}$$

17 REACȚII NUCLEARE

17.1. INTRODUCERE

Am văzut cum bombardind anumite nuclee cu particule α se produc transformări nucleare, particula α este captată și o altă particulă este emisă (proton sau neutron). Natura nucleului se schimbă. O asemenea transformare indusă de interacțiunea între nuclee și particule sau radiații electromagnetice se numește reacție nucleară. O reacție nucleară este o transmutație a unui nucleu în altul produsă pe cale artificială.

Reacțiile nucleare se pot produce sub acțiunea particulelor nucleare încărcate, a neutronilor, a radiațiilor electromagnetice etc. Fiecare proces de transmutație este rezultatul interacțiunii unei particule incidente cu un nucleu țintă. Pentru a ne convinge să ne reamintim imaginea din camera Wilson (fig. 16.1) în care urma traiectoriei particulei α se termină în virful unei bifurcații lăsate de nucleul produs și noua particulă nucleară — protonul. Numărul acestor urme este foarte mic. În experiența lui Rutherford practic o particulă α la 50 000 produce o asemenea reacție nucleară, deși toate particulele α interacționează în drumul lor cu nuclee.

Tipul de reacție nucleară observat depinde de natura particulei proiectil, de energia sa, de natura nucleului țintă. Modul cum decurge o reacție nucleară, adică ceea ce se numește mecanismul reacției nucleare, este complicat. De aceea orice concluzii care se pot obține asupra modului cum are loc interacțiunea, care va fi rezultatul ei, sint extrem de valoroase. Asemenea concluzii generale pot fi obținute din legile de conservare a unor mărimi fizice.

17.2. LEGI DE CONSERVARE ÎN REACȚIILE NUCLEARE

Ne interesează să aflăm ce mărimi se conservă în interacțiunile nucleare. Pentru ca o asemenea lege de conservare să existe trebuie ca valoarea totală a mărimii fizice respective calculată pentru particulele nucleare înainte de interacțiune să rămână neschimbată, adică să fie egală cu valoarea calculată pentru particulele nucleare care rezultă din reacția sau transformarea nucleară.

Existența unei legi de conservare este o consecință a naturii interacțiunii; energia mecanică se conservă doar în cimpuri conservative etc. Ea se poate deduce prin considerații teoretice, dar în cele din urmă valabilitatea ei este confirmată de experiență. Vom arăta pentru cîteva legi de conservare mai importante din fizica nucleară care sint dovezile experimentale care confirmă existența lor.

a. Legea conservării sarcinii

În transformările nucleare suma algebrică a sarcinilor particulelor care intră în reacție este egală cu suma sarcinilor particulelor care rezultă din reacție.

Sarcina unui nucleu poate fi determinată prin diferite metode fizice și chimice. Principial, cea mai simplă este cea chimică. Deoarece numărul sarcinilor elementare este numeric egală cu numărul de ordine, care determină proprietățile chimice ale atomului respectiv, stabilirea naturii chimice a unei specii de atomi este echivalentă cu determinarea sarcinii nucleului atomilor respectivi. Dificultatea metodei este de natură experimentală, numărul de atomi produși fiind foarte mic. Se folosesc metode de analiză radiochimică. Metodele de analiză chimice au permis, în primele studii de radioactivitate, să se enunțe legile de deplasare, consecințe directe a conservării sarcinii.

b. Legea conservării numărului de nucleoni

În transformările nucleare* suma numărului de nucleoni din particulele care intră în reacție este egală cu numărul total de nucleoni al particulelor care rezultă din reacție.

Numărul de nucleoni coincide numeric cu numărul de masă. Verificarea acestei legi de conservare se face măsurînd experimental masa particulelor care intră și rezultă din reacție. Constatarea experimentală este că deși masele de repaus nu se conservă, suma numerelor de masă nu se schimbă.

Să considerăm exemplul simplu al primei reacții nucleare observate, producerea de protoni prin bombardarea nucleelor de azot cu particule α ; nucleul rezultat este un izotop al oxigenului.

Masele nucleelor și particulelor care participă în reacție sint trecute în tabelul 17.1

Tabelul 17.1

Nucleul	Z	A	M(u)
azot	7	14	14,003074
oxigen	8	17	16,999133
proton	1	1	1,007825
helium	2	4	4,002603

* Energia particulei incidente nu trebuie să depășească un prag de peste 150 MeV de la care începe să se creeze, pe baza energiei aduse, noi particule.

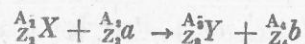
Diferența maselor particulelor care intră și ies din reacție este: diferită de zero și negativă în acest caz și anume

$$M = (M_N + M_\alpha - M_O - M_H) = -2,18 \cdot 10^{-4} \text{u.}$$

Pentru numerele de masă avem însă $14 + 4 = 17 + 1$.

O verificare similară se poate face pentru fiecare caz în parte.

În general pentru orice reacție $X + a \rightarrow Y + b$, unde X este nucleul țintă, Y — nucleul produs sau rezidual, a — particula incidentă și b — particula produsă, se poate scrie



legile menționate anterior putând fi scrise

$$Z_1 + Z_2 = Z_3 + Z_4$$

$$A_1 + A_2 = A_3 + A_4$$

Cele două legi menționate permit să se stabilească rapid natura atomului și izotopului care rezultă dintr-o reacție nucleară. Cunoșcând numerele de ordine și cele de masă ale nucleului țintă și ale particulei incidente respectiv a celei emergente, numerele de ordine și de masă ale nucleului rezidual sînt calculate imediat

$$Z_3 = Z_1 + Z_2 - Z_4$$

$$A_3 = A_1 + A_2 - A_4$$

c. Legea conservării impulsului

Într-un proces nuclear impulsul total se conservă.

Procese de interacțiune nucleară au loc între două corpuri care pot fi considerate ca izolate de restul mediului (pentru intervalul de timp cit această interacțiune are loc). Considerînd sistemul izolat format din cele două corpuri, impulsul total definit ca suma vectorială a impulsurilor particulelor care intră în reacție este constant, deci egal cu impulsul total al particulelor care rezultă din reacție

$$\vec{p}_X + \vec{p}_a = \vec{p}_Y + \vec{p}_b$$

De obicei nucleul țintă, X , este în repaus. Atunci

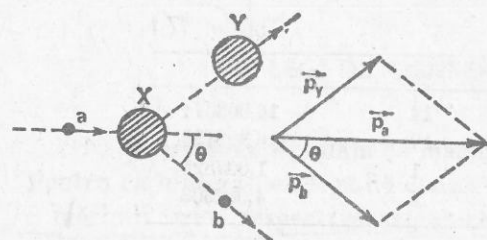


Fig. 17.1. Legea conservării impulsului în reacțiile nucleare.

$$\vec{p}_a = \vec{p}_Y + \vec{p}_b$$

Verificarea cantitativă a acestei legi de conservare este destul de dificilă. Calitativ însă ea explică apariția reculului nucleului rezidual observat în reacțiile nucleare în camera Wilson (fig. 16.1). Grafic, legea conservării impulsului este redată în figura 17.1.

d. Legea conservării energiei

Energia totală a particulelor care intră în reacție este egală cu energia totală a particulelor care rezultă din reacție.

Energia totală a particulei izolate este suma între energia de repaus a particulei și energia sa cinetică

$$W = Mc^2 + E.$$

Atunci avem

$$W_X + W_a = W_Y + W_b$$

sau, avînd în vedere faptul că nucleul țintă este în repaus

$$M_X c^2 + M_a c^2 + E_a = M_Y c^2 + M_b c^2 + E_Y + E_b.$$

De unde

$$[M_X + M_a - M_Y - M_b]c^2 = E_Y + E_b - E_a.$$

Mărimea

$$Q = [M_X + M_a - M_Y - M_b]c^2$$

se numește *energie de reacție* și reprezintă fracțiunea din energia de repaus a particulelor transformată în energie cinetică.

După semnul energiei de reacție, reacțiile nucleare se împart în *exoenergetice*, $Q > 0$, respectiv *endoenergetice*, $Q < 0$.

Energia cinetică a nucleului rezidual este greu de măsurat experimental. Ea poate fi eliminată din expresia energiei de reacție dacă se ține seama și de legea conservării impulsului.

