

*A Nistoreanu*

Mihai MARINCIUC  
Spiridon RUSU

# Fizică

MANUAL PENTRU CLASA A 11-A

# 11

PROFIL REAL  
PROFIL UMANIST

Univers Pedagogic, 2006

CZU 53(075.3)

Manualul este elaborat conform *Concepției generale a dezvoltării învățământului în Republica Moldova*, în baza *Curriculum-ului național pentru învățământul liceal*.

Partea de contribuție a autorilor la elaborarea manualului se prezintă astfel:

Capitolele 1-4 – *Mihai Marinciuc*

Capitolele 5-9 – *Spiridon Rusu*

**Recenziți:**

*Vladimir Ghețu*, profesor, grad didactic superior, Liceul „George Meniuc”, mun. Chișinău;

*Ion Scutelnic*, profesor, grad didactic superior, Liceul „Mihai Eminescu”, or. Fălești.

Autorii aduc mulțumiri doctorului în fizică *Eleodor Lupașcu*, profesor, Liceul „Mircea Eliade”, mun. Chișinău, profesorului *Anatolie Homenco*, Liceul „B.P. Hașdeu”, or. Drochia, pentru sugestiile propuse în scopul îmbunătățirii calității manualului.

Ediție revăzută după  
Fizica pentru clasa a 11-a, 2004

DESCRIEREA CIP A CAMEREI NAȚIONALE A CĂRȚII

**Marinciuc, Mihai**

*Fizică*: Man. pentru cl. a 11-a / Mihai Marinciuc, Spiridon Rusu; - -  
.- Ch.: Univers Pedagogic, 2004 (Tipogr. Centrală), - 276 p.

ISBN 9975-9831-1-1

3000 ex.

53(075.3)

## CUPRINS

<b>ELECTRODINAMICA .....</b>	<b>7</b>	(13)
<b>Capitolul 1. ELECTROSTATICA .....</b>	<b>8</b>	
1.1. Electrizarea corpurilor. Două feluri de sarcini electrice. Legea conservării sarcinii electrice .....	8	
1.2. Legea lui Coulomb .....	11	
1.3. Câmpul electric. Intensitatea câmpului electric .....	15	110406
1.4. Lucrul câmpului electric la deplasarea sarcinii punctiforme. Potențialul electric .....	21	
a. Câmpul electrostatic – câmp potențial .....	21	1
b. Lucrul câmpului electric. Potențialul electric .....	22	1 + 1
c°. Potențialul câmpului electrostatic al sarcinii punctiforme .....	25	
d°. Suprafețe echipotențiale .....	27	
1.5. Conductoare în câmp electric .....	28	1
1.6. Dielectrici în câmp electrostatic .....	31	2
1.7. Capacitatea electrică. Condensatoare .....	36	
a. Capacitatea electrică a condensatorului .....	36	1
b. Capacitatea electrică a condensatorului plan .....	38	1
c°. Gruparea condensatoarelor .....	40	
d°. Capacitatea electrică a unui conductor izolat .....	41	< R
1.8. Energia câmpului electric .....	45	
1.9°. Mișcarea particulelor încărcate în câmp electric omogen .....	49	1 Luc
<b>Capitolul 2. CURENTUL ELECTRIC STAȚIONAR .....</b>	<b>54</b>	
2.1. Curentul electric: noțiuni fundamentale .....	54	(9)
a. Curentul electric staționar. Intensitatea curentului .....	54	
b. Condițiile de existență a curentului electric continuu. Tensiunea electromotoare .....	56	1
c°. Viteza mișcării ordonate a electronilor în metale .....	58	
2.2. Legile curentului electric staționar .....	60	
a. Legea lui Ohm pentru o porțiune omogenă de circuit. Rezistența electrică .....	60	} 4 + 1 } 11 } 1
b. Gruparea rezistoarelor .....	61	
c. Reostate .....	63	
d. Lucrul și puterea curentului electric. Legea lui Joule .....	64	
e. Legea lui Ohm pentru un circuit întreg .....	66	
f°. Legea lui Ohm pentru o porțiune neomogenă de circuit .....	68	
2.3°. Măsurarea intensității curentului și a tensiunii electrice. Potentiometrul .....	70	
a°. Măsurarea intensității curentului. Șuntul ampermetrului .....	70	
b°. Măsurarea tensiunii electrice. Rezistența adițională .....	71	
c°. Potentiometrul .....	72	
2.4*. Circuite electrice ramificate. Teoremele lui Kirchoff .....	73	
a*. Circuite electrice ramificate .....	73	
b*. Teorema întâi a lui Kirchoff .....	74	
c*. Teorema a doua a lui Kirchoff .....	74	
d*. Gruparea surselor de curent .....	76	

Notă: Temele nemarcate sunt obligatorii pentru ambele profiluri.

Cele marcate convențional (°) sunt obligatorii pentru profilul real și sunt facultative pentru profilul umanist. Temele marcate cu asterisc (\*) sunt facultative pentru ambele profiluri.

<b>Capitolul 3. CURENTUL ELECTRIC ÎN DIFERITE MEDII</b> .....	78
<b>3.1° Curentul electric în metale</b> .....	78
a°. Conducția electrică a metalelor .....	78
b*. Legea lui Joule în teoria electronică a metalelor .....	80
c°. Dependența rezistivității metalelor de temperatură .....	80
d°. Supraconductibilitatea .....	82
<b>3.2. Curentul electric în semiconductoare</b> .....	84
a. Proprietățile electrice ale semiconductoarelor .....	84
b. Purtătorii liberi de sarcină electrică în semiconductoare. <u>Conducția</u> intrinsică .....	86
c. Semiconductoare cu impurități. <u>Conducția extrinsecă</u> .....	87
d. Juncțiunea <i>p-n</i> . Dioda semiconductoare .....	88
e. Tranzistorul .....	90
<b>3.3° Curentul electric în electroliți</b> .....	93
a°. Disocierea electrolică. Purtătorii de sarcină electrică în electroliți .....	93
b°. Electroliza. Legile lui Faraday .....	94
c°. Determinarea sarcinii electrice elementare .....	95
d°. Aplicații ale electrolizei .....	96
<b>3.4° Curentul electric în gaze</b> .....	97
a°. Descărcarea electrică neautonomă .....	97
b°. Descărcarea autonomă în gaze. Aplicații .....	100
c°. Plasma .....	102
<b>3.5° Curentul electric în vid</b> .....	102
a°. Emisia termoelectronică. Dioda cu vid .....	102
b°. Tubul cu fascicul electronic .....	104
<b>Capitolul 4. CÎMP MAGNETIC</b> .....	107
<b>4.1. Interacțiunea magnetică</b> .....	107
a. Magneții permanenți .....	107
b. Experiența lui Oersted .....	108
c. Interacțiunea conductoarelor paralele parcurse de curent electric. Amperul ....	110
<b>4.2. Acțiunea câmpului magnetic asupra conductoarelor parcurse de curent electric</b> ...	113
a. Inducția magnetică. Forța electromagnetică .....	113
b°. Cadrul parcurs de curent în câmp magnetic omogen .....	116
c°. Motorul electric de curent continuu .....	118
<b>4.3° Câmpul magnetic al curentului electric</b> .....	119
a°. Câmpul magnetic al unor anumiți curenți electrici. Principiul superpoziției câmpurilor magnetice .....	119
b*. Legea Biot – Savart .....	121
<b>4.4. Acțiunea câmpului magnetic asupra sarcinilor electrice în mișcare. Forța Lorentz</b>	123
<b>4.5° Mișcarea particulelor încărcate în câmp magnetic</b> .....	125
a°. Mișcarea pe traiectorii circulare .....	125
b°. Descoperirea electronului .....	129
c°. Mișcarea pe traiectorii spațiale .....	130
<b>Capitolul 5. INDUCȚIA ELECTROMAGNETICĂ</b> .....	133
<b>5.1. Fenomenul inducției electromagnetice</b> .....	133
a. Curentul de inducție .....	134
b. Fluxul câmpului magnetic .....	135
c. Sensul curentului de inducție. Regula lui Lenz .....	137

d. Legea inducției electromagnetice. Tensiunea electromotoare de inducție ...	139	2
e°. Mecanismul apariției curentului de inducție .....	141	16.6
5.2. Autoinducția. Inductanța circuitului .....	144	
a. Fenomenul de autoinducție .....	144	
b. Inductanța. <i>T.e.m.</i> de autoinducție .....	146	2 R
5.3. Energia câmpului magnetic .....	148	
5.4. Unele aplicații practice ale inducției electromagnetice .....	149	

## OSCILAȚII ȘI UNDE ..... 151

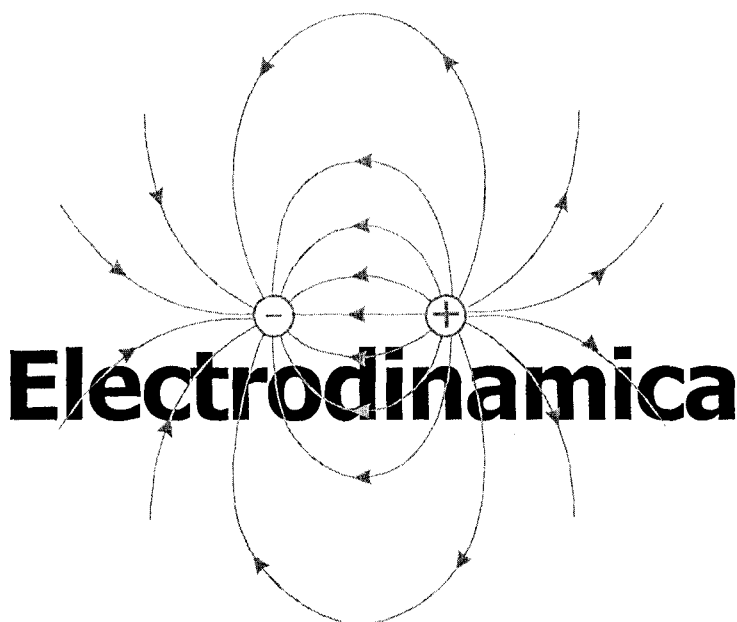
### Capitolul 6. OSCILAȚII ȘI UNDE MECANICE ..... 152

6.1. Mișcarea oscilatorie .....	152	
6.2. Oscilatorul liniar armonic .....	155	
a. Pendulul elastic .....	155	
b. Pendulul gravitațional .....	156	
c. Legea mișcării oscilatorii armonice .....	157	
d. Caracteristicile momentane ale oscilațiilor armonice .....	161	
e°. Reprezentarea mișcării oscilatorii prin fazori .....	163	
f. Dependența pulsației și perioadei oscilațiilor armonice libere de proprietățile sistemului .....	164	
g. Energia oscilatorului liniar armonic .....	165	
h*. Studiul oscilatorului liniar armonic cu ajutorul derivatelor .....	167	
6.3*. Compunerea oscilațiilor coliniare .....	172	
6.4°. Oscilații amortizate .....	174	
a°. Studiul calitativ .....	174	
b*. Studiul cantitativ .....	174	
6.5°. Oscilații forțate. Rezonanța .....	176	
a°. Studiul calitativ .....	176	
b*. Studiul cantitativ .....	177	
6.6*. Autooscilații .....	178	
6.7. Propagarea mișcării oscilatorii. Unde transversale și longitudinale .....	180	2
6.8*. Unde seismice .....	183	
6.9. Caracteristicile mișcării ondulatorii. Viteza de propagare a undelor .....	186	
6.10°. Ecuația unei plane .....	189	
6.11. Principiul lui Huygens .....	191	
6.12. Reflexia și refracția undelor .....	192	
a. Legile reflexiei și refracției .....	192	
b°. Studiul reflexiei și refracției cu ajutorul principiului lui Huygens .....	193	
c°. Comportamentul fazei undelor la reflexie .....	194	
6.13. Difracția undelor .....	195	
6.14. Interferența undelor. Unde staționare .....	196	
a. Studiul calitativ al interferenței undelor .....	196	
b*. Studiul cantitativ al interferenței undelor .....	199	
6.15. Unde sonore .....	202	
a. Clasificarea undelor sonore .....	202	
b*. Calitățile sunetului .....	202	
c*. Producerea sunetelor. Coarde și tuburi sonore .....	203	

### Capitolul 7. CURENTUL ALTERNATIV SINUSOIDAL ..... 207

7.1. Generarea tensiunii electromotoare alternative .....	207	
7.2*. Generatorul de curent alternativ .....	210	

7.3.	Valorile efective ale intensității și tensiunii alternative .....	212
7.4)	Transportul energiei la distanțe mari. Transformatorul .....	213
a.	Randamentul liniei de transport .....	213
b.	Transformatorul .....	214
7.5°.	Circuite <i>RLC</i> serie în curent alternativ .....	216
a°.	Particularitățile circuitelor de curent alternativ .....	217
b°.	Rezistor ideal în curent alternativ .....	217
c°.	Bobină ideală în curent alternativ .....	218
d°.	Condensator ideal în curent alternativ .....	219
e°.	Circuite <i>RLC</i> serie în curent alternativ. Legea lui Ohm .....	221
f°.	Rezonanța tensiunilor. Factorul de calitate .....	224
7.6*	Circuitul <i>RLC</i> paralel în curent alternativ. Rezonanța de curent .....	229
7.7°.	Puterea în curent alternativ .....	230
	<b>Capitolul 8. OSCILAȚII ȘI UNDE ELECTROMAGNETICE</b> .....	235
8.1.	Oscilații electromagnetice .....	235
a.	Circuitul oscilant ideal. Studiu calitativ .....	235
b.	Analogia dintre oscilațiile mecanice și electromagnetice. Perioada și frecvența oscilațiilor electromagnetice .....	237
c.	Oscilații electromagnetice amortizate și forțate .....	239
d°.	Rezonanța. Selectivitatea circuitului oscilant .....	240
e°.	Circuitul oscilant. Studiu cantitativ .....	240
8.2.	Cîmpul electromagnetice .....	243
a.	Interdependența cîmpurilor electric și magnetic .....	243
b°.	Relativitatea cîmpurilor electric și magnetic .....	244
8.3.	Undele electromagnetice .....	245
a°.	Existența undelor electromagnetice .....	246
b.	Propagarea undelor electromagnetice .....	247
8.4.	Clasificarea undelor electromagnetice .....	249
8.5°.	Comunicații prin unde electromagnetice .....	251
a°.	Principiile radiocomunicației .....	252
b°.	Radiolocația. Radioastronomia .....	254
	<b>Capitolul 9. LUCRĂRI DE LABORATOR</b> .....	256
	Aparate electrice de măsură .....	256
a.	Caracteristica aparatelor electrice de măsurat și clasificarea lor .....	256
b.	Principiile de funcționare a aparatelor electrice de măsurat .....	258
c.	Erorile aparatelor electrice de măsurat .....	260
	LUCRAREA nr.1. <i>Determinarea rezistenței interne și a t.e.m. a unei surse de tensiune</i> .....	261
	LUCRAREA nr.2* <i>Verificarea teoremelor lui Kirchhoff și determinarea rezistenței interioare a sursei de curent</i> .....	263
	LUCRAREA nr.3. <i>Determinarea echivalentului electrochimic</i> .....	264
	LUCRAREA nr.4. <i>Studiul acțiunii cîmpului magnetic asupra conductorilor parcurși de curent</i> .....	266
	LUCRAREA nr.5. <i>Studiul fenomenului inducției electromagnetice</i> .....	268
	LUCRAREA nr.6. <i>Studiul pendulului elastic</i> .....	270
	LUCRAREA nr.7. <i>Determinarea accelerației gravitaționale cu ajutorul pendulului gravitațional</i> .....	271
	Răspunsuri la probleme .....	273



Secolul al XIX-lea, numit și *secolul electricității*, a fost marcat de importante descoperiri în domeniul fizicii fenomenelor electrice și magnetice. În 1820 Hans Christian Oersted a observat că acul magnetic situat în vecinătatea unui conductor își modifică direcția dacă acesta este parcurs de curent electric. Astfel s-a stabilit că **curentul electric generează câmp magnetic**. A urmat descoperirea în 1831 de către Michael Faraday a **fenomenului inducției electromagnetice**, care stă la baza metodei de obținere a curentului electric, folosind câmpul magnetic. Au fost stabilite relații între câmpul electric și cel magnetic, considerate părți componente ale unui câmp general – **câmpul electromagnetice**. Teoria acestui câmp – **electrodinamica** – a fost elaborată în anii 1860-1865 de către James Clerk Maxwell, care a prezis existența undelor electromagnetice și a descris proprietățile acestora. Ele au fost depistate experimental în 1887-1888 de către Heinrich Hertz.

Datorită acestor descoperiri, au fost construite generatorul de curent electric, motorul electric, telegrafal, telefonul, radioul etc.

În primele decenii ale secolului al XX-lea s-a dezvoltat intens fizica atomului. S-a constatat că interacțiunea electromagnetică menține împreună particulele componente ale atomului, atomii în molecule, iar pe acestea – în corpurile solide și lichide. Cercetarea proprietăților electrice ale semiconductoarelor a condus la inventarea diodei semiconductoare, apoi a tranzistorului. Aceste descoperiri și invenții, succedate de o amplă revoluție în electronică, au permis miniaturizarea dispozitivelor electronice. Ca rezultat, în ultimele decenii au fost perfecționate considerabil calculatoarele electronice, au apărut telefonul mobil, internetul etc.

# Capitolul 1

## Electrostatica

### 1.1. Electrizarea corpurilor. Două feluri de sarcini electrice. Legea conservării sarcinii electrice

Primele observații în domeniul fenomenelor electrice, de care ați luat cunoștință în cursul gimnazial de fizică, au fost efectuate în Grecia Antică de către Thales din Milet (cca 624 – 547 î.e.n.), care a constatat că la frecarea chihlimbarului cu țesătură de lână acesta capătă proprietatea de a atrage corpuri ușoare. Despre corpurile care posedă o astfel de proprietate se spune că ele sunt **electrizate** (în limba greacă chihlimbarul este numit *elektron*). Acest termen, precum și **electric**, **electricitate** au fost utilizați pentru prima dată de către fizicianul și medicul regal englez William Gilbert (1544 – 1603), care a efectuat circa 600 experimente privind fenomenele electrice și magnetice, descriindu-le în lucrarea sa “Despre magnet, corpuri magnetice și un magnet mare – Pământul...”

Corpurile pot fi atrase mai slab sau mai puternic de către corpurile elektrizate, deci ultimele au diferite **grade de elektrizare**. Pentru a le caracteriza se introduce o mărime fizică specială, scalară, numită **sarcină electrică**. Ea se notează, de obicei, cu simbolul  $q$ . Corpul neelectrizat, a cărei sarcină electrică este nulă ( $q=0$ ), a fost numit **neutru**.

Unitatea de măsură pentru sarcina electrică, unitate derivată în SI, se numește **coulomb** (se citește *culon*) și are simbolul C, adică  $[q]=C$ . Definiția acestei unități vezi p.2.1, a.

Sarcinile electrice ale corpurilor elektrizate au valori mult mai mici decât un coulomb (vezi p.1.2). De aceea se folosesc submultiplii acestuia: *nanocoulombul*:  $1 \text{ nC}=10^{-9} \text{ C}$ , *microcoulombul*:  $1 \text{ }\mu\text{C}=10^{-6} \text{ C}$ , *milicoulombul*:  $1 \text{ mC}=10^{-3} \text{ C}$ .

Fenomenul de trecere a unui corp din stare neutră în stare elektrizată, prin frecarea lui cu un alt corp, este numit **electrizare prin frecare**.

Realizând experimente în care se evidențiază interacțiunea corpurilor elektrizate s-a constatat că două corpuri din aceeași substanță în urma elektrizării prin frecare cu unul și același corp (de ex., două bucăți de chihlimbar frecate cu țesătură de lână) se resping. Dacă însă elektrizăm un corp din chihlimbar prin frecare cu țesătură de lână și un corp de sticlă prin frecare cu țesătură de mătase, se constată că ele se atrag. Modul diferit de interacțiune a corpurilor elektrizate demonstrează că *în natură există două feluri de sarcini electrice*.

Benjamin Franklin (1706 – 1790) a numit **pozitivă** sarcina electrică cu care se elektrizează **bastonașul de sticlă freat cu țesătură de mătase** și **negativă** – sarcina electrică cu care se elektrizează **bastonașul de chihlimbar freat cu țesătură de lână**.

Concluzionând cele expuse mai sus accentuăm:

- - *în natură există două feluri de sarcini electrice: pozitive și negative;*
- - *sarcinile electrice de același semn se resping, iar cele de semne opuse se atrag.*



Explicarea electrizării corpurilor are la bază proprietățile electrice ale particulelor care fac parte din componența lor. După cum cunoașteți, aceste particule sunt **atomii**, a căror structură ați studiat-o la lecțiile de chimie și fizică în clasele anterioare. Conform modelului stabilit de către Ernest Rutherford (1871 – 1937) la începutul secolului al XX-lea, în centrul atomului se află **nucleul** – o particulă masivă încărcată cu sarcină electrică **pozitivă**, în jurul căruia se mișcă **electronii** – particule încărcate cu sarcină electrică **negativă**.

Nucleele, la rîndul lor, sunt constituite din particule de două feluri – **protoni** și **neutroni**. Protonii sunt încărcăți cu sarcină electrică pozitivă, iar neutronii sunt particule neutre.

Masele acestor particule sunt  $m_p = 1,672 \cdot 10^{-27}$  kg,  $m_n = 1,675 \cdot 10^{-27}$  kg și  $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$  kg. Protonul și neutronul au mase aproximativ egale, iar masa electronului este de circa 1840 ori mai mică.

Protonul și electronul au sarcini electrice egale în valoare absolută, semnele lor fiind opuse. Această valoare este cea mai mică sarcină electrică existentă în natură în stare liberă. Ea se numește **sarcină electrică elementară** și se notează cu litera  $e$ . Experimental s-a stabilit că  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  C. Astfel, sarcina electrică a protonului  $q_p = +e$ , iar cea a electronului  $q_e = -e$ .

Nucleul atomului cu numărul de ordine  $Z$  în sistemul periodic al elementelor are în componența sa  $Z$  protoni și un număr de neutroni. Deci, sarcina electrică a nucleului  $q_{nuct} = +Ze$ . Atomul neutru conține  $Z$  electroni cu sarcina totală a lor egală cu  $(-Ze)$ .

Electronii tuturor elementelor din natură sunt identici. Protonii, precum și neutronii, de asemenea, sunt identici, fiecare între ei. Nucleele diferitor elemente chimice se deosebesc între ele.

Din existența în natură a sarcinii electrice elementare  $e$  rezultă că sarcina corpului electrizat, numită și **cantitate de electricitate**, este un număr multiplu al sarcinii  $e$ , adică

$$q = Ne, \quad (1.1)$$

unde  $N$  este un număr întreg, pozitiv sau negativ. În cazul corpului neutru  $N=0$ . Aceasta înseamnă că sarcina electrică este o mărime discontinuă, discretă. De exemplu, sarcina nucleului de oxigen ( $Z=8$ ) este egală cu  $+8e$ , sarcina ionului  $\text{Na}^+$  este egală cu  $+e$ , a ionului  $\text{Cu}^{2+}$  – cu  $+2e$ , a ionului  $\text{SO}_4^{2-}$  – cu  $(-2e)$  etc. În natură nu există particule sau corpuri electrizate ale căror sarcini ar lua valori egale, de exemplu, cu  $+1,7e$ , cu  $-3,3e$  ș.a.

Dacă numărul de sarcini elementare este foarte mare,  $N \gg 1$ , sarcina electrică  $q$  în comparație cu sarcina elementară  $e$  este foarte mare, de aceea adăugarea sau îndepărtarea unei sau a câtorva sarcini elementare nu poate fi depistată cu aparatele de măsură. În astfel de cazuri caracterul discret al sarcinii electrice  $q$  nu se mai manifestă.

Din gimnaziu cunoașteți că substanțele se clasifică, după proprietățile lor electrice, în **conductoare** și în **izolatoare**, numite și **dielectrici**. Prin conductoare sarcinile electrice se deplasează liber, iar în cazul dielectricilor – nu, ele rămîn acolo unde au apărut.

Această clasificare se explică reieșind din proprietățile electrice ale atomilor. Atomii metalelor, exemple de conductoare, au cîte 1-3 electroni periferici (de valență), care în metal părăsesc ușor atomii respectivi și devin **electroni liberi**. Astfel, corpul metalic conține electroni care se pot deplasa liber în interiorul lui, asigurînd deplasarea respectivă a sarcinilor electrice. În izolatoare (dielectrici) însă electronii sunt strînși legați în atomi și nu se pot deplasa liber.

Electrizarea corpurilor este rezultatul trecerii electronilor de la unele corpuri la altele. Corpul neutru, cedînd un număr de electroni, se încarcă pozitiv, iar primind electroni, se încarcă negativ.

Multiple experimente demonstrează că în natură se manifestă o legitate în ceea ce privește sarcinile electrice. Înainte de a o formula, introducem o noțiune nouă. **Sistemul de corpuri limitat de o suprafață reală sau imaginară prin care nu are loc schimb de sarcini electrice se numește sistem izolat electric.**

Legitatea menționată mai sus este numită **legea conservării sarcinii electrice:**

**Suma algebrică a sarcinilor electrice ale corpurilor dintr-un sistem izolat electric este constantă în timp (se conservă):**

$$q_1 + q_2 + \dots + q_n = \text{const.} \quad (1.2)$$

Legea conservării sarcinii electrice este o **lege fundamentală a naturii**. Ea se respectă atât în cazul corpurilor mari, cât și în cel al corpurilor microscopice, cum sunt moleculele, atomii și particulele din componența acestora.

Să analizăm **electrizarea prin frecare**. În aceste experimente se folosesc materiale diferite: din sticlă și mătase, din chihlimbar sau mase plastice și lână etc. În unele substanțe electronii sunt legați de nucleu mai strâns decât în altele, astfel la punerea în contact a corpurilor din substanțe diferite electronii se transferă de la un corp la altul. Un corp se încarcă pozitiv, iar altul – negativ, cu sarcini electrice egale în modul, în concordanță cu legea conservării sarcinii electrice. De exemplu, bastonașul de sticlă cedă electroni țesăturii de mătase cu care este frecat, bastonașul se încarcă cu sarcină pozitivă, iar țesătura de lână – cu sarcină negativă. Frecarea doar extinde aria suprafeței de contact dintre corpuri și înlesnește trecerea electronilor de la un corp la altul.

La punerea în contact a unui corp electrizat cu altul, neutru, o parte din sarcina electrică a primului corp este cedată celui de-al doilea. Transmiterea sarcinii electrice este condiționată de transferul respectiv al electronilor în urma interacțiunii dintre sarcini.

În cazul în care corpul este încărcat cu sarcină negativă o parte din surplusul de electroni ai acestuia, respingându-se între ei, se transferă la corpul neutru. Ca rezultat, ambele corpuri sunt încărcate cu sarcini electrice negative. Dacă însă corpul încărcat cu sarcină electrică pozitivă este pus în contact cu un corp neutru, electronii acestuia din urmă sunt atrași de corpul încărcat, trec parțial pe el. Astfel, corpul neutru pierde electroni și se încarcă cu sarcină electrică pozitivă, iar sarcina pozitivă a corpului inițial încărcat se micșorează. Această metodă este numită **electrizare prin contact**.

Evident, corpurile electrizate prin contact au sarcini electrice de același semn cu cea a corpului inițial încărcat și folosit drept sursă de electrizare.

Electrizarea corpurilor metalice poate fi realizată și fără a le pune în contact cu corpul deja electrizat. Metodă respectivă este numită **electrizare prin influență** sau **prin inducție electrostatică**. Ne imaginăm un suport izolator pe care sunt plasate două corpuri metalice care se ating (fig. 1.1). De unul din ele se apropie un bastonaș electrizat, de exemplu, cu sarcină negativă, dar fără a-l atinge de corp. Electronii acestuia sunt respinși, ei se îndepărtează de bastonaș, corpul 1 de lângă el se încarcă pozitiv, iar corpul 2 – negativ. După separarea corpurilor metalice unul de altul, în prezența bastonașului electrizat, ele rămân încărcate cu sarcini electrice de semne opuse și cu valori egale. Îndepărtarea ulterioară a bastonașului nu modifică sarcinile electrice ale corpurilor metalice.

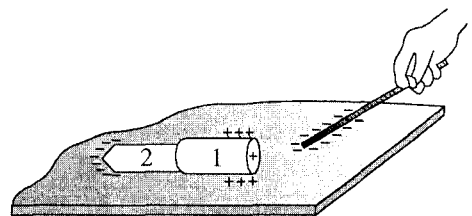


Fig.1.1

În afară de aceste metode de electrizare corpurile pot fi electrizate și prin alte căi, de exemplu, prin radiația lor cu fluxuri de lumină sau de particule încărcate etc. Cu unele din ele vă veți familiariza în clasa a XII-a.

Menționăm că în toate metodele de electrizare se respectă legea conservării sarcinii electrice.

**Observație:** În anul 1964 fizicienii-teoreticieni Murray Gell-Mann și George Zweig au presupus că în natură există particule elementare numite **quarkuri** (se scrie și **cuarcuri**) cu sarcini electrice fracționare, luând valori egale cu  $e/3$  și  $2e/3$ . Până în prezent ele nu au fost descoperite în stare liberă, dar teoria quarkurilor a făcut preziceri confirmate ulterior prin experimente.

## ❓ Întrebări și probleme

1. La dezbrăcarea hainelor ce conțin fibre sintetice uneori observi că ele se atrag spre corp, auzi pocnituri caracteristice, iar în întineric poți vedea mici scînteii. Cum explici toate acestea?
2. Un sistem de bile electrizate  $A, B, C, D$  și  $E$  interacționează astfel: bilele  $A$  și  $C$  se atrag, bilele  $B$  și  $E$  se resping, bilele  $C$  și  $B$  se resping, iar bilele  $D$  și  $E$  se atrag. Cum interacționează între ele bilele  $A$  și  $E$ ? Dar  $B$  și  $D$ ? Știind că bila  $C$  este încărcată cu sarcină negativă, determină sarcinile electrice ale celorlalte bile.
3. Câți electroni are ionul de oxigen  $O^{2-}$ ?
4. Calculați variația masei corpului care a primit o sarcină electrică pozitivă egală cu  $5,6 \text{ mC}$ .
5. Cum se explică deosebirea dintre proprietățile electrice ale conductoarelor și cele ale dielectricilor?
6. Trei corpuri, având sarcinile electrice egale cu  $+2,4 \mu\text{C}$ ,  $-8,8 \mu\text{C}$  și  $+1,6 \mu\text{C}$ , formează un sistem izolat din punct de vedere electric. În urma unor transformări sarcinile primelor două corpuri au devenit egale cu  $-3,2 \mu\text{C}$  și  $-0,8 \mu\text{C}$ . Care este sarcina electrică a corpului al treilea?
7. Două bile metalice identice,  $A$  și  $B$ , au sarcinile  $q_A = +7,2 \mu\text{C}$  și  $q_B = +4,8 \mu\text{C}$ . Bilele au fost puse în contact, apoi separate una de alta. Care sunt valorile sarcinilor electrice ale bilelor după realizarea contactului? Care bilă a primit electroni și în ce cantitate?
8. Enumeră metodele de electrizare ce necesită prezența unui corp deja electrizat. Prin care din ele un corp metalic neutru poate fi electrizat cu sarcina de semn opus sarcinii corpului deja electrizat?

## 1.2. Legea lui Coulomb

Să studiem interacțiunea dintre sarcinile electrice, aflate în repaus, interacțiune numită **electrostatică** și să obținem o expresie pentru forța de interacțiune dintre ele. În cazul corpurilor electrizate de forme arbitrare forța de interacțiune depinde atât de valorile sarcinilor electrice ale corpurilor, cât și de distribuția lor pe corpuri, de pozițiile reciproce ale corpurilor.

Admitem că dimensiunile spațiale ale corpurilor electrizate sunt mult mai mici decât distanța dintre ele și deci pot fi neglijate. Astfel obținem **modelul corpului punctiform electrizat**, numit de obicei **sarcină electrică punctiformă**.

**Corpul electrizat ale cărui dimensiuni sunt neglijabile în comparație cu distanțele pînă la alte corpuri electrizate este numit corp punctiform electrizat sau sarcină electrică punctiformă.**

Acest model este valabil și în cazul bilelor încărcate uniform.

Interacțiunea electrică dintre sarcinile punctiforme a fost studiată experimental de către Coulomb cu ajutorul balanței de torsione (*fig. 1.2*), inventată de el. De un fir subțire de argint (1) era suspendată de mijloc o bară de sticlă (2). La un capăt al ei era fixată o bilă (3) din miez de soc, iar la celălalt capăt – o contragreutate (4), care asigura poziția orizontală a barei. Acest sistem se afla în interiorul unui vas special pentru a exclude influența curenților de aer. Prin capacul superior al vasului era introdusă o bară

izolatoare, ce avea la capătul inferior o bilă (5) din miez de soc, la același nivel cu bila (3). Capătul superior al firului era fixat într-un cap de suspensie (6), care permitea rotirea firului. Unghiul respectiv putea fi citit pe o scară gradată. La încărcarea bilelor de soc cu sarcini de același semn ele se respingeau și răsuceau firul de argint. Capul de suspensie era rotit, bilele fiind aduse în pozițiile inițiale. Unghiul de răsucire se determina pe baza indicațiilor scării gradate (7) de pe suprafața laterală a vasului și a celei de la capul de suspensie.

Cunoscând parametrii balanței de torsiune și valoarea unghiului de răsucire a firului de argint, Coulomb a calculat forța de respingere dintre bilele de soc pentru valori diferite ale distanței dintre ele și ale sarcinilor de pe ele. La timpul respectiv nu existau metode de măsurare a sarcinilor electrice. Coulomb a folosit o metodă simplă: a modificat într-un anumit mod valorile sarcinilor bilelor. Prin atingerea unei bile încărcate cu o bilă identică neutră sarcina electrică se repartiza în mod egal. Astfel, el a reușit să distribuie egal valorile sarcinilor electrice ale bilelor.

În urma unor măsurători minuțioase Coulomb a stabilit relația dintre forța de interacțiune a sarcinilor punctiforme  $q_1$  și  $q_2$ , valorile acestor sarcini și distanța  $r$  dintre ele:

$$F = k_e \frac{|q_1||q_2|}{r^2} \quad (1.3)$$

**Două sarcini electrice punctiforme, aflate în repaus, interacționează cu o forță direct proporțională cu produsul dintre valorile sarcinilor și invers proporțională cu pătratul distanței dintre ele. Forțele de interacțiune a sarcinilor sunt orientate de-a lungul dreptei pe care sunt situate sarcinile și au sensuri opuse.**

Această lege se numește **legea lui Coulomb**.

*Charles Augustin Coulomb (1736-1806),  
inginer militar și fizician francez*



*A efectuat cercetări științifice în domeniile mecanicii, electricității și magnetismului. În 1781 a formulat legile frecării la alunecare și la rostogolire; a studiat deformațiile de torsiune ale firelor metalice; a stabilit relația dintre forța ce răsucește firul, caracteristicile elastice și dimensiunile acestuia, precum și unghiul de răsucire. Aceste cercetări au condus la inventarea, în 1784, a balanței de torsiune, foarte sensibilă, pentru măsurarea forțelor mici. Cu ajutorul acestei balanțe Coulomb a reușit să stabilească experimental, în 1785, legea care exprimă forța de interacțiune dintre sarcinile electrice punctiforme. În 1788 a folosit balanța în scopul studierii interacțiunii dintre polii magnetici.*

*În onoarea lui Coulomb legea care exprimă forța de interacțiune dintre sarcinile punctiforme, precum și unitatea de măsură a sarcinii electrice, îi poartă numele.*

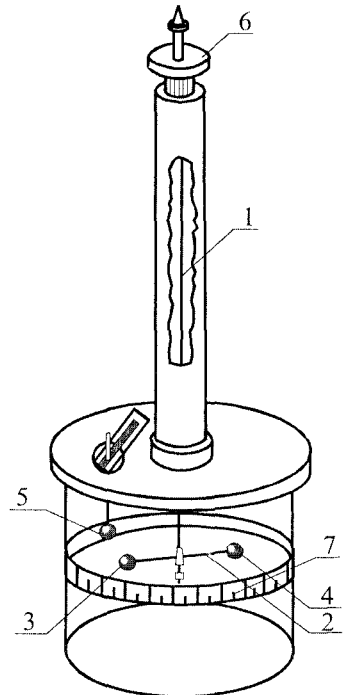


Fig.1.2

Legea lui Coulomb se află în concordanță cu principiul acțiunii și reacțiunii (vezi *Fizica, cl. a X-a*, p. 2, 3).

Coeficientul de proporționalitate  $k_e$  din formula (1.3) depinde de proprietățile electrice ale mediului în care se află sarcinile și de unitățile de măsură ale mărimilor ce intervin în ea.

Valoarea acestui coeficient pentru vid, în SI, este

$$k_e = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{N} \cdot \text{m}^2}{\text{C}^2}.$$

Această valoare poate fi folosită la rezolvarea problemelor și în cazul în care sarcinile se află în aer, ale cărui proprietăți electrice diferă puțin de cele ale vidului. **Mai jos se va considera că sarcinile electrice se află în vid.**

Pentru forța de interacțiune dintre două sarcinii electrice punctiforme egale cu câte 1 C fiecare, distanța dintre ele fiind egală cu 1 m, din (1.3), obținem  $F = 9 \cdot 10^9$  N. Aceasta este o forță mare, depășind valorile forțelor de greutate ale piramidelor egiptene. Exemplul respectiv justifică afirmația anterioară (p.1.1) că coulombul este o unitate foarte mare de sarcină electrică.

Coeficientul  $k_e$  pentru vid se exprimă, de obicei, printr-o altă constantă  $\epsilon_0$  legată cu acesta prin relația:

$$k_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}. \quad (1.4)$$

Constanta  $\epsilon_0$  este numită *permittivitate electrică a vidului* sau *constantă electrică*. Valoarea ei

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi k_e} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{C}^2}{\text{N} \cdot \text{m}^2}.$$

Substituind relația (1.4) în (1.3), scriem legea lui Coulomb sub forma:

$$F = \frac{|q_1||q_2|}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (1.5)$$

Formulele (1.3) și (1.5) exprimă doar valoarea forței de interacțiune dintre sarcinile punctiforme, nu indică direcția și sensul ei. Această informație conține forma vectorială a legii lui Coulomb.

Considerăm două corpuri punctiforme 1 și 2 încărcate cu sarcinile electrice  $q_1$  și  $q_2$ . Notăm cu  $\vec{F}_{12}$  forța care acționează asupra corpului 1 din partea corpului 2 și cu  $\vec{r}_{12}$  – vectorul de poziție al corpului 1, ce își are originea în corpul 2 (fig. 1.3). Legea lui Coulomb sub formă vectorială ia aspectul:

$$\vec{F}_{12} = k_e \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \cdot \frac{\vec{r}_{12}}{r_{12}} \text{ sau } \vec{F}_{12} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r_{12}^2} \cdot \frac{\vec{r}_{12}}{r_{12}}. \quad (1.6.)$$

În cazul sarcinilor de același semn produsul lor este pozitiv ( $q_1 q_2 > 0$ ), forța  $\vec{F}_{12}$  are sens comun cu vectorul  $\vec{r}_{12}$ , iar sarcinile electrice se resping (fig. 1.3, a). Dacă însă sarcinile electrice au semne opuse, produsul lor este negativ ( $q_1 q_2 < 0$ ), forța  $\vec{F}_{12}$  este orientată în sens contrar vectorului  $\vec{r}_{12}$  și este forță de atracție (fig. 1.3, b).

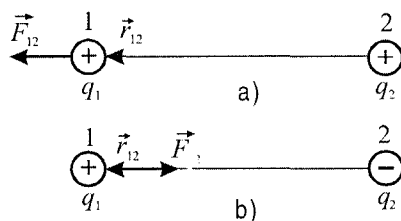


Fig.1.3

De reținut faptul că expresia legii lui Coulomb este similară celei pentru forța gravitațională ce acționează între două corpuri punctiforme (vezi *Fizica, cl. a X-a*, formula 2.16):

$$\vec{F}_{12} = -K \frac{m_1 m_2}{r_{12}^2} \cdot \frac{\vec{r}_{12}}{r_{12}} \quad (1.7)$$

unde  $K$  este constanta gravitațională. Comparând expresiile (1.6) și (1.7), constatăm că ambele forțe sunt invers proporționale cu pătratul distanței dintre corpurile care interacționează. Valoarea forței de atracție gravitațională este direct proporțională cu produsul dintre masele corpurilor, iar a forței coulombiene – cu produsul dintre sarcinile electrice ale corpurilor. Deosebirea esențială constă în aceea că forțele gravitaționale sunt numai forțe de atracție, iar forțele coulombiene pot fi atât de atracție, cât și de respingere, în funcție de semnele sarcinilor electrice care interacționează.

Experimentele demonstrează că într-un sistem de sarcini punctiforme interacțiunea dintre oarecare două sarcini nu este influențată de prezența altor sarcini.

Considerăm un sistem concret din trei sarcini punctiforme și reprezentăm forțele care acționează asupra uneia din ele, de exemplu, asupra sarcinii  $q_1$  (fig. 1.4). Forța  $\vec{F}_{12}$  se exprimă prin formula (1.6), nefiind luată în considerare sarcina  $q_3$ . În mod similar se exprimă forța  $\vec{F}_{13}$ . Rezultanta forțelor ce acționează asupra sarcinii  $q_1$  este

$$\vec{F}_1 = \vec{F}_{12} + \vec{F}_{13}.$$

În cazul sistemului format din mai multe sarcini punctiforme, forța rezultantă ce acționează asupra uneia din ele, de exemplu,  $q_2$ , este:

$$\vec{F}_2 = \vec{F}_{21} + \vec{F}_{23} + \dots + \vec{F}_{2N}. \quad (1.8)$$

Această relație exprimă **principiul suprapunerii (superpoziției) forțelor** (vezi *Fizica, cl. a X-a*, p. 2.2, d), când se aplică la forțele coulombiene.

Legea lui Coulomb permite calcularea forței de interacțiune a corpurilor electrizate și în cazul în care acestea nu pot fi considerate punctiforme. Corpurile se consideră divizate imaginar în porțiuni mici, astfel încât dimensiunile fiecărei porțiuni să fie mult mai mici decât distanțele de la ele pînă la porțiunile celuilalt corp. Se calculează suma forțelor coulombiene care acționează asupra porțiunilor imaginare ale unui corp din partea tuturor porțiunilor din corpul al doilea. Aceste calcule sunt dificile și pot fi efectuate folosind calculatoarele sau metodele matematicii superioare.

### ▣ Problemă rezolvată

Trei sfere mici încărcate cu sarcinile electrice  $q_1 = +12 \mu\text{C}$ ,  $q_2 = +2 \mu\text{C}$  și  $q_3 = -9 \mu\text{C}$ , se află în vîrfurile unui triunghi dreptunghic (fig.1.5), fiind cunoscute lungimea laturii  $AB = 8 \text{ cm}$  și unghiul  $\alpha = 30^\circ$ . Să se determine modulul forței care acționează asupra sferei mici, încărcate cu sarcina electrică  $q_0 = -1,6 \mu\text{C}$  și situate în punctul  $D$ , unde segmentul  $AD$  este perpendicular pe ipotenuza  $BC$  a triunghiului.

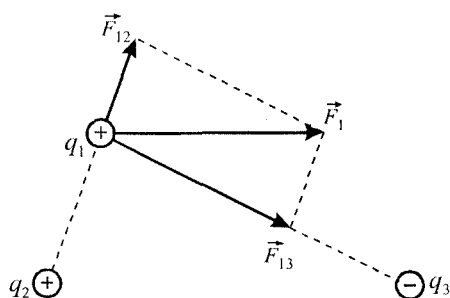


Fig. 1.4

Se dă:

$$q_1 = +12 \cdot 10^{-6} \text{ C}$$

$$q_2 = +2 \cdot 10^{-6} \text{ C}$$

$$q_3 = -9 \cdot 10^{-6} \text{ C}$$

$$q_0 = +1,6 \cdot 10^{-6} \text{ C}$$

$$AB = 0,08 \text{ m}$$

$$\alpha = 30^\circ$$

$$k_e = 9 \cdot 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2/\text{C}^2$$

$$F = ?$$

**Rezolvare:** Rezentăm în fig.1.5 forțele care acționează asupra sferei din punctul D, ținând seama de semnele sarcinilor electrice ale sferelor. Din figură observăm că forțele  $\vec{F}_2$  și  $\vec{F}_3$  sunt coliniare și perpendiculare pe forța  $\vec{F}_1$ .