Notînd cu θ unghiul între viteza particulei b și viteza particulei incidente, se obține

$$p_Y^2 = p_a^2 + p_b^2 - 2p_a p_b \cos \theta.$$

Dacă energiile cinetice se exprimă sub forma

$$E_Y = \frac{p_Y^2}{2M_Y}$$

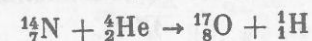
prin calcule algebrice simple eliminînd pe E_Y se obține

$$Q = \left(1 + \frac{M_b}{M_Y}\right) E_b - \left(1 - \frac{M_a}{M_Y}\right) E_a - 2 \sqrt{M_a M_b E_a E_b} \cos \theta.$$

Dacă $\theta = 90$ relația se simplifică

$$Q = \left(1 + \frac{M_b}{M_Y}\right) E_b - \left(1 - \frac{M_a}{M_Y}\right) E_a.$$

Măsurînd E_b și cunoscînd pe E_a se poate calcula energia de reacție și compara cu rezultatul obținut din diferența de mase. Coincidența celor două rezultate reprezintă o verificare experimentală a valabilității legilor de conservare a energiei și impulsului. Pentru reacția



energia de reacție, calculată din diferențele de mase, este $-1,192$ MeV, iar din măsurători ale energiei cinetice a particulelor a și b rezultă $-1,187 \pm 0,07$ MeV. Concordanța este foarte bună.



17.3. ACCELERATOARE DE PARTICULE

Pentru ca să se producă o reacție nucleară trebuie ca particula incidentă să ajungă în contact cu nucleul țintă. În cazul particulelor pozitive, între nucleu și particulă se exercită forțe electrostatice de respingere care se opun acestei apropieri. Particula incidentă trebuie să aibă o energie cinetică suficient de mare pentru a învinge aceste forțe de respingere. Ea trebuie să fie mai mare decît $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2}$, unde R_1 și R_2 reprezintă razele particulei incidente, respectiv ale nucleului țintă. Creșterea energiei cinetice a particulelor încărcate pînă la valorile dorite se face în acceleratoarele de particule.

Varietatea acestor instalații este foarte mare. Ele diferă atît prin principiul de accelerare cît și prin energiile maxime care pot fi obținute și prin soluțiile practice adoptate. În alcătuirea oricărui accelerator există trei părți mari: sursa de ioni, sistemul de accelerare și sistemul de extracție al ionilor accelerați.

În orice accelerator creșterea energiei cinetice a particulelor se datorește acțiunii unui cîmp electric. Conform teoremei variației energiei cinetice

$$\Delta W = L$$

unde ΔW este creșterea de energie, iar L , lucrul mecanic efectuat asupra particulei încărcate. Această creștere poate fi obținută la o singură trecere a ionului prin zona de accelerare (acceleratoare directe) fie prin trecerea succesivă, de mai multe ori, a particulei prin zona de accelerare (acceleratoare ciclice, acceleratoare liniare). În acest ultim caz la fiecare trecere creșterea de energie cinetică este relativ mică, dar pentru un număr suficient de mare de treceri viteza finală poate atinge valori foarte mari.

Un exemplu de accelerator ciclic este ciclotronul. Primul ciclotron a fost construit în 1932 de E.O. Lawrence și M.S. Livingstone. Este format din doi electrozi sub formă de semicilindri turtiți, goi în interior, denumiți duanți D_1 și D_2 (fig. 17.2).

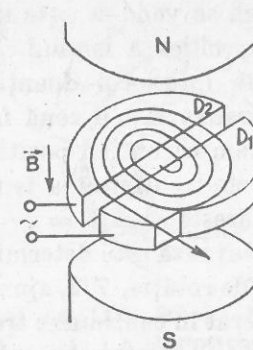
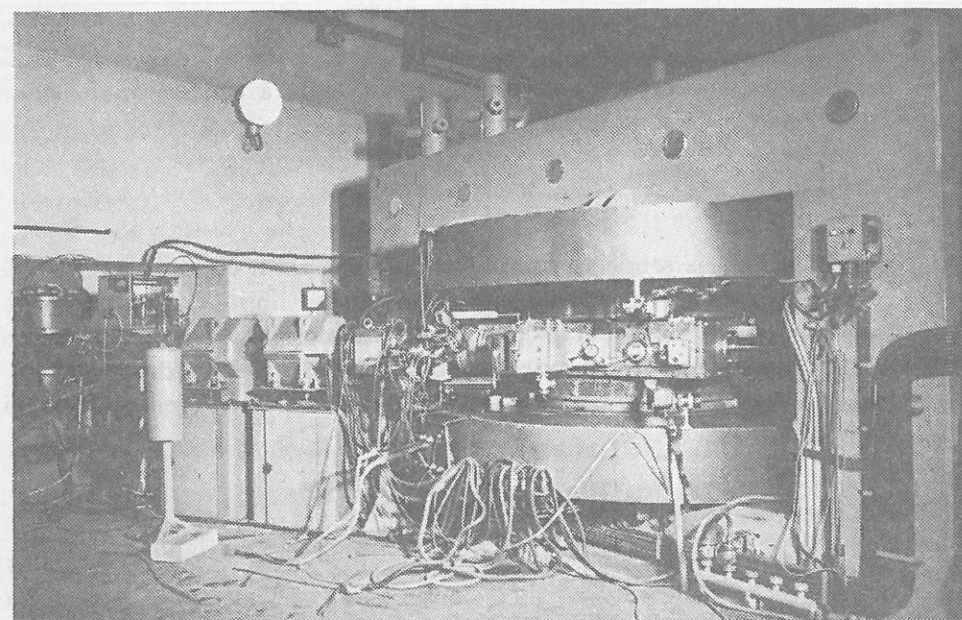


Fig. 17.2. a) Schema de principiu a ciclotronului; b) Ciclotronul IFIN-București.



Pe ei se aplică o tensiune alternativă înaltă de ordinul a zecilor de kV avînd frecvențe de ordinul zecilor de MHz (radiofrecvență). Duanții se găsesc între polii unui electromagnet care creează un cîmp magnetic omogen și constant, perpendicular pe planul în care se vor mișca ionii, plan paralel cu fețele plane ale duanților. Sursa de ioni este situată între duanți.

Procesul de accelerare are loc astfel: Într-un cîmp magnetic omogen un ion de sarcină q și masă M descrie o traiectorie circulară, de rază

$$R = \frac{Mv}{qB}.$$

Timpul necesar efectuării unei rotații complete, adică perioada mișcării ciclice este:

$$T = \frac{2\pi R}{v} = 2\pi \frac{M}{qB}.$$

29. 06.81.
30. 06.81

Q

După cum se vede ea este independentă de viteză și depinde doar de sarcina specifică a ionului. Particula este accelerată în spațiul dintre duanți, în interiorul duanților ea mișcându-se datorită efectului de cușcă Faraday într-o zonă fără cîmp electric (potențial constant). Să presupunem că un ion pozitiv trece prin spațiul dintre duanți într-un moment cînd polaritatea tensiunii este acceleratoare. Energia sa cinetică se mărește cu $\Delta W = q \cdot U$. În interiorul duantului descrie un semicerc a cărui rază este determinată de viteza pe care o are. După o semiperioadă de rotație, $T/2$, ajunge din nou în spațiul dintre duanți. Pentru a fi accelerat în continuare trebuie ca în acest interval de timp tensiunea alternativă să-și schimbe polaritatea. Dacă frecvența tensiunii alternative este egală cu frecvența de rotație a ionului în cîmpul magnetic omogen al ciclotronului, un ion care suferă o primă accelerare va fi accelerat în continuare. Condiția de funcționare a ciclotronului, denumită condiție de sincronism, se scrie

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{qB}{M}$$

Particula descrie semicercuri avînd razele din ce în ce mai mari. După ce raza traiectoriei particulei atinge o valoare limită, determinată de dimensiunile duanților și polilor electromagnetului, se aplică un cîmp electric care deviază și extrage particulele accelerate din ciclotron. Energia cinetică maximă care se obține cu un ciclotron cu dimensiuni date este:

$$W_{max} = \frac{p_{max}^2}{2M} = \frac{q^2 B^2 R_{max}^2}{2M}$$

Ciclotronul de la Institutul de Fizică și Inginerie Nucleară — București, accelerează protoni pînă la 12 MeV și particule α pînă la 25 MeV.

Energia maximă care poate fi obținută în ciclotroane nu poate fi oricît de mare din cauza apariției efectelor relativiste ale variației masei cu viteza (vezi § 16.6).

Masa nemaifiind constantă, perioada de rotație crește și mișcarea particulei nu mai este sincronizată cu modificarea tensiunii pe duanți. Pentru a compensa această creștere a masei se poate modifica atît cîmpul magnetic cît și frecvența tensiunii alternative acceleratoare. Ambele regimuri de lucru sînt folosite în acceleratoarele de particule relativiste. În sincrociclotroane cîmpul magnetic este menținut constant, iar frecvența este modificată continuu, astfel încît permanent să fie realizată condiția de sincronism.

Pentru atingerea unor energii foarte mari de ordinul GeV (1 GeV = 10^9 eV = 10^3 MeV) se utilizează celălalt regim de funcționare: $f = ct$ și B — variabil). Particulele parcurg într-un tub vidat (2) o traiectorie

circulară (3) sau aproape circulară, a cărei rază menținută constantă are, pentru particule cu energii foarte mari, valoarea

$$R = \frac{c}{W}$$

Accelerarea se produce la trecerea particulei printr-o zonă (1) cu cîmp electric produs de o tensiune alternativă de radiofrecvență (fig. 17.3).