Deci, rezultanta  $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3$  are

$$\text{modulul } F = \sqrt{F_1^2 + (F_2 + F_3)^2}.$$

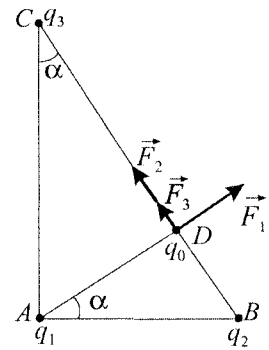


Fig.1.5

Pentru a calcula valorile forțelor, aflăm distanțele respective. Din fig. 1.5, obținem

$$BD = AB \sin \alpha = 0,04 \text{ m}, \quad AD = AB \cos \alpha = 0,04\sqrt{3} \text{ m}; \quad CD = CB - BD = \frac{AB}{\sin \alpha} - BD = 0,12 \text{ m}.$$

Substituind valorile sarcinilor electrice și ale distanțelor dintre ele în expresia (1.3) a legii lui Coulomb, calculăm forțele:  $F_1 = 36 \text{ N}$ ,  $F_2 = 18 \text{ N}$  și  $F_3 = 9 \text{ N}$ .

Pentru forța rezultantă care acționează asupra sarcinii electrice din punctul D obținem:  $F = 45 \text{ N}$ .

### ❗ Întrebări și probleme

1. O bilă electrizată se află pe axa de simetrie a unui disc electrizat de rază egală cu 3 cm. Poate fi considerat discul drept corp punctiform dacă distanța dintre centrul lui și bilă este egală: a) cu 8 cm; b) cu 10 m?
2. Cum se procedează la calcularea forței de interacțiune dintre două corpuri electrizate care nu pot fi considerate punctiforme?
3. Două corpuri punctiforme electrizate interacționează cu o forță egală cu 1,2 mN. Care va fi valoarea forței de interacțiune a corpurilor dacă distanța dintre ele s-ar mări de 2 ori, iar sarcina unui corp – de 5 ori?
4. Calculați forța de interacțiune electrică dintre protonul și electronul din atomul de hidrogen. Se consideră raza orbitei electronului egală cu  $5 \cdot 10^{-11} \text{ m}$ . Compară această valoare cu cea a forței de atracție gravitațională dintre aceleași particule.
5. Două bile identice, având sarcinile electrice egale cu +8 nC și +2 nC, interacționează cu o forță egală cu 1,6 mN. Bilele au fost puse în contact, apoi îndepărtate pînă la distanța inițială. Care este valoarea forței de interacțiune în acest caz?
6. Două bile metalice identice, cu masa de 0,2 g fiecare, sunt suspendate de fire ușoare de mătase de lungimi egale cu cîte 0,6 m. Capetele superioare ale firelor sunt fixate într-un punct comun. Bilele au fost electrizate cu sarcini electrice egale. Să se determine valorile acestor sarcini dacă în urma respingerii bilelor firele de suspensie formează între ele un unghi egal cu  $60^\circ$ .
7. Trei bile mici se află în vîrfurile unui triunghi dreptunghic isoscel, a cărui catetă este egală cu 30 cm. Valoarea sarcinii electrice a bilei din vîrfurile unghiului drept este  $q_1 = +0,4 \mu\text{C}$ , a altor două bile:  $q_2 = -0,6 \mu\text{C}$  și  $q_3 = +0,8 \mu\text{C}$ . Determinați forțele care acționează asupra fiecărei bile.

## 1.3. Cîmpul electric. Intensitatea cîmpului electric

Michael Faraday (1791-1867) a stabilit că interacțiunea corpurilor electrice se realizează prin intermediul unui mediu material deosebit, care a fost numit **cîmp electric**. Astfel, fiecare corp electrizat generează în jurul său un cîmp electric, care, la rîndul său, acționează asupra altor corpuri electrizate aflate în acest cîmp. În cazul sistemului de două corpuri electrizate se consideră că fiecare din ele se află în cîmpul electric generat

de celălalt corp. Conform principiului acțiunii și reacțiunii, forțele de interacțiune în ambele cazuri au aceeași valoare, dreaptă - suport comună și sensuri contrare.

Cîmpurile electrice generate de corpurile electrizate care se află în repaus, sunt numite **cîmpuri electrostatice**. În acest capitol se studiază doar cîmpurile electrostatice, numite deseori, simplu, **cîmpuri electrice**.

Ipoteza privind existența cîmpurilor materiale a fost folosită pentru a descrie atracția universală a corpurilor (vezi *Fizica, cl. a X-a*, p. 2.4, b) prin intermediul **cîmpului gravitațional**.

Cîmpul electric acționează asupra corpurilor electrizate introduse în el. Dacă asupra corpului electrizat situat într-un loc al spațiului acționează o forță electrică, rezultă că în acest loc există cîmp electric. Prin urmare, pentru a cerceta cîmpul electrostatic, se pot folosi **corpuri electrizate de probă**, numite și **sarcini de probă**. Aceste corpuri, în primul rînd, trebuie să fie punctiforme, ceea ce permite cercetarea proprietăților cîmpului în regiuni mici, adică o cercetare mai detaliată. Valoarea sarcinii de probă trebuie să fie mică, pentru a nu modifica cîmpul studiat, a nu deplasa sarcinile electrice care îl generează. Sarcina de probă este considerată convențional pozitivă.

Să cercetăm cîmpul electric al sarcinii punctiforme  $q$ . Sarcina punctiformă  $q_0$  este introdusă în punctul  $P$ , al cărui vector de poziție este  $\vec{r}$  (fig. 1.6). Asupra acesteia acționează forța electrică exprimată de legea lui Coulomb:

$$\vec{F} = k_e \frac{qq_0}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}$$

Facem raportul:

$$\frac{\vec{F}}{q_0} = k_e \frac{q}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}. \quad (1.9)$$

Observăm că acest raport (1.9) nu depinde de sarcina  $q_0$ , introdusă în punctul  $P$ , ci numai de sarcina  $q$ , care generează cîmpul, și de poziția punctului  $P$  în acest cîmp. Prin urmare, raportul (1.9) caracterizează cîmpul electric în punctul dat. El este numit **intensitate a cîmpului electric** și se notează cu  $\vec{E}$ .

Astfel, conform definiției:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}. \quad (1.10)$$

**Intensitatea cîmpului electric în punctul dat este mărimea vectorială egală cu raportul dintre forța care acționează asupra sarcinii punctiforme plasate în acest punct și valoarea sarcinii.**

Definiția a fost elaborată în urma cercetării cîmpului electric al sarcinii punctiforme, dar este valabilă pentru orice cîmp electric.

Unitatea de măsură a intensității cîmpului electric este:

$$[E] = \frac{[F]}{[q_0]} = \frac{N}{C}.$$

Din definiția (1.10) rezultă că cunoașterea intensității cîmpului electric permite de a calcula forța care acționează asupra sarcinii punctiforme situate în punctul respectiv al cîmpului:

$$\vec{F} = q_0 \vec{E}. \quad (1.11)$$

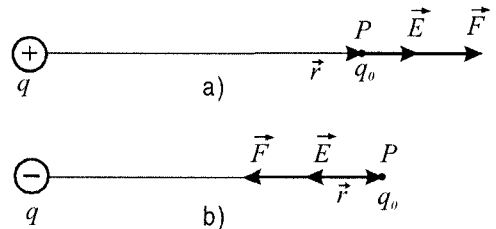


Fig. 1.6



Din această cauză se spune că intensitatea  $\vec{E}$  este o caracteristică de forță a câmpului electric.

Din relațiile (1.10) și (1.9) obținem expresia pentru intensitatea câmpului electrostatic al sarcinii punctiforme în vid (aer):

$$\vec{E} = k_e \frac{q}{r^2} \cdot \vec{r} \quad \text{sau} \quad \vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot \vec{r}. \quad (1.12)$$

Aici s-a luat în considerare formula (1.4) care exprimă legătura dintre constantele  $k_e$  și  $\epsilon_0$ . Valoarea intensității câmpului sarcinii punctiforme este:

$$E = k_e \frac{|q|}{r^2} \quad \text{sau} \quad E = \frac{|q|}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (1.13)$$

Observăm că intensitatea câmpului electrostatic al unei sarcini punctiforme este direct proporțională cu valoarea acestei sarcini și invers proporțională cu pătratul distanței de la ea.

Direcția și sensul vectorului intensității  $\vec{E}$ , după cum rezultă din definiția (1.10), coincid cu direcția și sensul forței care acționează asupra sarcinii punctiforme pozitive introduse în punctul dat al câmpului (fig. 1.6). Astfel, intensitatea câmpului electrostatic generat de o sarcină punctiformă pozitivă este orientată radial de la sarcină (fig. 1.6, a) și radial spre sarcină în cazul în care aceasta este negativă (fig. 1.6, b). La acest rezultat ajungem și pornind de la expresia (1.12).

Considerăm un câmp electrostatic generat de câteva sarcini, de exemplu, de trei sarcini punctiforme (fig. 1.7). Acestea acționează asupra sarcinii de probă  $q_0$  introdusă în punctul arbitrar  $P$  cu forțele  $\vec{F}_1$ ,  $\vec{F}_2$  și  $\vec{F}_3$ , care pot fi exprimate prin intensitățile  $\vec{E}_1$ ,  $\vec{E}_2$  și  $\vec{E}_3$  ale câmpurilor generate de fiecare din cele trei sarcini în parte. În conformitate cu formula (1.11), avem  $\vec{F}_1 = q_0 \vec{E}_1$ ,  $\vec{F}_2 = q_0 \vec{E}_2$ ,  $\vec{F}_3 = q_0 \vec{E}_3$ .

Forța rezultantă aplicată sarcinii de probă este egală cu suma forțelor cu care acționează separat asupra fiecărei sarcini (vezi formula 1.8). Avem:

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 = q_0 (\vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3).$$

Pe de altă parte, între forța rezultantă  $\vec{F}$  și intensitatea  $\vec{E}$  a câmpului electrostatic rezultant există relația  $\vec{F} = q_0 \vec{E}$ . Comparând ambele expresii pentru forța  $\vec{F}$ , obținem

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3. \quad (1.14)$$

**Intensitatea câmpului electric generat de un sistem de corpuri punctiforme electrizate într-un punct al spațiului este egală cu suma vectorială a intensităților câmpurilor generate separat de fiecare corp electrizat în acest punct.**

Această afirmație este numită **principiul superpoziției câmpurilor electrice**.

Pentru a obține o imagine a câmpului electrostatic, Faraday a introdus conceptul de **linie de intensitate a câmpului electric**, numită de asemenea **linie de forță** a câmpului.

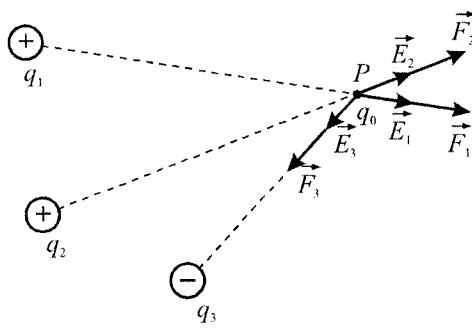


Fig. 1.7

**Linia imaginară, tangenta în fiecare punct al căreia are direcția vectorului intensității  $\vec{E}$  în acest punct, se numește linie de intensitate a câmpului electric (fig.1.8.)**

Liniei de intensitate îi este atribuit sensul care coincide cu cel al vectorului  $\vec{E}$ . În fiecare punct al câmpului vectorul  $\vec{E}$  este o mărime strict determinată. Adică, prin fiecare punct al câmpului poate trece numai o linie de intensitate și, prin urmare, acestea nu se intersectează.

Considerăm imaginile liniilor de intensitate ale unor câmpuri electrostatice concrete. Se știe că intensitatea câmpului electric al sarcinii punctiforme are direcție radială. Aceste direcții le au și liniile de intensitate (fig. 1.9), care sunt orientate de la sarcină,

dacă ea este pozitivă (fig. 1.9, a), și spre sarcină, în cazul în care aceasta este negativă (fig. 1.9, b). În figura 1.10, a sunt reprezentate liniile de intensitate ale câmpului electrostatic generat de două sarcini punctiforme egale în modul, dar de semne opuse, iar în figura 1.10, b – liniile de intensitate a două sarcini pozitive egale în modul.

Din figurile 1.9 și 1.10 se observă că densitatea liniilor de intensitate este mai mare în regiunile învecinate sarcinilor, adică în regiunile în care intensitatea câmpului electric este mai mare. Această legătură dintre valoarea intensității câmpului electric și densitatea liniilor de intensitate este valabilă pentru toate câmpurile electrostatice.

**Câmp omogen este numit câmpul electric, vectorul intensității  $\vec{E}$  al căruia este constant.**

Rezultă că liniile de intensitate ale câmpului omogen sunt segmente de dreaptă paralele între ele și echidistante. Un câmp omogen poate fi obținut încărcând două plăci paralele și

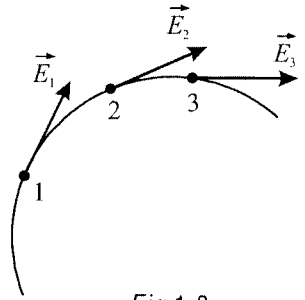


Fig.1.8

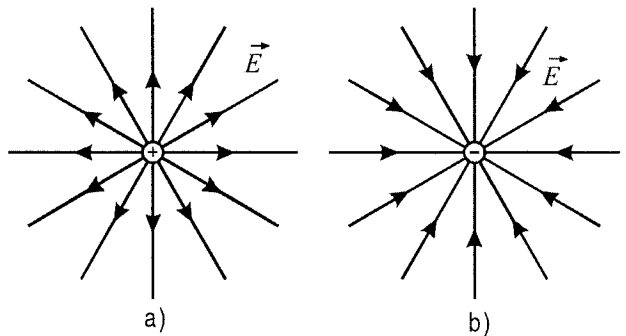


Fig.1.9

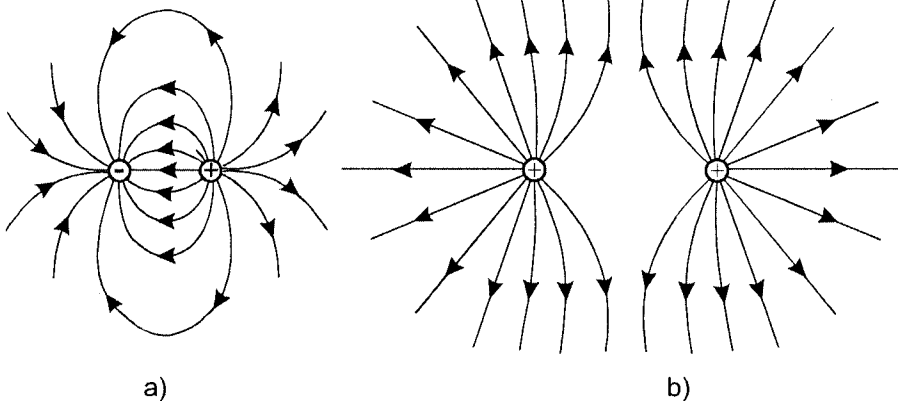


Fig.1.10

destul de mari cu sarcini electrice egale în modul și de semne opuse (fig. 1.11). Din figură se observă că în regiunile de la marginile plăcilor câmpul nu este omogen.

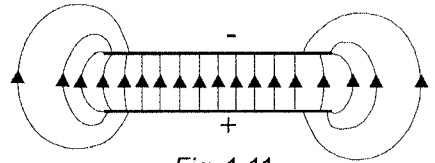


Fig. 1.11

Liniile de intensitate încep pe sarcinile pozitive și se termină pe cele negative. În cazul unei sarcini pozitive izolate ele încep pe sarcină și iau sfârșit la infinit, iar în cazul unei sarcini negative izolate încep la infinit și se sfârșesc pe această sarcină.

Să analizăm un tabel ce reflectă analogia între câmpul gravitațional și cel electrostatic:

	<b>CÂMPUL</b>	
<i>gravitațional</i>	↔	<i>electrostatic</i>
<b>CARACTERUL INTERACȚIUNII</b>		
atracție în toate cazurile	↔	atracție sau respingere în funcție de semnele sarcinilor electrice
<b>FORȚA</b>		
Legea atracției universale	↔	Legea lui Coulomb
$F = K \frac{m_1 m_2}{r^2}; \vec{F} = -K \frac{m_1 m_2}{r_{12}^2} \cdot \frac{\vec{r}_{12}}{r_{12}}$	↔	$F = k_e \frac{ q_1   q_2 }{r^2}; \vec{F}_{12} = k_e \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \cdot \frac{\vec{r}_{12}}{r_{12}}$
Constanta gravitațională	↔	Constanta $k_e = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{N} \cdot \text{m}^2}{\text{C}^2};$
$K = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{\text{N} \cdot \text{m}^2}{\text{kg}^2}$	↔	$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi k_e} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{C}^2}{\text{N} \cdot \text{m}^2}$
<b>INTENSITATEA CÂMPULUI</b>		
$\vec{\Gamma} = \frac{\vec{F}}{m_0}$	← definiții →	$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}$
$[ \Gamma ] = \frac{\text{N}}{\text{kg}} = \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$	← unități de măsură →	$[ E ] = \frac{\text{N}}{\text{C}}$
$\Gamma = K \frac{m}{r^2}; \vec{\Gamma} = -K \frac{m}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}$	← pentru corpul punctiform →	$E = k_e \frac{ q }{r^2}; \vec{E} = k_e \frac{q}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}$

### ▣ Problemă rezolvată

În vîrfurile unui pătrat cu latura de 6 cm se află patru corpuri punctiforme, ale căror sarcini electrice sunt respectiv egale cu 3 nC, 5 nC, -1 nC și 2 nC. Determinați intensitatea câmpului electric în centrul pătratului.

Se dă:

$$q_1 = 3 \cdot 10^{-9} \text{ C}$$

$$q_2 = 5 \cdot 10^{-9} \text{ C}$$

$$q_3 = -1 \cdot 10^{-9} \text{ C}$$

$$q_4 = 2 \cdot 10^{-9} \text{ C}$$

$$a = 0,06 \text{ m}$$

$$k_e = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{N} \cdot \text{m}^2}{\text{C}^2}$$

$$E = ?$$

**Rezolvare:** Reprezentăm în figura 1.12 sistemul de sarcini electrice și vectorii intensității câmpurilor electrice generate de aceste sarcini. Vectorii își au originile în centrul pătratului, iar sensurile lor sunt determinate de semnele sarcinilor respective. Pentru intensitatea câmpului rezultat în centrul pătratului, în conformitate cu principiul superpoziției, avem

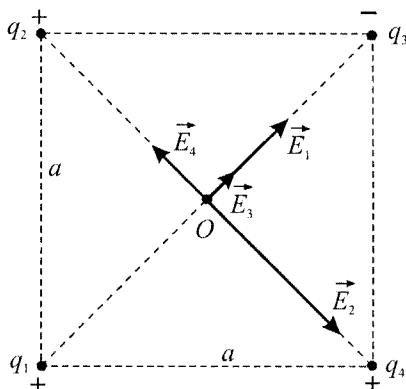


Fig. 1.12

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \vec{E}_4. \text{ Adunăm câte doi vectorii}$$

orientați de-a lungul aceleiași diagonale. Vectorul  $(\vec{E}_1 + \vec{E}_3)$  are modulul egal cu  $(E_1 + E_3)$ ,

iar vectorul  $(\vec{E}_2 + \vec{E}_4)$  are modulul  $(E_2 + E_4)$ . Vectorii  $(\vec{E}_1 + \vec{E}_3)$  și  $(\vec{E}_2 + \vec{E}_4)$  sunt reciproc

perpendicularari. Prin urmare, modulul rezultantei lor  $E = \sqrt{(E_1 + E_3)^2 + (E_2 + E_4)^2}$ .

Distanțele dintre sarcini și centrul pătratului sunt egale cu jumătate din lungimea diagonalei lui, adică cu  $a\sqrt{2}/2$ .

Pentru modulii intensității câmpurilor generate separat de fiecare sarcină avem:

$$E_1 = k_e \frac{2q_1}{a^2}, \quad E_2 = k_e \frac{2q_2}{a^2}, \quad E_3 = k_e \frac{2|q_3|}{a^2} \quad \text{și} \quad E_4 = k_e \frac{2q_4}{a^2}.$$

Substituind aceste mărimi în expresia pentru intensitatea câmpului rezultat, obținem:

$$E = \frac{2k_e}{a^2} \sqrt{(q_1 + |q_3|)^2 + (q_2 - q_4)^2}; \quad E = 25 \text{ kN/C}$$

## ❓ Întrebări și probleme

1. Depinde intensitatea câmpului electric într-un punct dat de prezența în el a sarcinii de probă?
2. Depinde sensul vectorului intensității  $\vec{E}$  de semnul sarcinii electrice care generează câmpul? Dar de semnul sarcinii de probă?
3. Conform definiției, intensitatea câmpului electric  $\vec{E} = \vec{F}/q_0$ . Se poate afirma că intensitatea câmpului electric este direct proporțională cu forța care acționează asupra sarcinii de probă și invers proporțională cu valoarea acesteia? Argumentează răspunsul.
4. Forța care acționează asupra unei sarcini punctiforme de  $1,5 \cdot 10^{-6} \text{ C}$  din partea câmpului electric este egală cu  $6 \cdot 10^{-3} \text{ N}$ . Ce forță va acționa asupra sarcinii punctiforme de  $3,5 \cdot 10^{-6} \text{ C}$  introdusă în același punct al câmpului?
5. O picătură neutră de apă a primit un electron. Determinați masa picăturii, știind că ea se află în echilibru sub acțiunea forței de greutate și a forței ce acționează din partea câmpului electric terestru. Intensitatea acestui câmp este egală cu  $140 \text{ N/C}$  și este orientată spre centrul Pământului.
6. Intensitatea câmpului electric în punctul situat la  $15 \text{ cm}$  de la o sarcină punctiformă este egală cu  $140 \text{ N/C}$ . Care este intensitatea câmpului electric în punctul ce se află la  $12 \text{ cm}$  de la sarcină?
7. Distanța dintre două corpuri punctiforme electrizate cu sarcinile de  $+7,2 \text{ nC}$  și  $-5,0 \text{ nC}$  este egală cu  $8 \text{ cm}$ . Determinați poziția punctului în care intensitatea câmpului electric rezultat este nulă.
8. În două vîrfuri ale unui triunghi echilateral avînd lungimea laturii egală cu  $6 \text{ cm}$  se află sarcinile punctiforme egale cu  $+20 \text{ nC}$  și  $-20 \text{ nC}$ . Calculați intensitatea câmpului electric în vîrfurile al treilea al triunghiului.

## 1.4. Lucrul câmpului electric la deplasarea sarcinii punctiforme. Potențialul electric

### a. Câmpul electrostatic – câmp potențial

Considerăm un corp punctiform electrizat cu sarcina  $q_0$  aflat într-un câmp electrostatic de intensitate  $\vec{E}$ . Asupra corpului acționează forța electrică  $\vec{F} = q_0 \vec{E}$ . La deplasarea corpului această forță, adică câmpul electric, efectuează un lucru mecanic. Să analizăm factorii de care depinde valoarea lucrului efectuat.

În cursul de mecanică (vezi *Fizica, cl. a X-a*, p. 5.1, a) s-a constatat că lucrul mecanic, în general, este o mărime de proces, adică depinde atât de poziția inițială și cea finală a corpului în mișcare, cât și de forma traiectoriei sale între aceste poziții. Calculând lucrul efectuat de forța constantă de greutate (vezi *Fizica, cl. a X-a*, p. 5.3, a), s-a stabilit că valoarea acestuia nu depinde de forma traiectoriei corpului, ci doar de poziția inițială și cea finală. Respectiv, lucrul forței de greutate pe o traiectorie închisă este nul. Forțele care posedă această proprietate au fost numite *conservative*, iar câmpurile lor – *câmpuri potențiale*.

Considerăm sarcina de probă  $q_0$  care se deplasează într-un câmp electric omogen ( $\vec{E} = \text{const}$ ). Situația este similară celei din cazul corpului punctiform de masă  $m$ , care se deplasează într-un câmp gravitațional omogen ( $\vec{g} = \text{const}$ ). În ambele cazuri forțele care acționează asupra corpului sunt constante: forța gravitațională  $\vec{F}_{gr} = m\vec{g}$  și forța electrică  $\vec{F}_{el} = q_0 \vec{E}$ .

Putem presupune că lucrul efectuat de câmpul omogen **nu depinde** de forma traiectoriei parcurse de sarcina de probă, ci doar de poziția inițială și cea finală.

Pentru a confirma presupunerea, calculăm lucrul efectuat de câmp la deplasarea sarcinii  $q_0$  din poziția arbitrară 1 în poziția 2 pe căi diferite (figura 1.13).

Considerăm traiectoria la2, unde segmentul 1a este paralel cu vectorul  $\vec{E}$ , iar segmentul a2 este perpendicular pe  $\vec{E}$ . Lucrul câmpului pe ultimul segment este nul. Avem  $L_{1a2} = L_{1a} = = Fd = q_0 Ed$ , unde cu  $d$  s-a notat lungimea segmentului 1a.

Considerăm traiectoria mai complicată 1bcefg2, formată din segmentele 1b, ce și fg de lungimi egale cu  $d_1$ ,  $d_2$  și  $d_3$  și fiind paralele cu vectorul intensității câmpului electric  $\vec{E}$ , precum și din segmentele bc, ef, g2 perpendiculare pe acest vector. Pe ultimele segmente lucrul câmpului este nul, deci  $L_{1bcefg2} = L_{1b} + L_{ce} + L_{fg} = Fd_1 + Fd_2 + Fd_3 = q_0 E (d_1 + d_2 + d_3)$ . Dar  $d_1 + d_2 + d_3 = d$ , prin urmare lucrul  $L_{1bcefg2} = q_0 Ed$ . S-a obținut aceeași valoare:  $L_{1bcefg2} = L_{1a2}$ .

Evident, orice altă traiectorie dintre punctele 1 și 2 poate fi aproximată cu o linie frântă, asemenea celei din cazul precedent, în urma calculului se va obține aceeași valoare pentru lucrul efectuat de câmp.

Prin urmare, lucrul câmpului electric omogen de intensitate  $\vec{E}$  la deplasarea sarcinii punctiforme  $q_0$  din punctul 1 în 2 este:

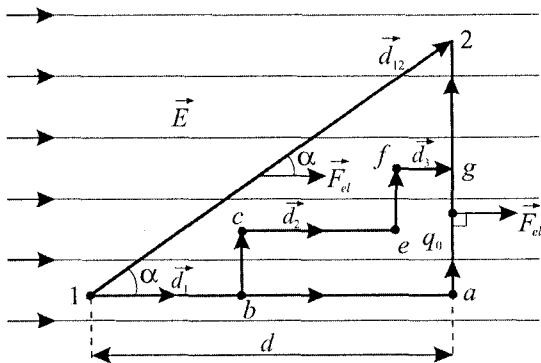


Fig. 1.13

$$L_{12} = q_0 E d_{12} \cos \alpha = q_0 E d, \quad (1.15)$$

unde  $d$  este proiecția vectorului deplasării  $\vec{d}_{12}$  pe direcția intensității  $\vec{E}$ .

Valoarea lucrului câmpului electric nu depinde de forma traiectoriei parcurse de sarcina punctiformă, deci **câmpul electrostatic omogen este un câmp potențial**.

Considerăm câmpul electrostatic generat de o sarcină punctiformă  $q$ . Să calculăm lucrul efectuat de câmp la deplasarea sarcinii de probă  $q_0$  dintr-o poziție oarecare 1 în poziția finală 2 (fig. 1.14).

Admitem mai întâi că sarcina  $q_0$  se deplasează de-a lungul porțiunii radiale  $1a$ , apoi de-a lungul arcului de cerc  $a2$ . Lucrul  $L_{1a2} = L_{1a} + L_{a2}$ . Pe porțiunea de arc forța electrică  $\vec{F} = q_0 \vec{E}$ , fiind radială, este permanent perpendiculară pe deplasarea elementară, deci lucrul ei este nul:

$L_{a2} = 0$ . Avem  $L_{1a2} = L_{1a}$ .

Să calculăm lucrul efectuat de câmp la deplasarea sarcinii  $q_0$  pe traiectoria  $1bce2$ , formată din două segmente radiale ( $1b$  și  $ce$ ) și din două porțiuni de arc de cerc ( $bc$  și  $e2$ ). Lucrul pe porțiunile de arc este nul, deci  $L_{1bce2} = L_{1b} + L_{ce}$ . Din figură se observă că segmentele radiale  $ba$  și  $ce$  au lungimi egale, iar capetele lor  $b$  și  $c$  se află la distanțe egale de la sarcina  $q$ . Rezultă că valorile forței electrice în punctele respective ale acestor segmente sunt egale, deci sunt egale și lucrurile efectuate de câmpul electric:  $L_{ba} = L_{ce}$ . Obținem  $L_{1bce2} = L_{1b} + L_{ba} = L_{1a}$ , valoare egală cu cea a lucrului efectuat pe traiectoria  $1a2$ .

O traiectorie arbitrară dintre punctele 1 și 2 poate fi aproximată cu o linie alcătuită dintr-un număr mare de segmente radiale și de porțiuni de arc de cerc. În baza unor raționamente similare celor de mai sus se ajunge la concluzia că lucrul câmpului electrostatic generat de o sarcină punctiformă depinde doar de poziția inițială și de cea finală ale sarcinii de probă și nu de forma traiectoriei dintre aceste poziții.

Pornind de la principiul superpoziției câmpurilor electrice, se poate considera că orice câmp electrostatic este generat de un sistem anumit de sarcini punctiforme. Generalizând rezultatele de mai sus, conchidem că:

**Lucrul efectuat de câmpul electrostatic la deplasarea în el a unei sarcini punctiforme (de probă) nu depinde de forma traiectoriei parcurse, ci doar de poziția inițială și de cea finală ale acesteia. Deci câmpul electrostatic este un câmp potențial, iar forța care acționează din partea lui asupra sarcinii punctiforme este o forță conservativă.**

### b. Lucrul câmpului electric. Potențialul electric

Din cursul de mecanică cunoaștem că lucrul mecanic al forței conservative se exprimă prin energia potențială (vezi *Fizică, cl. a X-a*, formula 5.23):

$$L_{12} = W_{p1} - W_{p2} \quad (1.16)$$

aplicabilă și în electrostatică. Cu  $W_p$  este notată energia potențială a sarcinii punctiforme  $q_0$  în punctul respectiv al câmpului electrostatic.

Forța care acționează asupra sarcinii punctiforme din partea câmpului electrostatic ( $\vec{F} = q_0 \vec{E}$ ) este direct proporțională cu valoarea sarcinii. Prin urmare, lucrul efectuat de

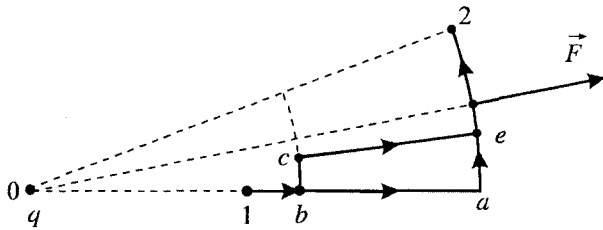


Fig. 1.14

cîmp la deplasarea sarcinii este proporțional cu sarcina. Din relația (1.16) rezultă că și energia potențială  $W_p$  a sarcinii  $q_0$ , aflată într-un punct oarecare al cîmpului electrostatic, este direct proporțională cu valoarea sarcinii ( $W_p \sim q_0$ ).

Conchidem că raportul  $W_p/q_0$  dintre energia potențială și sarcină nu depinde de valoarea sarcinii. Acest raport este în funcție de punctul cîmpului electrostatic în care se află sarcina și prezintă o mărime scalară ce caracterizează cîmpul în acest punct. Ea este numită **potențial electric** și se notează cu  $V$  (uneori se notează și cu  $\varphi$ ).

**Se numește potențial în punctul dat al cîmpului electrostatic mărimea fizică scalară egală cu raportul dintre energia potențială a sarcinii punctiforme, aflate în acest punct al cîmpului și mărimea sarcinii:**

$$V = \frac{W_p}{q_0}. \quad (1.17)$$

Unitatea de măsură a potențialului este numită *volt* și se notează cu litera  $V$ . Din (1.17) rezultă:

$$[V] = \frac{[W_p]}{[q_0]} = \frac{J}{C} = V.$$

Cunoscînd potențialul electric în punctul dat al cîmpului, se poate determina energia potențială a sarcinii punctiforme introdusă în acest punct al cîmpului:

$$W_p = q_0 V. \quad (1.18)$$

Potențialul este o **caracteristică energetică** a cîmpului electric. Amintim că intensitatea cîmpului electric (mărime vectorială) este **caracteristică de forță**.

Substituind relația (1.18) în formula (1.16), pentru lucrul efectuat de cîmpul electrostatic se obține expresia:

$$L_{12} = q_0 (V_1 - V_2) \quad (1.19)$$

Mărimea  $(V_1 - V_2)$  se numește **diferență de potențial**. Ca și potențialul, ea se măsoară în volți.

Relația (1.19) permite să definim voltul ca unitate de măsură:

**Voltul este diferența de potențial dintre două puncte ale cîmpului electrostatic, la deplasarea între care a sarcinii punctiforme de un coulomb se efectuează un lucru mecanic de un joule.**

Diferența de potențial între două puncte ale cîmpului electrostatic este numită **tensiune electrică** și se notează cu  $U$ . Astfel, tensiunea electrică

$$U = V_1 - V_2, \quad (1.20)$$

iar lucrul mecanic

$$L_{12} = q_0 U. \quad (1.21)$$

Relația (1.19) sau (1.21) permite introducerea unei unități noi de măsură a lucrului și a energiei, care este folosită pe larg în electronică, în fizica atomului și a nucleului atomic. Această unitate se numește *electron-volt* și se notează eV. Sarcina electrică a electronului este  $e = -1,60 \cdot 10^{-19}$  C. Admitem că electronul se deplasează între două puncte, diferența de potențial dintre care este egală cu  $(-1)$  V. În acest caz cîmpul efectuează un lucru egal cu  $(-1,60) \cdot 10^{-19}$  C  $\cdot$   $(-1)$  V =  $1,6 \cdot 10^{-19}$  J. Cu această valoare se mărește energia electronului.

Un *electronvolt* este egal cu variația energiei electronului la deplasarea lui între două puncte ale câmpului electric, diferența de potențial dintre care este egală cu un volt:

$$1 \text{ eV} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ J.}$$

Formula (1.19) arată că lucrul efectuat definește diferența de potențial:

$$V_1 - V_2 = \frac{L_{12}}{q_0}. \quad (1.22)$$

Diferența de potențial dintre două puncte ale câmpului electrostatic este egală cu raportul dintre lucrul efectuat de câmp la deplasarea unei sarcini punctiforme între aceste puncte și mărimea acestei sarcini.

Relația (1.22) determină diferența de potențial și nu valorile potențialului în punctele respective. Diferența de potențial nu se modifică dacă la fiecare valoare a potențialului adunăm una și aceeași constantă arbitrară. Această situație se constată și la definirea energiei potențiale (vezi *Fizica, cl. a X-a*, p. 5.3, b). Considerînd potențialul  $V' = V + \text{const}$ , pentru diferența de potențial avem:

$$V'_1 - V'_2 = (V_1 + \text{const}) - (V_2 + \text{const}) = V_1 - V_2.$$

Constanta arbitrară se alege din considerente de comoditate. De obicei, se consideră că potențialul este nul la distanțe destul de mari de la sarcina electrică ce generează câmpul. În unele probleme se consideră nul potențialul Pământului. Punctul, al cărui potențial este considerat nul, se numește **punct de referință**. Din relația (1.18) rezultă că și energia potențială a sarcinii de probă, aflată în punctul de referință, este nulă.

Notăm cu  $L_{10}$  lucrul efectuat de câmpul electric la deplasarea sarcinii  $q_0$  din punctul 1 în punctul de referință ( $V_0 = 0$ ). În acest caz din (1.22) pentru potențial avem:

$$V_1 = \frac{L_{10}}{q_0}. \quad (1.23)$$

### Alessandro Volta (1745-1827), fizician italian



Preocupările principale ale lui Volta vizează domeniul fenomenelor electrice. A perfecționat **electroforul** (1775) – un dispozitiv electrostatic, alcătuit din două discuri: unul dielectric și altul metalic. Primul disc este electrizat prin frecare, iar al doilea prin influență, apropiindu-l de discul dielectric. A construit **electroscopul sensibil** cu fire de paie (1781); un **electrometru** cu condensator (1787), care permite cercetarea surselor slabe de electricitate.

Continuînd experimentele lui Galvani în legătură cu „electricitatea animală” (contractarea țesuturilor musculare sub acțiunea descărcării electrice) a descoperit **electrizarea reciprocă a metalelor de natură diferită la punerea lor în contact**. Aceasta i-a permis să inventeze prima sursă de curent electric continuu – **pila electrică** (1799), care reprezenta 20 de perechi de discuri de cupru și de zinc, separate de discuri de postav îmbibat cu apă sărată.

Volta a studiat dilatarea termică a aerului, a descoperit **metanul** (1776) și a construit prima lampă cu gaz natural.

În prezent sunt cunoscute: **electroforul Volta**, **diferența de potențial de contact Volta**, **pila Volta**, **voltmetrul** și **unitatea de tensiune electrică – voltul**.



**Potențialul în punctul dat al câmpului electrostatic este egal cu raportul dintre lucrul efectuat de câmp la deplasarea unei sarcini punctiforme din acest punct în punctul de referință și mărimea sarcinii deplasate.**

Să stabilim o relație între intensitatea câmpului electric și diferența de potențial. Considerăm un câmp omogen și două puncte, 1 și 2, situate pe o linie de intensitate (fig. 1.15) la distanța  $d$  unul de altul. Notăm cu  $V_1$  și  $V_2$  potențialele electrice în aceste puncte. Lucrul efectuat la deplasarea sarcinii  $q_0$  între ele este:

$$L_{12} = q_0(V_1 - V_2).$$

Lucrul poate fi exprimat și prin intensitatea  $\vec{E}$  a câmpului electric. Deoarece forța  $\vec{F} = q_0\vec{E}$  este constantă, lucrul este:

$$L_{12} = Fd = q_0Ed.$$

Din ultimele două expresii obținem:

$$V_1 - V_2 = Ed \quad (1.24)$$

și

$$E = \frac{V_1 - V_2}{d}. \quad (1.25)$$

Aceste relații permit calculul diferenței de potențial, dacă este cunoscută intensitatea câmpului electric omogen, precum și a intensității câmpului, în cazul în care se știe potențialul în puncte diferite ale acestuia.

Din relația (1.25) stabilim o altă unitate de măsură a intensității câmpului electric:

$$[E] = \frac{[V_1 - V_2]}{[d]} = \frac{V}{m}.$$

De remarcat că o sarcină punctiformă lăsată liber într-un câmp electrostatic se va mișca în sensul accelerației imprimată de forța electrică, adică în sensul acestei forțe. În cazul sarcinii pozitive, forța electrică are sensul intensității  $\vec{E}$ . Prin urmare, *sarcina pozitivă lăsată liber într-un câmp electrostatic se deplasează în sensul intensității câmpului  $\vec{E}$* , adică, după cum rezultă din formula (1.25) și din figura 1.15, în sensul în care potențialul electric descrește. *Sarcina negativă lăsată liber într-un câmp electrostatic se deplasează în sens opus vectorului  $\vec{E}$ , adică în sensul în care crește potențialul electric.*

### c.º Potențialul câmpului electrostatic al sarcinii punctiforme

Considerăm sarcina punctiformă  $q$  în al cărei câmp electrostatic se mișcă sarcina de probă  $q_0$ . Pentru lucrul efectuat de câmp la deplasarea sarcinii de probă din punctul 1 în punctul 2, care se află la distanțele  $r_1$  și, respectiv,  $r_2$  de la sarcina punctiformă  $q$ , se obține:

$$L_{12} = k_e \frac{qq_0}{r_1} - k_e \frac{qq_0}{r_2}. \quad (1.26)$$

Forța coulombiană, invers proporțională cu pătratul distanței dintre sarcinile punctiforme, este una variabilă. Lucrul efectuat de ea nu poate fi calculat prin metodele matematicii elementare, din care cauză formula (1.26) este prezentată fără a fi demonstrată.

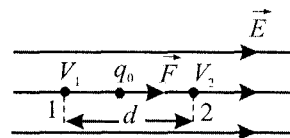


Fig. 1.15

Comparând expresiile (1.26) și (1.16), pentru energia potențială a sarcinii de probă  $q_0$  în câmpul electrostatic generat de sarcina punctiformă  $q$ , avem:

$$W_p = k_e \frac{qq_0}{r} + C,$$

unde  $C$  este o constantă arbitrară. Valoarea ei se determină din condiția că la distanțe foarte mari ( $r \rightarrow \infty$ ) energia potențială este nulă:  $W_p = 0$ . Rezultă că  $C = 0$ . Pentru energia potențială obținem:

$$W_p = k_e \frac{qq_0}{r} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (1.27)$$

Același rezultat se obține și în cazul în care sarcina punctiformă  $q$  se află în câmpul electrostatic generat de sarcina de probă  $q_0$ , deoarece expresia (1.27) este simetrică față de sarcinile  $q$  și  $q_0$ .

Formula (1.27) exprimă *energia potențială de interacțiune dintre sarcinile punctiforme  $q$  și  $q_0$* .

Substituind expresia (1.27) în formula (1.17), care definește potențialul câmpului electric, avem pentru potențial:

$$V = k_e \frac{q}{r} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (1.28)$$

**|| Potențialul câmpului electrostatic generat de o sarcină punctiformă este direct proporțional cu valoarea acestei sarcini și invers proporțional cu distanța de la ea.**

*În cazul în care câmpul electrostatic este generat de mai multe sarcini punctiforme, potențialul într-un punct al acestuia este egal cu suma potențialelor câmpurilor create de fiecare sarcină în parte:  $V = V_1 + V_2 + V_3 + \dots$ . Principiul superpoziției câmpurilor electrice are loc pentru ambele caracteristici ale acestora: intensitatea  $\vec{E}$  și potențialul  $V$ .*

Veridicitatea expresiei (1.28) pentru potențial poate fi verificată calculând în baza ei intensitatea câmpului electric  $E$ . Considerăm două puncte 1 și 2 situate pe o direcție radială ce trece prin sarcina  $q$ . Admitem că distanța dintre puncte este mult mai mică decât distanțele dintre ele și sarcina  $q$ . Într-o regiune atât de mică a câmpului acesta poate fi considerat omogen. Notăm aceste distanțe cu  $r_1 = r$  și  $r_2 = r + \Delta r$ , unde  $\Delta r \ll r$ . În conformitate cu formulele (1.25) și (1.28) avem:

$$E = \frac{V_1 - V_2}{\Delta r} = \frac{1}{\Delta r} \left( \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} - \frac{q}{4\pi\epsilon_0 (r + \Delta r)} \right) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r(r + \Delta r)}.$$

Neglijând mărimea foarte mică  $\Delta r$  în comparație cu  $r$ , obținem pentru intensitatea câmpului electrostatic al sarcinii punctiforme  $q$  expresia:

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}.$$

Observăm că ea coincide cu formula (1.13) stabilită, în baza definiției (1.10) pentru intensitatea câmpului electric și din formula (1.5) pentru forța coulombiană.

Astfel, a fost justificată, în mod indirect, corectitudinea expresiei (1.28) pentru potențialul câmpului electrostatic al sarcinii punctiforme.

#### d.° Suprafețe echipotențiale

După cum s-a demonstrat (p.1.3), câmpul electrostatic poate fi reprezentat (grafic) cu ajutorul liniilor de intensitate, în orice punct al acestor linii imaginare vectorul intensității câmpului  $\vec{E}$  fiind tangent la linia respectivă.

Introducerea celei de-a doua caracteristici a câmpului – a potențialului electric  $V$  – permite o altă reprezentare grafică a câmpului electrostatic cu ajutorul așa-numitelor *suprafețe echipotențiale*.

**Se numește echipotențială suprafața, în toate punctele căreia potențialul are una și aceeași valoare:  $V = \text{const}$ .**

Din definiție rezultă că diferența de potențial dintre orice două puncte ale suprafeței echipotențiale este nulă. În acest caz, conform formulei (1.19), la deplasarea sarcinii punctiforme pe suprafața echipotențială lucrul forțelor electrice este egal cu zero. Deci forțele electrice, precum și liniile de intensitate ale câmpului electrostatic, sunt perpendiculare pe suprafețele echipotențiale în punctele de intersecție cu acestea.

Să considerăm câmpuri concrete.

Liniile de intensitate ale câmpurilor electrostatice omogene sunt linii drepte, paralele între ele și echidistante. Suprafețele echipotențiale sunt plane perpendiculare pe liniile de intensitate, plane paralele între ele (fig. 1.16). În figură liniile de intensitate sunt reprezentate prin linii continue, avînd săgeți ce indică sensul vectorului  $\vec{E}$ , iar suprafețele echipotențiale – prin linii întrerupte. Amintim că potențialul se micșorează în sensul indicat de vectorul intensității.

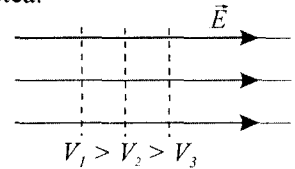


Fig.1.16

Potențialul câmpului electrostatic generat de o sarcină punctiformă, după cum se vede din formula (1.28), are una și aceeași valoare în toate punctele situate la distanțe egale  $r$  de la sarcina punctiformă. Prin urmare, suprafețele echipotențiale ale câmpului sarcinii punctiforme sunt suprafețe sferice, avînd sarcina în centrul lor comun (fig. 1.17). Din figură se observă că în punctele de intersecție liniile de intensitate, fiind radiale, sunt normale la suprafețele echipotențiale.

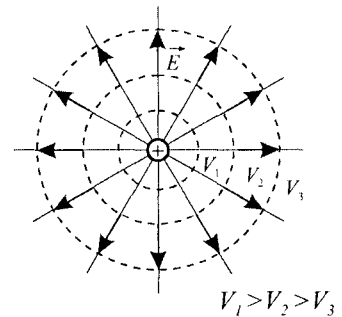


Fig.1.17

În figura 1.18 sunt reprezentate suprafețele echipotențiale (cu linii întrerupte) și liniile de intensitate (cu linii continue) ale câmpului electric, generat de două bile metalice încărcate cu sarcini electrice pozitive de valori egale (fig.1.18, a) și cu sarcini electrice de valori egale, dar de semne opuse (fig.1.18, b).

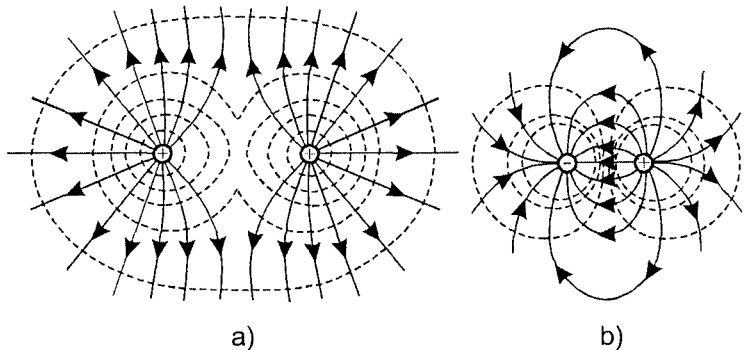


Fig.1.18

## 2 | Întrebări și probleme

- Cum se exprimă energia potențială a unei sarcini punctiforme aflate în câmp electrostatic prin potențialul electric?
- Într-un punct al câmpului electrostatic potențialul este nul. Intensitatea câmpului electric în acest punct este tot nulă? Argumentați răspunsul, aducând exemple.
- Care este semnificația fizică a diferenței de potențial (a tensiunii electrice)?
- Într-o regiune a spațiului, potențialul electric rămâne constant. Ce se poate afirma referitor la intensitatea câmpului electric în această regiune?
- O sarcină punctiformă  $q_0$  se află în câmp electrostatic, într-un punct în care potențialul este egal cu  $+12$  V. Care ar fi potențialul electric în acest punct, dacă în el s-ar afla o sarcină punctiformă egală cu  $-2q_0$ ?
- Energia potențială a sarcinii de probă  $q_0$ , situate într-un punct al câmpului electrostatic, este egală cu  $2,5$  mJ. Ce energie potențială posedă sarcina punctiformă egală cu  $1,8 q_0$ , introdusă în același punct al câmpului?
- Lucrul câmpului electrostatic la deplasarea corpului punctiform electrizat cu sarcina de  $3,6 \mu\text{C}$  din punctul A în punctul B este egal cu  $0,9$  mJ. Să se determine potențialul electric în punctul A, dacă în punctul B potențialul este egal cu  $180$  V.
- Lucrul efectuat de câmpul electrostatic la deplasarea sarcinii punctiforme  $+q$  din punctul A în punctul B este egal cu lucrul efectuat la deplasarea sarcinii  $-2q$  din punctul A în punctul C. Determinați potențialul electric în punctul A dacă potențialul în punctul B este egal cu  $-45$  V, iar în punctul C – cu  $+84$  V.
- Intensitatea câmpului electric între două plăci metalice paralele este egală cu  $500$  V/m, iar distanța dintre ele – cu  $10$  cm. Ce viteză posedă la atingerea plăcii pozitive electronul ieșit din placa negativă cu viteză foarte mică?
- Potențialul câmpului electrostatic generat de o sarcină punctiformă este egal cu  $150$  V la distanța de  $10$  cm de la sarcină. Care este valoarea potențialului electric la  $25$  cm de la sarcină?
- Distanța dintre două sarcini punctiforme de semne opuse este egală cu  $18$  cm. Să se determine raportul dintre modulele sarcinilor, dacă se știe că în punctul situat pe segmentul dintre sarcini, la  $12$  cm de sarcina pozitivă, potențialul câmpului electric rezultant este nul.
- Două corpuri punctiforme sunt electrizate cu sarcinile  $+5 \cdot 10^{-9}\text{C}$  și  $-3 \cdot 10^{-9}\text{C}$ , distanța dintre ele fiind egală cu  $10$  cm. Ce lucru trebuie consumat pentru a mări distanța dintre corpuri pînă la  $20$  cm?
- În figura 1.19 sunt reprezentate, prin linii întrerupte, cîteva suprafețe echipotențiale, diferența de potențial pentru două suprafețe vecine fiind aceeași. Comparați valorile intensității câmpului electric în punctele A și B. Argumentați răspunsul.
- În figura 1.20 sunt reprezentate prin linii continue liniile de intensitate ale unui câmp electrostatic, iar prin linii întrerupte suprafețele echipotențiale, diferența de potențial dintre două suprafețe vecine fiind egală cu  $15$  V. Calculați lucrul efectuat de câmpul electrostatic la deplasarea unei sarcini punctiforme de  $60 \mu\text{C}$  din punctul A în: a) punctul B; b) punctul C; d) punctul D.

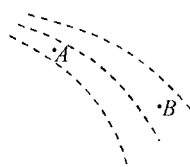


Fig.1.19

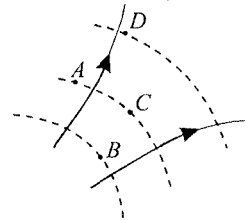


Fig.1.20

## 1.5. Conductoare în câmp electric

Conductoare au fost numite substanțele care conțin sarcini electrice libere, adică particule încărcate, ce se pot deplasa liber în corp. În metale acestea sunt electronii de valență, care la formarea corpului din atomi, îi părăsesc și devin comuni. Astfel, metalul este constituit din ionii pozitivi, situați în nodurile rețelei cristaline, și din electroni liberi. În lipsa câmpurilor electrice exterioare electronii liberi se mișcă haotic, asemenea moleculelor în gaze. Din această cauză ansamblul electronilor liberi din metale este numit și **gaz electronic**.

Comportarea specifică a conductoarelor la introducerea lor în câmpul electrostatic este condiționată de prezența în ele a electronilor liberi.

Considerăm două plăci metalice paralele, situate aproape una de alta și încărcate cu sarcini electrice de valori egale, dar de semne opuse. Câmpul electric dintre ele este un câmp omogen, cu excepția regiunilor de la marginile plăcilor. În figura 1.21, a sunt indicate liniile de intensitate a câmpului electric, iar cu linie întreruptă – regiunea câmpului în care este introdus ulterior un corp metallic.

La introducerea în câmp a corpului conductor asupra electronilor liberi din el acționează forța  $\vec{F}_e = -e\vec{E}$ , care le imprimă accelerație în sens opus vectorului  $\vec{E}$ . Ca rezultat, suprafața conductorului, aflată în partea plăcii pozitive, se încarcă cu sarcină negativă. Simultan, la suprafața din partea opusă a conductorului rămâne un surplus de sarcină pozitivă (fig. 1.21, b). Semnalăm că sarcinile de semne opuse, apărute pe suprafața conductorului, generează un câmp electric de sens opus câmpului exterior. Astfel, intensitatea câmpului electric din interiorul conductorului  $\vec{E}_i$  devine mai mică decât în exterior. Acest proces de deplasare a sarcinilor libere continuă pînă la momentul în care intensitatea câmpului din interiorul conductorului devine nulă:  $\vec{E}_i = 0$ . Ulterior, încetează orice mișcare dirijată a sarcinilor libere ale conductorului – el trece în stare de *echilibru electric*. În această stare continuă doar mișcarea haotică a electronilor liberi, mișcare care nu deranjează echilibrul electric.

**Intensitatea câmpului electric în interiorul conductorului aflat în câmp electrostatic este nulă. În aceste condiții în regiunea interioară conductorul este neutru.**

Echilibrul electric al sarcinilor se stabilește într-un interval de timp destul de scurt, datorită masei mici a electronului.

Să cercetăm câmpul electric în regiunea exterioară din vecinătatea imediată a conductorului. Dacă vectorul intensității  $\vec{E}$  ar avea componentă tangențială la suprafața conductorului, ar exista forțe tangențiale, care ar deplasa electronii de-a lungul suprafeței. Dar în stare de echilibru electric aceștia nu se pot mișca. Prin urmare, liniile de intensitate în vecinătatea exterioară imediată a suprafeței conductorului sunt normale la suprafața respectivă (fig. 1.21, b).

După cum se vede din figură, liniile de intensitate care pornesc de la placa pozitivă se termină pe sarcinile negative ale conductorului, în interiorul lui ele lipsesc, apoi pornesc de la sarcinile pozitive ale conductorului și se termină pe placa negativă.

Din relația (1.25) dintre intensitatea câmpului electric  $E$  și diferența de potențial  $(V_1 - V_2)$ , anume  $E = (V_1 - V_2)/d$  și din faptul că în interiorul conductorului  $E_i = 0$ , rezultă că  $(V_1 - V_2) = 0$  pentru orice două puncte ale conductorului.

**Potențialul electric este același în toate punctele conductorului aflat în câmp electrostatic.**

Să analizăm alt caz: un conductor încărcat în absența câmpului exterior are surplus de sarcini de același semn. Or, astfel de sarcini se resping. Ele se îndepărtează cel mai mult posibil unele de altele, adică se distribuie la suprafața conductorului, care în interior este

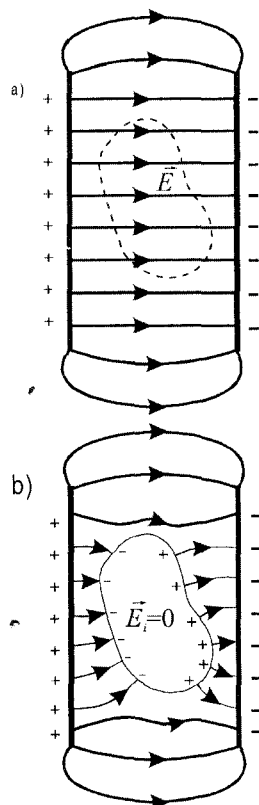


Fig. 1.21

neutru. Intensitatea câmpului electric în interiorul conductorului este nulă, iar în exterior, în vecinătatea imediată a suprafeței lui liniile de intensitate sunt normale la suprafață în punctele respective (fig. 1.22). În aceste condiții, potențialul electric are aceeași valoare în toate punctele conductorului.

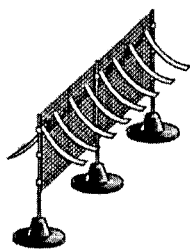
Înlăturarea unei regiuni neutre din interiorul conductorului încărcat nu modifică câmpul electric al acestuia. Deci câmpul electric al unui conductor încărcat este determinat de sarcina sa electrică, de forma și dimensiunile sale și nu depinde de prezența în el a unor cavități interne.

În cazul unei sfere metalice electrizate, cu sau fără cavități în interior, câmpul electric din exterior este același, de parcă toată sarcina electrică ar fi concentrată în centrul sferei.

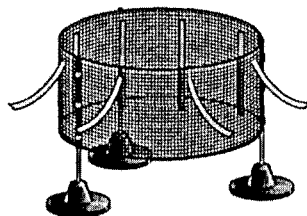
Distribuirea sarcinilor electrice pe suprafața exterioară a conductorului poate fi demonstrată prin următorul experiment (fig. 1.23).

Pe o plasă metalică elastică, așezată pe piciorușe izolatoare, se fixează foițe subțiri de hârtie. La electrizarea plasei se încarcă cu sarcini de același semn și foițele, respingându-se de plasă. În cazul în care plasa este plană, foițele de pe ambele părți ale ei sunt respinse (fig. 1.23, a). Dacă din plasă este format un cilindru, se observă doar respingerea foițelor din partea exterioară a ei (fig. 1.23, b).

Proprietatea conductoarelor de a nu permite pătrunderea câmpului electric în interiorul lor se aplică pentru a proteja dispozitivele sensibile de acțiunea câmpurilor electrice exterioare. Aceste dispozitive se înconjoară cu o cutie (sau plasă) metalică, numită “cușca lui Faraday”.



a)



b)

Fig. 1.23

### ▣ Problemă rezolvată

Sarcina electrică a unei sfere metalice de rază  $R$  este egală cu  $q$ . Reprezentați graficele care exprimă intensitatea și potențialul câmpului electric al sferei în funcție de distanța  $r$  de la centrul ei.

**Rezolvare:** Intensitatea câmpului electric în interiorul sferei este nulă, în exterior fiind exprimată de formula (1.13) pentru intensitatea câmpului generat de o sarcină punctiformă. Avem:

$$E = \begin{cases} 0, & \text{pentru } r < R \\ \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}, & \text{pentru } r \geq R. \end{cases}$$

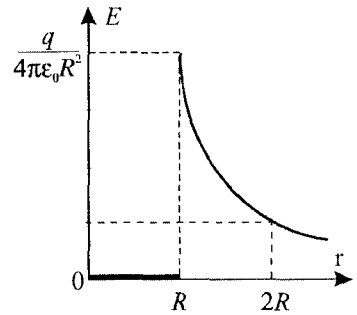
Potențialul electric în exteriorul sferei este dat de formula (1.28) pentru câmpul sarcinii punctiforme:

$$V = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (\text{pentru } r \geq R). \text{ La suprafața sferei potențialul este egal cu } V_R = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R}.$$

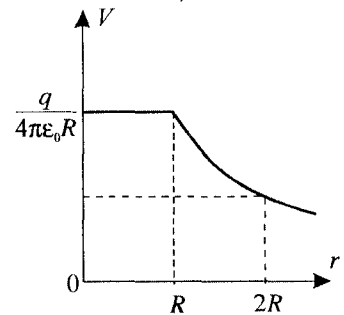
Aceeași valoare potențialul o posedă în toate punctele din interiorul sferei. Astfel, potențialul electric al sferei încărcate:

$$V = \begin{cases} \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R}, & \text{pentru } r \leq R \\ \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}, & \text{pentru } r \geq R \end{cases}$$

Graficele respective sunt reprezentate în figura 1.24.



a)



b)

Fig.1.24

### ? Întrebări și probleme

1. În conductoare toți electronii sunt liberi?
2. Cum îți imaginezi gazul electronic în metale?
3. Este posibilă mișcarea unor particule încărcate în interiorul conductorului în starea de echilibru electric?
4. Două conductoare metalice electrizate A și B au potențialele  $V_A > V_B$ . Care conductor cedează electroni în cazul în care acestea sunt puse în contact?
5. Două bile metalice identice, de rază  $R$ , sunt electrizate într-un caz cu sarcini de semne opuse  $+q$  și  $-q$ , în alt caz cu sarcini de același semn  $+q$  și  $+q$ . Compară forțele de interacțiune dintre perechile de bile în cele două cazuri dacă distanța dintre centrele lor este egală: a) cu  $3R$ ; b) cu  $3000R$ .
6. Pot să se atragă două corpuri metalice electrizate cu sarcini de același semn? Argumentează răspunsul.

## 1.6. Dielectrici în câmp electrostatic

**Dielectrici sau izolatoare** sunt numite substanțele care nu conțin particule încărcate libere, spre deosebire de conductoare, și sunt constituite din molecule neutre.

Pentru a cerceta comportarea dielectricilor în câmp electric exterior, să analizăm proprietățile electrice ale moleculelor neutre, determinate de modul de distribuție a sarcinilor electrice în ele. Aceste sarcini se pot deplasa numai în limitele moleculei, de aceea sunt numite **sarcini legate**.

Să considerăm un exemplu concret: molecula de apă ( $H_2O$ ), care conține un atom de oxigen și doi atomi de hidrogen. Atomul de oxigen atrage electronii hidrogenului astfel încât regiunea în care se află oxigenul este încărcată negativ, iar cea în care se găsește hidrogenul – pozitiv (fig. 1.25, a). La moleculele de acest fel pot fi indicați polii electrici – pozitiv și negativ (fig. 1.25, b).

**Moleculele în care centrul sarcinilor pozitive este deplasat față de centrul sarcinilor negative, sunt numite molecule polare.**

Alte exemple de molecule polare: CO – molecula oxidului de carbon (II),  $H_2S$  – molecula sulfurii de hidrogen ș.a.

De obicei, se utilizează un model al moleculelor la care centrele sarcinilor de semne opuse nu coincid. Acest model se numește **dipol electric**.

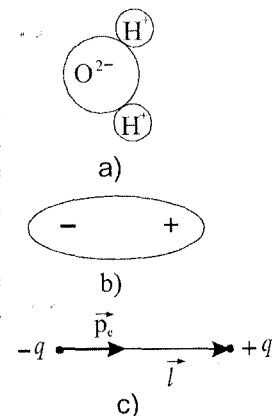


Fig. 1.25

**Dipol electric este sistemul de două sarcini punctiforme egale în modul, de semne opuse, situate la o anumită distanță una de alta (fig. 1.25, c).**

Distanța  $l$  dintre sarcinile dipolului este numită **braț al dipolului**, iar produsul dintre sarcină și braț – **moment dipolar** sau **moment electric**:

$$p_e = ql. \quad (1.29)$$

Introducînd brațul dipolului ca mărime vectorială, orientată de la sarcina negativă spre cea pozitivă, definim momentul dipolar ca mărime vectorială de același sens, de la sarcina negativă spre cea pozitivă (fig. 1.25, c):

$$\vec{p}_e = q\vec{l}. \quad (1.30)$$

Momentul dipolar este o caracteristică electrică a moleculelor și la moleculele polare este diferit de zero chiar în lipsa cîmpului electric exterior.

Există molecule în care sarcinile electrice sunt distribuite simetric, astfel încît centrul sarcinilor pozitive coincide cu centrul sarcinilor negative (Fig. 1.17, a). Ele au moment dipolar nul și se numesc **molecule nepolare**. Molecule nepolare sunt moleculele gazelor inerte, ale oxigenului ( $O_2$ ), ale azotului ( $N_2$ ) ș.a.

Să analizăm comportarea moleculelor de ambele feluri într-un cîmp omogen de intensitate  $\vec{E}_0$ .

Considerăm mai întîi o moleculă polară (fig. 1.26). Asupra sarcinii pozitive acționează forța  $\vec{F}_+ = q\vec{E}_0$  în sensul vectorului  $\vec{E}_0$ , iar asupra sarcinii negative – forța  $\vec{F}_- = -q\vec{E}_0$  cu sens opus. Forțele  $\vec{F}_+$  și  $\vec{F}_-$  în modul sunt egale, iar rezultanta lor este nulă, deci nu pot produce mișcarea de translație a moleculei. Ele rotesc molecula în sensul în care momentul dipolar ar lua direcția și sensul intensității cîmpului electric, adică au o acțiune de orientare.

Fie o moleculă nepolară în cîmp electric. Forțele electrice influențează mișcarea sarcinilor din ea, astfel încît sarcinile pozitive și cele negative se deplasează în sensuri opuse, molecula deformîndu-se. Distribuția sarcinilor din moleculă nu mai este simetrică (fig. 1.27, b), molecula capătă moment dipolar de același sens cu vectorul intensității cîmpului  $\vec{E}_0$ . Momentul dipolar în cazul de față crește odată cu mărirea intensității  $\vec{E}_0$  și se numește **moment dipolar indus**.

Dielectricii constituiți din molecule polare au fost numiți **dielectrici polari**, respectiv, cei constituiți din molecule nepolare – **dielectrici nepolari**.

Să descriem proprietățile electrice ale dielectricilor, cunoscînd comportarea moleculelor în cîmp electric.

Considerăm cîmpul electric omogen dintre două plăci paralele, de dimensiuni mari, încărcate cu sarcini electrice de semne opuse. Intensitatea cîmpului electric dintre plăci în vid este notată cu  $\vec{E}_0$ .

Introducem un dielectric polar în cîmpul electric. Pînă la introducerea în cîmp, datorită mișcării termice, momentele dipolo-

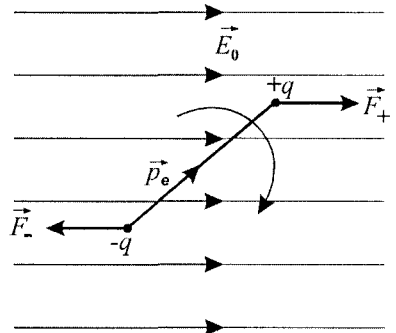


Fig. 1.26

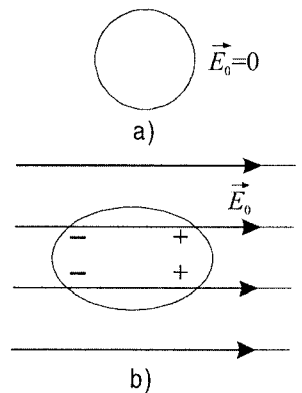


Fig. 1.27



lare erau orientate haotic. Câmpul electric orientează moleculele astfel ca momentele dipolare să fie direcționate în sensul câmpului. Această orientare este doar parțială, datorită mișcării termice care produce o acțiune cu caracter opus. Din figura 1.28, a se observă că în interior dielectricul polar rămâne neutru, dar la suprafețele lui se află sarcini electrice de semne opuse celor de pe plăcile din vecinătate.

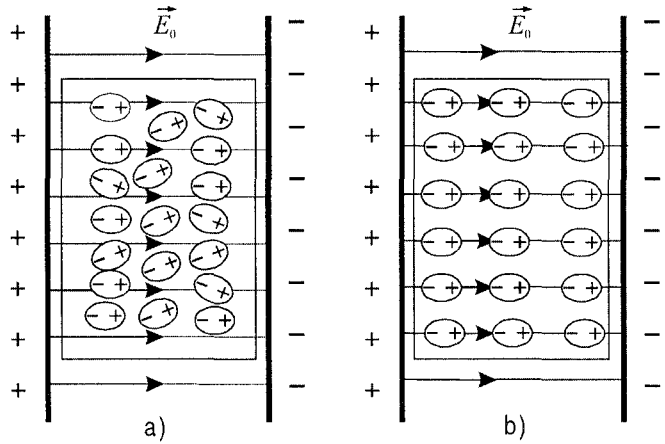


Fig. 1.28

La introducerea dielectricului nepolar între plăcile electrizate moleculele lui capătă momente dipolare induse. Dielectricul în interior rămâne neutru, iar pe suprafețele lui, ca și în cazul precedent, apar sarcini legate (fig. 1.28, b).

**Sub acțiunea câmpului electric exterior momentele dipolare ale moleculelor dielectricului iau direcția câmpului și pe suprafețele lui apar sarcini electrice legate. Acest fenomen se numește polarizare a dielectricului.**

Reprezentăm situația obținută la polarizarea dielectricului în figura 1.29. Din figură se observă că sarcinile legate de pe suprafața dielectricului generează un câmp electric interior de intensitate  $\vec{E}_i$  avînd sens opus intensității  $\vec{E}_0$  a câmpului exterior. Intensitatea câmpului electric în dielectric, în conformitate cu principiul superpoziției, este  $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_i$ . Valoarea ei  $E = E_0 - E_i$ . Prin urmare, intensitatea câmpului electric în dielectric este mai mică decît în vid:  $E < E_0$ . Doar o parte din liniile de intensitate ale câmpului generat de sarcinile de pe plăci pătrund în dielectric, celelalte avînd capetele pe sarcinile legate de pe suprafața lui (fig. 1.29).

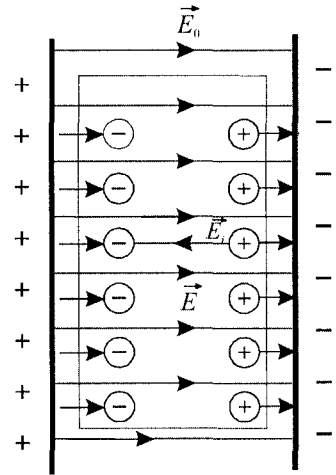


Fig.1.29

**Mărimea adimensională  $\epsilon_r$  care arată de cîte ori intensitatea câmpului electric în dielectric este mai mică decît în vid se numește permittivitate relativă a dielectricului**

$$\epsilon_r = \frac{E_0}{E}. \quad (1.29)$$

Evident, pentru vid  $\epsilon_r = 1$ .

Rezultă că intensitatea câmpului electric în dielectric și intensitatea lui în vid sunt legate prin relația

$$\vec{E} = \frac{\vec{E}_0}{\epsilon_r}. \quad (1.30)$$

În tabelul de mai jos sunt indicate valorile permitivității relative pentru câțiva dielectrici. Se observă că permitivitatea relativă a aerului diferă puțin de unitate. Respectiv, intensitatea câmpului electric în aer este aproximativ egală cu cea în vid.

Materialul	Permitivitatea relativă, $\epsilon_r$	Materialul	Permitivitatea relativă, $\epsilon_r$
Vid	1,0000	Porțelan	4,4 – 6,8
Aer	1,0006	Sticlă de cuarț	5
Petrol lampant	2,1	Sticlă obișnuită	6,0 – 10,0
Parafină	2,2	Alcool etilic	25,8
Ulei de transformator	2,2	Glicerina	43
Chihlimbar	2,7	Apă	81

Considerăm o sarcină punctiformă  $q$  aflată într-un mediu dielectric. În baza celor expuse mai sus și a formulei (1.13), pentru intensitatea câmpului electric în vid obținem expresia intensității câmpului electric generat de o sarcină punctiformă în dielectric:

$$E = k \frac{|q|}{\epsilon_r r^2} = \frac{|q|}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r^2}. \quad (1.31)$$

Conform relațiilor (1.24) diferența de potențial în mediul dielectric este de asemenea de  $\epsilon_r$  ori mai mică decât în vid:

$$V_1 - V_2 = \frac{V_{1,0} - V_{2,0}}{\epsilon_r}, \quad (1.32)$$

unde  $(V_{1,0} - V_{2,0})$  este diferența de potențial între aceleași puncte în lipsa dielectricului (în vid).

Aceeași afirmație se referă și la valoarea potențialului electric în dielectric.

Micșorarea de  $\epsilon_r$  ori a intensității câmpului electric în mediul dielectric condiționează, de asemenea, micșorarea de  $\epsilon_r$  ori a forței de interacțiune dintre două sarcini punctiforme  $q_1$  și  $q_2$  situate într-un astfel de mediu.

Expresia legii lui Coulomb ia forma:

$$F = k \frac{|q_1||q_2|}{\epsilon_r r^2} = \frac{|q_1||q_2|}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r^2}. \quad (1.33)$$

Considerăm un dipol în câmp electric neomogen, adică în câmp a cărui intensitate  $\vec{E}$  variază în spațiu. Asupra sarcinilor electrice ale dipolului, egale în modul, acționează din partea acestui câmp forțe diferite în modul: în regiunea câmpului cu intensitatea mai mare forța este mai mare. Prin urmare, în câmpul electric neomogen dipolul este nu numai orientat în direcția liniilor de intensitate, ci și atras în regiunea în care intensitatea câmpului este mai mare. În mod similar se comportă dielectricul introdus în câmp electric neomogen: el se polarizează și simultan este atras în regiunea spațiului în care intensitatea câmpului este mai mare.

Pe asemenea comportare a dielectricului în câmp electric neomogen se bazează funcționarea *filtrului electrostatic*, a cărui schemă este reprezentată în *figura* 1.30. Acesta se folosește la îndepărtarea prafului de cărbune din gazele obținute în urma arderii. Partea electrică este constituită din electrozi (1 și 2), între care se creează o diferență mare de

potențial (electrodul 1 se încarcă negativ, electrodul cilindric 2 – pozitiv). Densitatea liniilor de câmp, deci și intensitatea câmpului electric, sunt mai mari lângă electrodul negativ (1). Gazele ce conțin praf de cărbune intră în filtru prin orificiul (3). Praful se polarizează și este atras spre electrodul negativ (1). Aici el captează electroni și este respins spre electrodul pozitiv (2), spre care este atras și pe care se depune. Astfel, prin orificiul (4) din filtru iese aer curățat. Atunci când masa prafului depus pe electrod devine mare, acesta cade sub acțiunea forței de greutate în vasul (5) din partea inferioară a filtrului, de unde periodic este evacuat.

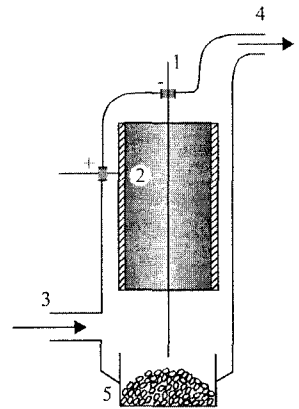


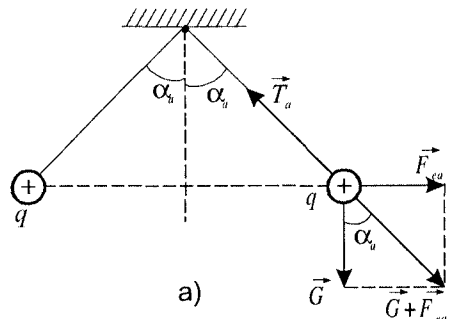
Fig. 1.30

**Problemă rezolvată**

Două bile identice mici de aluminiu sunt suspendate de fire ușoare, izolatoare, de lungimi egale, capetele superioare ale cărora sunt fixate în același punct. Fiind electrizate, bilele aflate în aer se resping astfel încît firele de suspensie formează între ele un unghi de  $90^\circ$ . La introducerea completă a bilelor electrizate în ulei unghiul dintre fire devine egal cu  $76^\circ$ . Să se determine permitivitatea relativă a acestui ulei. Se cunosc: densitatea aluminiului –  $2700 \text{ kg/m}^3$ , densitatea uleiului –  $800 \text{ kg/m}^3$ .

Se dă:  
 $2\alpha_a = 90^\circ$   
 $2\alpha_u = 76^\circ$   
 $\rho_0 = 2700 \text{ kg/m}^3$   
 $\rho = 800 \text{ kg/m}^3$   
 $\epsilon_r - ?$

**Rezolvare:** Reprezentăm în figura 1.31, a sistemul de bile electrizate aflate în aer și forțele care acționează asupra unei bile: forța de greutate  $\vec{G}$ , forța de respingere electri-



că  $\vec{F}_{ea}$  și tensiunea  $\vec{T}_a$  a firului de suspensie.

Bila se află în echilibru și rezultanta acestor

forțe este nulă:  $\vec{G}_a + \vec{F}_{ea} + \vec{T}_a = 0$ .

Prin urmare,  $\vec{G}_a + \vec{F}_{ea} = -\vec{T}_a$ , adică diagonala paralelogramului construit pe vectorii  $\vec{G}$  și  $\vec{F}_{ea}$  are direcția firului de suspensie, deci formează cu verticala unghiul  $\alpha_a$ . Aceasta ne permite să exprimăm forța electrică prin cea de greutate:  $F_{ea} = G \cdot \text{tg} \alpha_a$ . Notînd cu  $V$  volumul bilei, pentru forța de greutate avem  $G = \rho_0 Vg$ , iar forța electrică  $F_{ea} = \rho_0 Vg \cdot \text{tg} \alpha_a$ .

Considerăm cazul în care ambele bile se află în ulei (fig. 1.31, b). Asupra unei bile acționează forța de greutate  $\vec{G}$ , forța Arhimede  $\vec{F}_A$ , orientată vertical în sus, forța de respingere electrică  $\vec{F}_{eu}$

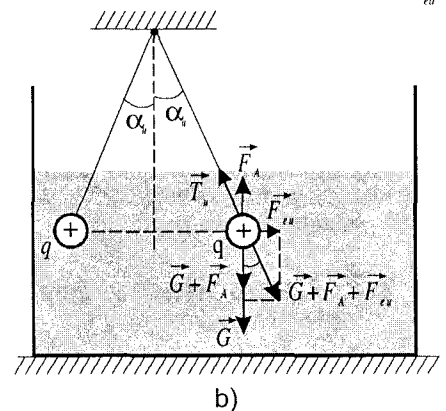


Fig. 1.31

și tensiunea  $\vec{T}_u$  a firului de suspensie. Bila se află în echilibru, suma acestor forțe este nulă:  $\vec{G} + \vec{F}_A + \vec{F}_{eu} + \vec{T}_u = 0$ . Rezultanta forțelor verticale  $\vec{G}$  și  $\vec{F}_A$  este orientată vertical în jos și are modulul egal cu  $(G - F_A)$ . Prin urmare, suma forțelor  $(\vec{G} + \vec{F}_A)$  și  $\vec{F}_{eu}$  are

sens opus tensiunii  $\vec{T}_u$ , formînd cu verticala unghiul  $\alpha_u$ . După cum se vede din figură, forța electrică este  $F_{eu} = (G - F_A) \operatorname{tg} \alpha_u$ . Substituind valoarea forței de greutate și a forței Arhimede  $F_A = \rho V g$ , obținem  $F_{eu} = (\rho_0 - \rho) V g \operatorname{tg} \alpha_u$ .

Raportul dintre valorile forțelor de interacțiune electrică  $\frac{F_{ea}}{F_{eu}} = \frac{\rho_0 \operatorname{tg} \alpha_u}{(\rho_0 - \rho) \operatorname{tg} \alpha_u}$ . Dacă  $l$

este lungimea firului de suspensie, distanțele dintre bile sunt:  $2l \sin \alpha_a$  în aer și  $2l \sin \alpha_u$

în ulei. Forțele de interacțiune electrică au valorile  $F_{ea} = \frac{k_e q^2}{4l^2 \sin^2 \alpha_a}$  și  $F_{eu} = \frac{k_e q^2}{\epsilon_r \cdot 4l^2 \sin^2 \alpha_u}$ .

Raportul lor  $\frac{F_{ea}}{F_{eu}} = \frac{\epsilon_r \sin^2 \alpha_u}{\sin^2 \alpha_a}$ .

Egalînd valorile obținute pentru raportul  $F_{ea} / F_{eu}$ , exprimăm permitivitatea relativă căutăată:

$$\epsilon_r = \frac{\rho_0 \operatorname{tg} \alpha_a \cdot \sin^2 \alpha_a}{(\rho_0 - \rho) \cdot \operatorname{tg} \alpha_u \cdot \sin^2 \alpha_u}; \epsilon_r = 2,4.$$

## 2. Întrebări și probleme

1. Care este deosebirea dintre comportarea moleculelor polare și a celor nepolare la introducerea lor în cîmp electric?
2. Un corp dielectric se află în cîmp electric exterior. Imagineazăți corpul tăiat în două de-a lungul planului care trece prin mijlocul lui paralel cu plăcile încărcate, apoi aceste două părți separate una de alta. Ce poți afirma referitor la sarcinile electrice ale părților de corp după scoaterea lor din cîmpul electric? Argumentează răspunsul.
3. Un dielectric polar se află în cîmp electric exterior invariabil în timp. Cum se modifică valoarea intensității cîmpului în dielectric la încălzirea acestuia?
4. La ce distanță de la un corp punctiform electrizat aflat în apă intensitatea cîmpului electric este egală cu cea aflată în aer la 0,18 m de la același corp?
- 5°. Determină distanța de la o sarcină punctiformă aflată în ulei, potențialul electric al căreia are aceeași valoare ca la distanța de 0,005 m de la sarcina aflată în apă. Se va considera permitivitatea relativă a uleiului egală cu 2,5.
6. Două sarcini punctiforme în ulei interacționează cu o forță de 0,84 N, iar în petrol lampant – cu o forță de 1,00 N, distanța dintre sarcini în ambele cazuri fiind aceeași. Să se determine permitivitatea relativă a petrolului lampant dacă pentru ulei ea este egală cu 2,5.
7. Forța de interacțiune dintre două sarcini electrice punctiforme aflate în aer este egală cu 8,6 mN. Care este valoarea forței de interacțiune dintre aceste sarcini introduse în glicerină dacă distanța dintre ele este micșorată de 4 ori?

## 1.7. Capacitatea electrică. Condensatoare

### a. Capacitatea electrică a condensatorului

Pentru funcționarea normală a multor instalații din electrotehnică și radiotehnică este necesar să se acumuleze sarcini electrice care ulterior sunt utilizate. Dispozitivul care permite să se efectueze acumularea sarcinilor electrice este numit **condensator**.

**Condensatorul reprezintă un sistem alcătuit din două conductoare (armături), separate printr-un dielectric, distanța dintre armături fiind mult mai mică decît dimensiunile lor liniare.**

Dacă armăturile sunt legate la bornele unei surse de tensiune electrică, de exemplu, ale unei mașini electrostatice, ele se încarcă cu sarcini electrice de semne opuse și egale în modul:  $+q$  și  $-q$ .

**Valoarea sarcinii electrice de pe una din armături este numită sarcină a condensatorului.**

Condensatorul poate fi, de asemenea, încărcat, legînd una din armături la o bornă a sursei de tensiune electrică, cealaltă armătură fiind legată cu Pămîntul. Ultima armătură se încarcă prin inducție electrostatică cu sarcină electrică preluată de la Pămînt.

Liniiile de intensitate ale cîmpului electric sunt orientate de la armătura pozitivă spre cea negativă. Deoarece sarcinile electrice sunt egale în modul, iar distanța dintre armături este mică, cîmpul electric este concentrat în spațiul dintre armături.

Mai sus (p. 1.4, *b*) s-a menționat că liniiile de intensitate ale cîmpului electric sunt orientate în sensul în care potențialul electric descrește. Prin urmare, potențialul  $V_1$  al armăturii pozitive este mai mare decît potențialul  $V_2$  al armăturii negative.

Studiind cîmpul electric al sarcinii punctiforme, s-a stabilit că intensitatea lui este direct proporțională cu valoarea sarcinii electrice  $q$  care creează acest cîmp. Ținînd cont de relația (1.24) dintre diferența de potențial și intensitatea cîmpului electric, putem afirma că și diferența de potențial în cazul cîmpului din jurul unei sarcini punctiforme este direct proporțională cu valoarea acestei sarcini:  $(V_1 - V_2) \sim q$ . Această afirmație este valabilă și pentru condensator.

Trecînd la egalitate, scriem:

$$q = C (V_1 - V_2) \text{ sau } q = CU, \quad (1.34)$$

unde  $U = V_1 - V_2$  este tensiunea electrică dintre armături, iar mărimea  $C$  este un coeficient de proporționalitate numit **capacitate electrică a condensatorului**.

Capacitatea electrică a condensatorului din (1.34) este:

$$C = \frac{q}{V_1 - V_2} \text{ sau } C = \frac{q}{U}. \quad (1.35)$$

**Capacitatea electrică a condensatorului este mărimea fizică egală cu raportul dintre sarcina condensatorului și tensiunea electrică dintre armăturile lui.**

Unitatea de măsură a capacității electrice:

$$[C] = \frac{[q]}{[U]} = \frac{C}{V} = F.$$

Unitatea de măsură a capacității electrice în SI este faradul (F), denumire dată în cinstea ilustrului fizician englez Michael Faraday.

**Faradul este capacitatea electrică a unui astfel de condensator la care diferența de potențial dintre armături este egală cu 1 V, atunci cînd sarcina condensatorului este egală cu 1 C.**

Deoarece faradul este o unitate foarte mare, în practică se folosesc submultiplii lui:

*microfaradul*:  $1 \mu\text{F} = 10^{-6} \text{ F}$ ;

*nanofaradul*:  $1 \text{ nF} = 10^{-9} \text{ F}$ ;

*picofaradul*:  $1 \text{ pF} = 10^{-12} \text{ F}$ .

Capacitatea electrică a condensatorului depinde de forma și dimensiunile armăturilor lui, de așezarea reciprocă a acestora și de proprietățile electrice ale dielectricului dintre armături. Mai jos vom justifica această afirmație pentru cazul unui condensator concret.

Să analizăm ultima din dependențele menționate. Considerăm un condensator între ale cărui armături este vid (aer). Notăm cu  $U_0$  tensiunea electrică dintre armături, în cazul în care sarcina condensatorului este egală cu  $q$ . Capacitatea electrică a acestui condensator cu vid este:

$$C_0 = \frac{q}{U_0}.$$

La introducerea între armături a unui dielectric cu permitivitatea relativă  $\epsilon_r$  la aceeași sarcină  $q$ , tensiunea electrică se micșorează de  $\epsilon_r$  ori și devine egală cu

$$U = \frac{U_0}{\epsilon_r}.$$

Respectiv, capacitatea electrică a condensatorului cu dielectric este:

$$C = \frac{q}{U} = \frac{q\epsilon_r}{U_0} = \epsilon_r C_0.$$

Prin urmare, la introducerea unui dielectric între armăturile condensatorului capacitatea electrică a acestuia devine de  $\epsilon_r$  ori mai mare decât cea a condensatorului cu vid (cu aer):

$$C = \epsilon_r C_0 \quad (1.36)$$

### b. Capacitatea electrică a condensatorului plan

Condensatorul este numit plan dacă armăturile lui prezintă două plăci plane și paralele, separate de un dielectric.

Pentru a stabili dependența capacității electrice a condensatorului plan de parametrii acestuia, să realizăm un experiment (vezi figura 1.32).

I. Armătura A a condensatorului este legată la tija electrometrului, iar armătura B – la cutia lui.

Condensatorul se încarcă de la mașina electrostatică, electrodul B aflându-se în poziția 1. Electrometrul indică tensiunea electrică dintre armături, acul lui aflându-se în poziția 1.

Modificăm distanța dintre armături. La micșorarea distanței (armătura B în poziția 2) tensiunea electrică dintre ele se micșorează. Sarcina electrică a condensatorului a rămas însă aceeași. Din definiția (1.35) rezultă că în acest caz capacitatea electrică a condensatorului crește. La majorarea distanței dintre armături (poziția 3 a armăturii B) tensiunea electrică se mărește, iar capacitatea electrică se micșorează. Astfel, capacitatea electrică  $C_0$  a condensatorului plan cu aer este invers proporțională cu distanța dintre armături:

$$C_0 \sim 1/d.$$

II. Aducem armătura mobilă B în poziția 1. Deplasăm această armătură vertical, astfel ca să rămână în planul său. În acest caz aria suprafeței de suprapunere a armăturilor se micșorează. Electrometrul indică majorarea tensiunii, ceea ce corespunde reducerii capacității electrice a condensatorului. Prin urmare, capacitatea condensatorului este direct proporțională cu aria suprafeței de suprapunere a armăturilor:

$$C_0 \sim S.$$

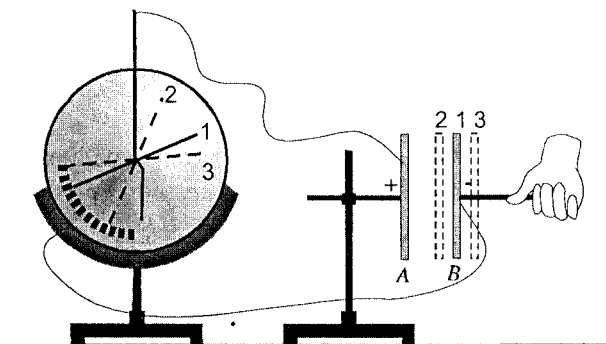


Fig. 1.32

Unind rezultatele de mai sus, obținem:

$$C_0 \sim \frac{S}{d}.$$

Calculule riguroase demonstrează că coeficientul de proporționalitate în cazul condensatorului plan cu vid (cu aer) este egal cu constanta electrică  $\epsilon_0$ . Astfel, avem:

$$C_0 = \frac{\epsilon_0 S}{d}. \quad (1.37)$$

Substituind (1.37) în (1.36), obținem formula pentru capacitatea electrică a condensatorului plan, al cărui spațiu dintre armături este ocupat de un dielectric cu permitivitatea relativă  $\epsilon_r$ :

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{d}. \quad (1.38)$$

Deci, *capacitatea electrică a condensatorului plan depinde de dimensiunile armăturilor, de pozițiile reciproce ale acestora și de dielectricul dintre ele.*

Caracterul dependenței (1.37) poate fi explicat relativ simplu. La o arie  $S$  mai mare a armăturilor sarcinile electrice de pe fiecare din ele se distribuie la distanță mai mare și se resping mai slab. Așadar, condensatorul cu armături de arie mai mare acumulează mai multe sarcini electrice la aceeași tensiune electrică dintre armături și are o capacitate electrică mai mare.