Dimensiunile sincrotranelor sau a sincrociclotroanelor sînt foarte mari. În tabelul 17.2 sînt trecute cîteva date caracteristice pentru două sincrociclotroane mari în funcțiune.

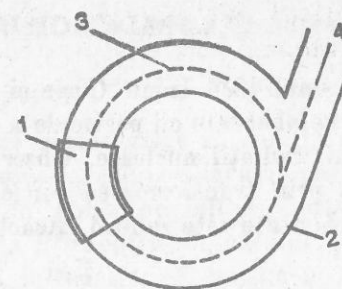


Fig. 17.3. Schema de principiu a sincrotronului.

Tabelul 17.2

	IUCN-Dubna URSS	Brookhaven SUA
Energia maximă a p.	10 GeV	33 GeV
Raza orbitei medii	30,5 m	128 m
Cîmpul magnetic maxim	13 kG	13 kG
Energia de injectare	9 MeV	50 MeV

Sînt în funcțiune și acceleratoare mai mari — Serpuhovo (URSS) — 70 GeV și Batavia (SUA) — 200 GeV. Figura 17.4 reprezintă o vedere parțială a sincrociclotronului de protoni de la IUCN-Dubna-URSS.

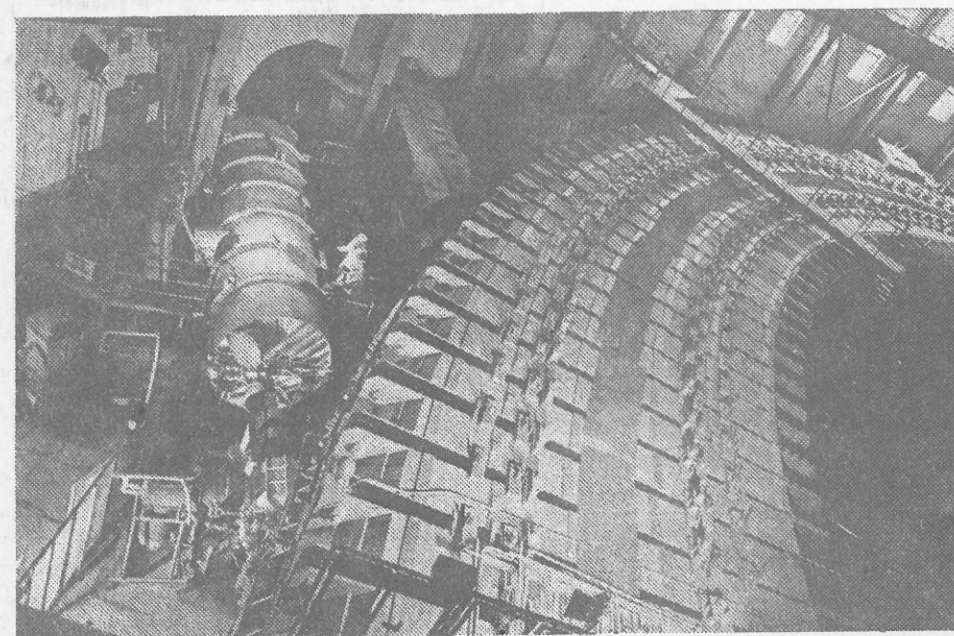
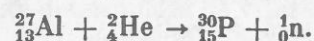


Fig. 17.4. Sincrotronul de 10 GeV de la IUCN-Dubna, U.R.S.S.

17.4. RADIOACTIVITATEA INDUSĂ

În anul 1934 Irène Curie și F. Joliot-Curie au observat că multe elemente bombardate cu particule α sau neutroni, emit spontan, după încetarea iradierii, radiații nucleare. Observația lor conduce la concluzia că nucleul format prin transformarea nucleară este radioactiv și nu stabil. Această radioactivitate este indusă. Reacția studiată de ei a fost



Timpul de înjumătățire al nucleului de ${}^{30}_{15}\text{P}$ este de 3,25 minute. Se determină ușor urmărind cum scade în timp emisia de radiații radioactive după îndepărtarea sursei de particule α . Izotopul ${}^{30}_{15}\text{P}$ nu există în stare naturală pe Pământ (elementul fosfor este monoizotopic ${}^{31}_{15}\text{P}$). Faptul că nucleul rezidual este un izotop al fosforului a fost stabilit observând că materialul radioactiv are aceleași proprietăți chimice ca și fosforul natural. Într-o reacție chimică tipică pentru fosfor el este separat, urmează fosforul în compusul de fosfor.

Asemenea izotopi cu proprietăți radioactive produși prin reacții nucleare se numesc *izotopi radioactivi artificiali*.

Astăzi se cunosc un număr foarte mare de izotopi radioactivi — peste 1 000, din care foarte mulți au utilizări practice foarte importante. În tabelul 17.3 sînt enumerați cîțiva radioizotopi mai importanți.

Tabelul 17.3

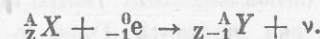
Radioizotopul	$T_{1/2}$	Tip. dezintegrare	Nuclid părinte	Reacție de producere
${}^3_1\text{H}$	12,27 ani	β^-	${}^2_1\text{H}$	(d, p)
${}^{14}_6\text{C}$	57,45 ani	β^-	${}^{14}_7\text{N}$	(n, p)
${}^{32}_{15}\text{P}$	14,28 h	β^-	${}^{31}_{15}\text{P}$	(n, γ)
${}^{24}_{11}\text{Na}$	1,50 h	β^-	${}^{23}_{11}\text{Na}$	(n, γ)
${}^{60}_{27}\text{Co}$	5,26 ani	β^-	${}^{59}_{27}\text{Co}$	(n, γ)
${}^{131}_{53}\text{I}$	8,05 h	β^-	${}^{235, 238}_{92}\text{U}$	fisiune
${}^{198}_{79}\text{Au}$	2,67 h	β^-	${}^{197}_{79}\text{Au}$	(m, γ)
${}^{64}_{29}\text{Cu}$	127 h	$\beta^-, \beta^+ \text{ CE}$	${}^{63}_{29}\text{Cu}$	(n, γ)

A fost descoperit un nou tip de dezintegrare radioactivă — dezintegrare β^+ . Să așezăm un preparat de ${}^{64}\text{Cu}$ într-un câmp magnetic transversal. Se constată că radiația emisă este descompusă în două fascicule — unul de particule β negative deviate într-un sens și un fascicul de particule pozitive deviate de câmpul magnetic în sens contrar. Măsurînd sarcina specifică a acestor noi particule se constată că au același e/m , în valoare absolută, cu electronii. Ele au proprietăți identice cu ale electronilor avînd însă sarcina pozitivă. Se numesc *pozitroni* și au fost descoperiți întîi de S.D. Anderson în 1932 în radiația care vine din spațiul interplanetar și cade pe suprafața pămîntului (radiația

cosmică). Dezintegrarea cu emisie de pozitroni se numește *dezintegrare β^+* . Formal poate fi scrisă

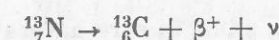


Legea de deplasare pentru acest tip de dezintegrare se enunță astfel: în dezintegrarea β^+ nuclidul rezultat este un izobar al celui inițial avînd numărul de ordine mai mic cu o unitate (este situat în tabloul periodic cu o căsuță la stînga nuclidului părinte). Prin dezintegrarea β^+ raportul numărului de neutroni pe cel al protonilor crește (un proton se transformă într-un neutron). Același efect asupra stării nucleului îl are și transformarea radioactivă denumită *captură electronică*



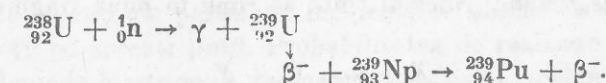
Ea se poate observa la toți izotopii β^+ radioactivi fiind competitivă cu acest mod de dezintegrare.

Exemple de izotopi β^+ activi sînt



Dintre izotopii radioactivi produși pe cale artificială menționăm izotopii tehneciului, Tc ($Z = 43$) element care nu poate fi detectat în scoarța pămîntului. Tot artificial a fost produs și Prometiul ($Z = 61$), Pm.

Un domeniu interesant de cercetare și de utilizare practică îl prezintă elementele cu $Z > 92$, elemente denumite *transuraniene*. Primele transuraniene au fost obținute în 1940 și anume Neptuniul, $Z = 93$ și Plutoniul, $Z = 94$. Reacția de obținere este



${}^{239}_{94}\text{Pu}$ este important pentru energetica nucleară. În tabelul 17.4 sînt date elementele transuraniene descoperite:

Tabelul 17.4

Elementul	Z	Simbol	$T_{1/2}$ pentru izotopul cu viața cea mai lungă
Neptuniu	93	Np	2,14 10^6 ani
Plutoniu	94	Pu	24 2 76 ani
Americiu	95	Am	7640 ani
Curium	96	Cm	1,7 10^7 ani
Berkeliu	97	Bk	1380 ani
Californiu	98	Cf	800 ani
Einsteinium	99	Es	480 d
Fermium	100	Fm	48 d.
Mendeleviu	101	Md	4,5 d
Nobelium	102	No	15 s
Lawrenciu	103	Lw	8 s
Kurceatoviu	104	Ku	

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

30.06.81

Pentru obținerea elementelor grele și supergrele se dezvoltă azi tehnici speciale de lucru și obținere a lor. Reacțiile nucleare cu ioni grei au ca scop, printre altele, și realizarea unor asemenea elemente.

17.5. TIPURI DE REACȚII NUCLEARE

Varietatea reacțiilor nucleare observate este foarte mare și orice clasificare a lor este dificil de făcut. Înseși criteriile de clasificare nu sînt unice.

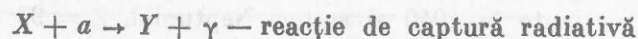
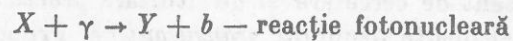
După natura particulei emise deosebim: *reacții de împrăștiere* — particula emergentă este identică cu cea incidentă. Dacă în împrăștiere se conservă energia cinetică a particulelor ea se numește *elastică*. Dacă o parte din energia particulei incidente este dată nucleului țintă excitându-l împrăștierea este *inelastică*. Simbolic reprezentăm o asemenea reacție



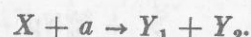
— *reacții de transmutație*, adică în care natura particulei emise diferă de cea a particulei incidente



Unele reacții de transmutație au denumiri speciale



— *reacție de fisiune*. Nucleul țintă se rupe în două fragmente de masă comparabile



După natura particulelor care produc reacția nucleară deosebim trei categorii: reacții induse de particule încărcate, reacții induse de neutroni și reacții provocate de radiațiile gamma. În cadrul fiecărei categorii tipul de reacție depinde mult de energia particulei incidente.

a) *Reacții induse de particule încărcate.*

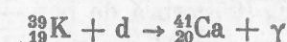
Particulele încărcate mai des folosite în fizica nucleară sînt protonul, deuteronul (${}^2_1\text{H}$), particule alfa adică nuclee de heliu. Din dezintegrările radioactive se obțin particule α cu energii suficiente pentru a produce reacții nucleare, dar curenți sînt folosite particule încărcate accelerate. O caracteristică a acestor tipuri de reacții este faptul că pentru producerea lor particula incidentă trebuie să aibă o energie suficient de mare pentru a învinge respingerea electrostatică cu nucleul. Cu cît sarcina particulei incidente este mai mare cu atît și energia necesară depășirii respingerii coulombiene este mai mare.

Un alt rezultat interesant este și faptul că pornind de la același nucleu țintă și particulă incidentă se pot obține mai multe tipuri de reacții. Vom exemplifica acest lucru pe un caz concret ${}^{39}_{19}\text{K}$ bombardat cu deuteroni, ${}^2_1\text{H}$. În func-

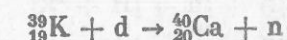
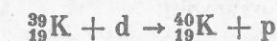
ție de energia deuteronului se pot observa următoarele reacții: împrăștiere inelastică



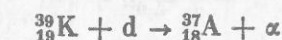
nucleul rezidual este excitat, energia cinetică a deuteronului micșorîndu-se. În reacția de captură radiativă



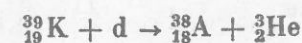
deuteronul este captat de nucleul țintă și se emit radiații γ . Reacțiile



sînt tipice pentru deuteroni, și pot fi considerate ca avînd loc cu ruperea deuteronului în cei doi nucleoni constituenți, proton și neutron, și alipirea unuia la nucleul țintă. Deasemeni este posibilă și reacția



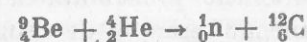
Reacțiile menționate mai înainte, exceptînd prima, sînt reacții exoenergetice. La energii suficient de mari se observă însă și reacții endoenergetice de tipul:



Peste anumite energii ale particulei incidente se observă atunci mai multe tipuri de reacții pe aceeași țintă. Probabilitatea de realizare a unei reacții față de alta depinde foarte mult de energia particulei incidente.

Exemple similare se pot da și pentru celelalte particule încărcate. Astfel putem avea la iradiere cu particule α reacții de producere a p, n, împrăștiere inelastice, iar pentru protoni reacții de producere a particulelor α , n, d. Au fost menționate doar tipurile de reacții mai importante pentru energii de ordinul a cîtiva MeV a particulei incidente.

Unele reacții induse de particulele încărcate sînt importante și din punct de vedere practic. Astfel unele reacții induse de particule α servesc la producerea neutronilor, folosind radiațiile alfa emise de un preparat radioactiv. Des folosită este reacția

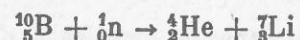


în surse izotopice de n în care preparatul alfa radioactiv Ra, Po, Pu etc., este intim amestecat cu praful de Be obținîndu-se sursele Ra-Be, Po-Be, Pu-Be.

b) *Reacții induse de neutroni.*

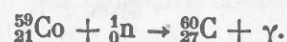
Neutronul este un proiectil ideal. Neavînd sarcină se poate apropia de nucleu și la energii foarte mici.

Se observă împrăstieri neelastice, reacții de producere de p, α, γ etc. Pentru anumite elemente unele reacții induse de neutroni au probabilitate foarte mare, ca de exemplu

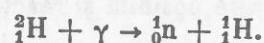


O astfel de reacție este folosită în detectarea neutronilor în contor Geiger-Müller umplut cu BF₃ (triflorură de bor — gaz).

Foarte des elementele care rezultă din reacțiile induse de neutroni sînt radioactive. Unii izotopi radioactivi care se obțin pe această cale au importante aplicații practice ca de exemplu



c) Reacții induse de radiațiile γ se numesc reacții fotonucleare. Un exemplu este fotodezintegrarea deuteronului



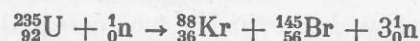
17.6. REACTORI ȘI CENTRALE NUCLEARE ELECTRICE

De importanță deosebită sînt reacțiile de fisiune induse de neutroni. Fisiunea indusă de neutroni a fost descoperită de O. Hahn și F. Strassman în 1939 și este de tipul



ν are valori de 2—3. Pe proces de fisiune se produc mai mulți neutroni decît se consumă; fisiunea este o reacție de producere a neutronilor.

Un exemplu de fisiune indusă de neutroni este cel al $^{235}_{92}\text{U}$.



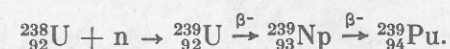
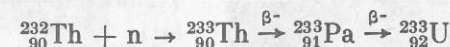
Nucleeele grele pot fisiona și spontan, dar procesul are loc foarte rar. La elementele pînă la uraniu conține practic doar fisiunea indusă. La elementele transuraniene probabilitatea fisiunii spontane crește rapid, devenind mecanismul esențial de transformare nucleară. Acest lucru este ilustrat de timpul de înjumătățire din ce în ce mai scurt al acestor elemente.

Importanța practică a procesului de fisiune constă în faptul că se eliberează o cantitate foarte mare de energie. În cazul $^{235}_{92}\text{U}$ energia eliberată la fisiunea indusă de neutroni lenți este de peste 200 MeV/fisiune, adică cu peste un ordin de mărime mai mult decît în reacțiile nucleare

obișnuite. Astfel realizarea fisiunii controlate reprezintă o modalitate de a obține energie pe cale nucleară. La fisionarea completă a unui gram de ^{235}U s-ar obține o energie de aprox. $8,2 \cdot 10^{10}$ jouli/g, adică de 10^6 — 10^7 ori mai mult decît prin reacții chimice obișnuite de ardere.

Elementele naturale, U, Th, care pot fisiona, se numesc combustibili nucleari. Unii izotopi pot fisiona sub influența neutronilor cu energii mici — $^{235}_{92}\text{U}$, $^{233}_{92}\text{U}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$ — se numesc izotopi fisionabili.

Dintre aceștia doar $^{235}_{92}\text{U}$ se găsește în natură, ceilalți doi izotopi fisionabili fiind produși prin reacții nucleare din ^{232}Th respectiv ^{238}U , sub influența neutronilor lenți, conform schemei



Izotopii $^{232}_{90}\text{Th}$ și $^{238}_{92}\text{U}$ poartă denumirea de izotopi fertili.

Deoarece în procesul de fisiune se produc și 2—3 neutroni, aceștia pot produce la rîndul lor alte reacții de fisiune. Numărul neutronilor și a proceselor de fisiune crește rapid, în avalanșă declanșîndu-se o reacție în lanț (fig. 17.5).