Considerăm un condensator plan legat la o sursă de tensiune constantă. La distanțe  $d$  mai mici dintre armături sarcinile de semne opuse de pe ele se atrag mai puternic. Condensatorul la aceeași valoare a tensiunii acumulează mai multe sarcini, capacitatea electrică a lui fiind mai mare.

Din formula (1.37) exprimăm constanta electrică

$$\epsilon_0 = \frac{C_0 d}{S}.$$

De aici stabilim unitatea de măsură:

$$[\epsilon_0] = \frac{[C_0][d]}{[S]} = \frac{\text{F} \cdot \text{m}}{\text{m}^2} = \frac{\text{F}}{\text{m}}.$$

Astfel, pentru constanta electrică  $\epsilon_0$  am obținut o unitate de măsură echivalentă cu cea stabilită mai sus (vezi tabelul de la pag. 19).

Avem

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{C}^2}{\text{N} \cdot \text{m}^2} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}}.$$

O aplicare vastă au condensatoarele cu hîrtie. Armăturile acestora sunt fișii de staniol, separate prin fișii mai late de hîrtie îmbibată cu parafină (fig. 1.33). O fișie de hîrtie identică acoperă una din armături, apoi fișile sunt înfășurate pentru a micșora dimensiunile spațiale ale condensatorului. Bobina astfel obținută este introdusă într-o cutie metalică care

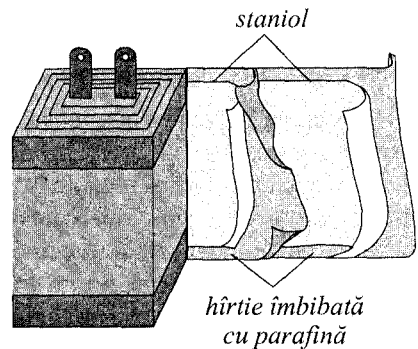


Fig. 1.33

are menirea de a proteja condensatorul de unele defecte mecanice. Din cutie se lasă la exterior doar două contacte pentru a conecta condensatorul în circuite electrice. Pe condensator este marcată capacitatea electrică și valoarea tensiunii nominale. Condensatorul se utilizează numai la tensiuni ce nu o depășesc pe cea nominală, care poate lua valori de pînă la cîteva zeci de kilovolți. La tensiuni mai mari decît cea nominală între armături se produce o descărcare electrică, o scînteie, care deteriorează dielectricul.

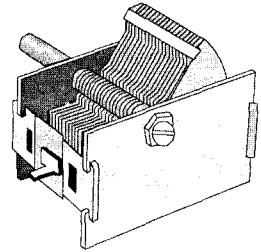


Fig. 1.34

În radiotehnică se utilizează condensatoare a căror capacitate este variabilă. Ele reprezintă două sisteme de plăci metalice, izolate între ele. Un sistem de plăci este fix, al doilea se poate roti astfel încît suprafața comună a acestora variază (fig. 1.34).

În figura 1.35 sunt reprezentate simbolurile condensatoarelor: a) – cu capacitate constantă; b) – cu capacitate variabilă.



Fig. 1.35

### c.º Gruparea condensatoarelor

În practică deseori sunt necesare anumite valori ale capacităților electrice diferite de cele nominale ale capacităților condensatoarelor. Aceasta implică formarea unor grupări (baterii) de condensatoare, care ar avea capacitățile necesare.

Să analizăm, în continuare, cele mai simple moduri de grupare (în paralel și în serie) pentru a determina capacitatea condensatorului echivalent grupării considerate.

**Gruparea în paralel** a condensatoarelor este reprezentată în figura 1.36. Observăm că diferența de potențial dintre bornele grupării și cea dintre armăturile fiecărui condensator au aceeași valoare ( $V_A - V_B$ ). Evident, sarcina grupării în paralel  $q_p$  este egală cu suma sarcinilor electrice ale condensatoarelor:

$$q_p = q_1 + q_2 + q_3. \quad (1.39)$$

Conform relației (1.34), valorile sarcinilor electrice:

$$q_p = C_p (V_A - V_B), \quad q_1 = C_1 (V_A - V_B), \quad q_2 = C_2 (V_A - V_B), \quad q_3 = C_3 (V_A - V_B).$$

Cu  $C_p$  este notată capacitatea electrică echivalentă a grupării în paralel a condensatoarelor. Substituind valorile de mai sus ale sarcinilor electrice în relația (1.39) și simplificînd prin diferența de potențial, obținem:

$$C_p = C_1 + C_2 + C_3. \quad (1.40)$$

**Capacitatea electrică echivalentă a unei grupări în paralel de condensatoare este egală cu suma capacităților condensatoarelor din grupare.**

**Gruparea în serie** a condensatoarelor este ilustrată în figura 1.37. La aplicarea unei diferențe de potențial ( $V_A - V_B$ ) la bornele grupării condensatoarele se încarcă prin inducție electrostatică cu sarcini  $q$  egale între ele (se consideră că înainte de formarea grupării condensatoarele erau descărcate). Armăturile a două condensatoare vecine și conductorul ce le leagă formează un conductor unic, a cărui sarcină totală este egală cu zero și toate punctele căruia au același potențial.

De exemplu, armăturile și conductorul de

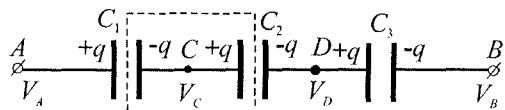


Fig. 1.37



legătură din interiorul cadrului format din linii întrerupte au potențialul egal cu  $V_C$  și sarcina electrică egală cu  $(-q + q) = 0$ . Pentru diferența de potențial (tensiunea) dintre bornele grupării în serie avem:

$$V_A - V_B = (V_A - V_C) + (V_C - V_D) + (V_D - V_B), \quad (1.41)$$

adică tensiunea electrică dintre bornele grupării în serie este egală cu suma tensiunilor din grupare.

Notăm cu  $C_s$  capacitatea electrică a grupării. În conformitate cu definiția (1.35) avem:

$$V_A - V_B = \frac{q}{C_s}, V_A - V_C = \frac{q}{C_1}, V_C - V_D = \frac{q}{C_2} \text{ și } V_D - V_B = \frac{q}{C_3}.$$

Substituind aceste valori în relația (1.41) și simplificând prin sarcina  $q$ , obținem

$$\frac{1}{C_s} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}. \quad (1.42)$$

**Mărimea inversă a capacității electrice echivalente a grupării în serie de condensatoare este egală cu suma mărimilor inverse ale capacităților condensatoarelor din grupare.**

Din formulele (1.40) și (1.42) se vede că la legarea în paralel capacitatea grupării este mai mare decât capacitatea electrică a fiecărui condensator, iar la legarea în serie, invers, capacitatea grupării este mai mică decât capacitatea fiecărui din condensatoarele grupării.

Există, de asemenea, și posibilitatea efectuării unor grupări mixte, în care unele condensatoare sunt grupate în paralel, iar altele – în serie.

#### **d.° Capacitatea electrică a unui conductor izolat**

Conductorul se consideră izolat dacă se află la distanțe foarte mari de la alte corpuri conductoare.

Expresia pentru capacitatea electrică a conductorului izolat poate fi obținută utilizând definiția (1.35) a capacității condensatorului. Considerăm că una din armăturile condensatorului, de exemplu, cea încărcată cu sarcină negativă este îndepărtată la o distanță destul de mare, unde potențialul electric al câmpului creat de armătura pozitivă este foarte mic, practic nul:  $V_2 = 0$ .

Pentru capacitatea electrică a conductorului izolat obținem:

$$C = \frac{q}{V}. \quad (1.43)$$

**Capacitatea electrică a conductorului izolat este egală cu raportul dintre sarcina acestui conductor și potențialul său electric.**

Să calculăm capacitatea electrică a unei sfere conductoare de rază  $R$ . Câmpul electric al sferei conductoare în exteriorul și la suprafața ei coincide cu cel creat de sarcina punctiformă, egală cu sarcina sferei și situată în centrul acesteia. Potențialul electric al sarcinii punctiforme la distanța  $R$  de aceasta se calculează după formula (1.28). Avem:

$$V_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R}.$$

Substituind această expresie în definiția (1.43), obținem capacitatea electrică a sferei conductoare izolate, aflate în vid:

$$C_0 = 4\pi\epsilon_0 R. \quad (1.44)$$

Dacă sfera conductoare se află într-un mediu dielectric cu permitivitatea relativă  $\epsilon_r$ , capacitatea electrică a ei, în conformitate cu relația (1.36), este:

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon_r R \quad (1.45)$$

Să calculăm capacitatea electrică a Pământului, considerîndu-l o sferă conductoare de rază  $R = 6400 \text{ km} = 6,4 \cdot 10^6 \text{ m}$ . Din formula (1.44) obținem  $C_p \approx 7,1 \cdot 10^{-4} \text{ F} = 710 \mu\text{F}$ . Ne convingem că conductoarele izolate au capacități electrice destul de mici.

Pentru comparație să calculăm dimensiunile armăturilor unui condensator plan a cărui capacitate electrică este egală cu cea a Pământului. Vom admite că distanța dintre armături  $d = 1 \text{ mm} = 10^{-3} \text{ m}$ , iar spațiul dintre armături este umplut cu parafină ( $\epsilon_r = 2,2$ ). Din formula (1.38) exprimăm aria armăturilor:

$$S = \frac{Cd}{\epsilon_0\epsilon_r}$$

Efectuînd calculele, obținem  $S = 4000 \text{ m}^2$ . Aceasta este aria unui pătrat cu latura de aproximativ 65 m, de circa 100 000 de ori mai mică decît raza Pământului.

Analiza acestui exemplu demonstrează prioritatea utilizării condensatoarelor față de conductoarele izolate în calitate de dispozitive, destinate acumulării sarcinilor electrice.

## II Probleme rezolvate

1. Aria plăcilor unui condensator plan este egală cu  $64 \text{ cm}^2$ , distanța dintre ele – cu  $0,5 \text{ mm}$ , iar permitivitatea relativă a dielectricului dintre plăci – cu  $6$ . Condensatorul este încărcat pînă la tensiunea de  $9 \text{ V}$ . Să se determine sarcina electrică, tensiunea și intensitatea cîmpului electric dintre plăci, dacă dielectricul este scos dintre plăcile condensatorului cînd acesta: a) este deconectat de la sursa de tensiune; b) rămîne conectat la sursa de tensiune.

Se dă:

$$S = 6,4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$$

$$d = 5 \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

$$\epsilon_r = 6$$

$$U_0 = 9 \text{ V}$$

$$q, U, E - ?$$

**Rezolvare:** a) În cazul deconectării condensatorului de la sursa de tensiune sarcina lui electrică nu se modifică. Capacitatea electrică a condensatorului cu dielectric

$$C_a = \epsilon_0\epsilon_r \frac{S}{d} \text{ și sarcina electrică a condensatorului legat la}$$

sursa de tensiune

$$q_a = C_a U_0 = \epsilon_0\epsilon_r \frac{S}{d} U_0; \quad q_a = 6,12 \cdot 10^{-9} \text{ C} = 6,12 \text{ nC.}$$

Această sarcină rămîne pe armăturile condensatorului și după îndepărtarea dielectricului, cînd capacitatea electrică se micșorează de  $\epsilon_r$  ori. Dar micșorarea de  $\epsilon_r$  ori a capacității condensatorului, în condițiile în care sarcina electrică rămîne aceeași, este însoțită de mărirea de  $\epsilon_r$  ori a tensiunii dintre armături ( $q = CU = \text{const.}$ ). Ea devine egală cu  $U_a = \epsilon_r U_0$ ,  $U_a = 54 \text{ V}$ . Intensitatea cîmpului electric în spațiul dintre armături

$$E_a = U_a / d, \quad E_a = 1,08 \cdot 10^5 \text{ V/m} = 108 \text{ kV/m};$$

b) În cazul în care condensatorul rămîne legat la sursa de tensiune, valoarea tensiunii dintre armături nu se modifică  $U_b = U_0 = 9 \text{ V}$ . Intensitatea cîmpului electric în interiorul condensatorului

$E_b = \frac{U_b}{d}$ ;  $E_b = 1,8 \cdot 10^4 \frac{\text{V}}{\text{m}} = 18 \frac{\text{kV}}{\text{m}}$ . Capacitatea electrică a condensatorului cu aer (după

scoaterea din el a dielectricului)  $C_b = \epsilon_0 \frac{S}{d}$  și sarcina condensatorului  $q_b = C_b U_b = \epsilon \frac{S}{d} U_b$ ;

$$q_b = 1,02 \text{ nC.}$$

2.<sup>o</sup> Condensatoarele din gruparea reprezentată în figura 1.38 au capacitățile electrice  $C_1 = 3 \mu\text{F}$ ,  $C_2 = 2 \mu\text{F}$ ,  $C_3 = 5 \mu\text{F}$  și  $C_4 = 4 \mu\text{F}$ . Să se calculeze capacitatea electrică echivalentă a grupării.

Se dă:

$$C_1 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ F}$$

$$C_2 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ F}$$

$$C_3 = 5 \cdot 10^{-6} \text{ F}$$

$$C_4 = 4 \cdot 10^{-6} \text{ F}$$

$C - ?$

**Rezolvare:** Problemele de acest gen se rezolvă începînd cu evidențierea unor elemente, în cazul de față condensatoare, care sunt legate numai în serie sau

numai în paralel. Aplicînd regulile respective, aceste elemente sunt înlocuite cu unul singur, obținîndu-se o schemă echivalentă mai simplă. Procedul se repetă de mai multe ori pînă se reușește obținerea rezultatului scontat. Această metodă este numită a **transfigurării**. În gruparea din figura 1.38 condensatoarele  $C_2$  și  $C_3$  sunt legate în paralel, fiind echivalente cu un condensator, ce are capacitatea  $C_{23} = C_2 + C_3$ .

Se recomandă a folosi în calitate de indice al condensatorului echivalent totalitatea indicilor condensatoarelor pe care le substituie. Astfel, se obține schema echivalentă din figura 1.39, a. Condensatoarele care au capacitățile  $C_1$  și  $C_{23}$  sunt legate în serie. Ele pot fi înlocuite cu un condensator a cărui capacitate electrică se determină din relația:

$$\frac{1}{C_{123}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_{23}}$$

Obținem  $C_{123} = \frac{C_1 \cdot C_{23}}{C_1 + C_{23}} = \frac{C_1(C_2 + C_3)}{C_1 + C_2 + C_3}$  și schema echivalentă din figura 1.39, b.

Capacitatea electrică echivalentă grupării de condensatoare din figura 1.38 este:

$$C = C_{123} + C_4 = \frac{C_1(C_2 + C_3)}{C_1 + C_2 + C_3} + C_4;$$

$$C = 6,1 \cdot 10^{-6} \text{ F} = 6,1 \mu\text{F.}$$

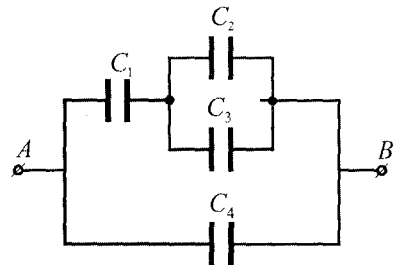


Fig.1.38

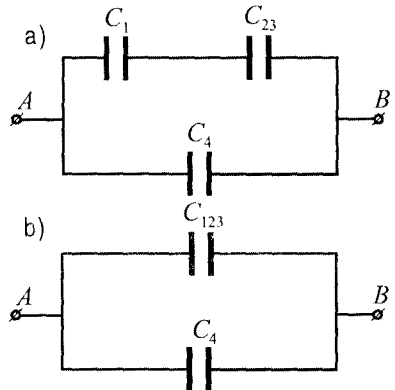
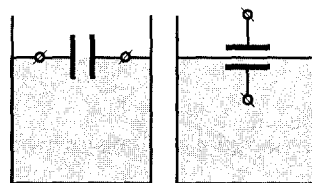


Fig.1.39

3.<sup>o</sup> Capacitatea electrică a unui condensator plan cu aer este egală cu  $4 \mu\text{F}$ . Să se calculeze capacitatea electrică a condensatorului, dacă jumătate din volumul său se află în petrol lampant (permitivitatea relativă este egală cu 2,1). Să se considere două cazuri (fig. 1.40): a) plăcile condensatorului sunt verticale; b) plăcile sunt horizontale.



a) b)

Fig. 1.40

Se dă:

$$C_0 = 4 \cdot 10^{-6} \text{ F}$$

$$\varepsilon_r = 2,1$$

$$C_a, C_b - ?$$

**Rezolvare:** În situația reprezentată în figura 1.40 a, jumătatea de jos a condensatorului are în calitate de dielectric petrol lampant, iar cea de sus – aer. Conform formulei capacității electrice a condensatorului plan  $C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{S}{d}$ , capacitatea electrică a unei jumătăți de condensator,

aria armăturilor acestuia fiind egală cu  $S/2$ , are valoarea de două ori mai mică. Prin urmare, jumătatea superioară a condensatorului are capacitatea  $C_0/2$ , cea inferioară – capacitatea  $\varepsilon_r C_0/2$ . Aceste două jumătăți sunt legate în paralel, capacitatea totală a condensatorului este

$$C_a = \frac{C_0}{2} + \varepsilon_r \frac{C_0}{2} = \frac{(\varepsilon_r + 1)C_0}{2}; \quad C_a = 6,2 \cdot 10^{-6} \text{ F} = 6,2 \mu\text{F}.$$

Condensatorul din figura 1.40, b este echivalent cu un sistem de condensatoare legate în serie. Să ne imaginăm că suprafața lichidului din interiorul condensatorului este încărcată cu sarcinile  $+q$  și  $-q$ , unde  $q$  este sarcina condensatorului. Aceste sarcini, împreună cu cele de pe plăcile condensatorului dat sunt sarcinile a două condensatoare cu distanțele dintre plăci egale cu  $d/2$ , unde  $d$  este distanța dintre plăcile condensatorului inițial. În conformitate cu formula capacității condensatorului plan, condensatorul superior are capacitatea electrică egală cu  $2C_0$ , cel inferior – cu  $2\varepsilon_r C_0$ . În cazul în care condensatoarele sunt legate în serie, capacitatea totală se determină din relația:

$$\frac{1}{C_b} = \frac{1}{2C_0} + \frac{1}{2\varepsilon_r C_0} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2\varepsilon_r C_0}. \quad \text{Obținem } C_b = \frac{2\varepsilon_r C_0}{\varepsilon_r + 1}; \quad C_b = 5,4 \cdot 10^{-6} \text{ F} = 5,4 \mu\text{F}.$$

### 2) Întrebări și probleme <sup>1)</sup>

1. Ce reprezintă un condensator? Cum se definește capacitatea lui electrică?
2. Este justă afirmația: capacitatea electrică a condensatorului dat este direct proporțională cu sarcina acumulată și invers proporțională cu tensiunea electrică dintre armături? Argumentați răspunsul.
3. Care factori determină capacitatea electrică a condensatorului? Argumentați răspunsul, folosind expresia pentru capacitatea condensatorului plan.
4. Cum se explică dependența capacității electrice a condensatorului de permitivitatea relativă a dielectricului dintre armături?
5. Aria părții comune a plăcilor unui condensator cu capacitate electrică variabilă a fost micșorată de 1,5 ori. Cum s-a modificat capacitatea condensatorului?
- 6.<sup>o</sup> O sferă metalică cu pereți subțiri și o bilă metalică omogenă au raze egale. Ce puteți afirma referitor la valorile capacităților electrice ale acestor corpuri izolate?
7. Determinați capacitatea electrică a condensatorului, care, fiind conectat la o sursă de tensiune electrică de 12 V, acumulează o sarcină egală cu  $8,4 \cdot 10^{-7} \text{ C}$ .
8. Capacitatea electrică a unui condensator, avînd ca dielectric glicerina, este egală cu 645 pF. Care ar fi capacitatea acestui condensator, dacă glicerina dintre armăturile lui ar fi înlocuită cu apă?

<sup>1)</sup> La rezolvarea problemelor valorile permitivităților relative ale dielectricilor se vor lua din tabelul de la pagina 34.

9. Un condensator, avînd în calitate de dielectric alcool etilic, a fost încărcat de la o sursă de tensiune electrică egală cu 215 V, apoi a fost deconectat de la aceasta. Care este tensiunea electrică dintre armăturile condensatorului după substituirea alcoolului etilic cu glicerina?

10. Care este capacitatea electrică a unui sistem de două plăci conductoare pătrate, ce au laturile egale cu cîte 12 cm, situate paralel una în fața alteia și separate de un strat de parafină cu grosimea de 1 mm? Stratul de parafină se atinge de ambele plăci. Calculați sarcinile electrice de pe plăcile conductoare la o diferență de potențial dintre ele egală cu 200 V.

11. Sarcina electrică a unui condensator plan cu aer este egală cu 26,55 nC, aria plăcilor lui – cu 100 cm<sup>2</sup>, iar distanța dintre ele – cu 0,5 mm. Care este diferența de potențial dintre armături?

12.<sup>o</sup> Capacitatea electrică a grupării în paralel a două condensatoare este egală cu 5,0 nF, iar a grupărilor în serie – cu 1,2 nF. Determinați capacitățile electrice ale condensatoarelor din grupări.

13.<sup>o</sup> Pentru funcționarea normală a unui dispozitiv electronic este necesar un condensator a cărui capacitate electrică este egală cu 5,4 μF. Care trebuie să fie capacitatea unui alt condensator pentru ca unit cu un condensator ce are capacitatea de 3,2 μF să posede capacitatea necesară? Cum trebuie să fie grupate aceste condensatoare?

14.<sup>o</sup> Capacitățile electrice ale condensatoarelor din montajul reprezentat în figura 1.41 sunt  $C_1 = 3 \mu\text{F}$ ,  $C_2 = 7 \mu\text{F}$ ,  $C_3 = 6 \mu\text{F}$  și  $C_4 = 14 \mu\text{F}$ . Să se determine capacitatea echivalentă a grupării de condensatoare în cazul în care comutatorul  $K$  este: a) deschis; b) închis.

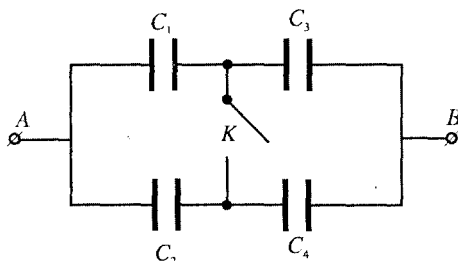


Fig. 1.41

15.<sup>o</sup> Capacitatea electrică a unui condensator plan cu aer este egală cu 140 pF. În condensator se introduce o placă de porțelan ( $\epsilon_r=6$ ), paralel cu armăturile acestuia. Aria plăcii este egală cu aria armăturilor, grosimea ei – cu o jumătate a distanței dintre armături. Să se calculeze capacitatea electrică a condensatorului astfel obținut și să se demonstreze că această valoare nu depinde de poziția plăcii introduse (de distanța dintre ea și una din armături).

16.<sup>o</sup> O grupare din două condensatoare de capacități electrice egale cu 0,2 μF și 0,3 μF, legate în serie, este conectată la o sursă de tensiune electrică egală cu 9 V. Determinați sarcinile electrice ale condensatoarelor și tensiunile electrice dintre armăturile fiecărui condensator.

17.<sup>o</sup> Un condensator de capacitate electrică egală cu 72 pF este încărcat pînă la o tensiune electrică de 40 V. Condensatorul a fost deconectat de la sursa de tensiune, apoi armăturile lui au fost legate cu armăturile unui condensator descărcat. Să se determine capacitatea electrică a condensatorului al doilea, dacă între armăturile condensatoarelor legate s-a stabilit o tensiune electrică egală cu 24 V.

## 1.8. Energia cîmpului electric

Să ne imaginăm un condensator încărcat și deconectat de la sursa de tensiune electrică. Sarcinile electrice de pe armăturile lui au semne opuse și se atrag reciproc. Dacă una dintre armături este eliberată, ea se mișcă accelerat spre cealaltă armătură, deci cu viteză și energie cinetică crescînde. Această creștere a energiei cinetice poate avea loc numai în urma micșorării energiei condensatorului încărcat.

Să efectuăm un experiment, evidențiind factorii de care depinde energia condensatorului încărcat. Montăm în acest scop circuitul reprezentat în figura 7.42. În poziția 1 a comutatorului  $K$  condensatorul se încarcă pînă la tensiunea  $U$ . La trecerea comutatorului în poziția 2 se produce descărcarea condensatorului prin becul electric  $B$  – acesta emite un impuls de lumină. Energia condensatorului încărcat s-a consumat la încălzirea filamentului becului și la emisia luminii de către acesta.

Înlocuind condensatorul cu altul de o capacitate electrică mai mare, se constată că la aceeași tensiune dintre armături impulsul de lumină obținut este mai puternic. În cazul

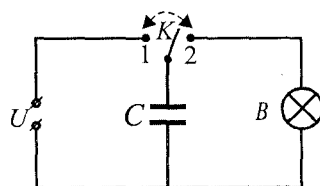


Fig. 1.42

aceluiași condensator încărcat pînă la tensiuni diferite, se constată că impulsul de lumină este mai puternic la tensiuni mai mari. Astfel, experimentul demonstrează că energia condensatorului încărcat este mai mare, dacă este mai mare capacitatea lui și tensiunea electrică dintre armături.

Energia condensatorului încărcat se utilizează, de exemplu, pentru obținerea impulsurilor puternice de lumină la aparatele de fotografiat.

Pentru a simplifica deducerea expresiei energiei condensatorului încărcat, considerăm un condensator plan. Să admitem că dimensiunile plăcilor lui sunt mult mai mari decât distanța dintre ele. În această aproximație câmpul electric dintre armături poate fi considerat omogen în tot volumul său, iar neomogenitatea lui de la marginile armăturilor poate fi neglijată.

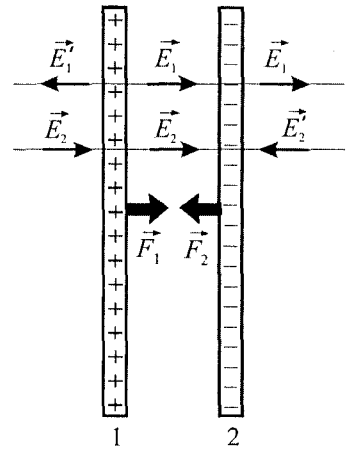


Fig. 1.43

Liniile de intensitate ale câmpului sunt perpendiculare pe plăci, valoarea intensității lui fiind determinată de sarcina electrică a condensatorului. Placa 1 (fig. 1.43) este încărcată cu sarcină pozitivă. Vectorul intensității  $\vec{E}_1$  al câmpului creat de sarcina de pe ea este orientat de la placa 1, iar vectorul intensității  $\vec{E}_2$  al câmpului creat de sarcina negativă de pe placa 2 este direcționat spre această placă. Sarcinile în modul sunt egale, deci intensitățile câmpurilor create de plăcile încărcate au valori egale:  $|\vec{E}_1| = |\vec{E}_2|$ . În conformitate cu principiul superpoziției intensitatea câmpului electric rezultat  $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ . În spațiul dintre plăci vectorii  $\vec{E}_1$  și  $\vec{E}_2$  au același sens, prin urmare,  $E = E_1 + E_2 = 2E_1$ . În spațiul din exteriorul plăcilor vectorii  $\vec{E}_1$  și  $\vec{E}_2$  au sensuri opuse, deci intensitatea câmpului rezultat este nulă. Astfel, câmpul electric al unui condensator încărcat este concentrat în spațiul dintre armăturile lui.

Să calculăm forța de atracție care acționează asupra unei plăci a condensatorului. Sarcina acesteia  $q$  se află în câmpul electric creat de sarcina de pe cealaltă placă. Intensitatea acestui câmp  $E_1 = E/2$ , deci, în conformitate cu relația (1.11), forța care acționează asupra unei plăci are valoarea:  $F_1 = F_2 = qE_1 = qE/2$ .

Câmpul electric dintre plăci este omogen, prin urmare, valoarea acestei forțe nu depinde de distanța dintre plăci, dacă aceasta rămîne mult mai mică decât dimensiunile liniare ale plăcilor.

Încărcarea condensatorului constă în separarea sarcinilor electrice – sarcinile de un semn sunt deplasate de pe o placă pe alta, acestea încărcându-se cu sarcini de semne opuse și egale în modul.

În figura 1.44 este prezentată o modalitate imaginară de încărcare a condensatorului: în stare inițială plăcile se ating una de alta, iar pe suprafața lor de contact se află sarcinile  $+q$  și  $-q$ , adică o sarcină nulă (în figură placa 2 în poziție inițială este reprezentată prin linii întrerupte). Condensatorul încărcat se obține prin separarea plăcilor.

Energia condensatorului încărcat este egală cu lucrul consumat din exterior la îndepărtarea plăcilor una de alta, după cum energia potențială a corpului aflat la o înălțime deasupra Pământului este egală

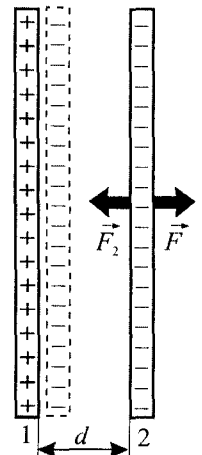


Fig.1.44

cu lucrul mecanic consumat la ridicarea lui. Avem  $W_p = L_{cons}$ . La mișcarea uniformă a plăcii forța  $F = F_1$ . Lucrul consumat la îndepărtarea plăcilor la distanța  $d$  este:

$$L_{cons} = Fd = q \frac{E}{2} d.$$

Conform relațiilor (1.20) și (1.25), produsul  $Ed = U$  – tensiunea dintre armăturile condensatorului. Astfel, lucrul consumat:

$$L_{cons} = \frac{1}{2} qU.$$

Prin urmare, energia condensatorului încărcat:

$$W_p = \frac{1}{2} qU. \quad (1.47)$$

Aceasta este energie potențială, deoarece, după cum s-a văzut mai sus, depinde de poziția reciprocă a plăcilor.

Folosind definiția capacității electrice (1.35), expresia (1.47) poate fi scrisă și în alte forme:

$$W_p = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C}. \quad (1.48)$$

Se poate demonstra că expresiile obținute pentru energia condensatorului plan sunt valabile pentru condensatoare de orice formă.

Să revenim la formula pentru energie (1.48). Substituim expresia (1.38) pentru capacitatea electrică a condensatorului plan și relația  $U = Ed$ . Obținem:

$$W_p = \frac{1}{2} \cdot \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{d} (Ed)^2 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r E^2}{2} Sd.$$

Produsul  $Sd = V$  este volumul spațiului dintre plăcile condensatorului, ocupat de câmpul electric. Astfel:

$$W_p = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r E^2}{2} V. \quad (1.49)$$

Energia condensatorului încărcat este localizată în spațiul dintre plăci, în care este concentrat câmpul electric.

Împărțind energia condensatorului  $W_p$  la volum, obținem energia ce revine unei unități de volum a câmpului electric, numite **densitate volumică a energiei câmpului electric**:

$$w_e = \frac{W_p}{V} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r E^2}{2}. \quad (1.50)$$

**Densitatea energiei câmpului electric este proporțională cu pătratul intensității câmpului electric.**

### Problemă rezolvată

Două condensatoare, avînd capacitățile electrice egale cu  $1 \mu\text{F}$  și  $4 \mu\text{F}$ , sunt conectate la surse de tensiune electrică de  $9 \text{ V}$  și, respectiv,  $4 \text{ V}$ . Să se determine variația energiei sistemului de condensatoare după deconectarea lor de la sursele de tensiune și legarea în paralel a armăturilor încărcate cu sarcini electrice: a) de aceleași semne; b) de semne opuse. Analizați rezultatele obținute.

Se dă:

$$C_1 = 1 \cdot 10^{-6} \text{ F}$$

$$C_2 = 4 \cdot 10^{-6} \text{ F}$$

$$U_1 = 9 \text{ V}$$

$$U_2 = 4 \text{ V}$$

$$\Delta W - ?$$

**Rezolvare:** Sarcinile electrice ale condensatoarelor încărcate nu se modifică la deconectarea acestora de la sursele de tensiune electrică și sunt egale cu  $q_1 = C_1 U_1$  și  $q_2 = C_2 U_2$ . La conectarea între ele a armăturilor celor două condensatoare se obține o grupare în paralel, a cărei capacitate electrică  $C = C_1 + C_2$ .

Considerăm cazul a). La conectarea între ele a armăturilor cu sarcini electrice de aceleași semne sarcina totală a grupării  $q_a = q_1 + q_2$ , în conformitate cu legea conservării sarcinii electrice. Tensiunea dintre armături:

$$U_a = \frac{q_a}{C} = \frac{q_1 + q_2}{C_1 + C_2} = \frac{C_1 U_1 + C_2 U_2}{C_1 + C_2}.$$

Energia condensatoarelor încărcate înainte de gruparea lor:  $W_1 = \frac{C_1 U_1^2}{2} + \frac{C_2 U_2^2}{2}$ , iar după

formarea grupării:

$$W_{a2} = \frac{C U_a^2}{2} = \frac{(C_1 C_2 + C_2 U_2)^2}{2(C_1 + C_2)}.$$

Variația energiei sistemului de condensatoare:

$$\Delta W_a = W_{a2} - W_1 = -\frac{C_1 C_2 (U_1 - U_2)^2}{2(C_1 + C_2)}; \quad \Delta W_a = -2 \cdot 10^{-6} \text{ J}.$$

Problema se rezolvă similar în cazul b), în care se conectează între ele armăturile încărcate cu sarcini de semne opuse. Sarcina electrică a grupării de condensatoare

$$q_b = |q_1 - q_2| = |C_1 U_1 - C_2 U_2|.$$

Pentru variația energiei sistemului de condensatoare se obține:

$$\Delta W_b = -\frac{C_1 C_2 (U_1 + U_2)^2}{2(C_1 + C_2)} \quad \Delta W_b = -5,2 \cdot 10^{-6} \text{ J}.$$

Se observă că energia finală în ambele cazuri este mai mică decît cea inițială, diferența fiind transformată în alte forme de energie. Diferența este mai mare la conectarea armăturilor de semne opuse, cînd se produc scînteii (descărcări electrice).

### Întrebări și probleme

1. Care factori determină energia unui condensator încărcat?
2. Ce pericol poate prezenta circuitul electric care conține condensatoare după deconectarea lui de la sursa de tensiune electrică? Cum trebuie să se procedeze pentru a-l evita?
3. Intensitatea cîmpului electric dintre armăturile unui condensator plan s-a majorat de 3 ori. De cîte ori s-a modificat energia condensatorului?
4. Care este tensiunea aplicată armăturilor unui condensator de capacitate electrică egală cu  $30 \text{ pF}$ , dacă energia înmagazinată este egală cu  $2,4 \cdot 10^{-8} \text{ J}$ ?



5. Distanța dintre plăcile unui condensator plan încărcat este micșorată de două ori. Cum variază energia înmagazinată în cazul în care condensatorul: a) este conectat la sursa de tensiune electrică; b) este deconectat de la sursă?
6. Un condensator plan cu aer este conectat la o sursă de tensiune electrică. Energia condensatorului încărcat este egală cu  $1,5 \cdot 10^{-7}$  J. Care este variația energiei condensatorului la micșorarea distanței dintre armăturile lui de 4 ori?
- 7<sup>o</sup>. Două condensatoare având capacitățile electrice egale cu 40 nF și 24 nF sunt legate în serie. Să se calculeze energia acumulată de fiecare condensator, dacă tensiunea electrică aplicată grupării de condensatoare este egală cu 32 V.
- 8<sup>o</sup>. Două condensatoare cu aer, identice, sunt unite în serie și conectate la o sursă de tensiune electrică. Energia înmagazinată de gruparea de condensatoare este egală cu  $2,5 \cdot 10^{-7}$  J. Care este energia grupării după ce spațiul dintre armăturile unuia din ele a fost umplut cu dielectric a cărui permitivitate relativă este egală cu 4?
9. Intensitatea câmpului electric terestru din vecinătatea suprafeței Pământului este egală cu 140 V/m, vectorul intensității fiind orientat vertical în jos (sarcina electrică a Pământului este negativă). Calculează densitatea energiei câmpului electric terestru. Evaluează energia câmpului electric terestru din interiorul cabinetului vostru de fizică.

## 1.9<sup>o</sup>. Mișcarea particulelor încărcate în câmp electric omogen

Funcționarea multor dispozitive electronice este condiționată de mișcarea în ele, în mod anumit, a unor particule încărcate. Este important să cunoaștem cum se mișcă acestea în câmpuri electrice, cum poate fi dirijată mișcarea lor. Admitem că particulele încărcate se mișcă în spații vidate, pentru a exclude ciocnirile lor cu particulele de substanță, care le-ar modifica mișcarea.

Să cercetăm mișcarea particulelor încărcate în câmp electric omogen, adică într-un câmp, în care vectorul intensității  $\vec{E}$  în puncte diferite ale spațiului este același. Prin urmare, forța electrică  $\vec{F} = q\vec{E}$ , care acționează asupra particulei de sarcină  $q$  și masă  $m$ , precum și accelerația imprimată acesteia:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} = \frac{q}{m} \vec{E} \quad (1.51)$$

în timpul mișcării rămân constante.

În cazul particulelor încărcate cu sarcină electrică pozitivă ( $q > 0$ ), forța  $\vec{F}$  și accelerația  $\vec{a}$  sunt orientate în sensul vectorului  $\vec{E}$ , iar în cazul particulei încărcate cu sarcină electrică negativă ( $q < 0$ ), vectorii  $\vec{F}$  și  $\vec{a}$  au sens opus vectorului  $\vec{E}$ .

Să calculăm valoarea accelerației (1.51) în cazul protonului ( $q_p = +e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  C,  $m_p = 1,672 \cdot 10^{-27}$  kg) aflat într-un câmp electric de o intensitate relativ mică:  $E = 100$  V/m. Se obține  $a = 9,57 \cdot 10^9$  m/s<sup>2</sup>. Observăm că această valoare este aproximativ de  $10^9$  (un miliard) de ori mai mare decât accelerația gravitațională  $g = 9,81$  m/s<sup>2</sup>. Tot de atâtea ori este mai mare decât forța de greutate a acestuia și forța electrică care acționează asupra protonului. Prin urmare, cercetînd mișcarea protonului în câmpuri electrice, putem ține cont numai de forța electrică, neglijînd forța sa de greutate. Cu atît mai justificată este neglijarea forței de greutate a electronului, a cărui sarcină electrică în modul este egală cu cea a protonului, dar a cărui masă este de circa 1840 ori mai mică decât cea a protonului.

Așadar, mișcarea particulelor încărcate (protoni, electroni) în câmp electric omogen este o mișcare cu accelerația constantă (1.51), fiind similară cu mișcarea corpului în câmp gravitațional omogen (vezi *Fizica, cl. a X-a*, p. 1.9).

Să analizăm cîteva cazuri concrete. În primul rînd, vom considera cazuri în care particula încărcată pătrunde în câmp electric omogen, avînd viteza  $\vec{v}_0$  orientată de-a lungul liniei de intensitate.

I. Un proton intră într-un câmp electric omogen de intensitate  $\vec{E}$ , avînd vectorul vitezei  $\vec{v}_0$  de aceeași direcție și sens cu vectorul  $\vec{E}$ . Să se determine viteza protonului la momentul căruia corespunde o distanță parcursă egală cu  $s$ .

**Rezolvare:** Reprezentăm în figura 1.45 situația descrisă în problemă. Axa  $Oy$  este orientată în sensul intensității și are originea în punctul în care protonul a pătruns în câmp. Sarcina electrică a protonului este pozitivă, deci accelerația are același sens cu axa  $Oy$ . Prin urmare, proiecțiile vitezei și accelerației protonului sunt:

$$v_{0y} = v_0, \quad v_y = v \quad \text{și} \quad a_y = a = eE/m_p.$$

Mișcarea protonului este o mișcare rectilinie uniform accelerată, cum este și mișcarea corpului aruncat vertical în jos în câmpul gravitațional al Pământului.

Viteza căutată poate fi determinată pornind de la formulele mișcării uniform accelerate pentru coordonată și proiecția vitezei în funcție de timp. Rezolvarea este mai simplă dacă folosim formula lui Galilei:

$$v_y^2 - v_{0y}^2 = 2a_y s.$$

Substituind mărimile respective, obținem viteza căutată:

$$v = \sqrt{v_0^2 + \frac{2eEs}{m_p}}.$$

Produsul  $Es = U$  este tensiunea electrică dintre punctele între care s-a deplasat protonul. Expresia de mai sus ia forma:

$$v = \sqrt{v_0^2 + \frac{2eU}{m_p}}.$$

În cazul în care viteza inițială este relativ mică și poate fi neglijată, avem:

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m_p}}.$$

Același rezultat poate fi obținut și din considerente energetice: se egalează variația energiei cinetice a protonului

$$W_c - W_{co} = \frac{m_p v^2}{2} - \frac{m_p v_0^2}{2}$$

cu lucrul efectuat de câmpul electric la deplasarea protonului pe distanța  $s$  exprimată de relația:

$$L = qEs = eU.$$

Situația analizată în această problemă este caracteristică pentru diverse instalații în care sunt accelerate particulele încărcate, în acest caz tensiunea  $U$  este numită **tensiune (diferență de potențial) acceleratoare**.

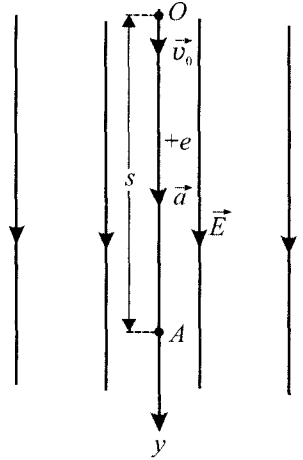


Fig.1.45

II. Un electron pătrunde cu viteza  $v_0$  în spațiul dintre plăcile unui condensator plan prin orificiul  $O$  din placa încărcată cu sarcină electrică pozitivă (fig. 1.46). Tensiunea electrică dintre plăci este egală cu  $U$ , distanța dintre ele – cu  $d$ . Să se determine:

- timpul pînă la oprire (măsurat de la momentul pătrunderii în condensator);
- distanța parcursă pînă la oprire;
- în ce condiții electronul se oprește între plăci;
- durata mișcării electronului în interiorul condensatorului.

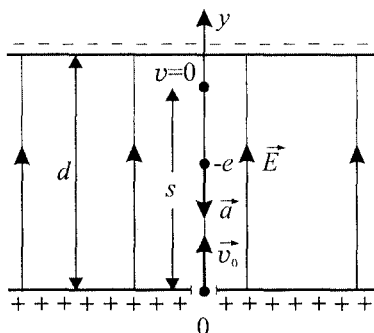


Fig.1.46

**Rezolvare:** a) Orientăm axa  $Oy$  ca în figură. Sarcina electronului este negativă ( $q_e = -e$ ), deci accelerația lui (1.51) are sens opus vitezei inițiale. Avem:

$$v_{0y} = v_0 \text{ și } a_y = -\frac{e}{m_e} E. \text{ Dar } E = \frac{U}{d}, \text{ prin urmare, } a_y = -\frac{eU}{m_e d}.$$

După intrarea în spațiul dintre armături, mișcarea electronului este uniform încetinită. La un moment el se oprește, apoi se deplasează uniform accelerat în sens opus axei  $Oy$ . Mișcarea electronului este similară celei a corpului aruncat vertical în sus în câmp gravitațional omogen.

Pentru proiecția vitezei electronului pe axa  $Oy$  avem  $v_y = v_{0y} + a_y t$ .

În acest caz:

$$v_y = v_0 - \frac{eU}{m_e d} t$$

La momentul opririi viteza  $v_y = 0$ . Pentru durata mișcării electronului în condensator pînă la oprire avem:

$$t_1 = \frac{m_e v_0 d}{eU}.$$

b) Substituind acest timp în expresia pentru coordonată  $y = v_0 t + \frac{a_y t^2}{2}$ , care ia forma

$$y = v_0 t - \frac{eU}{2m_e d} t^2, \text{ obținem distanța } s \text{ parcursă de electron între armăturile condensatorului}$$

pînă la oprire  $s = \frac{m_e v_0^2}{2eU} d$ . Aceeași valoare pentru  $s$  se capătă dacă folosim formula lui

Galilei sau reieșim din considerente energetice.

c) Electronul se oprește între plăci, adică  $s < d$ . Ținînd cont de expresia pentru distanța  $s$ , obținem condiția:

$$\frac{m_e v_0^2}{2} < eU.$$

Electronul se oprește în spațiul dintre plăci, dacă energia sa cinetică  $\frac{m_e v_0^2}{2}$  la momentul intrării între ele este insuficientă pentru efectuarea lucrului necesar să ajungă la placa negativă, care îl respinge.

d) Durata de la momentul opririi electronului pînă la ieșirea din condensator este, de asemenea, egală cu  $t_f$ . Aceasta se demonstrează din condiția  $y = 0$ , ca în cazul demonstrării că durata coborîrii corpului aruncat vertical în sus este egală cu timpul urcării. Astfel, electronul se află între armăturile condensatorului pe parcursul intervalului de timp:

$$t_i = 2t_1 = \frac{2m_e v_0 d}{eU}$$

Să analizăm o problemă în care viteza inițială  $v_0$  a particulei încărcate este perpendiculară pe vectorul  $\vec{E}$  al intensității cîmpului electric omogen. În problemele de acest tip se neglijează neomogenitatea cîmpului la marginile condensatorului.