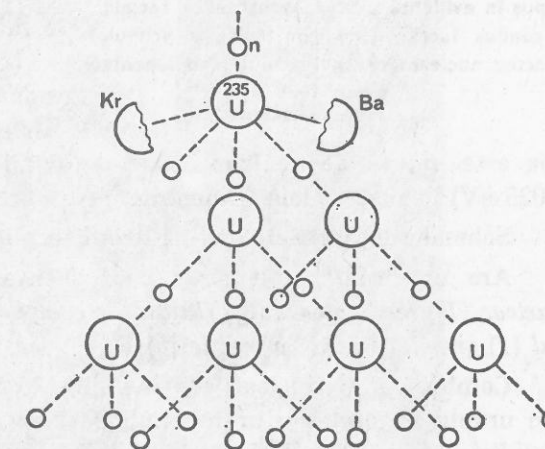


Fig. 17.5. Dezvoltarea reacției în lanț.

În realitate nu toți neutronii rezultați din reacții de fisiune produc la rîndul lor alte fisiuni. O parte sînt captați în nuclee străine, și induc alte reacții nucleare, o parte părăsesc zona din spațiu în care se găsește materialul fisionabil. Pentru întreținerea reacției în lanț ar trebui ca, în medie, cel puțin unul din neutronii rezultați din fisionarea unui nucleu să producă la rîndul său o fisiune.

Această condiție depinde de concentrația materialului fisionabil, dispunerea sa în spațiu și, pentru o compoziție și dispunere dată, de cantitatea de material. Masa minimă de material fisionabil de la care reacția de fisiune se autoîntreține, se numește masă critică.



Fig. 17.6. Enrico Fermi (1901—1954). Savant de origine italiană; a dezvoltat statistica cuantică, a pus în evidență captura neutronilor termici, a condus lucrările de construire a primului reactor nuclear (1942). Premiul Nobel pentru fizică 1938.

Dacă reacția în lanț se dezvoltă necontrolat într-un timp foarte scurt numărul de fisiuni și, în mod corespunzător, energia degajată atinge valori foarte mari ducând la explozie (*explozia nucleară*). Pentru a controla dezvoltarea reacției în lanț trebuie asigurată condiția enunțată anterior (*condiția de criticitate*). Instalația în care are loc reacția în lanț controlată este *reactorul nuclear*.

Primul reactor nuclear a fost construit de E. Fermi la Chicago în 1942. Astăzi există o mare varietate de reactori nucleari diferind prin principiile de funcționare, scop sau soluții tehnice adoptate.

Un gen de reactor nuclear mult răspândit este cel termic.

În acest tip de reactor fisiunea este indusă de neutroni termici (avind energii de aproximativ 0,025 eV) în materialele fisionabile.

Schema unui reactor cu neutroni termici este dată în figura 17.7.

Are următoarele elemente componente principale: *combustibilul nuclear* (1), *moderatorul* (2), *fluidul de răcire*, *bare de control* (3) *reflectorul* (4) și *materiale de protecție* (5).

1 Combustibilul nuclear conține substanța fisionabilă. Este format din uraniu natural sau uraniu îmbogățit cu ^{235}U sau cu izotopi artificiali fisionabili ^{239}Pu , ^{233}U . Combustibilul nuclear este introdus în reactor sub formă de bare formate dintr-un compus de U (oxid, metal, carbură) învelite într-o cămașă metalică denumită teacă, rezistentă la temperaturile și presiunile din interior. Ansamblul elementelor combustibile dispuse într-o anumită geometrie formează zona activă a reactorului.

2 Moderatorul este materialul în care neutronii de fisiune, cu energii mari sunt încetiniți. Procesul de încetinire are loc prin ciocniri elastice, ciocniri în care neutronul imprimă un recul nucleelor ciocnite, inițial în repaus. Transferul de energie este cu atât mai mare cu cât masa nucle-

* Neutronii termici sunt neutroni a căror energie medie este de aproximativ 0,025 eV, fiind în echilibru termic cu mediul în care se găsesc.

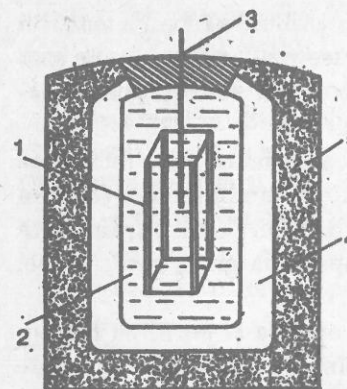
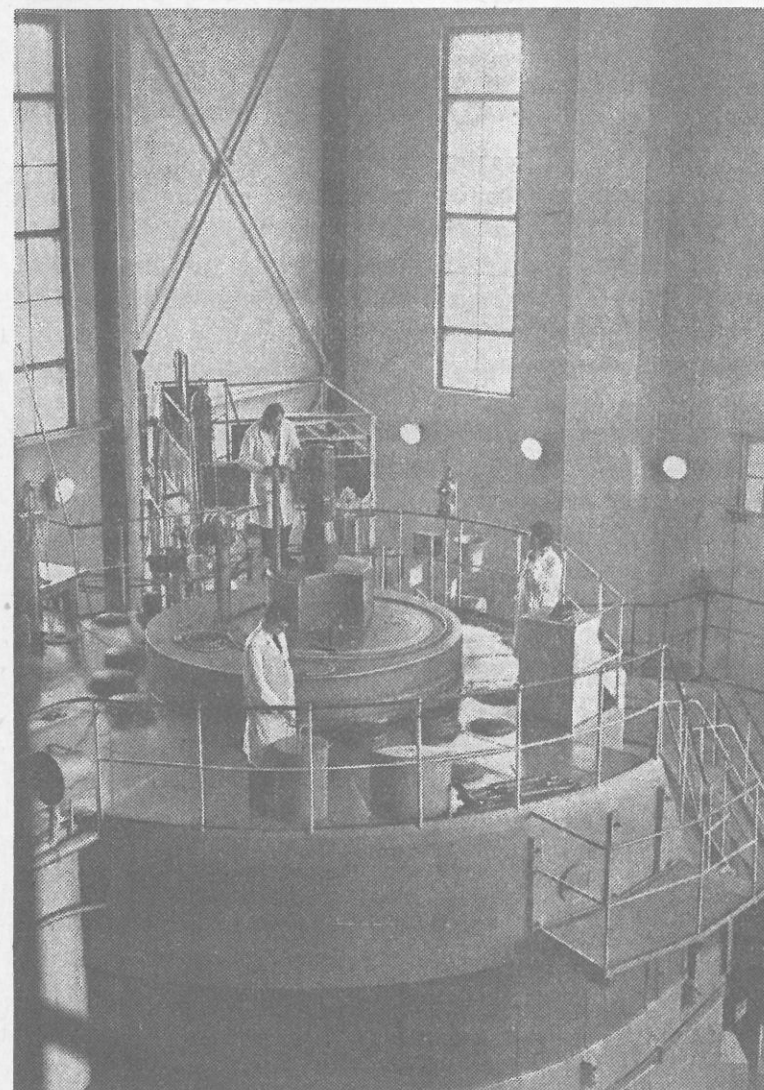


Fig. 17.7. a) Schema de principiu a unui reactor nuclear; b) Reactorul nuclear IFIN-București.



ului ciocnit este mai mică. Un moderator bun trebuie să fie format din nuclee ușoare și care nu absorb neutroni. Nuclee moderatoare bune sînt cele de hidrogen, deuteriu, heliu, beriliu, carbon, iar substanțele moderatoare mai mult folosite — apă, apă grea, grafit.

În reacția în lanț se degajă o energie foarte mare care încălzește foarte puternic zona activă, în special elementele combustibile. Căldura dezvoltată în reactor este preluată de agentul de răcire care o transportă în exterior. Ca fluide de răcire se folosesc: apa, apa grea, gaze cu He, CO₂, metale lichide etc.

34 Pentru controlul reacției în lanț, pentru oprirea și pornirea reactorului, se folosesc bare de control, BC. Ele sînt alcătuite din elemente puternic absorbante de neutroni, B, Cd, pămînturi rare și pot fi introduse mai mult sau mai puțin în zona activă. În funcție de gradul de introducere, absorbția de neutroni este mai mare sau mai mică, putîndu-se controla astfel numărul de neutroni pierduți față de cei utili în reacția în lanț.

4 Pentru a asigura securitatea lucrului în jurul reactorului, trebuie asigurată protecția contra neutronilor și radiației gamma. Pentru a micșora numărul de neutroni care ies către exterior, în jurul zonei active se așează un strat reflector (apă, grafit) care împrăștie înapoi neutronii.

5 În fine, reactorul este înconjurat cu un strat gros de beton care atenuează radiația gamma emisă de miezul reactorului.

Reactoarele nucleare servesc ca: surse de neutroni — pentru a produce izotopi radioactivi, a efectua experiențe cu neutroni, surse de material fisionabil (reactorii reproducători) și în fine ca surse de energie.

Transformarea energiei nucleare în energie electrică are loc în centralele nucleare-electrice. Schema unei astfel de centrale este dată în figura 17.8. Ea este formată din patru componente majore: Reactorul R

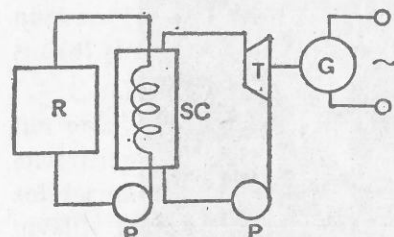


Fig. 17.8. (E) Schema de principiu a unei centrale nucleare electrice.

R — reactor, P — pompe; SC — schimbător de căldură, T — turbină; G — generator de curent.

în care prin reacțiile de fisiune energia nucleară se transformă în energie termică. Schimbătorul de căldură, SC, în care agentul de răcire cald vine în contact cu vapori de apă. Temperatura și presiunea acestora crește. Prin conducta cu abur vaporii ajung în turbina T unde se destind, o parte din energia internă a lor fiind transformată în energie mecanică. În fine generatorul electric, GE, transformă energia mecanică în energie electrică.

Cele mai frecvente tipuri de reactori nucleari folosiți în centrale nucleare-electrice sînt:

a) combustibil U natural, moderator grafit și agent de răcire CO₂ gazos,

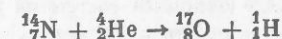
b) combustibil U îmbogățit, moderator și agent de răcire — apă,
c) combustibil U natural, moderator și agent de răcire — apă grea,
d) combustibil U natural, moderator — grafit, agent de răcire — un amestec de Na-K topit. Utilizarea metalelor alcaline topite este avantajoasă pentru că asigură un randament termic ridicat la transferul de căldură și la transformarea sa în energie mecanică.

Utilizarea energiei nucleare în scopuri pașnice are o importanță deosebită. În condițiile crizei mondiale de energie, energia nucleară reprezintă o soluție posibilă, de reală perspectivă, pentru viitorul omenirii.

În țara noastră există un plan nuclear care prevede o dezvoltare armonioasă a energiei nucleare alături de alte surse de energie, de folosire tot mai rațională a energiei actuale.

Probleme rezolvate

1. Calculați energia de reacție pentru reacția nucleară



Rezolvare:

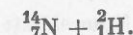
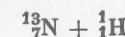
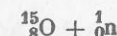
Energia de reacție se calculează

$$Q = (M_N + M_{He} - M_O - M_H)c^2 = (14,003074 + 4,002603 - 16,999133 - 1,007825)931,47 = (-0,001281)931,47 = -1,19 \text{ MeV.}$$

2. Care din reacțiile induse de particule α pe ${}^{12}_6\text{C}$ sînt exoenergetice?

Rezolvare:

Reacții posibile sînt ${}^{12}_6\text{C} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{16}_8\text{O} + \gamma$



Suma maselor de repaus a particulelor care intră în reacție este 16,002603 u.

Masele nucleizilor care pot rezulta sînt:

Prima reacție este exoenergetică. Se emit radiații cu energia

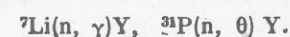
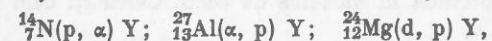
$$\Delta M \cdot c^2 = 0,007688 \cdot 931,47 = 7,16 \text{ MeV.}$$

Celelalte reacții endoenergetice avînd energiile de reacție

$$-8,506 \text{ MeV}, -4,96 \text{ MeV}, -13,57 \text{ MeV.}$$

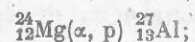
Probleme

1. Precizați natura nucleului rezidual în reacțiile nucleare:



${}^{16}_8\text{O}$	15,994915
${}^{15}_8\text{O}$	15,003070
${}^{15}_7\text{N}$	15,000108
${}^{14}_7\text{N}$	14,003074
${}^1_0\text{n}$	1,008665
${}^2_1\text{H}$	1,014102
${}^1_1\text{H}$	1,007825

2. Calculați energia de reacție pentru reacțiile

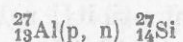


$$M_{\alpha} = 4,002603$$

$$M_p = 1,007823$$

$$M_{\text{Al}} = 26,981539$$

$$M_{\text{Mg}} = 23,985041$$



$$M_{\text{Si}} = 26,986703$$

$$R: Q_1 = -1,602 \text{ MeV}$$

$$Q_2 = -5,59 \text{ MeV.}$$

3. Să se calculeze energia de respingere coulombiană într-o particulă α și un nucleu de azot la o apropiere de 10^{-14} m.

$$R: U = 2 \text{ MeV.}$$

4. Calculați energia cinetică a protonului emis în reacția ${}^{24}_{12}\text{Mg}(\alpha, p) {}^{27}_{13}\text{Al}$ sub un unghi de 90° față de direcția particulei alfa. Energia particulei α este de $5/4$ MeV.

$$R: W(90^\circ) = 2,89 \text{ MeV.}$$

5. O reacție endoenergetică poate avea loc numai dacă energia particulei incidente este mai mare decât o valoare denumită *energie de prag*. Calculați energia de prag în funcție de energia de reacție pentru cazul general

$$X + a \rightarrow Y + b (Q < 0).$$

$$R: E_{\text{prag}} = |Q| \left(1 + \frac{M_a}{M_X} \right).$$

6. Explicați de ce în chimie este verificată legea conservării maselor de repaus pe cînd în fizica nucleară nu.

7. Calculați energia de repaus a unui electron, respectiv a unui proton.

$$R: 0,511 \text{ MeV}; 938,2 \text{ MeV.}$$

8. Care este frecvența ciclotronică a unui proton într-un cîmp magnetic de 1 Tesla?

$$R: f = 15,2 \text{ MHz.}$$

9. Care este energia maximă la care pot fi accelerați protonii într-un ciclotron în care cîmpul magnetic are 0,8 tesla și raza orbitei maxime este de 0,5 m?

$$R: W_{\text{max}} = 7,66 \text{ MeV.}$$

10. Ce viteză trebuie să atingă o particulă într-un ciclotron pentru ca perioada sa de rotație să difere de valoarea de sincronism cu 1%?

$$v = 0,141 \text{ c.}$$

11. Evaluați căldura reacției nucleare ${}^{39}_{19}\text{K}(d, np) {}^{39}_{19}\text{K}$ în funcție de energia de legătură a deuteronului. Nucleul rezidual este presupus în stare fundamentală

$$Q = -W_{\text{deuteron}}.$$

12. Izotopul radioactiv ${}^{60}\text{Co}$ este produs prin reacție (n, γ) cu viteză constantă. Fie K numărul de nuclee radioactive produse în unitatea de timp. Calculați cum variază în timp activitatea probei de Co.

$$R: \Lambda = K(1 - e^{-\lambda t}).$$

13. Calculați energia eliberată prin formarea unui kmol de He din protoni și neutroni.

$$R: W = 2,72 \cdot 10^{15} \text{ J.}$$

14. Calculați energia maximă transferată într-o ciocnire elastică frontală a unui neutron cu un nucleu de masă M , inițial în repaus.

$$R: E = \frac{2MM_n}{(M + M_n)} \cdot E_n.$$

15. Evaluați energia eliberată în fisiunea



$$R: W = 176 \text{ MeV.}$$

18 APLICAȚII ALE IZOTOPILOR RADIOACTIVI

EXTINDERE ÎN TEHNOLOGIE

18.1. NOȚIUNI DE DOZIMETRIE ȘI PROTECȚIE CONTRA RADIAȚIILOR

Pentru a evalua cantitativ efectele iradierilor s-a introdus noțiunea de doză de iradiere. Aceasta depinde de cantitatea de energie cedată mediului iradiat. De aceea se definește întâi doza energetică sau doza absorbită D ca și energia cedată unității de masă

$$D = \frac{W}{m}.$$

Ea se exprimă în J/kg sau în *razi*. Un rad corespunde la o iradiere în care pe unitatea de masă se disipă 10^{-2} J/kg. Efectul biologic depinde însă și de natura radiației nucleare. De aceea doza de iradiere este

$$B = \eta D$$

unde η este un factor de calitate. Valoarea acestui factor depinde de natura și energia radiațiilor. Cîteva valori medii sînt date în tabelul 18.1.