**III.** Un electron intră în spațiul dintre plăcile unui condensator plan avînd viteza  $v_0$ , paralelă cu plăcile. Lungimea plăcilor în direcția vitezei  $v_0$  este egală cu  $l$ , distanța dintre plăci – cu  $d$ , tensiunea electrică dintre ele – cu  $U$ . Să se determine:

- deviația electronului la ieșirea din condensator de la direcția vitezei inițiale;
- energia cinetică a electronului la ieșirea din condensator;
- unghiul format de viteza electronului la ieșirea din condensator cu direcția vitezei inițiale.

**Rezolvare:** a) Reprezentăm în figura 1.47 situația descrisă în problemă. Se ia sistemul de coordonate cu originea  $O$  în punctul în care electronul intră în cîmp, cu axa  $Ox$  orientată de-a lungul vectorului  $v_0$  și cu axa  $Oy$  în sensul accelerației electronului.

Proiecțiile accelerației pe axele de coordonate sunt:

$$a_x = 0, \quad a_y = \frac{eU}{m_e d}.$$

Prin urmare, mișcarea electronului poate fi descompusă în două mișcări rectilinii: uniformă de-a lungul axei  $Ox$  și uniform accelerată de-a lungul axei  $Oy$ . Această mișcare este similară mișcării corpului aruncat orizontal în cîmp gravitațional omogen.

Prin analogie, scriem ecuațiile pentru:

$$\text{proiecțiile vitezei } v_x = v_0, \quad v_y = \frac{eU}{m_e d} t; \quad \text{coordonate } x = v_0 t, \quad y = \frac{eU}{2m_e d} t^2.$$

Timpu  $t_1$  al mișcării electronului în condensator se obține din condiția  $x = l$ . Rezultă

$$t_1 = \frac{l}{v_0}. \quad \text{Deviația } y_1 \text{ a electronului este egală cu valoarea coordonatei } y \text{ la momentul } t_1.$$

Se obține:

$$y_1 = \frac{eUl^2}{2m_e v_0^2 d}.$$

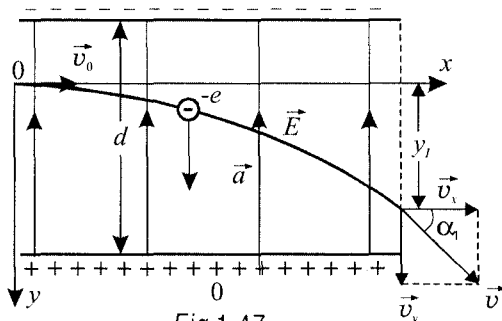


Fig.1.47

b) Energia cinetică a electronului  $W_c = \frac{m_e}{2}(v_x^2 + v_y^2)$ . La momentul  $t_1$  ea este:

$$W_c = \frac{m_e}{2} \left( v_0^2 + \left( \frac{eUl}{m_e v_0 d} \right)^2 \right)$$

c) După cum reiese din figură,  $\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_y}{v_x}$ . La momentul  $t_1$  avem:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{eUl}{m_e v_0^2 d}$$

Dacă viteza inițială a particulei formează un unghi arbitrar cu vectorul intensității  $\vec{E}$  a câmpului electric omogen, ea se va mișca după o traiectorie parabolică. Mișcarea ei este identică mișcării corpului aruncat sub un unghi  $\alpha$  față de orizontală în câmp gravitațional omogen (în ultima problemă rezolvată traiectoria electronului reprezintă o porțiune a parabolei cu vârful în originea coordonatelor 0).

### ?

#### Întrebări și probleme

1. În ce condiții traiectoria particulei încărcate în câmp electric omogen este o linie dreaptă?
2. Deplasându-se între două puncte de pe linia de intensitate a unui câmp electric omogen, diferența de potențial dintre acestea fiind egală cu  $U_0$ , particula încărcată, aflată inițial în repaus, a obținut viteza  $v_0$ . La ce tensiune acceleratoare particula va obține viteza  $2v_0$ ?
3. Doi ioni pozitivi, care au sarcini electrice egale și mase diferite, pătrund într-un câmp electric omogen, având viteze mici, de același sens cu liniile de intensitate ale câmpului. Comparați energiile cinetice și vitezele lor, dacă ionii parcurg în câmp distanțe egale. Vitezele inițiale se neglijează.
4. O particulă pătrunde într-un condensator plan încărcat, având viteza paralelă cu plăcile. Cum depinde deviația particulei de la direcția inițială la ieșirea din condensator de valoarea vitezei inițiale? Argumentează răspunsul.
5. Un proton intră în spațiul dintre plăcile unui condensator plan prin orificiul din placa încărcată cu sarcină electrică negativă, având viteza perpendiculară pe placă. Intensitatea câmpului electric dintre plăci este egală cu  $3 \cdot 10^4$  V/m, distanța dintre ele – cu 2 cm. Să se determine:
  - a) viteza minimă a protonului necesară pentru a ajunge la placa încărcată cu sarcină pozitivă;
  - b) distanța minimă dintre proton și placa încărcată cu sarcină pozitivă, dacă viteza cu care protonul trece prin orificiu este de două ori mai mică decât cea determinată în punctul a).
6. Ce distanță trebuie să parcurgă un proton în direcția liniei de intensitate a câmpului electric astfel încât viteza sa să se mărească de la  $5 \cdot 10^5$  m/s pînă la  $6 \cdot 10^5$  m/s, dacă intensitatea câmpului electric este egală cu  $4 \cdot 10^4$  V/m? Care ar fi fost viteza lui, dacă la viteza inițială de  $5 \cdot 10^5$  m/s ar fi parcurs distanța determinată mai sus în sens contrar vectorului intensității câmpului electric?
7. Un electron intră la mijloc între plăcile unui condensator plan, având viteza paralelă cu ele. Lungimea plăcilor condensatorului în direcția vitezei inițiale a electronului este egală cu 10 cm, distanța dintre ele – cu 4 mm. Care este viteza inițială minimă la care electronul poate ieși din condensator, dacă intensitatea câmpului electric dintre plăci este egală cu  $2 \cdot 10^3$  V/m?

## Capitolul 2

# Curentul electric staționar

## 2.1. Curentul electric: noțiuni fundamentale

### a. Curentul electric staționar. Intensitatea curentului

După cum cunoașteți de la orele de fizică din clasa a VIII-a **curentul electric este mișcarea ordonată (orientată) a particulelor purtătoare de sarcină electrică.**

S-a convenit a considera ca **sens al curentului electric sensul în care se deplasează sarcinile electrice pozitive.** Dacă însă sarcina electrică a purtătorilor ei este negativă, sensul curentului electric este contrar celui în care se deplasează purtătorii.

Circularea curentului electric prin conductor este însoțită de transportul sarcinii prin secțiunea transversală a lui. În intervale egale de timp curenții electrici diferiți pot transporta prin secțiunea transversală cantități diferite de sarcină electrică. Pentru a caracteriza curentul electric, a compara între ei curenții electrici, se introduce mărimea fizică *scalară* numită **intensitate  $I$  a curentului electric.**

Notăm cu  $\Delta q$  sarcina electrică transportată prin secțiunea transversală a conductorului în intervalul de timp  $\Delta t$ . Conform definiției, intensitatea curentului:

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t}. \quad (2.1)$$

**Intensitatea curentului electric în conductor este egală cu raportul dintre sarcina electrică transportată prin secțiunea transversală a lui și intervalul respectiv de timp.**

În caz general, intensitatea curentului poate varia în timp, mai mult ca atât, curentul poate să-și schimbe sensul. În capitolul de față se va studia curentul electric al cărui sens și intensitate nu variază.

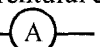
**Curentul electric a cărui intensitate nu variază în timp ( $I=const$ ) este numit staționar sau continuu.**

În cazul curentului continuu definiția (2.1) poate fi scrisă pentru orice interval de timp, raportul rămânând același:

$$I = \frac{q}{t}, \quad (2.2)$$

unde  $q$  este sarcina electrică transportată prin secțiunea transversală a conductorului în intervalul de timp  $t$ .

Unitatea de măsură a intensității curentului electric se numește **amper** (simbolul A) și este **o unitate fundamentală** în Sistemul Internațional de unități. Definiția va fi adusă ulterior (p. 4.1, c).

Intensitatea curentului electric se măsoară cu ampermetrul, simbolul grafic al acestuia în scheme este .

Acesta trebuie conectat în circuit astfel încât toată sarcina electrică, care circulă prin conductor, să traverseze ampermetrul, adică trebuie conectat în serie.

Din definiția (2.2) exprimăm sarcina electrică  $q$  transportată prin conductor în timpul  $t$ , numită, de asemenea, cantitate de electricitate:

$$q = It. \quad (2.3)$$

Această relație ne permite să definim **coulombul** ca unitate de măsură a sarcinii electrice

$$1C = 1A \cdot 1s.$$

**Coulombul este egal cu sarcina electrică transportată timp de o secundă prin secțiunea transversală a conductorului parcurs de curentul continuu cu intensitatea de 1A.**

Evident, mișcarea purtătorilor de sarcină electrică în orice regiune a conductorului parcurs de curent electric continuu nu se modifică în timp.

Să stabilim o proprietate importantă a intensității curentului electric staționar într-un circuit fără ramificații (fig. 2.1 a). Considerăm porțiunea lui limitată de secțiunile 1 și 2. Admitem că în intervalul de timp  $t$  prin secțiunea 1 a fost transportată sarcina electrică  $q_1$ , iar prin secțiunea 2 – sarcina  $q_2$ . Curentul electric fiind staționar, sarcina electrică dintre aceste secțiuni nu variază în timp. În acest caz, în conformitate cu legea conservării sarcinii electrice, se respectă egalitatea  $q_1 = q_2$ . Împărțind la timpul comun  $t$  și ținând seama de definiția (2.2) avem:

$$I_1 = I_2. \quad (2.4)$$

**Intensitatea curentului electric continuu în toate secțiunile circuitului fără ramificații are una și aceeași valoare.**

De aici rezultă că ampermetrul conectat în orice loc al circuitului fără ramificații indică una și aceeași valoare a intensității curentului.

Să analizăm cazul în care într-un punct  $N$  al circuitului se unesc trei conductoare (fig. 2.1, b). Considerăm cele trei secțiuni, indicate în figură, și notăm cu  $q_1$ ,  $q_2$  și  $q_3$  sarcinile electrice transportate prin ele în intervalul comun de timp  $t$ . Ținând cont de sensurile curenților electrice prin conductoare și repetând raționamentele de mai sus, avem relația dintre sarcini:  $q_1 = q_2 + q_3$ . Împărțind termenii ei la timpul comun  $t$  obținem:

$$I_1 = I_2 + I_3. \quad (2.5)$$

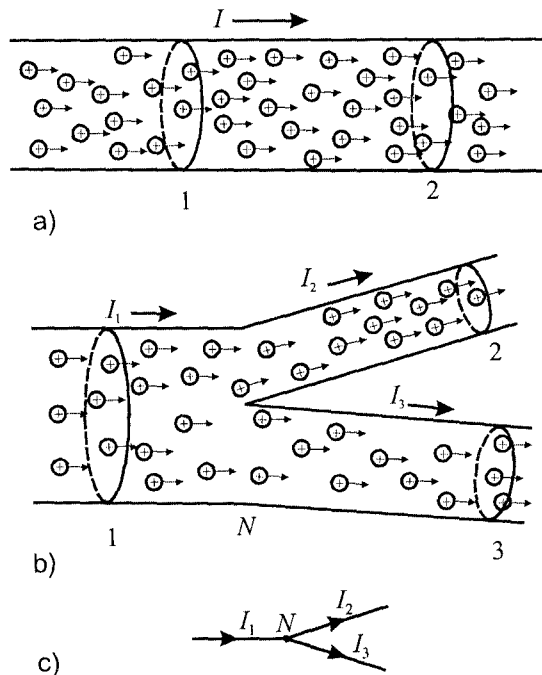


Fig.2.1

Punctul circuitului electric, în care sunt legate trei sau mai multe conductoare, se numește **nod** (fig. 2.1, c). Rezultatul (2.5) a fost stabilit pentru nodul în care sunt legate trei conductoare. El rămâne însă valabil și pentru noduri în care sunt legate și mai multe conductoare, relația (2.5) fiind înlocuită cu o alta care conține numărul respectiv de termeni. Astfel, **suma intensităților curenților electrici care intră într-un nod al rețelei de curent continuu este egală cu suma intensităților curenților care ies din acel nod.**

Acest rezultat este cunoscut sub numele de **teorema (legea sau regula) întâi a lui Kirchhoff** și se aplică pe larg la calcularea rețelelor de curent electric.


### b. Condițiile de existență a curentului electric continuu. Tensiunea electromotoare

Curentul electric poate exista numai în substanțele în care purtătorii de sarcină electrică se pot deplasa în tot volumul ei, adică la distanțe mult mai mari decât dimensiunile atomului. Astfel de purtători sunt numiți **liberi**, iar substanțele – **conductoare**. **Existența purtătorilor liberi de sarcină electrică este o condiție de existență a curentului electric.**

Purtători liberi de sarcină electrică în metale sunt *electronii liberi*, în gaze – *ionii pozitivi și electronii*, în electroliziți – *ionii pozitivi și cei negativi*. Aici se va analiza mai detaliat curentul electric în metale, în capitolul următor fiind studiat curentul electric în diferite medii.

Electronii periferici de valență ai atomilor sunt atrași mai slab de nuclee și sunt respinși de electronii interiori, aflați mai aproape de nucleu. În consecință, electronii periferici părăsesc atomii metalului și devin liberi. În lipsa câmpului exterior aceștia se mișcă haotic în întreg volumul corpului, similar cu mișcarea moleculelor gazului. Din această cauză ansamblul de electroni liberi ai metalului este numit **gaz electronic**. Mișcându-se haotic electronii liberi din conductorul metalic, traversează secțiunea transversală a lui din ambele părți ale ei, în cantități egale. Din această cauză prin secțiune nu se transportă sarcină electrică, în conductor nu există curent electric.

Electronii liberi pot efectua mișcare ordonată, concomitent cu cea haotică (termică), numai dacă asupra lor ar acționa anumite forțe, care le-ar imprima accelerații de același sens. Astfel de forțe pot acționa din partea câmpului electric. Existența câmpului electric în conductor necesită ca între capetele sale să existe o diferență de potențial (vezi formula 1.24). Prin urmare, **curentul electric circulă numai prin conductorul între capetele cărui există diferență de potențial, adică tensiune electrică.**

Tensiunea electrică se măsoară cu voltmetrul al cărui simbol grafic este . Bornele lui se conectează la capetele conductorului, tensiunea dintre care se măsoară.

Mai sus s-a convenit a considera drept sens al curentului electric sensul mișcării sarcinilor pozitive. Acestea se mișcă în sensul câmpului electric, adică în sensul în care potențialul electric descreește (v. p. 1.5, b). Prin urmare, **curentul electric circulă de la potențialul electric mai mare spre potențialul mai mic.**

Să considerăm două corpuri, *A* și *B*, primul din ele fiind electricizat cu sarcină pozitivă, al doilea – cu sarcină negativă (fig. 2.2). Intensitatea câmpului electric al acestor sarcini este orientată de la corpul *A* spre corpul *B*, respectiv potențialul electric  $V_A > V_B$ . Ne imaginăm corpurile unite cu un conductor (în figură este reprezentat prin

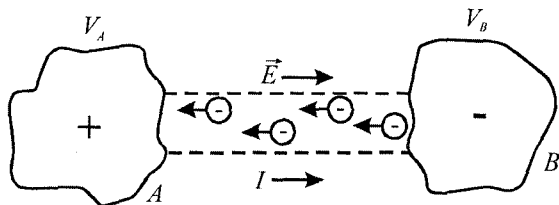


Fig.2.2



linii întrerupte). Imediat după stabilirea contactului, surplusul de electroni ai corpului B va fi atras spre corpul A, prin conductor circulă curent electric de la A spre B. Simultan, sarcinile corpului se micșorează. Curentul electric există un timp scurt, pînă la momentul în care potențialele corpurilor se egalează, deci intensitatea cîmpului electric din conductor devine nulă. Astfel procesul descris permite obținerea numai a curenților electrici de scurtă durată, a căror intensitate se micșorează de la o valoare inițială pînă la zero.

Pentru a clarifica problema obținerii curentului continuu să analizăm o situație analogă

din hidrodinamică. În vasul A și tubul de sub el se află lichid (fig. 2.3). La deschiderea robinetului R lichidul trece din vasul A în vasul B, după ce mișcarea lui încetează. Lichidul va curge continuu numai într-un circuit închis care conține obligatoriu o pompă P (fig. 2.4). Sub acțiunea forței de greutate lichidul curge din tubul T de sus în jos. În urma presiunii paletelor pompei P asupra lichidului acesta urcă în sus prin tubul T', în sens contrar acțiunii forței de greutate. Astfel este asigurată curgerea staționară a lichidului prin sistemul de tuburi.

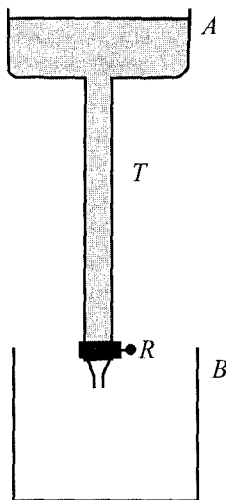


Fig.2.3

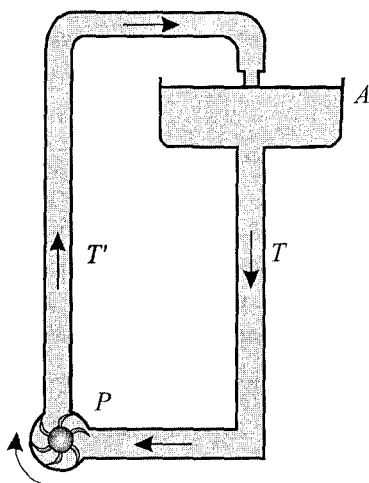


Fig.2.4

În circuitul electric purtătorii de sarcină pozitivă se deplasează de la punctele cu potențial electric mai mare spre cele cu potențialul mai mic. Curentul electric ar putea fi continuu doar în circuitul închis care ar conține o „pompă electrică”, ce ar deplasa sarcinile pozitive din punctele cu potențial mai mic în cele cu potențial mare, adică în sens contrar celui în care acționează forțele electrostatice (coulombiene). Forțele respective sunt numite forțe **secundare** sau **exterioare**. Natura lor este diferită de cea electrostatică, ele efectuează un lucru la deplasarea purtătorilor de sarcină pe seama energiilor de formă deosebită de cea electrostatică, de exemplu, chimică, mecanică etc.

Elementul de circuit electric în care acționează forțele secundare este numit **sursă** sau **generator de curent**.

Simbolul grafic al ei în schemele electrice este  $\text{---} \left| \begin{array}{c} - \\ + \end{array} \right| \text{---}$  sau  $\text{---} \bigcirc \text{---}$ .

Reprezentăm în fig. 2.5 un circuit electric simplu. Se observă că în partea exterioară a circuitului (față de sursă) sarcinile electrice pozitive se deplasează sub acțiunea forțelor electrostatice de la borna pozitivă spre cea negativă. **În interiorul sursei, însă sarcinile pozitive se deplasează, sub acțiunea forțelor secundare, de la borna negativă spre cea pozitivă, în sens contrar forțelor electrostatice.**

Deplasînd sarcinile electrice, forțele secundare efectuează un lucru  $L_{sec}$ . Acest lucru este mai mare în cazul în care sarcina  $q$  deplasată de acestea este mai

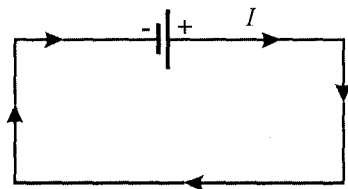


Fig.2.5

mare,  $L_{sec} \sim q$ . Raportul  $L_{sec} / q$  nu depinde de sarcina electrică transportată prin circuit, este considerat o mărime ce caracterizează sursa de curent și se numește **tensiune electromotoare**.

$$\mathcal{E} = \frac{L_{sec}}{q}. \quad (2.6)$$

**Tensiunea electromotoare a sursei de curent este egală cu raportul dintre lucrul efectuat de forțele secundare la deplasarea sarcinii electrice prin circuit și mărimea acestei sarcini.**

Unitatea de măsură a tensiunii electromotoare este:

$$[\mathcal{E}] = \frac{[L_{sec}]}{[q]} = \frac{J}{C} = V,$$

adică aceeași ca și a tensiunii electrice, a diferenței de potențial.

Tensiunea electromotoare este o caracteristică importantă a sursei de curent. Pe sursele folosite în viața cotidiană puteți citi valorile respective: 1,5 V sau 4,5 V.

Rezumând, conchidem că **curentul electric continuu poate exista numai în cazul, în care în toate elementele circuitului există purtători liberi de sarcină electrică, circuitul este închis și conține una sau mai multe surse de curent.**

### c°. Viteza mișcării ordonate a electronilor în metale

Din cele expuse mai sus rezultă că între intensitatea curentului electric  $I$  în conductor și viteza medie  $v$  a mișcării ordonate a purtătorilor liberi de sarcină electrică din el există o anumită relație. Pentru a o deduce considerăm un conductor având aria secțiunii transversale egală cu  $S$ . Admitem că sarcina electrică a purtătorilor este pozitivă și egală cu  $q_0$ , iar concentrația lor – numărul de purtători într-o unitate de volum – cu  $n$ .

Notăm cu  $\Delta q$  sarcina electrică a purtătorilor care traversează secțiunea transversală  $S$  în intervalul de timp  $\Delta t$ . În timpul  $\Delta t$  purtătorii liberi se deplasează de-a lungul conductorului la distanța  $v \cdot \Delta t$ . Prin urmare, secțiunea  $S$  este traversată de purtătorii care se află la o distanță nu mai mare decât  $v \cdot \Delta t$  de la această secțiune (fig. 2.6), adică din volumul  $S \cdot v \cdot \Delta t$ . Numărul total de purtători liberi din acest volum este egal cu produsul dintre concentrația lor și volum, adică cu  $nSv\Delta t$ . Înmulțind acest număr de purtători la sarcina  $q_0$  a unuia dintre ei, pentru sarcina electrică totală care a traversat secțiunea transversală a conductorului în timpul  $\Delta t$  obținem:

$$\Delta q = q_0 n S v \Delta t.$$

Substituind această valoare în definiția (2.1), obținem expresia pentru intensitatea curentului electric:

$$I = q_0 n S v. \quad (2.7)$$

Purtătorii liberi de sarcină electrică în metale sunt electronii, valoarea sarcinii cărora este egală cu sarcina electrică elementară  $q_0 = e$ . Expresia (2.7) ia forma:

$$I = enSv. \quad (2.8)$$

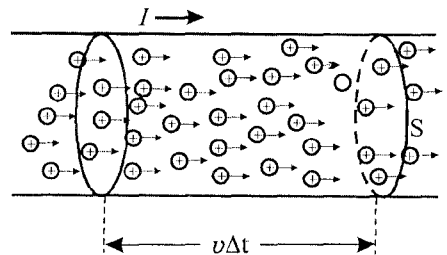


Fig. 2.6

După cum și era de așteptat, la viteză medie  $v$  mai mare, intensitatea curentului electric prin conductor este mai mare.

Să evaluăm viteza mișcării orientate a electronilor în metale. Considerăm un conductor din aluminiu cu aria secțiunii transversale  $S = 1\text{mm}^2 = 10^{-6}\text{m}^2$  parcurs de un curent electric staționar cu intensitatea  $I = 1\text{A}$ .

Pentru a evalua viteza  $v$  este necesar să determinăm concentrația electronilor  $n$ . Numărul  $N$  de atomi din masa  $m$  de substanță, după cum cunoașteți din fizica moleculară,

$N = \frac{m}{M} N_A$ , unde  $M$  este masa molară și  $N_A$  – numărul lui Avogadro. Considerînd, pentru simplitate, numărul atomilor egal cu numărul electronilor liberi, concentrația acestora este

$n = \frac{N}{V} = \frac{mN_A}{VM}$ . Raportul  $\frac{m}{V} = \rho$  este densitatea substanței. Pentru concentrația electro-

nilor liberi obținem  $n = \frac{\rho N_A}{M}$ . Substituind parametrii aluminiului  $\rho = 2,7 \cdot 10^3 \text{kg/m}^3$ ,

$M = 27 \cdot 10^{-3} \text{kg/mol}$  și valoarea numărului lui Avogadro  $N_A = 6 \cdot 10^{23} \text{mol}^{-1}$ , avem  $n \approx 6 \cdot 10^{28} \text{m}^{-3}$ .

Din expresia (2.8), rezultă  $v = \frac{I}{neS}$ . Efectuînd calculele numerice, obținem  $v \approx 10^{-4} \text{m/s} = 0,1 \text{mm/s}$ .

După cum se vede, viteza mișcării ordonate a electronilor este mică, de ordinul a zecimilor de milimetri pe secundă. Cum se explică în acest caz faptul că la închiderea circuitului care conține un bec electric acesta începe să lumineze practic instantaneu? Pentru a da răspuns la întrebare vom reieși din proprietatea interacțiunii electrice de a se propaga cu o viteză egală cu viteza luminii, adică cu o viteză foarte mare. La închiderea circuitului electric electronii liberi ai conductorului sunt puși în mișcare practic simultan. Situația este analoagă celei care are loc într-o rețea formată dintr-o pompă  $P$ , o morișcă  $M$  și un robinet  $R$  (fig. 2.7). La deschiderea robinetului și punerea pompei în funcțiune, sub acțiunea presiunii produse de paletetele ei, apa este pusă în mișcare aproape simultan în întreaga rețea cu apă. Morșișcă începe a se roti cu mult mai înainte de momentul în care apa ajunge de la pompă la ea. Becul electric începe să lumineze imediat după închiderea circuitului, cu mult înainte ca electronii să ajungă de la sursă la filamentul lui.

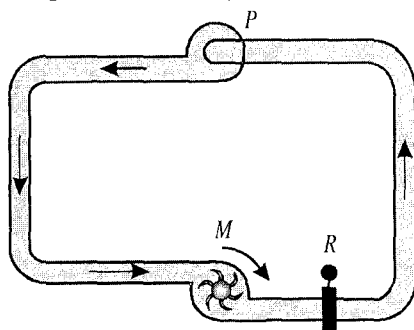


Fig.2.7

## Întrebări și probleme

1. Ce numim curent electric? Care este sensul acestuia?
2. Cum se definește intensitatea curentului electric?
3. Ce condiție satisfac intensitățile curenților electrici, care parcurg conductoarele legate într-un nod al circuitului electric?
4. Care purtători de sarcină electrică sunt numiți purtători liberi?

5. Care forțe deplasează purtătorii liberi de sarcină în exteriorul sursei? Dar în interiorul ei?
6. Cum se definește tensiunea electromotoare a sursei de curent?
- 7°. Cum se explică apariția practic momentană a curentului electric în circuit la închiderea acestuia, dacă se știe că vitezele purtătorilor de sarcină din conductoare sunt foarte mici? Ce situație analogă poți aduce?
8. Să se calculeze sarcina electrică transportată în 6 s prin secțiunea transversală a conductorului parcurs de un curent electric cu intensitatea de 1,25 A.
9. Secțiunea transversală a unui conductor metalic a fost traversată de  $6 \cdot 10^{19}$  electroni în 8 s. Care este intensitatea curentului electric în conductor?
10. Să se determine sarcina electrică transportată prin secțiunea transversală a unui conductor timp de 12 s, dacă în 7 s același curent electric a transportat prin secțiune sarcină electrică egală cu 10,5 C. Care este intensitatea curentului electric prin conductor?
11. Într-un nod al circuitului electric sunt legate 3 conductoare. Prin unul din ele intră în nod un curent cu intensitatea de 1,2 A, prin altul – iese un curent cu intensitatea de 1,7 A. Care este intensitatea curentului electric prin conductorul al treilea? Iese sau intră în nod acest curent?
12. În figura 2.8 sunt reprezentate grafice care exprimă intensitățile curentului electric prin conductoare în funcție de timp. Propuneți metoda grafică care ar permite să se determine sarcina electrică transportată prin conductor într-un interval anumit de timp. Determinați pentru ambele cazuri valorile sarcinilor electrice transportate prin conductoare în intervalul de timp de la 0 pînă la 5 s.

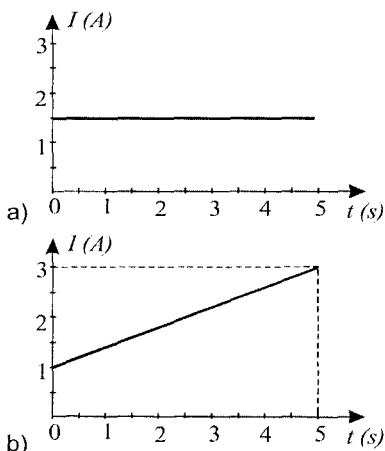


Fig.2.8

## 2.2. Legile curentului electric staționar

### a. Legea lui Ohm pentru o porțiune omogenă de circuit. Rezistența electrică

Vom recapitula succint materialul studiat în gimnaziu la această temă.

Să considerăm o porțiune de circuit în care nu acționează forțe secundare, adică o porțiune, care nu conține surse de curent electric. O astfel de porțiune este numită **omogenă**. În concordanță cu cele menționate mai sus intensitatea curentului electric  $I$  în ea este diferită de zero, numai dacă la capetele ei este aplicată o tensiune electrică  $U = V_1 - V_2$ . Putem afirma că intensitatea curentului  $I$  este funcție de tensiunea  $U$ .

Pe cale experimentală Ohm în 1826 a stabilit că

**intensitatea curentului electric prin conductor este direct proporțională cu tensiunea aplicată la capetele acestuia:  $I \sim U$ .**

Acest rezultat este cunoscut ca **legea lui Ohm pentru o porțiune omogenă de circuit**. Trecînd la egalitate, introducem un coeficient de proporționalitate  $\frac{1}{R}$ . Avem:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R} = \frac{U}{R}. \quad (2.9)$$

Mărimea  $R$  este numită **rezistență electrică** și este o caracteristică a conductorului.

Relația (2.9) este expresia matematică a legii lui Ohm pentru o porțiune omogenă de circuit.

Din (2.9) definim rezistența electrică:

$$R = \frac{U}{I}. \quad (2.10)$$

Unitatea de măsură a rezistenței poartă numele de **ohm** cu simbolul  $\Omega$ .



**Georg Simon Ohm (1789-1854),**  
fizician german.

*A efectuat cercetări vaste în domeniul electricității. A introdus noțiunile de rezistență electrică a conductorului, de tensiune electromotoare a sursei de curent. În 1826 a stabilit relația dintre intensitatea curentului, tensiunea electrică și rezistența conductorului, relație care poartă denumirea de legea lui Ohm. A studiat dependența rezistenței conductorului metalic de temperatură. Ohm a făcut analogii între propagarea "electricității" și a căldurii, între curentul electric și curgerea lichidului prin tuburi.*

*A realizat cercetări în domeniul acusticii. A stabilit că semnalul sonor constituie o combinație dintre oscilația armonică de bază și armonici suplimentare, ale căror frecvențe sunt multiple frecvenței de bază. Acest rezultat a fost numit ulterior **legea acustică a lui Ohm**.*

*În onoarea lui Ohm unitatea de măsură a rezistenței electrice îi poartă numele.*

Din (2.10) conchidem că  $1 \Omega$  este rezistența conductorului parcurs de un curent cu intensitatea de 1 A la o tensiune electrică dintre capetele lui egală cu 1 V.

Din formula (2.10) stabilim relația dintre unitățile de măsură ale mărimilor respective:

$$[R] = \frac{[U]}{[I]} = \frac{\text{V}}{\text{A}} = \Omega.$$

Cercetînd rezistențele conductoarelor cilindrice de secțiune constantă și confecționate din același material, Ohm a stabilit că ele sunt egale în cazul în care rapoartele dintre lungimile lor  $l$  și ariile secțiunilor transversale  $S$  sunt egale. Rezistențele sunt mai mari la

lungimi  $l$  mai mari (la aceeași secțiune  $S$ ). Astfel s-a ajuns la concluzia că  $R \sim \frac{l}{S}$ .

Făcînd egalitate introducem un coeficient de proporționalitate  $\rho$  dependent de natura substanței din care este confecționat conductorul. Obținem:

$$R = \rho \frac{l}{S}. \quad (2.11)$$

Mărimea  $\rho$ , numită **rezistivitate**, este o caracteristică a substanței și depinde de temperatură.

Pentru unitatea de măsură a rezistivității avem:


$$[\rho] = \frac{[R] \cdot [S]}{[l]} = \Omega \cdot \text{m}.$$

Uneori se folosește mărimea inversă rezistenței numită **conductanță**:  $\Lambda = R^{-1}$  și mărimea inversă a rezistivității cu numele de **conductivitate**:  $\lambda = \rho^{-1}$ . Relațiile (2.9) și (2.11) iau forma:

$$I = \Lambda U \quad \text{și} \quad \Lambda = \lambda \frac{S}{l}.$$

Unitatea de măsură a conductanței este numită siemens:  $1 \text{ Sm} = \frac{1}{\Omega}$ .

### b. Gruparea rezistoarelor

Elementul de circuit electric caracterizat de o anumită valoare constantă a rezistenței sale este numit **rezistor**. Simbolul grafic al lui este . Lîngă acest simbol

este scrisă litera  $R$ , care poate fi însoțită de careva indici în cazul circuitului ce conține mai multe rezistoare. Conductoarele de legătură au și ele rezistență, însă aceasta este mult mai mică decât a rezistoarelor și se neglijează.

În circuitele electrice se întâlnesc diferite grupări de rezistoare și se pune problema de a înlocui gruparea cu numai un rezistor, a cărui rezistență este numită **rezistență echivalentă**.

Să analizăm grupări concrete ale rezistoarelor.

În *fig. 2.9* este reprezentată **gruparea în serie** a rezistoarelor, ale căror rezistențe sunt egale cu  $R_1, R_2, R_3$ . Această grupare nu conține ramificații, în ea începutul unui rezistor este legat de sfârșitul celui precedent. În conformitate cu relația (2.4), intensitatea curentului  $I$  este comună, aceeași prin toate rezistoarele.

Pentru tensiunea  $U_s$  la bornele grupării în serie, ținând seama de relația dintre tensiune și diferența de potențial ( $U = V_1 - V_2$ ), avem:

$$U_s = V_A - V_B = (V_A - V_C) + (V_C - V_D) + (V_D - V_B).$$

Dar  $V_A - V_C = U_1$  - tensiunea aplicată rezistorului  $R_1$ ,  $V_C - V_D = U_2$  și  $V_D - V_B = U_3$ . Astfel, obținem:

$$U_s = U_1 + U_2 + U_3. \quad (2.12)$$

*Tensiunea dintre bornele grupării în serie a rezistoarelor este egală cu suma tensiunilor aplicate rezistoarelor din grupare.*

Conform legii lui Ohm (*fig. 2.9*) scriem  $U_1 = IR_1$ ,  $U_2 = IR_2$ ,  $U_3 = IR_3$ . Substituim aceste expresii în (2.12):

$$U_s = I(R_1 + R_2 + R_3).$$

$$\text{Rezistența grupării } R_s = \frac{U}{I}$$

este

$$R_s = R_1 + R_2 + R_3. \quad (2.13)$$

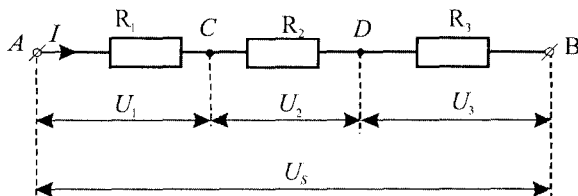


Fig.2.9

**Rezistența echivalentă a grupării în serie a rezistoarelor este egală cu suma rezistențelor tuturor rezistoarelor din grupare.**

Facem raportul tensiunilor aplicate rezistoarelor. Obținem, de exemplu,

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{R_1}{R_2}. \quad (2.14)$$

adică la gruparea rezistoarelor în serie tensiunile dintre capetele acestora se raportează ca rezistențele respective.

Să considerăm o altă modalitate de legare a rezistoarelor - **în paralel**, numită și **grupare (legare) în derivație**. În acest caz rezistoarele sunt conectate între aceleași două noduri (*fig. 2.10*).

Din figură se vede că tensiunea  $U$  aplicată grupării este egală cu tensiunea aplicată fiecărui rezistor din ea. Anterior s-a stabilit - relația (2.5) - că intensitatea curentului  $I_p$  care intră în nodul A este egală cu suma intensităților curenților, ce ies din el, adică

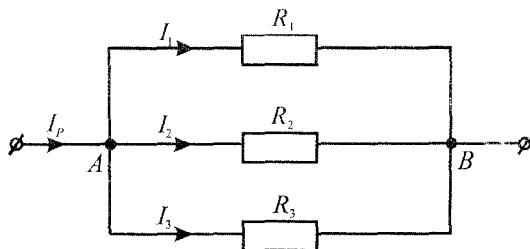


Fig. 2.10

$$I_p = I_1 + I_2 + I_3, \quad (2.15)$$

În baza legii lui Ohm avem  $I_1 = \frac{U}{R_1}$ ,  $I_2 = \frac{U}{R_2}$ ,  $I_3 = \frac{U}{R_3}$ . Respectiv, pentru intensitate

$I_p$  a curentului prin grupare avem  $I_p = \frac{U}{R_p}$ , unde  $R_p$  este rezistența echivalentă a grupării

în paralel.

Substituind valorile intensităților curenților în (2.15) și simplificînd prin tensiunea comună, obținem:

$$\frac{1}{R_p} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}. \quad (2.16)$$

**Mărimea inversă a rezistenței unei grupări în paralel (derivație) a rezistoarelor este egală cu suma mărimilor inverse ale rezistențelor tuturor rezistoarelor din grupare.**

Facem raportul intensităților curenților prin două rezistoare ale grupării. Avem, de exemplu:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}, \quad (2.17)$$

adică, *la gruparea rezistoarelor în paralel, raportul intensităților curenților prin rezistoare este egal cu inversul raportului rezistențelor acestora.*

Din relația (2.13) pentru rezistența grupării în serie a  $n$  rezistoare identice de rezistență  $R$  avem  $R_s = nR$ , iar în cazul grupării acestor rezistoare în paralel din (2.16) rezultă, că:

$$R_p = \frac{R}{n}.$$

Din formulele (2.13) și (2.16) conchidem că rezistența echivalentă a grupării în serie este mai mare decît valoarea cea mai mare din rezistențele rezistoarelor, ce fac parte din grupare, iar în cazul grupării în paralel rezistența echivalentă este mai mică decît cea mai mică din rezistențele rezistoarelor din componența grupării.

### c. Reostate

Posibilitatea modificării rezistenței prin gruparea rezistoarelor este utilizată în **reostate** – dispozitive a căror rezistență este variabilă.

Cel mai frecvent este utilizat *reostatul cu cursor* (fig. 2.11, a). El reprezintă o bobină de sîrmă dintr-un aliaj cu rezistivitate mai mare (de exemplu, nichelină, fecral) înfășurată pe un cilindru din material izolator, de obicei, din ceramică. Spirele bobinei sunt izolate între ele. Capetele sîrmei sunt legate la bornele  $A$  și  $B$  ale reostatului. Deasupra bobinei, paralel cu axa ei, este fixată o vergea metalică pe care se poate deplasa cursorul  $C$ , ce realizează contactul electric între vergea și spirele respective ale bobinei. La capătul vergelei se află o a treia bornă,  $D$ . La unele din

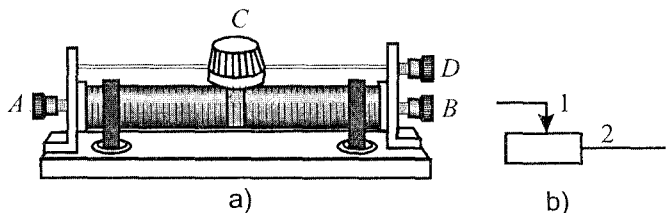


Fig. 2.11

ele borna  $A$  sau  $B$  este lipsă. Reostatul se introduce în circuit fiind unit la borna  $D$  și la una din bornele  $A$  sau  $B$ . Curentul electric circulă prin vergea de la borna  $D$  pînă la cursorul  $C$ , apoi prin cursor și prin spirele dintre cursor și borna  $A$  sau  $B$ , legată în circuit. La deplasarea cursorului numărul de spire, legate în serie, parcurse de curent se mărește sau se micșorează. Respectiv, se mărește sau se micșorează rezistența reostatului. Simbolul grafic este reprezentat în *fig. 2.11, b*.

Schema unui alt reostat – a reostatului cu manetă – este reprezentată în *fig. 2.12*. La rotirea manetei  $M$  în jurul axului său numărul de spire parcurse de curent electric, prin urmare și rezistența dintre bornele  $A$  și  $B$ , variază.

În practică se folosește încă un gen de dispozitive cu rezistență variabilă – *cutiile de rezistență*.

Pe fața superioară a cutiei, confecționată din material izolator, sunt fixate plăci metalice groase separate (*fig. 2.13*). Bobine de sîrmă avînd valori anumite ale rezistențelor au capetele legate la plăci vecine. Prin introducerea între plăcile vecine a unui „dop” metalic curentul electric circulă practic numai prin „dop”, a cărui rezistență este mult mai mică decît a bobinei (vezi formula 2.17). Rezistența dintre bornele  $A$  și  $B$  ale cutiei este egală cu suma rezistențelor bobinelor, avînd capetele conectate la plăcile între care lipsește „dopul”.

Reostatele cu cursor permit variația mai lină a rezistenței (cu valoarea rezistenței unei spire). În cazul cutiei de rezistență sau a reostatului cu manetă variația rezistenței se produce în salt.

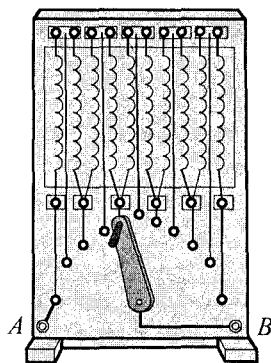


Fig. 2.12

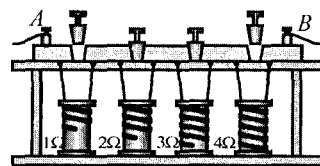


Fig. 2.13

#### d. Lucrul și puterea curentului electric. Legea Joule

Imprimînd mișcare ordonată purtătorilor liberi de sarcină, cîmpul electric efectuează un lucru, numit de obicei *lucru al curentului electric*. La deplasarea sarcinii electrice  $q$  prin porțiunea de circuit tensiunea dintre capetele căreia este egală cu  $U$  lucrul curentului electric în corespundere cu formula (1.21) este  $L=qU$ . La intensitatea curentului continuu egală cu  $I$  pentru sarcina electrică transportată prin conductor în timpul  $t$  (vezi formula 2.3) avem  $q=It$ . Astfel, pentru lucrul cîmpului electric obținem expresia

$$L=IUt. \quad (2.18)$$

Ținînd seama de legea lui Ohm avem:

$$L = I^2 R t \quad \text{sau} \quad L = \frac{U^2}{R} t. \quad (2.19)$$

Menționăm că relația (2.18) se aplică la transformarea energiei în orice altă formă – mecanică, chimică, internă, – iar relația (2.19) numai în cazul în care consumatorul este un rezistor, deci energia electrică se transformă în internă, se degajă sub formă de căldură.

Pentru puterea dezvoltată de curentul electric, egală numeric cu lucrul efectuat într-o unitate de timp, obținem:

$$P = \frac{L}{t} = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R}. \quad (2.20)$$

La efectuarea calculelor se utilizează acele din formulele (2.18) – (2.20) care sînt mai convenabile în cazul concret analizat în problemă.



De exemplu, în cazul conductoarelor de rezistențe  $R_1$  și  $R_2$ , legate în serie, intensitatea curentului în ele este aceeași. Din formula pentru putere sub forma  $P = I^2 R$ , rezultă:

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{R_1}{R_2}. \quad (2.21)$$

La legarea în serie raportul puterilor dezvoltate în diferite porțiuni ale circuitului este egal cu raportul rezistențelor respective, adică puterea dezvoltată este mai mare în porțiunea a cărei rezistență electrică este mai mare.