Tabelul 18.1 Unitatea de doză este *rem-ul*, definit ca doza absorbită într-un țesut supus iradierii cu o radiație oarecare, care produce același efect biologic ca o doză absorbită corespunzătoare unei expunerii de un rad, pentru radiații X.

natura radiației	η
radiație X	1
electroni	1
neutroni termici	5
neutroni rapizi, protoni	10
particule α	20

Există doze maxime de iradiere astfel stabilite încît sub valorile lor efectele radiațiilor nucleare nu sînt nocive.

EXTINDERE ÎN ALTE DOMENII

18.2. EFECTUL BIOLOGIC AL RADIAȚIILOR NUCLEARE

Prin iradierea materiei vii cu radiații nucleare apar modificări în funcțiunile acesteia. Ele se datoresc mai multor procese pe care le produc radiațiile nucleare în interacțiune cu substanța vie. Ansamblul acestor schimburi reprezintă efectul biologic al radiațiilor.

Aceste efecte sînt foarte diferite și depind de natura radiațiilor și de durata și intensitatea iradierii. Aplicarea directă pe piele a unui preparat de Ra cu activitate 10^7 dez/s produce, la o iradiere scurtă de cîteva minute, o iritare locală sau chiar arsuri. Iradierea îndelungată a unor animale cu surse de radiații gamma provoacă îmbolnăvirea gravă a subiecților iradiați, și chiar moartea acestora.

Direct, radiațiile nucleare produc ionizări și excitări ale moleculelor cu care interacționează. De asemenea prin iradiere moleculele se pot rupe în fragmente, adică se pot disocia. O astfel de moleculă își pierde parțial sau total funcțiunile pe care le are în cadrul celulei vii din care face parte. Dacă numărul acestor molecule este mare întreaga celulă suferă, și dacă numărul celulelor dintr-un organ afectate de radiații este prea mare, respectivul organ nu mai funcționează corect și se îmbolnăvește. Îmbolnăvirea organului înseamnă o boală a întregului organism.

Se știe însă că sistemele vii au capacitatea de regenerare, celulele mor continuu și se produc în cadrul organului, astfel ca funcțiunea acestuia să fie menținută. De aceea, dacă numărul celulelor afectate de radiațiile nucleare nu este prea mare, ele se pot regenera, adică se pot reface. Astfel efectele dăunătoare ale radiațiilor nucleare sînt compensate de procesele de refacere proprii organismelor vii.

Avînd în vedere acest fapt se înțelege de ce efectul depinde de natura radiației nucleare. Radiațiile alfa, care au în substanță un parcurs mic, produc multe defecte, distrugeri, pe o grosime mică din corpul iradiat. Local, efectul lor este mare, refacerile celulelor atinse avînd loc cu greu. Radiațiile gamma cu penetrabilitate mare interacționează practic cu întregul corp și produc distrugeri în tot organismul iradiat. Densitatea celulelor afectate este însă mult mai mică, ceea ce

PAȚĂ

asigură posibilitatea, la o iradiere nu prea intensă, ca organismul să se refacă. Pe un același organ efectul iradierii cu particule alfa este astfel mult mai important decât cu radiații gamma. Neutronii au de asemenea efecte importante asupra organelor iradiate.

Efectul iradierii depinde și de natura organului iradiat. Pielea, membrele pot suporta iradiere intensă. Organele interne, dar în special singele, măduva osoasă și organele genitale sînt mult mai sensibile la iradiere. De asemenea, țesuturile mai tinere sînt mai sensibile la iradiere. Pe acest efect se bazează *radioterapia*, adică utilizarea radiațiilor nucleare pentru distrugerea unor tumori interne (în special tumori canceroase).

Din sursa de radiații bine ecranată, se obține un fascicul îngust de radiații nucleare penetrante (γ , n) care sînt dirijate pe zona din corpul bolnavului în care este localizată tumoarea. Celulele mai tinere ale tumorii sînt mai puternic afectate de iradiere astfel că relativ, zona bolnavă este mai mult afectată decât zonele sănătoase. Aceasta contribuie la încetinirea sau oprirea procesului de dezvoltare al tumorii.

Efectele radiațiilor nucleare se împart în două categorii:

— efecte asupra organismului iradiat, care se manifestă în schimbarea morfologiei sau funcționalității diferitelor organe sau a întregului organism. Aceste efecte se numesc *efecte somatice* și despre ele am vorbit pînă acum. Ele pot fi dăunătoare sau utile (ca în cazul radioterapiei).

— Radiațiile nucleare pot influența însă și caracterele ereditare ale urmașilor prin modificarea conținutului genetic. Aceste efecte se numesc *efecte genetice* și sînt legate de efectul radiațiilor nucleare asupra acizilor nucleici, asupra cromosomilor.

Astfel iradierea controlată a organismelor vii, plante și animale, în doze care nu dau efecte somatice nocive, pot duce la obținerea unor modificări genetice. Alături de selecția artificială se obține astfel o nouă modalitate de a obține noi specii de plante și animale. Este adevărat că multe mutații produse de radiațiile nucleare sînt de nedorit, interferînd cu starea biologică normală a organismului. Există însă cîteva exemple de noi plante obținute prin mutații induse de radiațiile nucleare — ele cuprind flori, legume, cereale etc.

O utilizare interesantă a radiațiilor nucleare în biologie o constituie distrugerea dăunătorilor atît în culturi cît și pentru alimente.

În cazul culturilor s-a folosit cu succes sterilizarea insectelor dăunătoare. Metoda a fost aplicată la eliminarea unor muște în S.U.A. și în insulele din Marea Caraibelor. Iradierea a fost făcută în stare de larvă, acestea nu erau ucise, puteau să ajungă în stare matură, dar erau sterilizate. Răspîndite în zonele infectate, numărul de ouă depuse a scăzut foarte rapid, în mai puțin de doi ani specia a dispărut.

Se utilizează iradierea legumelor, cerealelor pentru a distruge anumite microorganisme. Păstrarea este mult îmbunătățită, iar gustul nealterat.



EXTINDERE ÎN TEHNOLOGIE

18.3. APLICAȚII ALE IZOTOPILOR RADIOACTIVI ÎN TEHNICĂ ȘI INDUSTRIE

În tehnică și industrie izotopii radioactivi au aplicații foarte diferite, aplicații care depind de interacțiunea lor specifică cu mediul, și de efectele pe care le produc.

Astfel, radiațiile radioactive produc ionizări ale mediului prin care trec. Sarcinile electrice formate pot fi utilizate pentru neutralizarea unor sarcini electrostatice formate în procesul industrial. Eliminarea acestei încărcări electrice nedorite se face astăzi simplu cu surse radioactive α sau β . Activitatea sursei radioactive este astfel aleasă încît ionizarea produsă să compenseze sarcina electrică produsă în procesul tehnologic. Ele se folosesc în industria hîrtiei, industria textilă.

O altă aplicație de mare perspectivă este utilizarea lor în industria chimică. Prin disocierea moleculelor se formează specii moleculare noi foarte active chimic. Ele pot iniția o serie de reacții. Astăzi se poate vorbi despre un nou domeniu al chimiei și anume chimia în câmp de radiații.

Deosebite sînt rezultatele obținute în radiopolimerizarea unor substanțe macromoleculare. Se obțin mase plastice cu calități deosebite și în primul rînd rezistență mecanică și termică, neobișnuite proprietăți electrice îmbunătățite.

Radiațiile nucleare sînt radiații penetrante. Intensitatea fasciculului care a interacționat cu mediul material depinde de natura, omogenitatea, densitatea sau grosimea acestuia.

De aceea, frecvent radiațiile radioactive sînt utilizate pentru măsurarea și controlul grosimilor și densităților. În figura 18.1 este redată schița unei experiențe în care se măsoară grosimea unei probe printr-o metodă de transmisie.

Radiațiile din sursa A, colimate prin colimatorul C, trec prin proba a cărei grosime se măsoară și sînt detectate cu detectorul D. Dacă

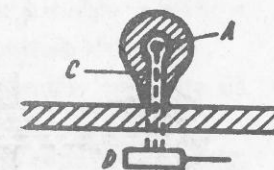


Fig. 18.1.

Măsurarea grosimii prin metoda transmisiei.

sursa radioactivă emite radiații β sau γ atenuarea la trecerea prin materialul de grosime x intensitate a fasciculului este atenuată exponențial:

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

Viteza de numărare a detectorului este proporțională cu I . Variații ale lui I produse de modificări ale grosimii stratului, sunt traduse în schimbări ale vitezei de numărare. Radiațiile γ penetrante sunt folosite la controlul și măsurarea grosimilor mari, radiațiile β pentru probe cu grosime mică. Metoda se folosește curent în industria metalurgică (controlul grosimii laminatelor), industria lemnului, în controlul grosimilor unor instalații inaccesibile unor măsurători directe (furnale, țevi îngropate etc.).

Radiațiile radioactive se folosesc și la controlul nivelelor în instalații în care o asemenea măsurătoare este greu accesibilă. Astfel de cazuri se întâlnesc la încărcarea furnalelor, nivele în buncăre, nivelul lichidelor în rezervoare etc. Folosirea radiațiilor pentru asemenea măsurători este redată schematic în figura 18.2.