Dacă însă conductoarele sunt legate în paralel, tensiunile dintre capetele lor sunt aceleași.

Reieșind din expresia  $P = \frac{U^2}{R}$ , pentru raportul puterilor dezvoltate avem:

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{R_2}{R_1}. \quad (2.22)$$

Raportul puterilor dezvoltate de curentul electric în conductoarele legate în paralel este egal cu inversul raportului rezistențelor respective, adică o putere mai mare este dezvoltată în conductorul cu rezistență mai mică.

Formulele (2.18) și (2.20) permit să exprimăm unitățile pentru lucru (J) și putere (W) prin unitățile de măsură ale mărimilor electrice:

$$1 \text{ J} = 1 \text{ A} \cdot \text{V} \cdot \text{s} \quad \text{și} \quad 1 \text{ W} = 1 \text{ A} \cdot \text{V}.$$

În electrotehnică se folosește o unitate deosebită pentru energie, cunoscută cu denumirea de **kilowatt-oră** (simbolul kW·h). Ea este egală cu lucrul efectuat de curentul electric timp de o oră la o putere egală cu 1 kW. Stabilim legătura dintre această unitate și joule:

$$1 \text{ kW} \cdot \text{h} = 10^3 \text{ W} \cdot 3600 \text{ s} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ J}.$$

În cazul în care lucrul curentului electric nu se transformă în energie chimică (de exemplu, la încărcarea acumulatorilor) sau în energie mecanică (de exemplu, în motoarele electrice), el se transformă complet în energia internă a consumatorului (de exemplu, în reșoul electric, în becul de incandescență ș.a.).

Să analizăm mecanismul acestei transformări. Câmpul electric din conductor accelerează purtătorii de sarcină, energiile cinetice ale acestora se măresc. În urma ciocnirilor cu ionii pozitivi din nodurile rețelei cristaline a metalului purtătorii de sarcină le cedează o parte din energia cinetică a lor. Ca rezultat, energiile cinetice ale ionilor se măresc, crește intensitatea mișcării termice a acestora, respectiv, crește temperatura conductorului. Acesta degajă căldură. În conformitate cu legea conservării și transformării energiei cantitatea de căldură degajată de conductor este egală cu lucrul curentului electric:  $Q = L$ . Astfel, în corespundere cu expresia (2.19), pentru cantitatea de căldură degajată avem:

$$Q = I^2 R t. \quad (2.23)$$

**Cantitatea de căldură degajată în conductorul parcurs de curent electric este egală cu produsul dintre pătratul intensității curentului, rezistența conductorului și durata circulației curentului prin el.**

Acest rezultat este cunoscut cu denumirea de **legea lui Joule**, în cinstea fizicianului englez care a stabilit în 1841 această lege. Doi ani mai târziu același rezultat a fost publicat, independent, de către fizicianul rus Lenz, din care cauză legea în cauză este cunoscută și ca legea Joule-Lenz.

### e. Legea lui Ohm pentru un circuit întreg

Să considerăm un circuit electric simplu, format dintr-o sursă de curent la bornele căreia este legat un rezistor (fig. 2.14). Rezistorul a cărui rezistență este egală cu  $R$  prezintă partea exterioară a circuitului, rezistența  $R$  fiind numită și *rezistență exterioară*. Sursa de curent este partea *interioară* a lui. Sursa este caracterizată nu numai de tensiunea electromotoare, ci și de o anumită rezistență electrică, notată de obicei cu  $r$  și numită *rezistență interioară*. Sursa și rezistorul sunt legate în serie, deci rezistența totală a circuitului  $R_t = R + r$ .

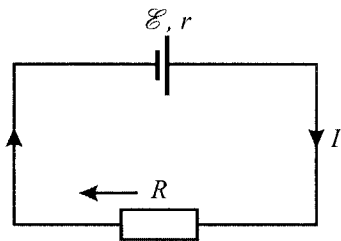


Fig. 2.14

Fie intensitatea curentului prin circuit egală cu  $I$ . În intervalul de timp  $t$  prin el este transportată sarcina electrică  $q=It$  (2.3). Prin urmare (v. p. 2.1, b), forțele secundare ce acționează în sursă efectuează un lucru (2.6) a cărui valoare este:

$$L_{\text{sec}} = q\mathcal{E} = It \cdot \mathcal{E}. \quad (2.24)$$

În circuitul considerat, acest lucru poate produce numai creșterea energiei interne a elementelor lui, adică în circuit se degajă o cantitate de căldură  $Q$ . În conformitate cu legea lui Joule:

$$Q = I^2 R_t t = I^2 (R + r)t.$$

Egalând  $L_{\text{sec}} = Q$  (legea conservării și transformării energiei), după simplificare obținem:

$$\mathcal{E} = I(R + r). \quad (2.25)$$

Intensitatea curentului în circuit:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r} = \frac{U + u}{R + r}. \quad (2.26)$$

Această formulă exprimă legea lui Ohm pentru un circuit întreg (simplu):

**Intensitatea curentului electric într-un circuit întreg (simplu) este egală cu raportul dintre tensiunea electromotoare a sursei de curent din circuit și rezistența totală a acestuia.**

Conform legii lui Ohm pentru o porțiune de circuit (2.9) produsul  $IR=U$  este tensiunea electrică la bornele sursei, numită și căderea de tensiune pe circuitul exterior al sursei. Respectiv, produsul  $Ir = u$  este căderea de tensiune pe interiorul sursei. Relația (2.24) ia forma:

$$\mathcal{E} = U + u. \quad (2.27)$$

Suma căderilor de tensiune pe circuitul exterior al sursei și pe interiorul ei este egală cu tensiunea electromotoare a sursei.

Dacă la bornele sursei date sunt conectate rezistoare de rezistențe diferite, intensitatea curentului prin circuit se modifică, deci se modifică și căderile de tensiune  $U$  și  $u$ , suma lor rămânând aceeași. De aceasta ne putem convinge realizând experimentul a cărui schemă este reprezentată în fig. 2.15. Sursa de curent reprezintă un vas cu soluție de acid sulfu-

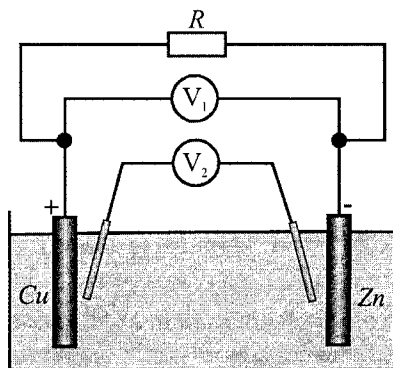


Fig. 2.15

ric diluat, în care sunt introduși doi electrozi – din cupru și din zinc. La bornele sursei este legat rezistorul de rezistență  $R$  și voltmetrul  $V_1$ , care măsoară căderea tensiunii  $U$  pe circuitul exterior al sursei. Prin intermediul a doi electrozi din grafit (care nu interacționează cu soluția din sursă), la care este legat voltmetrul  $V_2$ , se măsoară căderea tensiunii  $u$  pe interiorul sursei. Folosind rezistoare diferite se constată veridicitatea relației (2.27).

Din expresia (2.26) observăm că intensitatea curentului în circuitul simplu este determinată de trei parametri: tensiunea electromotoare  $\mathcal{E}$  și rezistența interioară  $r$ , care caracterizează sursa, precum și de rezistența  $R$  a părții exterioare a circuitului. Vom admite că sursa de curent rămâne aceeași. În acest caz intensitatea curentului  $I$  este în funcție numai de rezistența  $R$ .

Din (2.26) se vede că mărirea rezistenței  $R$  este însoțită de micșorarea intensității curentului. Respectiv se micșorează căderea de tensiune  $u$  pe interiorul sursei, iar tensiunea  $U$  pe exterior se apropie de valoarea tensiunii electromotoare a sursei. Acest rezultat poate fi obținut și pe altă cale. Din relația (2.27) în care substituim  $u=Ir$ , avem:

$$U = \mathcal{E} - Ir, \quad (2.28)$$

de unde rezultă că la  $I \rightarrow 0$  căderea de tensiune  $U \rightarrow \mathcal{E}$ .

Acest fapt arată că tensiunea electromotoare poate fi măsurată conectînd la bornele ei un voltmetru, a cărui rezistență proprie este mult mai mare decît rezistența interioară a sursei ( $R_v \gg r$ ).

Invers, la micșorarea rezistenței  $R$  intensitatea  $I$  crește. Situația, în care rezistența exterioară devine nulă ( $R=0$ ), este numită *scurtcircuit*. Valoarea intensității de scurtcircuit, după cum rezultă din (2.26) este:

$$I_{s.c.} = \frac{\mathcal{E}}{r}. \quad (2.29)$$

În cazul surselor de curent cu rezistență interioară mică, la scurtcircuit intensitatea curentului ia valori mari. De exemplu, în cazul acumulatorilor aceasta poate ajunge pînă la zeci și chiar sute de amperi. În aceste condiții acumulatorii pot ieși din uz. De aceea **trebuie să evităm scurtcircuitarea în rețelele electrice**. În acest scop se folosesc siguranțele, de exemplu, cele fuzibile. Ele reprezintă conductoare legate în circuit în serie și care se topesc în cazul în care intensitatea curentului crește pînă la anumite valori, întrerupînd astfel circuitul.

Pentru puterea dezvoltată de sursă în circuitul exterior, ținînd seama de legea (2.25), avem:

$$P = I^2 R = \frac{\mathcal{E}^2 R}{(R+r)^2}. \quad (2.30)$$

Din această expresie se observă că puterea  $P$  se micșorează atît în cazul în care rezistența exterioară  $R$  devine foarte mică ( $R \rightarrow 0$ ), cît și în cazul în care ea devine foarte mare ( $R \rightarrow \infty$ ). Rezultă că există o așa valoare a rezistenței  $R$ , pentru care puterea dezvoltată de sursă în circuitul exterior este maximă. Pentru a determina această valoare folosim relația evidentă:

$$(R+r)^2 - (R-r)^2 = 4Rr,$$

de unde avem:

$$R = \frac{1}{4r} \left[ (R+r)^2 - (R-r)^2 \right].$$

Substituind această expresie în (2.30), obținem:

$$P = \frac{\mathcal{E}^2}{4r} \left( 1 - \frac{(R-r)^2}{(R+r)^2} \right)$$

Evident, puterea este maximă  $P = P_{\max}$  pentru  $R = r$ .

Puterea dezvoltată de sursă în circuitul exterior al ei este maximă, dacă rezistența exterioară este egală cu cea interioară. Avem:

$$P_{\max} = \frac{\mathcal{E}^2}{4r}. \quad (2.31)$$

O parte din puterea dezvoltată de sursă este degajată în interiorul ei, adică se pierde inutil. Circuitul electric este caracterizat, din acest punct de vedere, de **randamentul circuitului**. El se definește ca raportul dintre puterea utilă  $P_u = I^2 R$ , dezvoltată de sursă în partea exterioară a circuitului și puterea totală  $P_t = I^2 (R + r)$ , dezvoltată în circuitul întreg. Avem pentru randament:

$$\eta = \frac{P_u}{P_t} = \frac{R}{R+r}, \quad (2.32)$$

Randamentul este cu atât mai mare, cu cât rezistența exterioară este mai mare decât cea interioară. Expresia (2.31) arată că randamentul poate avea valori mari, aproape de unitate (de 100%), la  $R \gg r$ .

### f\*. Legea lui Ohm pentru o porțiune neomogenă de circuit

Să considerăm o porțiune  $AB$  de circuit electric, care conține un rezistor și o sursă de curent (fig. 2.16). Notăm cu  $V_A$  și  $V_B$  potențialele punctelor de la capetele porțiunii, cu  $\mathcal{E}$  – tensiunea electromotoare a sursei, cu  $r$  – rezistența ei interioară și cu  $R$  – cea a rezistorului. O astfel de porțiune este numită **neomogenă**.

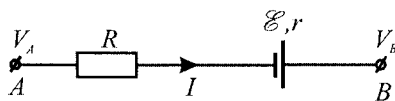


Fig.2.16

Să determinăm intensitatea curentului  $I$  din această porțiune. În acest scop vom analiza transformările energetice, care însoțesc circularea curentului prin porțiune. În aceasta nu se efectuează lucru mecanic, nu se produc efecte chimice. Prin urmare, lucrul forțelor care acționează în circuit, al forțelor coulombiene  $L_c$  și al celor secundare  $L_{sec}$ , se transformă în energie internă, adică se degajă sub formă de căldură. În conformitate cu legea conservării și transformării energiei pentru cantitatea de căldură  $Q$  avem:

$$Q = L_c + L_{sec}. \quad (2.33)$$

Căldura este degajată în rezistor și în interiorul sursei, care sunt legate în serie și au rezistența totală egală cu  $(R+r)$ . În corespundere cu legea lui Joule (2.23) această cantitate de căldură este:

$$Q = I^2 (R+r)t.$$

Lucrul forțelor coulombiene se obține substituind în (1.19) expresia (2.3) pentru sarcina electrică transportată de curent. Avem:

$$L_c = It(V_A - V_B).$$

Pentru lucrul forțelor secundare am avut expresia (2.24)  $L_{sec} = It\mathcal{E}$ .

Introducând aceste expresii în (2.33) după simplificare obținem:

$$I(R+r) = V_A - V_B + \mathcal{E} \quad (2.34)$$

sau

$$I = \frac{V_A - V_B + \mathcal{E}}{R+r}. \quad (2.35)$$

Relațiile (2.34) și (2.35) sunt expresiile matematice ale **legii lui Ohm pentru o porțiune neomogenă de circuit**.

Această lege conține în calitate de cazuri particulare:

- legea lui Ohm pentru o porțiune omogenă de circuit; în acest caz sursa de curent lipsește ( $\mathcal{E}=0$ ,  $r=0$ ) și formula (2.35) trece în (2.9).
- legea lui Ohm pentru un circuit întreg; în acest caz punctele  $A$  și  $B$  coincid ( $V_A = V_B$ ), iar formula (2.35) trece în (2.26).

Din această cauză legea (2.35) sau (2.34) este numită și *legea generalizată a lui Ohm*.

În schema din *fig. 2.16* lucrul sursei de curent este pozitiv, deoarece sarcinile electrice pozitive se deplasează în interiorul sursei de la borna negativă spre cea pozitivă (vezi p. 2.1, *b*). Dacă însă sensul curentului electric este astfel încât în interiorul sursei sarcinile pozitive se deplasează de la borna pozitivă spre cea negativă, lucrul forțelor secundare este negativ, deci tensiunea electromotoare  $\mathcal{E}$  în relațiile (2.34) și (2.35) trebuie luată cu semnul minus.

În fine, o observație importantă. În cazul porțiunii omogene de circuit, după cum rezultă din (2.9), tensiunea electrică  $U = IR = V_A - V_B$ .

Comparând această relație cu (2.34) stabilim că în cazul porțiunii neomogene de circuit tensiunea electrică:

$$U = I(R+r) = V_A - V_B \pm \mathcal{E}, \quad (2.36)$$

unde s-a ținut cont de semnele posibile din fața tensiunii electromotoare  $\mathcal{E}$ .

Astfel, tensiunea electrică dintre capetele porțiunii de circuit, adică produsul dintre intensitatea curentului și rezistența porțiunii, este egală cu diferența de potențial numai în cazul porțiunii omogene de circuit, în general însă aceste mărimi sunt diferite.

### ■ Întrebări și probleme

1. Care porțiune de circuit este numită omogenă?
2. Cum se formulează legea lui Ohm pentru o porțiune omogenă de circuit?
3. În *fig. 2.17* sunt reprezentate graficele, care exprimă intensitatea curentului electric prin porțiuni de circuit cu rezistențe diferite ( $R_1$  și  $R_2$ ) în funcție de tensiune. Care din rezistențe este mai mică?
4. Cum trebuie grupate două rezistoare pentru ca rezistența grupării să fie mai mică decât rezistențele fiecărui rezistor în parte? Argumentați răspunsul.
5. Care este relația dintre tensiunile de la capetele a două rezistoare legate în serie și valorile rezistențelor acestora?
6. Două rezistoare de rezistențe diferite ( $R_1 > R_2$ ) sunt legate în paralel. În care din ele curentul electric dezvoltă o putere mai mare?
7. Becul electric și conductoarele de legătură sunt legate în serie, deci parcurse de curent de aceeași intensitate. Cum se explică faptul că filamentul becului se încălzește pînă la incandescență, în timp ce conductoarele de legătură practic nu se încălzesc?
8. Cum se formulează legea lui Ohm pentru circuitul întreg? Care factori determină intensitatea curentului în circuit?
9. Care sunt factorii ce determină randamentul circuitului de curent electric?

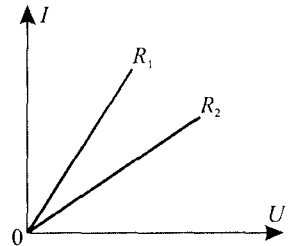


Fig. 2.17

- b 10. Intensitatea curentului prin conductor este egală cu 0,4 A în cazul în care tensiunea dintre capetele lui este egală cu 10 V. Care este intensitatea curentului dacă tensiunea ar fi 15 V? Care este rezistența electrică a conductorului?
11. Să se determine lungimea conductorului de constantan cu aria secțiunii transversale de 0,25 mm<sup>2</sup> dintr-o bobină a cărei rezistență este egală cu 120 Ω. Rezistivitatea constantanului este egală cu  $5 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot m$ .
12. Să se determine rezistența grupării mixte de rezistoare reprezentate în fig. 2.18, dacă  $R_1=6 \Omega$ ,  $R_2=4 \Omega$  și  $R_3=10 \Omega$ . Care este rezistența grupării în cazul în care rezistoarele  $R_1$  și  $R_2$  sunt schimbate cu locul?
13. Două rezistoare avînd rezistențe egale cu 60 Ω și 36 Ω sunt legate în <sup>serie</sup>paralel. Ce cantitate de căldură este degajată de primul conductor în intervalul de timp în care conductorul al doilea degajă o cantitate de căldură egală cu 15 kJ?
14. Rezistorul a cărui rezistență este egală cu 9 Ω, conectat la o sursă de curent cu tensiunea electromotoare de 4 V, este parcurs de un curent electric cu intensitatea de 0.4 A. Să se determine intensitatea curentului de scurtcircuit.
15. O sursă de curent cu tensiunea electromotoare de 2 V și rezistența interioară de 1 Ω alimentează un circuit simplu, intensitatea curentului în care este egală cu 0,5 A. Să se determine rezistența exterioară a circuitului, puterea dezvoltată de curent în aceasta, precum și randamentul circuitului electric în acest caz.

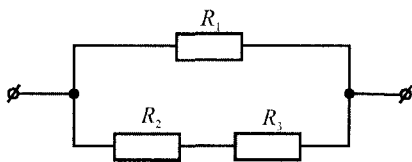


Fig. 2.18

## 2.3<sup>o</sup>. Măsurarea intensității curentului și a tensiunii electrice. Potențiometrul

### a<sup>o</sup>. Măsurarea intensității curentului. Șuntul ampermetrului.

Intensitatea cîmpului electric se măsoară cu ampermetrul care se leagă în serie pentru ca sarcina electrică ce străbate porțiunea respectivă de circuit să străbată și ampermetrul. Ca și orice instrument electric de măsură (principiile de funcționare ale acestora vor fi studiate în cap.9), ampermetrul are rezistență proprie ( $R_A$ ). Fiind legat în serie, rezistența totală se mărește, respectiv, intensitatea curentului se micșorează. Astfel, ampermetrul indică o valoare mai mică a intensității decît cea care era pînă la introducerea lui în circuit. Pentru a micșora această influență a legării ampermetrului în circuit asupra curentului electric prin el, rezistența proprie a ampermetrului trebuie să fie mult mai mică decît rezistența porțiunii în care este legat. Se construiesc ampermetre cu rezistențe interioare de ordinul zecimilor, sutimilor și chiar a miimilor de ohmi. Fiecare ampermetru este caracterizat nu numai de rezistența sa  $R_A$ , dar și de valoarea maximă, nominală,  $I_m$  a intensității curentului, ce poate fi măsurată cu el. Introducerea lui în circuitul în care intensitatea  $I > I_m$  poate avea ca urmare deteriorarea ampermetrului și ieșirea lui din uz.

În practică însă poate să apară necesitatea de a măsura intensități, care pot depăși limita superioară  $I_m$ . În acest caz se folosește **șuntul** (din engleză, *shunt* – derivație, garare a unui tren pe o linie secundară). Aceasta reprezintă un rezistor, care se montează în paralel cu ampermetrul, astfel încît o parte din curentul electric din circuit să treacă prin rezistor, în afara ampermetrului.

Să calculăm rezistența șuntului  $R_S$ , legarea căruia în paralel ar permite lărgirea domeniului de măsurare de  $n$  ori, adică ar permite să se măsoare intensități  $I_C$  în circuit de  $n$  ori mai mari decît limita superioară  $I_m$ . Prin urmare,  $I_C = nI_m$ .

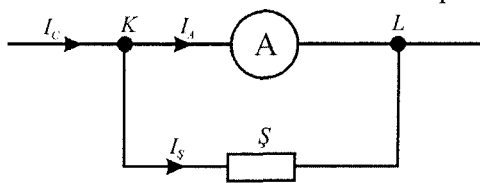


Fig.2.19

Reprezentăm în *fig. 2.19* porțiunea de circuit, care conține ampermetrul și șuntul. Notăm intensitățile curentului prin ele cu  $I_A$  și  $I_S$ , iar intensitatea curentului prin circuit cu  $I_C$ . Evident  $I_C = I_A + I_S$ , deci șuntul este parcurs de curentul electric de intensitate  $I_S = I_C - I_A$ .

Pentru tensiunea dintre nodurile  $K$  și  $L$  avem:  $U_{KL} = I_A R_A = I_S R_S$ , de unde exprimăm rezistența șuntului:

$$R_S = R_A \cdot \frac{I_A}{I_S} = R_A \frac{I_A}{I_C - I_A}.$$

Substituind  $I_A = I_m$  și  $I_C = nI_m$  respectiv, determinăm rezistența șuntului:

$$R_S = \frac{R_A}{n-1}. \quad (2.37)$$

Rezistența șuntului, care fiind montat paralel cu ampermetrul, permite să se lărgască domeniul de măsurare al acestuia de  $n$  ori, este de  $(n-1)$  ori mai mică decât rezistența ampermetrului.

De exemplu, vrem să măsurăm intensități de pînă la 10 A cu un ampermetru care permite a măsura intensități numai pînă la 2 A. În acest caz  $n = 5$  și rezistența șuntului trebuie să fie de  $(n-1) = 4$  ori mai mică decât rezistența ampermetrului. Evident, unei diviziuni de pe scala lui revine un interval de valori ale intensității de  $n$  ori mai mare decât al diviziunii de pe scala ampermetrului fără șunt.

Menționăm, de asemenea, că rezistența ampermetrului cu șunt este mai mică decât rezistența ampermetrului fără acesta, prin urmare, ampermetrul cu șunt modifică mai puțin intensitatea curentului în circuit.

### b°. Măsurarea tensiunii electrice. Rezistența adițională

Pentru a măsura tensiunea electrică între capetele unei porțiuni de circuit, voltmetrul se conectează în paralel cu aceasta. Dacă rezistența porțiunii de circuit este egală cu  $R$ , a voltmetrului – cu  $R_v$ , atunci după conectarea voltmetrului rezistența dintre capetele porțiunii

considerate devine  $R' = \frac{R \cdot R_v}{R + R_v} = \frac{R}{1 + R/R_v}$ . Observăm că  $R' < R$  adică după conectarea voltmetrului rezistența dintre capetele porțiunii s-a micșorat. Prin urmare, intensitatea curentului prin circuit s-a mărit. Voltmetrul nu va indica tensiunea reală care era între capetele porțiunii de circuit înainte de conectarea lui.

Din expresia pentru rezistența grupării  $R'$  observăm că ea este cu atît mai aproape de rezistența  $R$ , cu cît rezistența voltmetrului este mai mare decât  $R$ , adică  $R_v \gg R$ . De această cerință se ține seama la construirea voltmetrelor, care au rezistențe de mii, zeci și chiar sute de mii de ohmi.

Fiecare voltmetru permite măsurarea tensiunilor electrice care nu depășesc o valoare maximă anumită  $U_m$  – valoarea nominală sau limita superioară a domeniului de măsurare. Pentru a lărgi domeniul de măsurare în serie cu voltmetrul se conectează un rezistor de o anumită valoare a rezistenței (*fig. 2.20*). Acest rezistor este numit **rezistență adițională**.

Să calculăm valoarea rezistenței adiționale care ar permite lărgirea domeniului de măsurare a voltmetrului de  $n$  ori, adică măsurarea tensiunilor cu valori de pînă la  $U = nU_m$ .

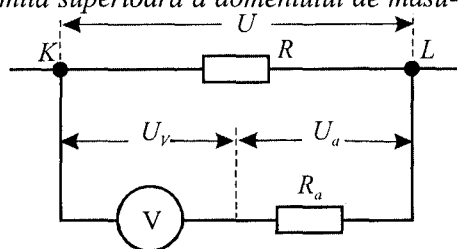


Fig. 2.20

Notăm cu  $U_v$  tensiunea dintre bornele voltmetrului, cu  $U_a$  – tensiunea dintre capetele rezistenței adiționale și cu  $U$  – tensiunea dintre capetele rezistorului  $R$ , adică cea măsurată. Voltmetrul și rezistența adițională sunt legate în serie, deci (vezi fig. 2.20)  $U = U_a + U_v$  și  $U_a = U - U_v$ . Intensitatea curentului  $I_v$  prin voltmetru și prin rezistența adițională este

$$\text{aceeași, anume } I_v = \frac{U_v}{R_v} = \frac{U_a}{R_a}. \text{ Prin urmare, } R_a = R_v \cdot \frac{U_a}{U_v} = R_v \cdot \frac{U - U_v}{U_v}.$$

Substituind valoarea maximă  $U_v = U_m$  și, respectiv,  $U = nU_m$ , obținem valoarea rezistenței adiționale:

$$R_a = (n - 1)R_v. \quad (2.38)$$

Pentru a lărgi domeniul de măsurare a voltmetrului de  $n$  ori în serie cu el se leagă o rezistență adițională a cărei valoare este de  $(n-1)$  ori mai mare decât cea a voltmetrului.

De exemplu, pentru a lărgi domeniul de măsurare a unui voltmetru de la 15 V pînă la 300 V, adică de  $n = 20$  ori, în serie cu el trebuie conectată o rezistență adițională a cărei valoare este de 19 ori mai mare decât rezistența interioară a voltmetrului. În acest caz unei diviziuni a voltmetrului îi corespunde un interval de valori ale tensiunii de 20 ori mai mare decât intervalul de pînă la conectarea rezistenței adiționale.

Evident, voltmetrul cu rezistență adițională modifică curentul prin circuit mai puțin decât voltmetrul fără ea.

### c<sup>o</sup>. Potențiometrul

Mai sus (p.2.2, c) a fost expusă metoda prin care poate fi modificată intensitatea curentului electric în circuit. În acest scop a fost folosit reostatul – un dispozitiv cu rezistență variabilă. Același reostat (cu trei borne) poate fi utilizat pentru a modifica tensiunea electrică. În acest caz el este numit **divizor de tensiune** sau **potențiometrul**.

Schema potențiometrului este reprezentată în fig. 2.21. Sursa de curent  $S$  este conectată la capetele  $A$  și  $B$  ale bobinei. Receptorul  $R_e$  este conectat la una din bornele bobinei (în fig. 2.21 la borna  $A$ ) și la cursorul  $C$ . Astfel tensiunea de alimentare a receptorului este mai mică decât tensiunea dintre bornele bobinei. În cazul în care cursorul se află la capătul  $A$  al bobinei tensiunea de alimentare a receptorului este nulă. Aceasta crește pe măsură ce cursorul se apropie de capătul  $B$ , cînd devine maximă.

Evident, la poziția dată a cursorului tensiunea la bornele receptorului depinde de rezistența acestuia.

Potențiometrul se utilizează, de exemplu, la reglarea sunetului aparatelor de radio, a magnetofonelor, a televizoarelor, a iluminării ecranului televizorului, a aprinderii sau stingerii lente a luminii etc.

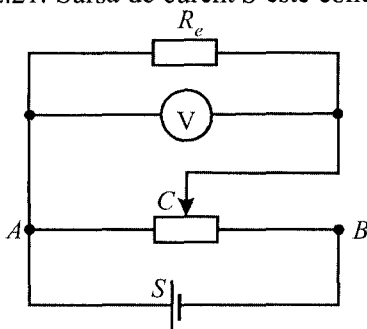


Fig. 2.21

### ?| Întrebări și probleme

1. Cum influențează conectarea ampermetrului asupra valorii intensității curentului prin circuit? Cum poate fi micșorată această influență?
2. Ce condiții trebuie să satisfacă rezistența interioară a voltmetrului pentru a influența cît mai puțin curentul electric prin circuit?
3. Cum poate fi lărgit domeniul de măsurare a ampermetrului? Dar a voltmetrului?
4. Explicați principiul modificării tensiunii electrice cu ajutorul potențiometrului.



5. Determinați raportul dintre rezistența interioară a ampermetrului și cea a șuntului care ar permite lărgirea domeniului de măsură a ampermetrului de 15 ori.
6. Un ampermetru permite măsurarea intensității curentului electric ce nu depășește 1.5 A. Care trebuie să fie rezistența șuntului conectat la ampermetru pentru a măsura intensități de pînă la 12 A, dacă se știe că rezistența interioară a ampermetrului este egală cu 0,014  $\Omega$ ?
7. Pentru a lărgi domeniul de măsurare a voltmetrului la acesta a fost conectată o rezistență adițională de 9 ori mai mare decît rezistența proprie a voltmetrului. De cîte ori s-a lărgit domeniul de măsurare a voltmetrului?

## 2.4.\* Circuite electrice ramificate. Teoremele lui Kirchhoff

### a\*. Circuite electrice ramificate

Mai înainte (p.2.2, e) a fost stabilită legea lui Ohm pentru un circuit întreg, un circuit simplu fără ramificații. În practică se întîlnesc frecvent circuite electrice complicate, cu mai multe surse de curent și consumatori, cu puncte în care sunt unite mai multe conductoare de legătură. Astfel de circuite sunt numite **circuite electrice ramificate** sau **rețele electrice**.

Să analizăm circuitul ramificat a cărei schemă este reprezentată în fig. 2.22, să evidențiem elementele acestuia și să introducem noțiunile necesare.

După cum s-a menționat în p.2.1, a, punctele în care sunt legate trei sau mai multe conductoare sunt numite **noduri**. Circuitul reprezentat în fig. 2.22 conține trei noduri: A, B și C.

Porțiunea de circuit care unește două noduri este numită **ramură** sau **latură a rețelei**. Circuitul analizat are următoarele ramuri: AB, AC, BC, BFC și ADC. Orice contur închis format din ramuri ale rețelei este numit **ochi de rețea**. În fig.2.22 se conțin mai multe ochiuri de rețea, de exemplu, ABCA, ABCDA, ABFCA ș.a.

În problemele care se referă la circuitele electrice ramificate se consideră, de regulă, cunoscute caracteristicile surselor de curent (tensiunile electromotoare și rezistențele interioare) și ale rezistoarelor (valorile rezistențelor) și se cere să se calculeze intensitățile curenților din ramuri. Amintim, că în p.2.1, a s-a stabilit că în toate elementele porțiunii de circuit fără ramificații, în ramuri, intensitatea curentului este aceeași. Notăm valorile res-

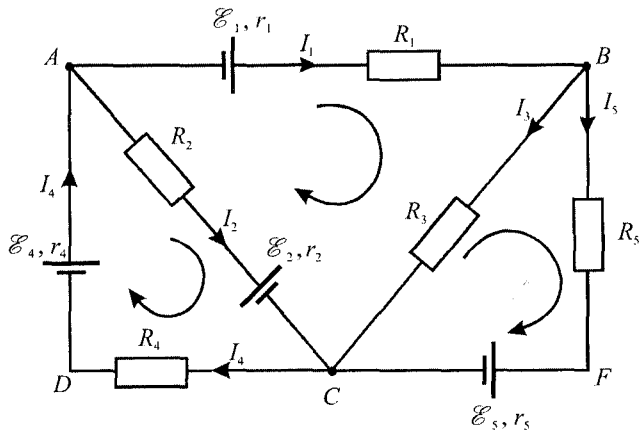


Fig.2.22

pective ale intensității curentului în ramuri și alegem în mod arbitrar sensul curenților (fig.2.22). Sensul real al curenților, după cum vom vedea, se va stabili în urma rezolvării problemei.

Bineînțeles, pot fi și probleme în care intensitățile curenților în unele ramuri se cunosc și se cere să se determine valorile unor caracteristici ale elementelor circuitului ramificat, care ar asigura valorile date ale intensităților. În toate cazurile numărul mărimilor necunoscute trebuie să fie egal cu numărul ecuațiilor ce pot fi alcătuite în fiecare caz concret.

### b\*. Teorema întâi a lui Kirchhoff

Kirchhoff a propus o metodă de alcătuire a ecuațiilor menționate în baza a două teoreme (legi sau reguli) care îi poartă numele.

Prima din aceste teoreme a fost stabilită la începutul capitolului (p.2.1, a) reieșind din legea conservării sarcinii electrice. În conformitate cu ea suma intensităților curenților care intră în nod este egală cu suma intensităților curenților care ies din acel nod.

De exemplu, pentru nodul  $C$  (fig.2.22) avem:  $I_2 + I_3 + I_5 = I_4$ .

Această egalitate poate fi transcrisă astfel  $I_2 + I_3 + (-I_4) + I_5 = 0$ .

Considerând intensitățile curenților care intră în nod pozitive, iar a celor care ies din nod – negative, putem scrie în formă generală:

$$\sum_k I_k = 0 \quad (2.39)$$

Aceasta este expresia matematică a *teoremei întâi a lui Kirchhoff*: **suma algebrică a intensităților curenților care se întâlnesc în nodul rețelei este nulă.**

Să stabilim o proprietate a acestor ecuații. În acest scop să alcătuim ecuațiile (2.39) pentru nodurile rețelei din fig. 2.22:

$$\text{(nodul } A) \quad -I_1 - I_2 + I_4 = 0;$$

$$\text{(nodul } B) \quad I_1 - I_3 - I_5 = 0;$$

$$\text{(nodul } C) \quad I_2 + I_3 - I_4 + I_5 = 0.$$

În rezultatul adunării primelor două ecuații, parte cu parte obținem:  $-I_2 - I_3 + I_4 - I_5 = 0$ . Înmulțind această egalitate la  $(-1)$ , obținem ecuația scrisă pentru nodul  $C$ .

În caz general, ecuația pentru unul din noduri poate fi obținută din ecuațiile pentru celelalte noduri. Conchidem că numărul de ecuații independente, care pot fi obținute în baza teoremei întâi a lui Kirchhoff, este cu unul mai mic decât numărul nodurilor din circuitul ramificat.

### c\*. Teorema a doua a lui Kirchhoff

Această teoremă se referă la ochiul de rețea. Să considerăm un ochi al circuitului ramificat reprezentat în fig.2.22, de exemplu, ochiul  $ABFCA$ . Acest ochi este format din trei ramuri:  $AB$ ,  $BFC$ , și  $CA$ . Să alegem sensul orar ca sens de referință, adică sens în care este parcurs ochiul. Să scriem expresia (2.34) a legii lui Ohm pentru o porțiune neomogenă de circuit. Se va ține cont de regulile de alegere a semnelor: produsul  $IR$  se ia cu semnul plus, dacă ramura este parcursă în sensul în care circulă curențul, și cu minus – în sens contrar; tensiunea electromotoare  $\mathcal{E}$  se ia cu semnul plus, dacă în interiorul sursei curențul circulă de la borna negativă spre cea pozitivă și cu semnul minus dacă curențul circulă prin sursă în sens contrar. Ținând cont de aceste reguli, pentru ramurile ochiului menționat avem:

$$\text{(ramura } AB) \quad I_1(R_1 + r_1) = V_A - V_B + \mathcal{E}_1;$$

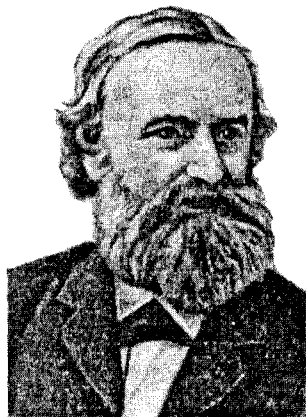
$$\text{(ramura } BFC) \quad I_5(R_5 + r_5) = V_B - V_C - \mathcal{E}_5;$$

$$\text{(ramura } CA) \quad -I_2(R_2 + r_2) = V_C - V_A + \mathcal{E}_2.$$

Însumând termen cu termen aceste egalități și făcând reducerile termenilor respectivi (potențialele nodurilor) avem:

$$I_1(R_1 + r_1) - I_2(R_2 + r_2) + I_5(R_5 + r_5) = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_5.$$

*Gustav Robert Kirchhoff (1824-1887),  
fizician german.*



*A obținut rezultate fundamentale în domeniul electricității și al opticii. În anul 1845, fiind încă student, a formulat legitățile circulației curentului electric prin circuite ramificate, cunoscute în prezent ca teoremele lui Kirchhoff. A introdus noțiunea de potențial electric (1849).*

*A descoperit (1859) legea fundamentală a radiației termice care stabilește legătura dintre emisia și absorbția radiației și care îi poartă numele. A introdus noțiunea importantă de corp negru.*

*Împreună cu Robert Wilhelm Bunsen (1811-1899) a elaborat în 1859 metoda analizei spectrale. Au construit spectroscopie performante cea ce le-a permis să descopere două elemente chimice noi: cesiul (1860) și rubidiul (1861). A studiat spectrul radiației Soarelui și a presupus că acesta constă dintr-un nucleu solid incandescent, înconjurat de o atmosferă gazoasă a cărei temperatură este mai mică decât a nucleului.*

Termenii sunt înscrși în ordinea creșterii indicilor.

Amintim că produsul  $I(R + r)$  este tensiunea dintre extremitățile ramurii. Ulterior, pentru simplitate, vom scrie acest produs sub forma  $IR$ , adică prin  $R$  se va subînțelege rezistența totală a ramurii, inclusiv rezistențele interioare ale surselor din ea.

Astfel rezultatul obținut se va înscrie sub formă generală astfel:

$$\sum_i I_i R_i = \sum_j \mathcal{E}_j. \quad (2.40)$$

Aceasta este expresia matematică a *teoremei a doua a lui Kirchhoff*:

**|| Pentru orice ochi de rețea suma algebrică a produselor dintre intensitățile curenților și rezistențele ramurilor respective este egală cu suma algebrică a tensiunilor electromotoare ale surselor ce se conțin în acest ochi.**

La demonstrarea acestei teoreme s-a reieșit din legea lui Ohm pentru o porțiune neomogenă de circuit care, la rîndul ei, a fost stabilită în baza legii conservării și transformării energiei.

Astfel prima teoremă a lui Kirchhoff reflectă legea conservării sarcinii electrice, iar teorema a doua – legea conservării și transformării energiei, adică aceste teoreme sunt concluzii din legi fundamentale ale naturii. Menționăm că teorema a doua se aplică la un număr de ochiuri egal cu numărul de ochiuri distincte, adică a celor ce nu conțin în interiorul lor ramuri care nu le aparțin. Circuitul ramificat din *fig. 2.22* conține cinci ramuri, deci este necesar să fie determinate cinci intensități necunoscute. Circuitul are trei noduri și trei ochiuri distincte. Prin urmare prima teoremă va fi aplicată la  $(3 - 1) = 2$  noduri, iar teorema a doua – la 3 ochiuri. Astfel se obțin cele cinci ecuații necesare.

În rezultatul rezolvării sistemului de ecuații pentru unele intensități se pot obține valori pozitive, pentru altele – valori negative. Sensul real al curentului în ramură coincide cu cel ales inițial în cazul valorii pozitive pentru intensitate și este contrar – în cazul valorii negative obținute.

### d\*. Gruparea surselor de curent.

Teoremele lui Kirchhoff permit să fie analizate grupările surselor de curent, adică să fie determinați parametrii unei surse de curent care ar înlocui un grup întreg de surse.

Să considerăm câteva surse de curent legate în serie (fig.2.23.). Parametrii elementelor circuitului sunt indicați în figură. Conform teoremei a doua lui Kirchhoff (2.40) avem

$$I(R + r_1 + r_2 + r_3) = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3,$$

deci intensitatea curentului în circuit

$$I = \frac{\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3}{R + r_1 + r_2 + r_3}.$$

În cazul a trei surse identice ( $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_3 = \mathcal{E}$ ;  $r_1 = r_2 = r_3 = r$ ), avem

$$I = \frac{3\mathcal{E}}{R + 3r}.$$

Dacă numărul surselor identice legate în serie este egal cu  $n$ , intensitatea curentului –

$$I = \frac{n\mathcal{E}}{R + nr}. \quad (2.41)$$

Prin urmare, gruparea de  $n$  surse de curent identice legate în serie este echivalentă cu o sursă a cărei tensiune electromotoare și rezistența interioară sunt de  $n$  ori mai mari decât aceleași caracteristici pentru fiecare sursă în parte.

Aceste grupări se utilizează pentru a obține tensiuni electrice mai mari, de exemplu, bateria uzuală din trei elemente galvanice.

Să cercetăm gruparea în paralel a surselor. În cazul surselor diferite problema este ceva mai complicată, de aceea se va considera din start că sursele legate în paralel sunt identice (fig.2.24.). Sursele se află în aceleași condiții, deci intensitățile curentilor prin ele sunt egale între dînsele, iar în conformitate cu teorema întâia a lui Kirchhoff suma lor este egală cu intensitatea  $I$ . Prin urmare,

$$I_1 = I_2 = I_3 = \frac{1}{3} I.$$

Scriem teorema a doua a lui Kirchhoff pentru un ochi de rețea ce conține rezistorul de rezistența  $R$

$$IR + \frac{1}{3}Ir = \mathcal{E},$$

de unde exprimăm:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r/3}.$$

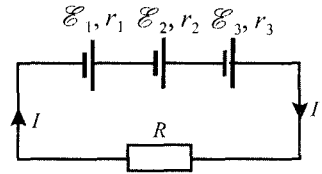


Fig. 2.23

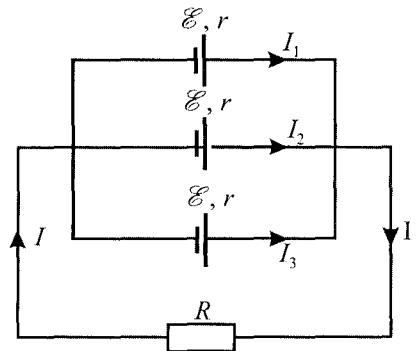


Fig. 2.24

În cazul a  $m$  surse legate în paralel intensitatea curentului în circuitul exterior:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r/m}. \quad (2.42)$$

Astfel, în gruparea în paralel a surselor de curent identice tensiunea electromotoare rămâne aceeași, iar rezistența interioară se micșorează.

În ambele cazuri de grupare a surselor identice intensitatea curentului prin consumatorul de aceeași rezistență  $R$  se mărește.

Să considerăm valoarea intensității curentului de scurtcircuit ( $R = 0$ ). La gruparea în serie din (2.41) obținem:

$$I_{s.c.} = \frac{\mathcal{E}}{r},$$

adică intensitatea în cazul grupării este egală cu intensitatea curentului de scurtcircuit numai pentru o sursă. La gruparea în paralel din (2.42) rezultă:

$$I_{s.c.} = m \frac{\mathcal{E}}{r}$$

adică aceasta este de  $m$  ori mai mare decât pentru o sursă. De aceea, în cazul legării în paralel a surselor de curent, cu atât mai mult trebuie evitate situațiile de scurtcircuit.

## ❓ Întrebări și probleme

1. Ce se numește ramură a circuitului electric ramificat?
2. Cum este intensitatea curentului electric în elemente diferite ale unei ramuri?
3. Care lege fundamentală a naturii are drept una din consecințele sale teorema întâi a lui Kirchoff?
4. Scrieți expresiile teoremei a doua a lui Kirchoff pentru ochiurile de rețea  $ABCA$ ,  $ACDA$ ,  $ABCD$  (fig.2.22). Adunați termen cu termen expresiile obținute pentru primele două ochiuri din rețea și comparați rezultatul obținut cu expresia teoremei a doua pentru cel de al treilea ochi de rețea. Formulați concluziile.
5. Se dă circuitul electric, al cărui schemă este reprezentată în fig. 2.25. Se cunosc:  $\mathcal{E}_1 = 7,2 \text{ V}$ ,  $\mathcal{E}_2 = 4,5 \text{ V}$ ,  $R_1 = 4 \Omega$ ,  $R_2 = 6 \Omega$ ,  $R_3 = 12 \Omega$ . Să se determine intensitățile curenților prin rezistoare. Rezistențele interioare ale surselor de curent se neglijează.
6. Șase surse de curent identice avînd tensiuni electromotoare de  $1,5 \text{ V}$  și rezistențe interioare de  $0,2 \Omega$  sunt grupate după cum este reprezentat în fig. 2.26. Să se determine caracteristicile unei surse echivalente cu această grupare.

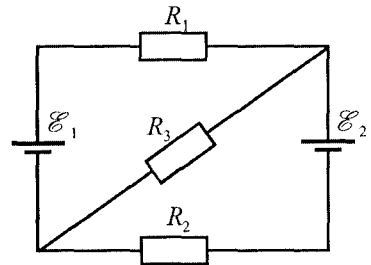


Fig. 2.25

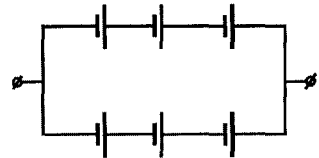


Fig. 2.26

## Capitolul 3

# Curentul electric în diferite medii

### 3.1<sup>o</sup>. Curentul electric în metale

#### a<sup>o</sup>. Conducția electrică a metalelor

În acest capitol se va studia curentul electric în diferite medii, reieșind din structura interioară a acestora.

În capitolul precedent s-a menționat, că purtătorii liberi de sarcină electrică în metale sunt **electronii liberi**. Astfel au fost numiți electronii de valență care, fiind legați mai slab de atomi, se rup de la aceștia și se colectivizează .

Primul pas spre stabilirea acestui model a metalului a fost făcut în 1898 de către E. Ricke (1845–1915). El a admis, că între moleculele metalului se află un ansamblu de particule ușoare încărcate cu sarcină electrică. În 1901 el a realizat un experiment important: un curent electric cu intensitatea de circa 10 A a circulat timp îndelungat prin conductoare din metale diferite, puse în contact nemijlocit. Nu s-a constatat pătrunderea reciprocă a metalelor unul în altul mai mult decât cea condiționată de difuziune. Astfel s-a demonstrat în mod direct că atomii nu participă la transportarea sarcinii electrice prin conductoare metalice.

Următorul pas în elaborarea teoriei conducției electrice a metalelor a fost făcut în 1900 de către Paul Drude (1863–1906), care a presupus că în lipsa câmpului electric exterior, electronii liberi din metal se mișcă haotic. Dacă însă conductorul se află în câmpul electric exterior asupra acestuia acționează forțe electrice care le imprimă accelerație. Astfel, purtătorii liberi de sarcină electrică efectuează o mișcare ordonată care se suprapune pe cea haotică. Mișcarea ordonată a electronilor și reprezintă curentul electric.

Faptul că anume electronii sunt purtători liberi de sarcină în metale a fost demonstrat în mod direct în experiența realizată în 1916 de către R. Tolman și T. Stewart. Pe un ax a fost fixată o bobină, care avea un număr mare de spire de sîrmă. Capetele sîrmei erau sudate la două discuri metalice izolate unul de altul și fixate pe același ax cu bobina (*fig 3.1*). De discuri se atingeau permanent două lamele legate prin conductoare de legătură cu un galvanometru sensibil. Axul, împreună cu bobina și discurile de pe el, era pus în rotație rapidă, apoi oprit brusc. Purtătorii de sarcină însă își continuau mișcarea în virtutea inerției. Ca rezultat, în circuit exista un curent electric de scurtă durată. În experiment a fost stabilit semnul purtătorilor de sarcină, raportul dintre sarcina electrică și masa acestor purtători. Acesta s-a dovedit a fi egal cu cel determinat pe alte căi pentru electron. În urma experienței Tolman – Stewart, problema privind natura purtătorilor liberi de sarcină electrică din metale a fost rezolvată definitiv.

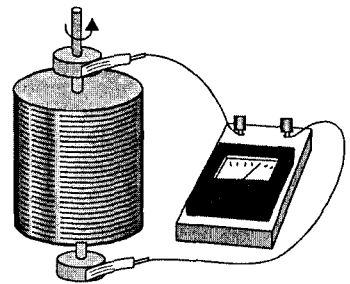


Fig. 3.1

Din punct de vedere al teoriei electronice metalul este format din ioni pozitivi situați în nodurile rețelei cristaline și electroni liberi, care în lipsa câmpului electric exterior se mișcă haotic printre ioni. Această mișcare este asemenea mișcării moleculelor în gaze, din care cauză ansamblul de electroni liberi a fost numit **gaz electronic**.

Să deducem legea lui Ohm în cadrul teoriei electronice a metalelor. Reieșim din expresia (2.8) pentru intensitatea curentului electric:

$$I = neSv, \quad (3.1)$$

unde  $n$  este concentrația electronilor liberi (în metale ea este de același ordin cu cea a atomilor, de circa  $10^{29} m^{-3}$ ),  $e$  – sarcina electrică elementară,  $S$  – aria secțiunii transversale a conductorului și  $v$  – viteza medie a electronilor liberi în mișcarea ordonată a lor, care, în lipsa câmpului electric exterior, este nulă.

Câmpul electric omogen de intensitate  $E$  acționează asupra electronilor cu forța de modl  $F = eE$ , orientată în sens opus vectorului  $\vec{E}$ . Ea imprimă electronului accelerația:

$$a = \frac{F}{m_e} = \frac{eE}{m_e}, \quad (3.2)$$

unde cu  $m_e$  este notată masa electronului.

Accelerația  $a$  este constantă, prin urmare, mișcarea ordonată a electronilor este uniform accelerată. Această mișcare este limitată în timp datorită ciocnirilor electronilor liberi cu ionii metalului dat, precum și cu impuritățile (atomi de altă natură) ce se conțin în metale. Notăm cu  $\tau$  intervalul mediu de timp dintre două ciocniri succesive ale unui electron cu ionii metalului. Se admite că la fiecare ciocnire electronul transmite ionului energia cinetică a mișcării ordonate și după fiecare ciocnire această mișcare începe din nou, adică cu viteza inițială nulă. Prin urmare, viteza maximă a electronilor atinsă nemijlocit înainte de ciocnire este:

$$v_{\max} = a\tau = \frac{e\tau}{m_e} E. \quad (3.3)$$

Viteza medie în mișcarea uniform-variata (și numai în această mișcare!) este egală cu semisuma vitezei inițiale și a celei finale. Obținem

$$v = \frac{0 + v_{\max}}{2} = \frac{e\tau}{2m_e} E. \quad (3.4)$$

Substituind (3.4) în (3.1) pentru intensitatea curentului avem:  $I = \frac{ne^2\tau}{2m_e} ES$ .

Exprimăm intensitatea câmpului electric  $E$  prin tensiunea electrică  $U$  dintre capetele conductorului și lungimea lui  $l$ , anume  $E = U/l$ . Astfel, intensitatea curentului în conductor este:

$$I = \frac{ne^2\tau S}{2m_e l} U. \quad (3.5)$$

Am obținut, în cadrul teoriei electronice a metalelor, legea lui Ohm. Comparînd (3.5) cu expresia (2.9) a legii lui Ohm pentru o porțiune omogenă de circuit  $I = U/R$ , stabilim expresia pentru rezistența conductorului:

$$R = \frac{2m_e}{ne^2\tau} \cdot \frac{l}{S}. \quad (3.6)$$

Astfel, am obținut încă un rezultat important: expresia (2.11) pentru rezistența conductorului, în funcție de dimensiunile sale geometrice, precum și expresia pentru rezistivitatea metalului:

$$\rho = \frac{2m_e}{ne^2\tau}. \quad (3.7)$$

Simpla enumerare a rezultatelor obținute, exprimate de formulele (3.5)–(3.7) demonstrează convingător importanța teoriei electronice a metalelor. Ulterior, această teorie a fost aprofundată și pe baza ei au fost explicate mai multe proprietăți electrice, magnetice, termice și optice ale metalelor.

### **b\*. Legea lui Joule în teoria electronică a metalelor**

Mai sus s-a menționat, că la ciocnire cu ionii electronul le transmite energia cinetică maximă a mișcării sale ordonate, adică energia  $m_e v_{\max}^2/2$ . Ca rezultat, energia mișcării termice a ionilor se mărește, temperatura metalului crește, ceea ce corespunde degajării unei cantități de căldură. Să calculăm valoarea acesteia.

În intervalul de timp  $t$  electronul exercită  $t/\tau$  ciocniri, unde  $\tau$  este intervalul mediu de timp dintre două ciocniri succesive, și transmite ionilor energia egală cu:  $\frac{m_e v_{\max}^2}{2} \cdot \frac{t}{\tau}$ . În volumul  $Sl$  al conductorului se află  $nSl$  electroni. Căldura degajată, egală cu suma energiilor cinetice transmise ionilor în timpul  $t$  de toți electronii, este:

$$Q = nSl \cdot \frac{m_e v_{\max}^2}{2} \cdot \frac{t}{\tau}.$$

Substituind expresia (3.3) pentru viteza maximă a electronilor în mișcarea ordonată, și ținând cont de relația  $E = U/l$  dintre intensitatea câmpului electric  $E$  și tensiunea  $U$  de la capetele conductorului, avem:

$$Q = \frac{ne^2\tau}{2m_e} \cdot \frac{S}{l} U^2 t. \quad (3.8)$$

Ținând cont de expresia (3.6) pentru rezistența conductorului, obținem:

$$Q = \frac{U^2}{R} t = I^2 R t,$$

adică forma cunoscută (2.23) a legii lui Joule.

### **c<sup>o</sup>. Dependența rezistivității metalelor de temperatură**

În expresia (3.7) pentru rezistivitatea metalului figurează sarcina elementară  $e$  și masa electronului  $m_e$  – constante universale. De temperatură depind: concentrația electronilor  $n$  și intervalul mediu de timp  $\tau$  dintre două ciocniri succesive ale electronului cu ionii metalului.

Concentrația  $n$  depinde de temperatură datorită variației volumului prin dilatare termică. La încălzire volumul conductorului se mărește, prin urmare, numărul de electroni ce revin la o unitate de volum – concentrația  $n$  – se micșorează. Dar coeficienții dilatării termice a metalelor au valori mici de ordinul  $10^{-5} K^{-1}$ . În acest caz, volumul conductorului crește cu 1%, deci concentrația  $n$  se micșorează cu 1% la încălzire cu circa 1000 K. Prin urmare, concentrația  $n$  rămâne practic constantă în intervale mari de temperaturi (de sute de kelvini).

Mult mai puternic depinde de temperatură timpul mediu  $\tau$  dintre ciocnirile succesive ale electronilor. La ridicarea temperaturii metalului, oscilațiile ionilor din nodurile rețelei cristaline



devin mai intense, amplitudinile oscilațiilor sunt mai mari. Ca rezultat, ciocnirile dintre electronii liberi și ioni devin mai frecvente, durata medie  $\tau$  dintre ciocnirile succesive se micșorează. După cum se observă din formula (3.7), **rezistivitatea metalului la încălzire se mărește.**

Cercetările detaliate arată, că rezistivitatea crește liniar cu temperatura. Notăm cu  $\rho_0$  rezistivitatea metalului la  $0^\circ\text{C}$ , cu  $\rho$  – rezistivitatea la temperatura  $t$ , adică la încălzirea cu  $t$  grade. Variația absolută a rezistivității la această încălzire este egală cu  $(\rho - \rho_0)$  iar

cea relativă – cu  $\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}$ . Experimentele arată că  $\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \sim t$ . Trecând la egalitate,

introducem un coeficient de proporționalitate  $\alpha$  și scriem:

$$\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = \alpha t. \quad (3.9)$$

Coeficientul  $\alpha$  etc numit *coeficient de temperatură al rezistivității* și depinde de natura metalului. Din (3.9) pentru dimensiunea lui avem  $[\alpha] = \text{K}^{-1}$ .

Pentru majoritatea metalelor coeficientul  $\alpha$  are valori de aproximativ  $0,004 \text{ K}^{-1}$ . Această valoare este mult mai mare decât coeficientul dilatării termice ( $10^{-5} \text{ K}^{-1}$ ), ceea ce confirmă afirmația de mai sus că variația dimensiunilor conductorului prin dilatare termică nu influențează esențial dependența rezistivității de temperatură.

Din (3.9) pentru rezistivitatea la temperatura  $t$  avem:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t). \quad (3.10)$$

Graficul acestei dependențe este reprezentat în *fig. 3.2*.

Înmulțim ambele părți ale relației (3.10) cu raportul dintre lungimea conductorului și aria secțiunii sale transversale, aproximativ aceleași pentru ambele temperaturi ( $l/S \approx l_0/S_0$ ). Ținând cont de formula (2.11), obținem expresia pentru rezistivitatea conductorului în funcție de temperatură:

$$R = R_0(1 + \alpha t) \quad (3.11)$$

unde  $R_0$  este rezistența conductorului la  $0^\circ\text{C}$ , iar  $R$  – la temperatura  $t$ . Graficul care reprezintă această relație este similar celui din *fig. 3.2*.

Influența temperaturii asupra rezistenței conductorului poate fi observată în experimentul reprezentat în *fig. 3.3*. Asamblăm un circuit electric care conține o sursă de curent  $S$ , un bec  $B$  (de  $3,5 \text{ V}$ ) și o porțiune  $P$  de spirală de reșou electric, legate în serie. Observăm că becul luminează normal. La încălzirea spiralei observăm că becul luminează mai slab. Aceasta se explică prin creșterea rezistenței electrice a spiralei, deci și a întregului circuit, având ca rezultat micșorarea intensității curentului.

De faptul că rezistența conductorului depinde de temperatură putem să ne convingem măsurând rezistența filamentului unui bec de incandescență. Rezistența lui la incandescență este de zeci de ori mai mare decât rezistența filamentului rece.

Referitor la aplicabilitatea legii lui Ohm, constatăm că intensitatea este funcție liniară de tensiune numai în cazul, în care rezistența este constantă.

Circularea curentului electric este însoțită de degajarea unei cantități de căldură, conductorul se încălzește, rezistența lui se mărește. Ca rezultat, intensitatea curentului ia

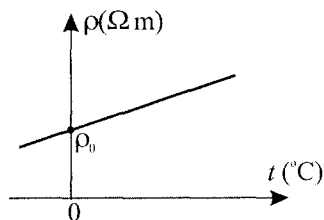


Fig. 3.2

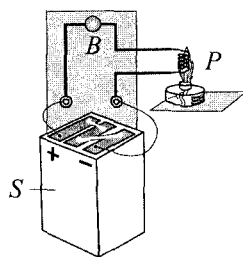


Fig. 3.3

o valoare mai mică decât cea pe care ar fi luat-o în cazul rezistenței constante. Astfel, la tensiuni înalte se observă abateri de la legea lui Ohm (legea proporționalității directe). Graficul intensității, ca funcție de tensiune, are caracterul reprezentat în *fig. 3.4*.

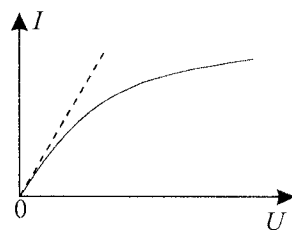


Fig. 3.4

Dependența rezistenței conductorului metalic de temperatură, are aplicare practică la *termometrele cu rezistență*. Partea principală a acestuia o constituie o sîrmuțică de platină, cupru, nichel sau cadmiu, înfășurată pe o carcasă din cuarț sau ceramică. Măsurarea rezistenței sîrmuțicei permite determinarea temperaturii cu precizie înaltă, de pînă la 0,0001 K. Termometrele cu rezistență au un avantaj mare. Ele permit determinarea temperaturii în domeniul temperaturilor înalte și joase, în care termometrele cu lichid nu pot fi folosite. Spre exemplu, termometrul cu platină permite măsurarea temperaturilor în intervalul de la  $-263^{\circ}\text{C}$  pînă la  $+1063^{\circ}\text{C}$ , iar cel cu sîrmuțică de cupru – de la  $-50^{\circ}\text{C}$  pînă la circa  $1000^{\circ}\text{C}$ .

La confecționarea rezistențelor-etalon și a rezistențelor adiționale pentru voltmetre este necesară folosirea unor aliaje, a căror rezistivitate practic nu variază în intervale largi de temperaturi. Un astfel de aliaj, este constantanul, un aliaj din cupru și nichel, al cărui coeficient de temperatură a rezistivității este de circa  $10^{-5} \text{ K}^{-1}$ , adică de cîteva sute de ori mai mic decât la metalele pure.

#### d°. Supraconductibilitatea

În anul 1908 în laboratorul lui Heike Kamerlingh-Onnes (1853-1926) din Olanda, pentru prima dată a fost obținut heliu în stare lichidă, care la presiune egală cu cea atmosferică normală se condensează la 4,21 K. Astfel a fost creată posibilitatea studierii comportării substanței la temperaturi foarte joase.

A fost cercetată de asemenea, rezistența metalelor în funcție de temperatură. S-a constatat (1911) că rezistența mercurului scade lent la micșorarea temperaturii, în conformitate cu raționamentele expuse în p. 3.1, c.

Contrar tuturor așteptărilor, la temperatura de 4,15 K rezistența conductorului de mercur a devenit brusc egală cu zero (*fig.3.5*). Astfel, temperatura la care rezistența devine nulă, a fost numită **temperatura critică** (se notează cu  $T_c$ ), iar starea substanței la temperaturi mai joase decât  $T_c$  cînd rezistența ei este nulă, a fost numită **stare supraconductoare**. Despre substanța aflată la temperaturi mai înalte decât  $T_c$ , cînd rezistența ei este diferită de zero, se spune că ea se află în **stare normală**. Proprietatea substanței de a-și micșora brusc (pînă la zero) rezistența a fost numită **supraconductibilitate**, iar substanțele ce posedă această proprietate au fost numite **supraconductoare**.

Aproximativ jumătate din metalele pure au fost trecute în stare de supraconductibilitate, cea mai înaltă temperatură critică din ele avînd-o niobiul ( $T_c = 9,22 \text{ K}$ ). Pe parcursul anilor au fost obținute mai mult de 1000 aliaje și compuși intermetalici, care posedă proprietatea de supraconductibilitate, cea mai înaltă temperatură avînd (după situația din a.1986) compusul  $\text{Nb}_3\text{Ge}$  ( $T_c \approx 23 \text{ K}$ ).

Lipsa rezistenței electrice nu este unica proprietate deosebită a supraconductoarelor. Ele au, de asemenea, proprietăți magnetice specifice. Dacă un metal în stare normală se află în cîmp magnetic exterior acesta pătrunde în interiorul metalului. La trecerea metalului

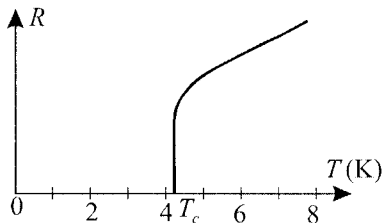


Fig. 3.5

în stare supraconductoare prin răcire, câmpul magnetic este eliminat din metal și respins de supraconductor.

Această proprietate poate fi observată introducând un magnet permanent, suspendat de un fir de ață, în spațiul de deasupra unui vas supraconductor. Se observă, la o distanță dintre magnet și supraconductor, că firul nu mai este tensionat, magnetul levitează, adică plutește liber (fig. 3.6.). Experimentul dat este cunoscut sub numele de „Sicriul lui Mahomed” (conform legendei sicriul lui Mahomed, fondatorul religiei musulmane, levita fără a fi susținut din exterior).

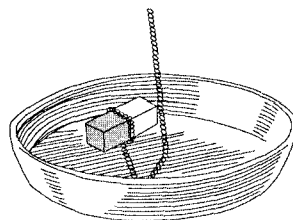


Fig. 3.6

Câmpurile magnetice puternice distrug însă starea de supraconductibilitate, substanța trece în starea normală. Cunoașteți din clasa a VIII-a că în jurul conductoarelor parcurse de curent electric există câmp magnetic. Ca rezultat, mărirea intensității curentului electric în cablul supraconductor este însoțită de modificarea respectivă a câmpului magnetic creat de curent, ceea ce duce, în fine, la trecerea substanței în stare normală și la apariția rezistenței electrice. Astfel, intensitatea curentului în cablul supraconductor este limitată de o anumită valoare critică. Savanții au reușit să sintetizeze substanțe și să confecționeze din ele cabluri supraconductoare prin care pot circula cureni electrici cu intensitatea de circa 7500 A.

Aplicațiile practice ale supraconductoarelor sunt diverse. În electroenergetică, cablurile supraconductoare pot transmite fără pierderi energia electrică la distanțe mari. În inele supraconductoare pot exista timp îndelungat cureni electrici de intensitate mare, a căror energie se utilizează apoi pe măsura necesității. Înfășurările supraconductoare ale electromagneților permit obținerea unor câmpuri magnetice intense, utilizând instalații de dimensiuni considerabil mai mici decât ale celor cu bobine din conductoare obișnuite. Folosirea supraconductoarelor permite mărirea vitezei de operare a calculatoarelor electronice.

În mai multe țări se efectuează cercetări vizînd utilizarea în transportul feroviar a „pernei magnetice”, cum este numită în acest caz respingerea magnetică. În vagoane se află magneți supraconductori care le susțin deasupra liniei de cale ferată. Primul model a fost construit în anii '70 ai secolului trecut în Japonia (fig.3.7.). Un vagon cu masa de 2000 kg și dimensiunile 4 x 1,5 x 0,8 m se deplasa cu viteza de 50 km/h pe o cale ferată lungă de 400 m. Se consideră că transportul cu „pernă magnetică” (fără roți!) se poate mișca cu viteza de pînă la 500 km/h.

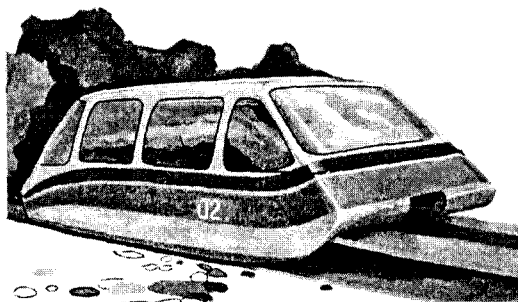


Fig. 3.7

Aplicațiile în practică ale supraconductoarelor sunt încă limitate, deoarece necesită temperaturi foarte joase, obținute cu ajutorul heliului lichid care este destul de costisitor. În atenția savanților se află problema supraconductibilității la temperaturi înalte de cel puțin 100 K, care pot fi obținute cu ajutorul azotului lichid ce se conține în atmosferă în cantitate mare și este mult mai ieftin. Primele rezultate promițătoare au fost obținute în 1986 de J. Bednorz și K. Müller, care au sintetizat un material ceramic (oxid de lantan, bariu și cupru), care devine supraconductor la  $T_c = 35$  K. Au urmat cercetări intense și prin înlocuirea lantanului cu itriu, a fost realizat un supraconductor cu  $T_c = 98$  K. Materialele în cauză sunt însă foarte fragile și aplicarea lor în practică este dificilă. Cercetările continuă!

Supraconductibilitatea a fost explicată în cadrul teoriei elaborate în 1957 de către J.Bardeen, L. Cooper și J. Schrieffer în S.U.A. și, independent, de către N. Bogoliubov în Uniunea Sovietică. S-a constatat că supraconductibilitatea prezintă manifestarea la nivel microscopic a legăturilor fizicii cuantice care se manifestă și în lumea atomilor (cu unele din ele veți face cunoștință în clasa a XII-a).

În cadrul Academiei de Științe din Moldova sub conducerea academicianului Vsevolod Moscalenco (n. 1928), s-au efectuat cercetări în domeniul teoriei supraconductibilității, a fost elaborat un model de supraconductor aplicabil atât în cazul temperaturilor joase, cât și al acelor înalte.

### ❓ Întrebări și probleme

1. Care este esența experienței Tolman-Stewart?
2. La închiderea unui circuit electric simplu format dintr-o sursă de curent, un bec și un ampermetru valoarea intensității indicată de acesta inițial este mai mare, apoi se micșorează. Cum explicați observația dată? Construiți graficul calitativ al intensității în funcție de timp.
3. Care factori determină dependența rezistivității de temperatură? Care din ei este dominant?
4. Cum funcționează termometrul de rezistență?
5. În ce constă fenomenul de supraconductibilitate?
6. Care temperatură este numită critică?
7. Cum interacționează supraconductoarele cu câmpul magnetic? Ce aplicație practică are această interacțiune?
8. Poate circula prin cablul supraconductor curent electric de intensitate oricât de mare fără ca acesta să treacă în stare normală? Argumentați răspunsul.
9. Reieșind din expresia (3.7) pentru rezistivitate, evaluați intervalul mediu de timp dintre două ciocniri succesive ale electronului din conductorul de cupru. Se cunosc: rezistivitatea cuprului  $\rho = 1,7 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$  și concentrația electronilor  $n = 8,4 \cdot 10^{28} m^{-3}$ .
10. Rezistivitatea aluminiului la  $20^\circ C$  este egală cu  $2,8 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$ . Care este rezistivitatea lui la  $0^\circ C$ ? Dar la  $220^\circ C$ ? Coeficientul de temperatură al rezistivității pentru aluminiu este egal cu  $3,9 \cdot 10^{-3} K$ .
11. Rezistența filamentului de wolfram al unui bec de incandescență la  $20^\circ C$  este egală cu  $2,5 \Omega$ , iar în timpul funcționării becului – cu  $30 \Omega$ . Care este temperatura filamentului în acest caz? Coeficientul de temperatură al rezistivității wolframului este egal cu  $4,8 \cdot 10^{-3} K^{-1}$ .

## 3.2. Curentul electric în semiconductoare

### a. Proprietățile electrice ale semiconductoarelor

Cunoaștem deja două feluri de substanțe cu proprietăți electrice diferite: conductoare și izolatoare (dielectrics). Rezistivitatea lor ia valori ce se deosebesc considerabil: la conductoare  $\rho_c < 10^{-6} \Omega \cdot m$  și la izolatoare  $\rho_i > 10^8 \Omega \cdot m$ .

În natură există substanțe a căror rezistivitate ia valori în intervalul dintre limitele pentru  $\rho_c$  și  $\rho_i$ . Aceste substanțe sunt **semiconductoarele**. Se consideră că rezistivitatea lor este cuprinsă între  $10^{-3} \Omega \cdot m$  și  $10^7 \Omega \cdot m$ . Din ele fac parte elemente chimice pure, precum siliciul Si, germaniul Ge, seleniul Se ș.a., un șir de compuși chimici: arsenura de galiu Ga As, seleniura de cadmiu CdSe, fosfura de indiu InP, oxizi de Mn, Cu, Co ș.a.

Menționăm de la bun început că proprietățile electrice ale semiconductoarelor depind puternic de condițiile exterioare în care ele se află.

Să cercetăm dependența rezistivității semiconductoarelor de temperatură. Montăm un circuit electric (fig.3.8) dintr-o sursă de curent, ampermetru și un semiconductor  $S$  (de exemplu, o fișie semiconductoare depusă pe un material plastic rezistent la temperaturi înalte sau un cristal de germaniu). Observăm că inițial acul indicator al ampermetrului:

află în apropierea diviziunii 0. Încălzirea semiconductorului este însoțită de deviarea considerabilă a acului indicator, ceea ce denotă mărirea intensității curentului în circuit. Prin urmare, rezistența, deci și rezistivitatea semiconductoarelor, se micșorează la creșterea temperaturii. Curba 1 din *fig. 3.9* reprezintă rezistivitatea semiconductorului în funcție de temperatură. Pentru comparație, în aceeași figură este trasată și curba 2, care reprezintă dependența respectivă în cazul conductorului metalic.

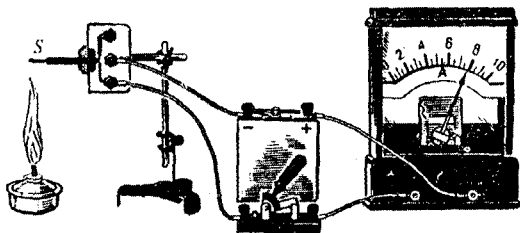


Fig. 3.8

Conducția electrică a semiconductoarelor este influențată, de asemenea, de iluminarea lor. Montăm un circuit similar celui din *fig. 3.8*, folosind un semiconductor care se află într-o cutie cu pereți opaci. În cazul cutiei închise acul indicator se află în vecinătatea diviziunii 0 a scalei ampermetrului. Cutia se deschide și semiconductorul este iluminat de o sursă de lumină intensivă. Se observă o creștere considerabilă a intensității curentului în circuit. Conchidem că rezistivitatea semiconductorului este funcție de iluminarea lui, se micșorează la creșterea iluminării.

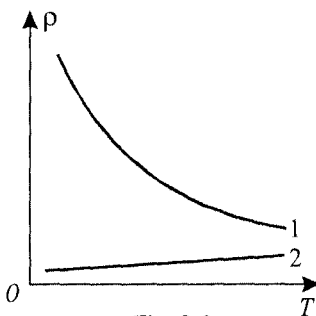


Fig. 3.9

Aceste proprietăți deosebite ale semiconductoarelor sunt utilizate pe larg în practică în sisteme de dirijare automată a diferitor procese, la măsurarea temperaturii și a iluminării ș.a.

**Termorezistorul**, numit și **termistor**, este dispozitivul semiconductor, la baza funcționării căruia se află dependența rezistenței de temperatură. În *fig. 3.10* este reprezentată schema principală a funcționării unei instalații care menține temperatura încăperii într-un interval îngust de valori, de exemplu, în incubator sau într-un depozit special.

Instalația conține două circuite electrice. Circuitul I este format din sursa de curent  $S_1$ , dispozitivul de încălzire  $D$  și o lamă elastică  $L$  din oțel având capătul  $O$  fixat rigid, iar altul atingându-se de o tijă conductoare. Circuitul II are în componența sa sursa de curent  $S$ , termorezistorul  $T$  și electromagnetul  $E$ . În cazul în care temperatura în încăpere se apropie de limita superioară admisibilă, rezistența termistorului  $T$  devine mică, intensitatea curentului în circuitul II devine mai mare astfel încât electromagnetul  $E$  atrage lama  $L$  și întrerupe circuitul I. Dispozitivul de încălzire este deconectat,

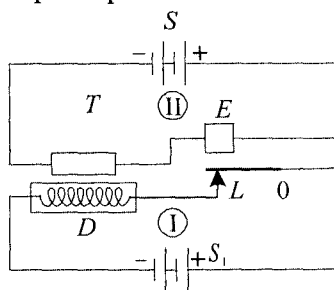


Fig. 3.10

temperatura din încăpere se micșorează lent în urma pierderilor de căldură în spațiul înconjurător. Rezistența termistorului  $T$  se mărește, intensitatea curentului din circuitul I se micșorează și la un moment electromagnetul  $E$  nu mai reține lama elastică. Aceasta se desprinde de electromagnet și închide circuitul I. Dispozitivul de încălzire este pus în funcțiune etc.

Termorezistoarele se mai utilizează în aparate care înregistrează temperatura și variațiile ei în timp.

Dispozitivele, care funcționează în baza dependenței rezistenței semiconductorului de iluminare, sunt numite **fotorezistoare**. Schema instalației care se folosește la dirijarea automată a iluminării stradale este similară celei din *fig. 3.10*, în care dispozitivul de încălzire  $D$  este înlocuit cu o rețea de becuri electrice, iar termorezistorul  $T$  – cu un fotorezistor

(lumina emisă de becuri nu trebuie să cadă direct pe el). Dimineța lumina solară incidentă pe fotorezistor provoacă micșorarea rezistenței lui, ceea ce are ca rezultat creșterea intensității curentului prin bobina electromagnetului, atragerea lamei elastice  $L$  și întreruperea circuitului de iluminare. Becurile se aprind seara, când se lasă întunericul, procesul derulează în sens invers.

### b. Purtătorii liberi de sarcină electrică în semiconductoare. Conducția intrinsecă

Pentru a explica proprietățile descrise mai sus ale semiconductoarelor, să analizăm structura internă a acestora, să stabilim natura purtătorilor liberi de sarcină din ele. Considerăm, de exemplu, un cristal de siliciu. Atomii săi sunt tetravalenți. Fiecare atom din cristal are patru atomi vecini, care sunt situați în vîrfurile unui tetraedru, în al cărui centru se află atomul considerat (fig.3.11). Legătura dintre atomi este covalentă, fiecărei legături revenindu-i cîte doi electroni: cîte unul dintre electronii de valență de la fiecare atom. Pentru simplitate înlocuim tabloul spațial al aranjării atomilor și al legăturilor dintre ei cu o imagine plană (fig.3.12).

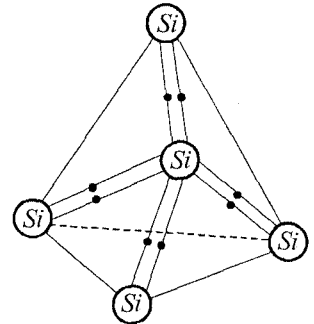


Fig. 3.11

La temperaturi joase electronii nu pot părăsi legăturile, în cristal lipsesc purtătorii liberi de sarcină electrică, acesta este un izolator.

La încălzirea cristalului agitația termică a particulelor devine mai intensă, energiile cinetice se măresc. Unii electroni părăsesc legăturile covalente și devin liberi, numiți **electroni de conducție**. Se notează cu  $n$ , simbolul grafic este  $\bullet$ .

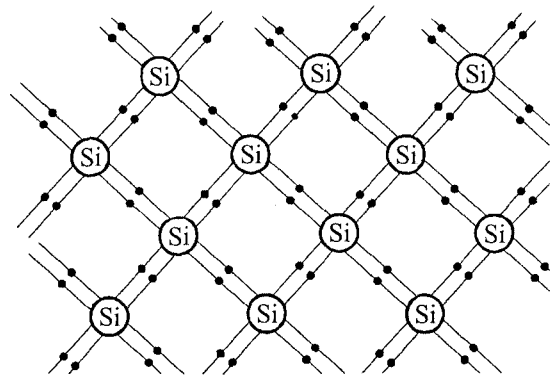


Fig. 3.12

Aceștia nu sunt, însă, unicii purtători liberi de sarcină electrică în semiconductoare. Locurile în care se află legăturile părăsitate de electroni rămîn încărcate cu sarcină electrică pozitivă și sunt numite **goluri** (fig.3.13, a). Se notează cu  $p$ , simbolul grafic este  $\circ$ . Legăturile părăsitate pot fi

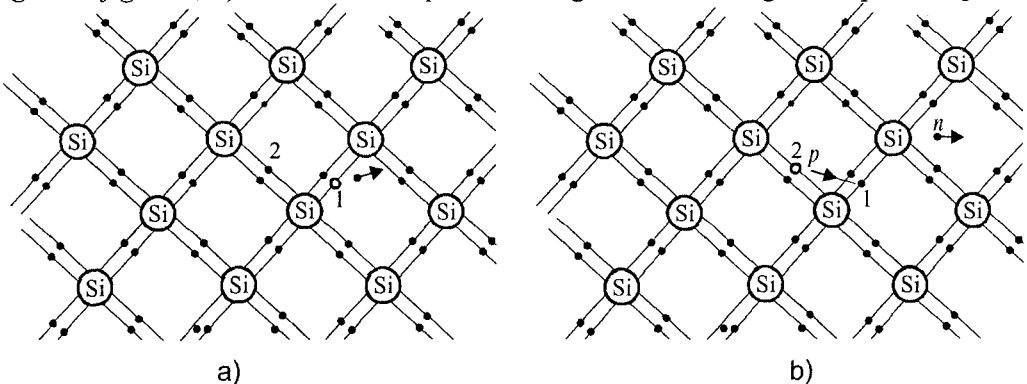


Fig. 3.13

ocupate de electroni de pe legăturile vecine, în locurile respective formându-se goluri încărcate cu sarcina pozitivă (în *fig. 3.13, a* golul se afla pe legătura 1, în *fig. 3.13, b* acest loc este ocupat de electronul care se afla pe legătura 2, unde a apărut un gol). Astfel, deplasarea electronilor de pe o legătură pe cea liberă este însoțită de deplasarea în sens opus a golului încărcat pozitiv. Acest proces se produce încontinuu.

Conchidem, că în semiconductoare există două feluri de purtători liberi de sarcină electrică: electronii de conducție și golurile. În cristalul pur, acești purtători se află în cantități egale.

În lipsa câmpului electric exterior, purtătorii liberi se mișcă haotic. La introducerea în câmp electric, golurile, având sarcină electrică pozitivă, capătă mișcare ordonată în sensul intensității acestui câmp, iar electronii de conducție în sens opus. Conducția electrică a semiconductorului pur este numită **conducție intrinsecă** sau **proprie**.

Mărirea temperaturii semiconductorului este însoțită de creșterea concentrației electronilor de conducție și a golurilor, ca rezultat, rezistivitatea semiconductorului se micșorează. Aceasta rezultă și din formula (3.7) stabilită pentru metale, în care există purtători liberi de sarcină electrică numai de un semn. Astfel, se explică dependența respectivă de temperatură (curba 1 din *fig. 3.9*).

Concentrația purtătorilor liberi de sarcină din semiconductor poate fi mărită și prin iluminarea acestuia. În urma acțiunii luminii unii electroni ce realizează legăturile covalente primesc energie suplimentară și le părăsesc. Are loc **efectul fotoelectric intern** (electronii rămân în interiorul cristalului). Ca rezultat, crește concentrația purtătorilor liberi de sarcină, deci se micșorează rezistivitatea semiconductorului.

Astfel, se explică proprietățile descrise mai sus (*p. 3.2, a*) ale semiconductoarelor. Menționăm că acestea sunt influențate și de alte radiații incidente, de exemplu, de razele Roentgen, de fluxurile de particule încărcate.

### c. Semiconductoare cu impurități. Conducția extrinsecă

Proprietățile electrice ale semiconductoarelor depind puternic și de impuritățile pe care le conțin, precum și de abaterile de la aranjarea ordonată a atomilor în rețea. Prin impurități se subînțeleg atomii altor elemente chimice, situați în nodurile rețelei cristaline a semiconductorului.

Vom analiza detaliat un caz concret: cristalul de siliciu, unele noduri ale căruia sunt ocupate de atomi de altă valență.

Admitem, că într-un nod al rețelei cristaline atomul tetravalent de siliciu este înlocuit de un atom pentavalent de fosfor P (sau de arseniu As, de stibiu Sb etc.). La realizarea legăturilor covalente cu 4 atomi vecini de siliciu participă doar 4 electroni de valență ai atomului de fosfor. Cel de al cincilea electron este mai slab legat de atomul de fosfor decât electronii care realizează legăturile covalente (*fig. 3.14*). Din această cauză el poate părăsi atomul de fosfor la temperaturi mai joase decât cele la care electronii pot părăsi legăturile covalente. Astfel, atomul pentavalent cedează un electron, care devine liber (de conducție). Atomii de acest fel sunt numiți **donori**. Atomul de fosfor, la rândul său, se transformă în ion pozitiv, care rămâne localizat în nodul respectiv al rețelei.

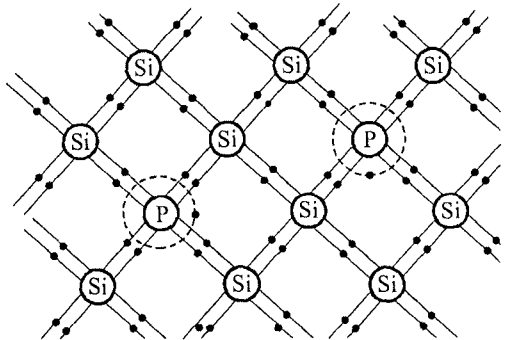


Fig. 3.14

Ca rezultat, semiconductorul tetravalent cu impurități de atomi pentavalenți conține un număr de electroni de conducție egal cu numărul atomilor de impuritate, transformați în ioni pozitivi. Semiconductorul de acest fel, este numit **semiconductor de tip  $n$  (negativ)**, iar conducția electrică a lui – **conducție extrinsecă de tip  $n$** .

O altă situație are loc în cazul în care atomul tetravalent de siliciu este înlocuit cu un atom trivalent, de exemplu, de indiu In (sau de galiu Ga, bor B, etc.). Atomului de impuritate îi lipsește un electron pentru a realiza cele 4 legături covalente cu 4 atomi vecini de siliciu. Pe această legătură poate trece un electron de pe o legătură covalentă dintre doi atomi de siliciu, în locul respectiv apărând un gol (fig. 3.15). Atomii de impuritate de acest fel sunt numiți **acceptori**. După asocierea unui electron atomul trivalent se transformă în ion negativ.

Prin urmare, cristalul tetravalent, care conține în nodurile rețelei sale atomi trivalenți, are un număr de goluri egal cu numărul atomilor trivalenți, ce s-au transformat în ioni negativi. Semiconductorul de acest fel este numit **semiconductor de tip  $p$  (pozitiv)**, iar conducția electrică a unui astfel de semiconductor – **conducție extrinsecă de tip  $p$** .

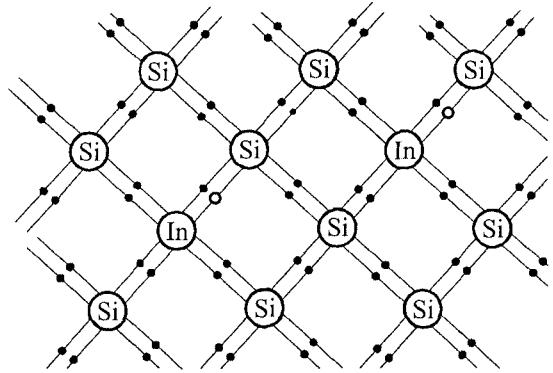


Fig. 3.15

Să estimăm parametrii conducției extrinsece a semiconductoarelor.

În lipsa impurităților concentrația electronilor liberi în siliciul pur este de circa  $10^{19} \text{m}^{-3}$ , iar concentrația atomilor aproximativ de  $10^{29} \text{m}^{-3}$ . Un electron liber revine la  $10^{10}$  (zece miliarde) atomi de siliciu. Amintim, că în metale un electron liber revine la un atom de metal. Dacă atomii de impuritate din cristal sunt în cantitate mică – doar un atom la 1 milion de atomi de siliciu (0,0001%), concentrația acestora este de circa  $10^{29} : 10^6 = 10^{23} (\text{m}^{-3})$ . În acest caz, concentrația electronilor liberi este de 10 mii ori mai mare decât în siliciul pur, tot de atâtea ori micșorându-se rezistivitatea semiconductorului. Aceste cifre demonstrează clar, că impuritățile, chiar în cantități mici, modifică considerabil proprietățile electrice ale semiconductoarelor.

La ridicarea temperaturii semiconductorului cu impurități tot mai mulți electroni părăsesc legăturile covalente devenind liberi, respectiv crește și numărul golurilor. **În semiconductorul de tip  $n$**  concentrația electronilor de conducție este mai mare decât a golurilor. **Electronii de conducție sunt numiți purtători majoritari și golurile – purtători minoritari. În semiconductorul de tip  $p$**  situația este inversă – **golurile sunt purtători majoritari și electronii de conducție – minoritari**. În ambele cazuri diferența dintre concentrațiile purtătorilor majoritari și ai celor minoritari este egală cu concentrația atomilor de impuritate.

La temperaturi și mai înalte concentrația purtătorilor liberi de sarcină devine mult mai mare decât concentrația atomilor de impuritate. Rolul impurităților devine nesemnificativ, semiconductorul cu impurități se comportă ca semiconductorul pur respectiv, iar conducția extrinsecă trece în cea intrinsecă.

#### d. Joncțiunea $p-n$ . Dioda semiconductoare

Să cercetăm funcționarea unui dispozitiv în care se manifestă conducția extrinsecă a semiconductoarelor.



Ne imaginăm două cristale mici, de exemplu, de germaniu, care conțin impurități: unul – atomi trivalenți și al doilea – atomi pentavalenți (fig. 3.16, a). Primul semiconductor este de tip *p*, al doilea – de tip *n*. Atâta timp cât cristalele sunt separate purtătorii majoritari de sarcină – golurile – în primul și electronii de conducție – în al doilea, sunt distribuiți uniform în volumul fiecărui cristal. Concentrația purtătorilor minoritari este mult mai mică decât a celor majoritari.

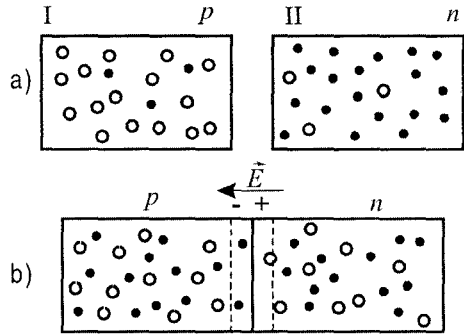


Fig. 3.16

Admitem că cristalele sunt puse în contact. În urma fenomenului de difuziune electronii din partea *n* pătrund în partea *p* și ocupă legăturile libere, golurile (fig. 3.16, b). Ca rezultat, o pereche electron-gol dispare și se reface legătura chimică. Acest proces este numit **recombinare**. Observăm că partea *p* se încarcă negativ, partea *n* – pozitiv, în regiunea contactului există un câmp electric care împiedică difuziunea ulterioară a electronilor. Se stabilește o anumită stare de echilibru. În această stare în vecinătatea suprafeței de contact există un strat în care concentrația purtătorilor majoritari este mică. Acest strat, sărăcit de purtători de sarcină, este numit **strat de baraj**. Regiunea de tranziție dintre cele două părți cu impurități de valență diferită este numită **joncțiune *p-n***.