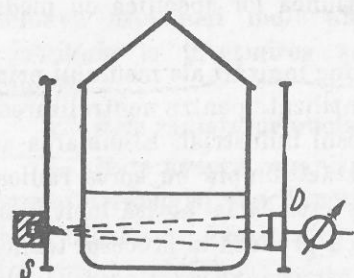


Fig. 18.2.

Schema unei instalații de nivelmetrie cu ajutorul radiațiilor.

O largă utilizare o au radiațiile radioactive în controlul nedistructiv al materialelor. Metoda de control poartă denumirea *radiografie industrială*. Ea pune în evidență goluri, crăpături, componente diferite într-o probă de o compoziție altfel omogenă. Schema de principiu a unei asemenea instalații este redată în fig. 18.3. Radiațiile penetrante emise de sursa S așezată pe o față a piesei controlate P , trec prin probă, sunt absorbite diferit în funcție de omogenitatea probei și sunt recepționate pe un detector. În radiografia industrială se folosește de obicei înregistrarea pe film fotografic. Gradul de înnegrire al filmului F este proporțional cu intensitatea fasciculului de radiații care au ajuns pe filmul fotografic în zona respectivă. Orice defect de compoziție sau structură C se traduce într-o modificare a gradului de înnegrire. Se poate determina forma și mărimea defectului. Radiațiile folosite în defectoscopie sunt radiațiile X și gamma. Pentru piese de grosimi mici se utilizează radiații care sunt absorbite mai ușor, raze X , sau raze γ moi. Pentru piese groase se folosesc radiații cu putere de pătrun-

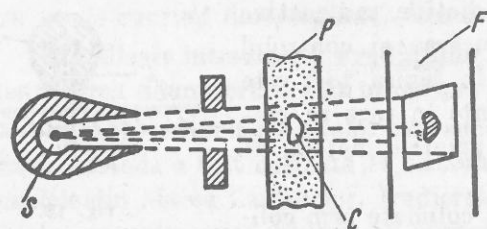


Fig. 18.3.

Schema unei instalații de radiografie industrială.

dere mare. Ca surse de radiații curent folosite în defectoscopia cu radiații nucleare menționăm surse izotopice (^{60}Co , ^{137}Cs , ^{192}Ir), beta-troane (radiația gamma obținută prin bombardarea unei ținte metalice cu electroni de mare energie) cît și tuburi de raze X obișnuite.

Radiațiile nucleare sînt folosite și în măsurători a conținutului de apă sau de hidrocarburi în sol. Principiul de măsură se bazează pe probabilitate mare de împrăștiere a neutronilor de către nucleele de hidrogen. Aceasta face ca fasciculul de neutroni împrăștiați să fie mult mai mare dacă în mediul împrăștiator se găsește apă sau altă substanță bogată în hidrogen. În fig. 18.4 este redată schema unei instalații utilizată în carotajul radioactiv. Capul de măsură format dintr-o sursă de neutroni S și un detector de neutroni D , separați printr-un ecran protector E absorbant al radiațiilor gamma și neutronilor, este introdus în puțul forat. Viteza de numărare depinde de numărul de neutroni împrăștiați de mediul din jurul capului de măsură. Se poate verifica astfel cum variază conținutul de apă și hidrocarburi în adîncimea solului și unde este stratul bogat în țiței.

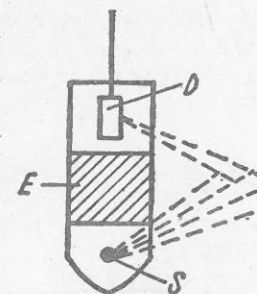


Fig. 18.4.

Schema unei instalații de carotaj radioactiv.

Ultima utilizare a izotopilor radioactivi pe care o vom descrie este cea de trasori. Se sintetizează compuși chimici de la cei mai simpli pînă la cele mai complicate molecule biologice, care conțin în structură atomi radioactivi. Asemenea molecule se numesc *molecule (compuși) marcate*. Substanța marcată este introdusă într-un sistem în care există o circulație necunoscută. Moleculele marcate participă la circulația din sistem și se distribuie în el. Radiometric se poate urmări concentrația în diferite puncte ale sistemului și trage concluzii despre circulația izotopului radioactiv; izotopul radioactiv are rol de trasor.

Metoda trasorilor radioactivi este mult folosită în hidrologie pentru a urmări circulația apelor subterane, în tehnică pentru a urmări procese de uzură sau transfer de material, în agricultură cu scopul de a stabili circulația materiilor nutritive din sol la plantă, în biologie pentru a urmări circulația unor substanțe în organismul animalelor etc.

Izotopii radioactivi sînt folosiți în diagnosticare. Se cunoaște că anumite elemente sau combinații chimice sînt localizate pe organe specifice din corpul animal. Astfel iodul este de preferință reținut în tiroidă. Injectarea unei soluții cu ion radioactiv face ca tiroida să posede o activitate mare. Radiațiile care le emite dau posibilitatea fotografierii ei, adică a studierii formei sau mărimii sale. Astfel diagnosticul medical

$$30.06.91 \quad 50 \overline{) 7} \\ 0,44$$

este mult mai precis. Alți izotopi radioactivi se fixează pe alte organe (ficat, splină) sau pe tumori, permițind evidențierea acestora.

Trebuie remarcat că în tot timpul manipulării izotopilor radioactivi trebuie avută o deosebită grijă pentru a evita accidente sau contaminări radioactive.

Aplicațiile izotopilor radioactivi sînt foarte numeroase. În țara noastră prin eforturile institutelor specializate IFIN (Institutul de Fizică și Inginerie Nucleară) respectiv IRNE (Institutul de Reactori Nucleari Energetici) se pun la dispoziția beneficiarilor izotopi radioactivi, compuși marcați cît și instalații complexe de măsură.

$$\begin{array}{r} 65000 \cdot 0 \\ \times 5000 \times 90 \\ \hline 500 \cdot 30 \end{array}$$

$$\frac{65.000 \cdot 500 \cdot 90}{5000 \times 90} = \frac{6500}{3} = 2200 \text{ Ca}$$

$$\begin{array}{r} \sqrt{0,66} \quad 0,81 \\ 64 \quad 161 \times 1 \\ \hline 200 \end{array}$$

$$\begin{array}{r} 40 \overline{) 9} \\ 36 \overline{) 0,44} \\ \hline 0,81 \\ 0,81 \\ \hline 81 \\ 81 \\ \hline 0 \\ 0561 \end{array}$$

$$\begin{array}{r} 180 \overline{) 81} \\ 180 \\ \hline 1,21 \end{array}$$

$$\begin{array}{r} 6250 \overline{) 900} \\ 5990 \quad 0,699 \\ \hline 8100 \end{array}$$

$$\begin{array}{r} 8500 \\ 8100 \\ \hline 40000 \end{array}$$

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1 \text{ kg}}{\sqrt{1 - \frac{250000^2}{300.000^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{4 \cdot 10^{10}}{9 \cdot 10^{10}}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{4}{9}}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{5}{9}}} = \frac{1}{\sqrt{0,55}} = 1,25 \text{ kg}$$

$$M = \frac{1}{\sqrt{1 - 0,55}} = \frac{1}{\sqrt{0,45}} = \frac{1}{0,67} = 1,5 \text{ kg}$$

$$M = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{30.000^2}{300.000^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{9 \cdot 10^8}{9 \cdot 10^{10}}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{10^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - 0,01}} = \frac{1}{\sqrt{0,99}} = 1,005$$

$$\begin{array}{r} 1,00 \\ 0,01 \\ \hline 0,99 \end{array}$$

$$M = \frac{1}{0,99} = 1,01$$

$$\begin{array}{r} \sqrt{0,99} \quad 0,99 \\ 81 \quad 189 \times 9 \\ \hline 1800 \\ 1701 \end{array}$$

$$\begin{array}{r} 80 \overline{) 9} \\ 8 \quad 88 \end{array}$$

$$M = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{100.000^2}{300.000^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1 \cdot 10^{10}}{9 \cdot 10^{10}}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{9}}} = \frac{1}{\sqrt{0,88}} = 1,05$$

$$\frac{9}{9} - \frac{1}{9} = \frac{8}{9}$$

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{250.000^2}{300.000^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{62500 \cdot 10^6}{90000 \cdot 10^6}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{625}{900}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - 0,694}} = \frac{1}{\sqrt{0,306}} = 1,8$$

$$\begin{array}{r} 1600 \overline{) 200} \\ 918 \quad 200 \\ \hline 820 \end{array}$$

Lei 7,60

EDITURA DIDACTICĂ ȘI PEDAGOGICĂ, BUCUREȘTI - 1980