Să cercetăm proprietățile electrice ale joncțiunii *p-n*. Conectăm joncțiunea într-un circuit electric astfel încât la partea *p* să fie polul pozitiv, iar la partea *n* – polul negativ al sursei (fig. 3.17, a). Electronii din partea *n* se mișcă spre partea *p*, golurile din partea *p* în sens opus. Concentrația purtătorilor liberi în regiunea suprafeței de contact se mărește, rezistența joncțiunii se micșorează. Acest sens al câmpului electric exterior, deci și al curentului electric prin joncțiune, este numit **direct**. La creșterea tensiunii aplicate intensitatea curentului se mărește. Dependența curent-tensiune pentru acest caz este reprezentată în fig. 3.18, ramura ce corespunde tensiunii pozitive.

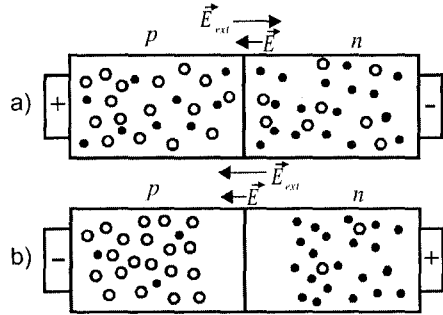


Fig. 3.17

tensiunii aplicate intensitatea curentului se mărește. Dependența curent-tensiune pentru acest caz este reprezentată în fig. 3.18, ramura ce corespunde tensiunii pozitive.

La conectarea joncțiunii în sens **invers** – partea *p* la polul negativ și partea *n* – la cel pozitiv – purtătorii majoritari sunt atrași de la suprafața de contact (fig. 3.17, b). Stratul de baraj, sărăcit de purtătorii liberi de sarcină, devine mai lat, rezistența lui crește considerabil. Curentul electric în acest sens practic lipsește. Ramura respectivă a dependenței curent-tensiune, din fig. 3.18, corespunde tensiunilor negative.

Astfel curentul electric poate circula prin joncțiunea *p-n* numai într-un sens. Aceasta posedă proprietăți **redresoare** și mai este numită **diodă semiconductoră**.

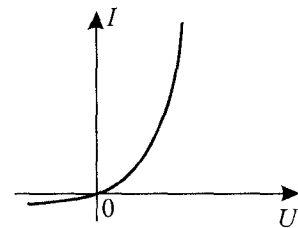


Fig. 3.18

Simbolul grafic al diodei semiconductoră în scheme este reprezentat în fig.3.19. Sensul săgeții corespunde sensului fizic al curentului prin diodă.

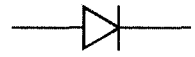


Fig. 3.19

Pentru a realiza dioda semiconductoră, se ia o placă de siliciu sau germaniu care conține atomi de impuritate pentavalentă, adică este un semiconductor de tip *n*. Pe o față a ei se depune, prin sudură, indiu sau alt element trivalent. Atomii de indiu pătrund prin difuziune într-o regiune a plăcii, transformându-o în semiconductor de tip *p*, restul plăcii, fiind de tip *n* (fig. 3.20). Astfel se obține joncțiunea *p-n*. Pentru a proteja joncțiunea (dioda) de acțiunile dăunătoare din exterior ea este închisă într-un corp metalic sau din plastic.

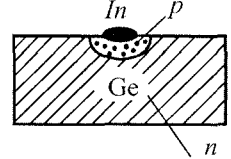


Fig. 3.20

Diodele semiconductoră au o serie de avantaje față de diodele cu emisie termoelectronică (vezi p.3.5.). Diodele semiconductoră consumă mai puțină energie decât cele cu emisie termoelectronică, au dimensiuni mici și o durată mult mai mare de funcționare. Dezavantajul lor este imposibilitatea de a le folosi la temperaturi mai joase de  $-70^{\circ}\text{C}$ , precum și mai înalte de  $+80^{\circ}\text{C}$  (diodele din germaniu) și de  $+125^{\circ}\text{C}$  (cele din siliciu). La temperaturi mai înalte, după cum s-a menționat în p.3.2,c, conducția extrinsecă este înlocuită de cea intrinsecă, impuritățile nu se manifestă în conducția electrică.

În fig.3.21 este reprezentată schema unui montaj cu 4 diode semiconductoră folosit pentru redresarea curentului alternativ, al cărui sens variază în timp. Analizând schema, constatați că sensul curentului prin rezistorul *R* este același pentru ambele polarități ale tensiunii exterioare dintre bornele montajului.

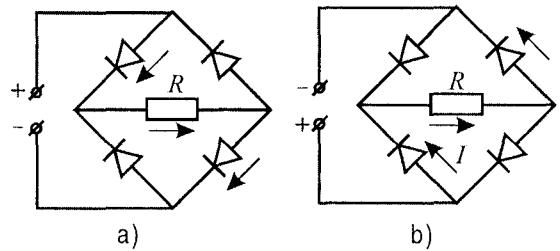


Fig. 3.21

**e. Tranzistorul**

La sfârșitul anilor 40 ai secolului trecut cercetările în domeniul fizicii semiconductorălor s-au încununat cu o realizare deosebit de importantă – savanții americani J. Bardeen, W.Brattain și W.Shockley au inventat tranzistorul (trioda semiconductoră). Acesta este un cristal semiconductor în care există trei regiuni având conducție extrinsecă: două de tip *n* și una de tip *p* între ele sau două de tip *p* și una de tip *n* (fig.3.22). De ambele părți ale unei plăci din germaniu sau siliciu care conține atomi pentavalenți în concentrație mică (semiconductor de tip *n*) este depus prin sudură, indiu sau un alt element trivalent. Prin difuziune atomii trivalenți pătrund în regiunile învecinate ale germaniului astfel încât acesta devine semiconductor de tip *p*. Astfel se obțin trei regiuni

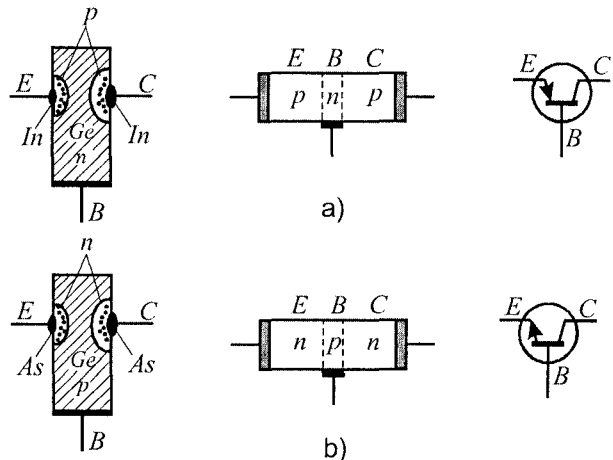


Fig. 3.22

de cristal avînd conducții extrinsece diferite – tranzistorul  $p-n-p$  (fig.3.22, a). În mod similar se obține tranzistorul  $n-p-n$ : de ambele părți ale unei plăci din germaniu sau siliciu de tip  $p$  este depus prin sudură un element pentavalent, de exemplu arseniu (fig.3.22, b).

Din colonița de mijloc a fig.3.22, se observă că tranzistorul este un sistem de două joncțiuni semiconductoare ale căror sensuri directe sunt opuse. Distanța dintre joncțiuni este mică, (circa  $10\ \mu\text{m}$ ) din care cauză ele influențează una asupra alteia. Regiunea situată la mijloc se numește **bază** ( $B$ ), iar cele laterale se numesc: **emitor** ( $E$ ) și **colector** ( $C$ ). Tranzistorul are trei electrozi – câte unul de la fiecare regiune.

Pentru a recunoaște în scheme tipul tranzistorului, segmentul care unește emitorul și baza din simbolul lui are o săgeată care indică sensul direct al curentului între emitor și bază: de la regiunea  $p$  la regiunea  $n$  (vezi colonița din dreapta a fig.3.22).

Să analizăm funcționarea, de exemplu, a tranzistorului de tip  $n-p-n$ , conectat în rețea conform schemei reprezentate în fig.3.23. Ea conține două circuite: emitor-bază (circuitul I) și bază-colector (circuitul II). Baza este element comun al ambelor circuite, din care cauză această modalitate de conectare a tranzistorului în rețea este numită **cu bază comună**.

Admitem că circuitul emitorului este deschis. Joncțiunea  $p-n$  din circuitul colectorului este legată în

sens invers la sursa  $\mathcal{E}_2$ . Curentul electric în acest circuit este deci condiționat de purtătorii minoritari, a căror concentrație este foarte mică. Prin urmare, intensitatea acestui curent este, de asemenea, foarte mică. La închiderea întrerupătorului  $K$  joncțiunea  $n-p$  din circuitul emitorului este conectată în sens direct la sursa de curent  $\mathcal{E}_1$ . Curentul electric prin această joncțiune este condiționat de purtătorii majoritari, deci, intensitatea curentului în circuitul emitorului este mare. Electronii de conducție trec din emitor în bază. S-a menționat că grosimea acesteia este mică, de aceea majoritatea lor trece în regiunea colectorului, astfel că în circuitul colectorului apare curent electric de intensitate aproape egală cu a curentului din circuitul emitorului. Tensiunea electromotoare  $\mathcal{E}_2$  și rezistența  $R$  avînd valori mari, ca rezultat, tensiunea la bornele rezistorului  $R$  este mare.

Astfel, o tensiune mică aplicată la circuitul emitor generează o tensiune mare dintre bornele rezistorului  $R$  din circuitul colector. Dacă tensiunea din circuitul emitor este variabilă în timp, aceste variații le va avea sincron și tensiunea din circuitul colector, ultima însă luînd valori mult mai mari decît prima. În acest mod este realizată amplificarea semnalelor electrice cu ajutorul tranzistorului.

Mai sus am analizat funcționarea tranzistorului în schema cu bază comună (fig.3.23). El se conectează și în **schema cu emitor comun** (fig.3.24). Vă propunem să analizați amplificarea semnalelor electrice în baza acestei scheme.

Proprietatea remarcabilă a tranzistoarelor de a amplifica semnalele, de a închide și a întrerupe circuitele electrice și-a găsit aplicare largă în industrie, în cercetările științifice și în uz casnic. Utilizarea lor a permis dirijarea automată a celor mai diferite procese tehnologice în industrie, miniaturizarea aparatului radioelectronic. Inventarea dispoziti-

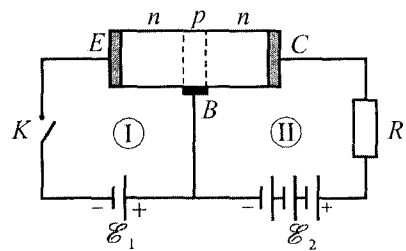


Fig. 3.23

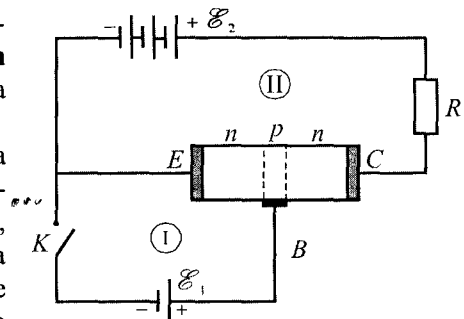


Fig. 3.24

velor semiconductoare – a diodelor semiconductoare și a tranzistoarelor – a condiționat proiectarea și construirea generațiilor noi de calculatoare electronice, mult mai performante decât predecesoarele lor.

Tehnologiile moderne au permis confecționarea circuitelor integrate – a unor cristale semiconductoare care conțin un număr mare de elemente, ca diode semiconductoare și tranzistoare, condensatoare și rezistoare, ș.a. Utilizarea acestora în calculatoarele electronice a avut ca rezultat micșorarea dimensiunilor acestora pînă la cele ale unui ghiozdan școlar ceea ce a făcut posibilă folosirea calculatoarelor în cele mai diverse domenii de activitate umană – de la cosmos pînă la masa de lucru a elevului.

Cercetările materialelor semiconductoare se află în centrul atenției fizicienilor de la Academia de Științe și de la Universitățile din Moldova. Grupul de savanți condus de acad. Sergiu Rădăuțanu (1926-1998) a obținut și a studiat proprietățile unor substanțe semiconductoare noi. Sub conducerea și cu participarea acad. Alexei Simașchevici (*n.*1929) au fost elaborate dispozitive optoelectronice și celule solare semiconductoare. În laboratorul acad. Dumitru Ghițu (*n.*1931) au fost studiate proprietățile structurilor semimetalice cu dimensiuni limitate, a fost elaborată o serie de traductoare, sensori și alte dispozitive folosite în industrie. Cercetătorii din echipa condusă de acad. Andrei Andrieș (*n.*1933) au obținut și studiat fibre semiconductoare cu proprietăți performante pentru comunicațiile optice. Sub îndrumarea acad. Valeriu Canțer (*n.*1955) a fost elaborată tehnologia obținerii și studiate materiale și structuri pentru detectarea, transmiterea și procesarea informației în domeniul infraroșu, au fost efectuate cercetări legate de domeniul redimensionării proprietăților corpului solid prin structurare la scară nanometrică.

Cercetări importante în domeniul teoriei corpului solid, în particular al substanțelor semiconductoare, au realizat colectivele de fizicienii conduse de academicienii Sveatoslav Moscalenco (*n.*1928) și Victor Kovarschi (1929-2000).

## 2 | Întrebări

1. Care substanțe sunt numite semiconductoare?
2. Care sunt purtătorii liberi de sarcină în semiconductoare?
3. Cum depinde rezistivitatea semiconductoarelor de temperatură? Cum se explică această dependență?
4. Ce prezintă fotorezistorul? Cum funcționează el? Unde se folosește?
5. Care este valența atomilor de impuritate în siliciu de tip  $n$ ? Care sunt purtătorii majoritari și minoritari în semiconductoarele de acest tip?
6. Care impurități sunt numite acceptoare? Care este valența atomilor respectivi? Care sunt purtătorii majoritari și cei minoritari în semiconductoarele cu impurități acceptoare?
7. Cum sunt concentrațiile electronilor de conducție și a golurilor în semiconductorul intrinsec? Dar în cel de tip  $n$ ? Dar în cel de tip  $p$ ?
8. Cum se explică influența puternică a atomilor de impuritate asupra rezistivității semiconductoarelor?
9. Ce prezintă joncțiunea  $p-n$ ? Cum se explică circularea prin ea a curentului electric numai într-un sens?
10. Ce schimbări trebuie efectuate în schema din *fig.* 3.23 la înlocuirea în ea a tranzistorului de tip  $n-p-n$  cu un tranzistor de tip  $p-n-p$ ?
11. Cum se explică amplificarea tensiunii la conectarea tranzistorului în schemă cu emitor comun (*fig.* 3.24)?
12. Cum se explică faptul că tranzistoarele și diodele semiconductoare nu pot funcționa la temperaturi înalte?

### 3.3<sup>o</sup>. Curentul electric în electroliți

#### a<sup>o</sup>. Disocierea electrolitică. Purtătorii de sarcină electrică în electroliți

Este bine cunoscut faptul că sarea de bucătărie ( $\text{NaCl}$ ), precum și apa distilată, sunt izolatoare, ceea ce poate fi verificat în experimente directe. Asamblăm montajul reprezentat în *fig. 3.25, a*.

Fixați un cristal de sare, bine uscat, în adâncitura unei scîndurele, precum și două sîrmuțe care să atingă cristalul de părțile laterale opuse (*fig. 3.25, b*). Uniți sîrmele cu bornele *A* și *B* și închideți întrerupătorul *K*. Becușorul nu luminează, ceea ce confirmă faptul că acest cristal este izolator.

Turnați apă distilată într-un vas, introduceți în ea doi electrozi (două bastonașe mici) de grafit, care au sîrmuțe ce se conectează la bornele *A* și *B* (*fig. 3.25, c*). La închiderea circuitului becușorul nu luminează, ceea ce indică faptul că apa distilată este, de asemenea, un izolator.

Întrerupeți circuitul, scoateți electrozii din apă și dizolvați în ea sare de bucătărie. Introduceți electrozii în soluția obținută, legați-i cu bornele *A* și *B* ale montajului. Închideți întrerupătorul *K*. De această dată becușorul luminează. Astfel soluția apoasă a sării de bucătărie este un mediu conductor.

**Substanțele – săruri, acizi, baze – ale căror soluții în apă sau în alte lichide conduc curent electric se numesc *electroliți*.**

Din categoria electroliților fac parte substanțele trecute în stare lichidă prin topire, dacă în această stare ele conduc curent electric.

Pentru a explica conducția electrică a electroliților să analizăm fenomenele, care se produc în soluția sării de bucătărie în apă. Să ne imaginăm o moleculă de  $\text{NaCl}$  înconjurată de molecule de apă ( $\text{H}_2\text{O}$ ). În molecula de  $\text{NaCl}$  atomul de  $\text{Na}$  cedează un electron atomului de  $\text{Cl}$ , ambii atomi transformîndu-se în ioni:  $\text{Na}^+$  și  $\text{Cl}^-$ .

Moleculele de apă sunt molecule polare și se orientează spre ionul de  $\text{Na}^+$  cu polul negativ al său, iar cu polul pozitiv – spre ionul  $\text{Cl}^-$  (*fig. 3.26*). Ca rezultat, polul pozitiv al moleculelor de apă respinge ionul de  $\text{Na}^+$ , iar cel negativ respinge ionul de  $\text{Cl}^-$ . Astfel legătura dintre ionii ce formează molecula este considerabil slăbită și în urma mișcării termice molecula neutră se descompune în ioni. O parte din moleculele de  $\text{NaCl}$  se descompun în procesul dizolvării – cristalul este părăsit nu numai de molecule neutre, ci și de porțiuni ale acestora – de ioni.

**Procesul de descompunere a substanței în ioni de semne opuse se numește *disociere (disociație) electrolitică*.**

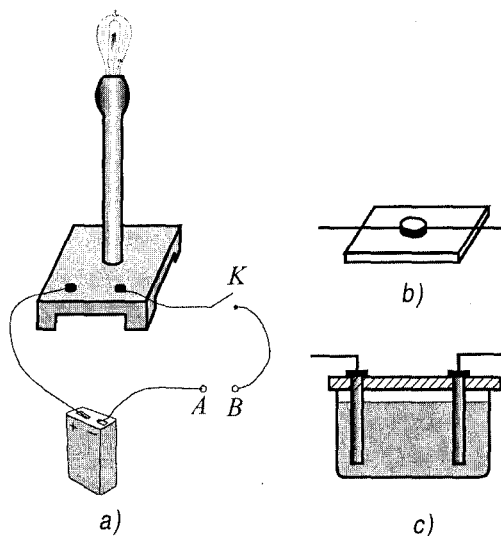


Fig. 3.25

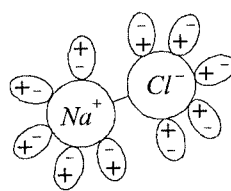


Fig. 3.26

În lipsa câmpului electric exterior ionii se mișcă haotic în soluție. În timpul mișcărilor unii ioni de semne opuse pot să se apropie unul de altul la distanțe destul de mici și să se unească în molecule neutre. Acest proces este numit **recombinare**.

Astfel, în electroliți se produc concomitent două procese – disocierea și recombinația. În primul din ele moleculele neutre se descompun în ioni de semne opuse, în cel de al doilea, invers, ionii de semne opuse se unesc în molecule neutre. Ca rezultat, se stabilește un echilibru dinamic între aceste procese, concentrația ionilor fiind constantă (în condiții neschimbate). La ridicarea temperaturii electrolitului mișcarea termică devine mai intensă, echilibrul dinamic are loc la o concentrație mai mare a ionilor.

Prin urmare, purtătorii liberi de sarcină electrică în electroliți sunt ionii de semne opuse. **Electroliții sunt substanțe cu conducție electrică ionică.**

### **b<sup>o</sup>. Electroliza. Legile lui Faraday**

Afî în metale, cît și în semiconductoare, circulația curentului electric nu este însoțită de transportul substanței. O situație complet diferită are loc în cazul electroliților. În mișcarea ordonată a lor ionii transportă nu numai sarcina electrică, dar și o anumită masă de substanță.

Să introducem termenii necesari pentru descrierea curentului electric în electroliți. Vasul care conține electrolitul și electrozii (*fig. 3.25, c*) poartă de obicei denumirea de **baie electrolitică** sau **electrolizor**. Electrocul conectat la polul pozitiv al sursei de curent este numit **anod**, cel conectat la polul negativ – **catod**. Dacă între electrozi este aplicată tensiune electrică, ionii pozitivi se deplasează spre catod, din care cauză sunt numiți **cationi**, iar cei negativi se deplasează spre anod și sunt numiți **anioni**.

Ajunșind la catod, ionii pozitivi primesc electroni din circuitul exterior și devin neutri. Ionii negativi ajunșind la anod cedează electroni circuitului exterior. Substanțele neutre obținute în acest fel se depun pe electrozi, rămîn în soluții sau se degajă sub forma bulelor de gaz.

### **|| Totalitatea proceselor electrochimice care au loc la electrozii introduși în electroliți la trecerea curentului prin ei, poartă denumirea de *electroliză*.**

Pentru prima dată electroliza a fost observată de către A. Carlisle și W. Nicholson. În 1800 ei au publicat un articol în care descriu apariția bulelor cu gaz lîngă electrozii introduși în apă și conectați la o baterie electrică Volta.

Electroliza a fost cercetată experimental de către M. Faraday, care a stabilit legile respective (1833).

Aici legile vor fi deduse în baza concepțiilor moderne despre structura substanței. Admitem că în timpul electrolizei la catod au ajuns  $N$  ioni pozitivi. Notăm cu  $m_{oi}$  masa unui ion și cu  $q_{oi}$  sarcina electrică a lui. Masa de substanță depusă pe catod este  $m = Nm_{oi}$ , iar sarcina electrică transportată prin electrolit  $q = Nq_{oi}$ . Făcînd raportul acestor mărimi, obținem:

$$\frac{m}{q} = \frac{m_{oi}}{q_{oi}} = k. \quad (3.12)$$

Raportul  $k$  dintre masa și sarcina electrică a ionului este o mărime constantă pentru substanța dată și este numit **echivalent electrochimic**. Unitatea de măsură a lui

$$[k] = \text{kg} / \text{C}.$$

Din relația (3.12) avem:

$$m = kq. \quad (3.13)$$

**Masa de substanță depusă la electrod este direct proporțională cu sarcina electrică transportată prin electrolit (prima lege a lui Faraday pentru electroliză).**

Din relația (3.13) rezultă că echivalentul electrochimic este numeric egal cu masa substanței depuse la electrod în timpul când prin electrolit este transportată o sarcină electrică de 1C.

În cazul intensității constante  $I$  a curentului, sarcina transportată prin electrolit  $q=It$ . Relația (3.13) ia forma frecvent folosită

$$m = kIt. \quad (3.14)$$

Să analizăm expresia (3.12) pentru echivalentul electrochimic. Masa unui ion

$m_{oi} = \frac{M}{N_A}$ , unde  $M$  este masa molară a substanței și  $N_A$  numărul lui Avogadro. Sarcina electrică a ionului  $q_{oi} = ne$ , unde  $n$  este valența și  $e$  sarcina electrică elementară. Substituind aceste valori în relația (3.12) pentru echivalentul electrochimic avem:

$$k = \frac{M}{N_A en}. \quad (3.15)$$

Mărimca

$$F = N_A e \quad (3.16)$$

este produsul a două constante universale și este deci o constantă universală. Ea poartă numele de **constanta** sau **numărul lui Faraday**. Valoarea ei  $F = 96\,500$  C/mol.

Expresia (3.15) ia forma

$$k = \frac{1}{F} \cdot \frac{M}{n}. \quad (3.17)$$

Raportul  $\frac{M}{n}$  este numit **echivalent chimic**.

**Echivalentul electrochimic al unei substanțe este direct proporțional cu echivalentul chimic al ei (legea a doua a lui Faraday pentru electroliză).**

Substituind (3.17) în (3.14) obținem **legea generală a electrolizei**:

$$m = \frac{1}{F} \cdot \frac{M}{n} It. \quad (3.18)$$

Menționăm că legile electrolizei au fost stabilite pe cale experimentală, pe această cale fiind determinate valorile echivalenților chimici și a numărului lui Faraday.

### c.<sup>0</sup> Determinarea sarcinii electrice elementare

Cercetările din domeniul electrolizei au avut o importanță deosebită în fizică, deoarece au dus la ipoteza despre existența în natură a sarcinii electrice elementare. Menționăm că la timpul respectiv (anii 30-40 ai secolului XIX) ideea despre existența atomilor și moleculelor era acceptată de o bună parte a chimiștilor și a fizicienilor.

În lucrările sale referitor la electroliză Faraday menționa că raportul constant dintre masa de substanță depusă la electrod și cantitatea de substanță transportată prin electrolit sugerează ideea că „atomii corpurilor, echivalenți între ei în ceea ce privește acțiunile chimice, conțin cantități egale de electricitate, legate natural cu ei”.

În 1874 George Johnstone Stoney (1826-1911) a realizat o lucrare în care era pus în discuție sistemul unităților de măsură a mărimilor fizice. El a propus înlocuirea sistemului ce avea la bază centimetrul, gramul și secunda cu un sistem natural de unități, care ar avea la bază viteza luminii, constanta gravitațională și sarcina electrică elementară. În legătură cu ultima unitate el a făcut referiri la electroliză, la acel timp fiind deja cunoscută valoarea constantei lui Faraday  $F$ , determinată pe cale experimentală.

În 1881 H. Helmholtz scria că la electroliză „... permanent una și aceeași cantitate de electricitate se deplasează împreună cu un ion monovalent... însoțindu-l inseparabil. Această cantitate poate fi numită sarcină a ionului. Dacă noi admitem existența atomilor chimici, atunci suntem impuși să conchidem că și electricitatea, atât cea pozitivă, cât și cea negativă, se divizează în cantități anumite, care joacă rolul *atomilor de electricitate*.”

Din relațiile (3.16) și (3.18) exprimăm sarcina electrică elementară:

$$e = \frac{MIt}{mN_A n} \quad (3.19)$$

Pentru a determina valoarea sarcinii elementare  $e$  trebuie să fie cunoscută masa de substanță  $m$  depusă la electrod în timpul  $t$  la intensitatea curentului prin electrolit egală cu  $I$ , masa molară  $M$  a substanței, valența  $n$ , precum și numărul lui Avogadro  $N_A$ . Pe această cale Stoney a determinat pentru  $e$  o valoare apropiată de cea adoptată în prezent:  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  C.

Pentru această cantitate de electricitate în 1890 Stoney a propus termenul „electron”. Ulterior această denumire a fost adoptată pentru particula descoperită de către J.J. Thomson în 1897, a cărei sarcină electrică  $q_e = -e$ .

### d<sup>0</sup>. Aplicații ale electrolizei

Fenomenul electrolizei are o vastă aplicație în practică, în principal la obținerea, purificarea și prelucrarea metalelor. S-au dezvoltat anumite ramuri ale industriei.

**Electrometalurgia** are la bază procesul de obținere prin electroliză a unor metale din minereurile respective. De exemplu, a aluminiului din bauxită, minereu ce conține oxizi ai aluminiului și compuși cu sulf. Baia electrolitică are pereții și fundul din fontă, fundul fiind înclinat și avînd un orificiu pentru scurgerea aluminiului lichid. În baie este încărcat minereul și sunt introduși electrozi din grafit. Ei prezintă anodul, iar fundul băii – catodul. Curentul electric de intensitate mare, care circulă prin minereu, îl încălzește pînă ce acesta se topește și se produce disocierea electrolitică a moleculelor. Aluminiul se depune la fundul băii și periodic este lăsat liber să curgă în forme speciale. Această metodă permite obținerea aluminiului ieftin. Prin electroliză se obține, de asemenea, natriul, magneziul, beriliul etc.

Prin **rafinarea electrolitică** se realizează *purificarea* unor metale. De exemplu, cuprul obținut prin convertizarea minereului conține impurități, dar cel utilizat în electrotehnică trebuie să fie cât mai pur. În acest scop anodul din baia electrolitică ce conține soluție de sulfat de cupru ( $\text{CuSO}_4$ ) se confecționează din cupru obținut prin topire, iar catodul – din cupru pur. La electroliză ionii  $\text{Cu}^{2+}$  se depun pe catod, iar anionii  $\text{SO}_4^{2-}$  interacționează cu atomii de cupru din materialul anodului și formează moleculele  $\text{CuSO}_4$  care trec în soluție, unde disociază. Ca rezultat, concentrația ionilor în electrolit rămîne constantă, iar atomii de cupru trec de la anod la catod unde se depun, obținîndu-se cupru purificat. Impuritățile cad pe fundul băii electrolitice. În mod similar sunt purificate și alte metale.

**Galvanostegia** este procesul de acoperire a corpurilor (de exemplu, din fer) cu straturi subțiri de metale care nu sunt supuse coroziiei și care le înfrumusețează. Astfel de substanțe sunt aurul, argintul, nichelul, cromul, cuprul ș.a. Corpul care trebuie acoperit joacă rolul de catod, iar anodul este confecționat din metalul destinat acoperirii, electrolitul reprezintă



soluția unor săruri sau oxizi ai acestuia. Prin electroliză corpul se acoperă cu un strat de acest metal. După metalul folosit pentru acoperire, procesul poartă denumirea de aurare, argintare, nichelare, cromare, cuprare etc.

**Galvanoplastia** constă în realizarea prin metodele electrolitice a tiparelor care ar permite reproducerea obiectelor, de exemplu, a unei statuete. Se confecționează modelul identic din ceară. Modelul se acoperă cu un strat subțire de cărbune (pentru a conduce curentul electric) și se introduce în baia electrolitică în calitate de catod. În urma electrolizei modelele se acoperă cu un strat de metal. Prin topire ceara este evacuată. Tiparul fiind gata se umple cu metalul din care se confecționează statueta, apoi tiparul este înlăturat (tăiat în câteva bucăți, care pot fi folosite la producerea statuetei în serie).

Prin electroliză se obțin, de asemenea, substanțe chimice importante, ca soda caustică ș.a.

### 2 | Întrebări și probleme

1. Care substanțe sunt numite electroliți?
2. Ce prezintă disocierea electrolitică? În ce constă fenomenul invers? Cum se numește el?
3. Cum depinde concentrația ionilor din electrolit de temperatură?
4. Cum explicați faptul că în condiții neschimbate concentrația ionilor rămâne constantă? În ce constă echilibrul dinamic?
5. Cum se explică faptul că circulația curentului electric prin electroliți este însoțită de transportarea substanței, iar prin metale – nu?
6. Ce au comun și prin ce diferă conducția intrinsecă a semiconductoarelor și conducția electroliților?
7. În ce constă fenomenul electrolizei?
8. Sunt oare egale masele substanțelor depuse la electrozi dacă prin electroliți avînd concentrații diferite ale ionilor acestor substanțe sunt transportate cantități de electricitate egale?
9. Care este semnificația fizică a echivalentului electrochimic al substanței?
10. Cum se produce purificarea cuprului prin electroliză?
11. Ce prezintă galvanostegia? Ce obiecte casnice prelucrate prin galvanostegie cunoașteți?
12. Ce cantitate de electricitate a trecut prin electrolit în timpul în care la catod s-au depus 1,7 g de zinc? Echivalentul electrochimic al Zn este egal cu  $3,4 \cdot 10^{-7}$  kg/C.
13. Un elev a realizat un experiment pentru a determina echivalentul electrochimic al cuprului. Electroliza sulfatului de cupru ( $\text{CuSO}_4$ ) a durat 30 min la o intensitate a curentului prin electrolit de 2,5 A. Masa catodului pînă la experiment era egală cu 23,2 g, după – cu 24,7 g. Ce valoare a obținut elevul pentru echivalentul electrochimic al cuprului?
14. O statueta de bronz are o suprafață totală a suprafeței căreia este de  $60 \text{ cm}^2$  a fost introdusă, în calitate de catod, într-o baie electrolitică ce conținea o soluție de azotat de argint ( $\text{AgNO}_3$ ). Să se determine intervalul de timp în care statueta va fi acoperită cu un strat de argint cu grosimea de  $75 \mu\text{m}$ , dacă intensitatea curentului prin baie este de 2 A. Masa molară a argintului este egală cu  $0,108 \text{ kg/mol}$ , densitatea cu  $10,5 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ , argintul este monovalent.

## 3.4<sup>0</sup>. Curentul electric în gaze

### a<sup>0</sup>. Descărcarea electrică neautonomă

Este bine cunoscut din practică faptul că gazele, în condiții obișnuite, nu conduc curentul electric, adică sunt izolatoare. De exemplu, conductoarele liniei aeriene de transmisie a energiei electrice nu se acoperă cu un strat izolator, deoarece între ele se află aer. Acesta servește în calitate de dielectric și la condensatoarele cu aer.

În anumite condiții, care vor fi stabilite ulterior, gazele conduc curent electric.

### || Trecerea curentului electric prin gaze este numită *descărcare electrică în gaze*.

Știm că una din condițiile de existență a curentului electric într-un mediu oarecare este prezența în el a purtătorilor liberi de sarcină electrică. Gazele sunt constituite din

molecule sau atomi neutri. Ele conțin o cantitate infimă de electroni liberi. De exemplu, concentrația electronilor liberi în aer în condiții normale, este de circa  $10^{14}$  ori mai mică decât în metale și poate asigura un curent electric de o intensitate extrem de mică.

Să analizăm următorul experiment (fig. 3.27): două discuri metalice sunt legate cu conductoare la un electrometru, unul la bilă și altul la corpul lui. Discurile se încarcă cu sarcini de semne opuse (fig. 3.27, a). Se observă că timp îndelungat deviația acului indicator al electrometrului nu se modifică, ceea ce se explică prin lipsa curentului electric între discuri.

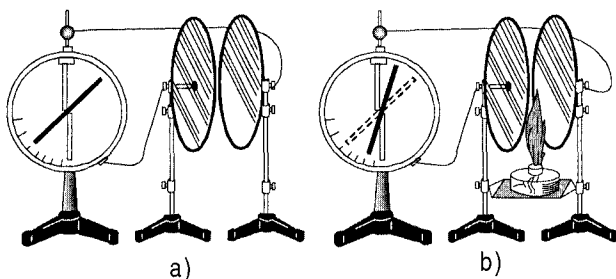


Fig. 3.27

Luăm o spirtieră și o aprindem. La introducerea flăcării între spațiul dintre plăci se observă micșorarea deviației acului electrometrului (fig. 3.27, b), ceea ce se poate explica numai prin circulara între discuri a curentului electric. Rezultă că flacăra a produs în aer purtători liberi de sarcină electrică. Acest experiment poate fi realizat înlocuind flacăra cu un fir metalic încălzit puternic. La temperaturi înalte moleculele au viteze termice mari, unele ciocniri dintre ele fiind însoțite de pierderea unui electron și transformarea moleculei în ion pozitiv. Acest proces este numit **ionizare**, iar factorul care o produce – **ionizator**. Bineînțeles, pentru a separa electronul din molecula neutră se consumă o cantitate de energie.

Se numește **energie de ionizare** ( $W_0$ ) energia minimă suficientă pentru a îndepărta un electron dintr-o moleculă neutră.

Menționăm că unii electroni pot fi captați de molecule neutre, acestea transformându-se în ioni negativi. Astfel, **purtătorii liberi de sarcină electrică în gaze sunt: electronii, ionii pozitivi și negativi.**

Concomitent, în gazele ionizate are loc procesul invers ionizării – procesul de **recombinare**, în care ionul pozitiv captează un electron și se transformă în moleculă neutră. Dacă condițiile în care se află gazul ionizat nu se modifică în timp, atunci se stabilește echilibrul dinamic între procesele de ionizare și de recombinare, iar concentrațiile purtătorilor de sarcină nu variază în timp.

Ionizarea, după cum s-a văzut, este însoțită de consumul unei cantități de energie. La recombinare invers, este degajată o energie, de obicei sub formă de radiație luminoasă.

Să enumerăm și alți factori ionizatori: lumina, radiațiile ultraviolete și Roentgen, fluxurile de particule încărcate, cum sunt razele cosmice (radiație ce provine din spațiul cosmic), particulele radioactive, ș.a. Anume datorită razelor cosmice și radioactivității terestre aerul atmosferic conține electroni liberi, ceea ce s-a menționat mai sus.

Să analizăm dependența intensității curentului electric în gaze de tensiunea aplicată. Schema instalației este reprezentată în fig. 3.28. Tubul închis  $T$  cu doi electrozi – catodul  $C$  și anodul  $A$  – conține gazul cercetat. Tensiunea dintre electrozi poate fi modificată cu ajutorul potențiometrului  $P$ . În timpul experimentului acțiunea ionizatorului (în figură nu este indicat) nu se modifică, ceea ce asigură formarea unui număr constant de purtători de sarcină într-o unitate de timp.

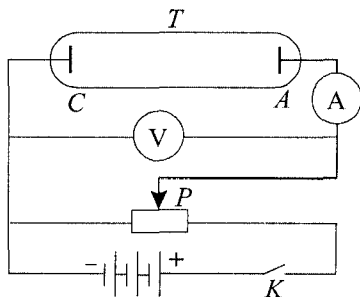


Fig. 3.28

La închiderea întrerupătorului  $K$ , electronii și ionii negativi se deplasează spre anod, iar ionii pozitivi – spre catod. Ajunși la electrozi ionii fac schimbul respectiv de electroni și se transformă în molecule neutre care rămân în componența gazului din tub.

Admitem că tensiunea dintre electrozi se mărește lent, începînd cu valoarea zero. Respectiv, se măresc vitezele mișcării ordonate a purtătorilor de sarcină, crește intensitatea curentului. La tensiuni joase, intensitatea curentului este direct proporțională cu tensiunea ( $I \sim U$ ), adică se respectă legea lui Ohm (porțiunea  $OA$ , fig.3.29). La mărirea ulterioară a tensiunii  $U$  se observă o creștere mai lentă a intensității  $I$  (porțiunea  $AB$ ), urmată de stabilirea unei valori constante  $I_s$  a intensității numită **de saturație** (porțiunea  $BC$ ). În această situație în fiecare secundă la electrozi ajunge un număr de purtători egal cu cel care se obține într-o secundă prin ionizare.

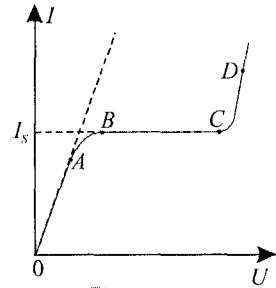


Fig. 3.29

Dacă însă acțiunea ionizatorului încetează, purtătorii existenți în tub ajung la electrozi, purtători noi nu apar și descărcarea încetează. Descărcarea electrică ce are loc numai în prezența ionizatorului se numește **descărcare electrică neautonomă**.

Mărind în continuare tensiunea dintre electrozi se observă, la un moment, creșterea bruscă a intensității (porțiunea  $CD$ , fig.3.29). Aceasta denotă faptul că în procesul de conducție electrică s-au inclus purtători noi.

Să explicăm mecanismul apariției lor. În câmpul electric de intensitate  $\vec{E}$  asupra purtătorilor avînd sarcina electrică elementară  $\pm e$ , acționează o forță al cărei modul  $F_e = eE$ . Notăm cu  $\lambda$  distanța medie parcursă de purtătorul de sarcină între două ciocniri succesive cu alte particule. Acționînd pe această distanță, forța electrică efectuează lucrul:

$$L = F_e \lambda = eE\lambda \tag{3.20}$$

Aceasta este valoarea maximă a lucrului în cazul în care purtătorul de sarcină se deplasează în direcția câmpului și este folosită în scopul de estimare a mărimilor ce caracterizează descărcarea electrică.

Distanța  $\lambda_e$  dintre două ciocniri succesive a electronilor este mult mai mare decît distanța respectivă  $\lambda_i$  pentru ioni care au dimensiuni mai mari și sunt mai frecvent supuși ciocnirilor. De aceea creșterea energiei cinetice a electronului între două ciocniri succesive, egală cu lucrul (3.20), este mai mare decît a ionilor. Astfel, la o tensiune  $U$  dintre electrozi intensitatea câmpului  $E$  capătă o valoare la care creșterea energiei cinetice a electronului este suficientă pentru a ioniza molecula, adică este egală cu energia de ionizare:

$$W_0 = eE\lambda_e \tag{3.21}$$

În aceste condiții electronii deveniți liberi în urma acțiunii ionizatorului extern ionizează prin ciocnire moleculele gazului. Acest proces se numește ionizare **prin ciocnire (prin șoc) de electroni**.

Menționăm o proprietate specifică a acestuia. În urma ciocnirii unui electron cu molecula neutră și ionizarea acesteia se obțin doi electroni liberi. Astfel, după fiecare ciocnire următoare, numărul acestora se

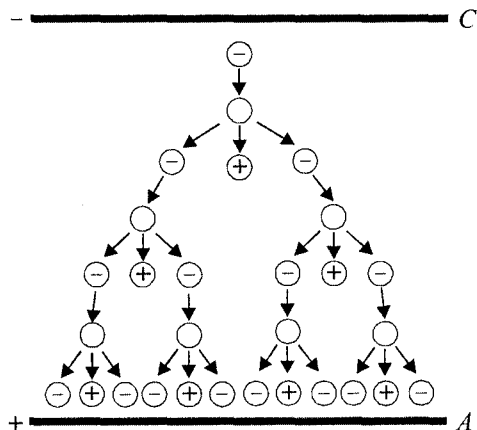


Fig. 3.30

dublează: 4, 8, 16... Se formează o **avalanșă de electroni** care crește pînă la atingerea anodului (*fig. 3.30*).

La încetarea acțiunii ionizatorului, avalanșele de electroni ajung la anod, ionii pozitivi – la catod. În lipsa electronilor și a ionilor noi, descărcarea încetează. În aceste condiții descărcarea este neautonomă.

### **b<sup>0</sup>. Descărcarea autonomă în gaze. Aplicații**

La mărirea în continuare a tensiunii  $U$  dintre electrozi, se atinge o valoare a intensității  $E$  la care lucrul efectuat de câmp asigură o creștere a energiei cinetice a ionilor (între două ciocniri succesive) suficientă ca ei să producă ionizarea prin ciocnire, adică este satisfăcută condiția:

$$W_0 = eE\lambda_i. \quad (3.22)$$

Ionii pozitivi ciocnesc puternic catodul și din el sunt eliberați electroni. Fiind accelerați, ei produc ionizare prin ciocniri, numărul lor crește în avalanșă. Descărcarea electrică continuă și după încetarea acțiunii ionizatorului extern, ea devine autonomă. Astfel, condiția (3.22) este condiția de trecere a descărcării neautonome în **descărcare autonomă**.

Există mai multe feluri de descărcare autonomă în funcție de modul în care este satisfăcută condiția (3.22) ce conține doi factori:  $E$  și  $\lambda_i$ .

La presiuni mici, distanțele dintre molecule sunt mai mari decît la presiunea atmosferică normală, respectiv și distanța  $\lambda_i$  parcursă de ioni între două ciocniri succesive este mai mare. Trecerea descărcării electrice din neautonomă în autonomă se produce la intensități  $E$  ale câmpului electric mai mic. Descărcarea autonomă la presiuni mici este numită **descărcare luminescentă**. Concentrația electronilor liberi și a ionilor fiind mare, recombinația lor este intensă. Ca rezultat, se emite radiație luminoasă, ceea ce și justifică denumirea acestui fel de descărcare. Culoarea luminii emise depinde de natura gazului din tub.

Descărcarea luminescentă se aplica pe larg la panourile de reclamă. Se confecționează tuburi din sticlă de forma unor litere sau a unor figuri. La capetele lor se montează electrozi. Tuburile se umplu de obicei cu gaze inerte. La descărcarea luminescentă tuburile emit lumină: cele cu neon – de culoare roșie, cele cu argon – de culoare albăstrie-verzuie.

Acest fel de descărcare are loc și în *tuburile luminescente* folosite la iluminare. Descărcarea se produce în vapori de mercur și este însoțită de radiație ultravioletă. Aceasta cade pe o substanță specială care acoperă suprafața interioară a tubului. Sub acțiunea radiației ultraviolete substanța emite lumină ale cărei caracteristici sunt mult mai apropiate de cele ale luminii solare decît cele ale luminii emise de becurile de incandescență, din care cauză tuburile luminescente mai sunt numite și *lămpi lumină de zi*. În plus, tuburile luminescente sunt mai economice decît becurile de incandescență.

Descărcarea luminescentă are loc și în laserele cu gaz.

Dintre descărcările autonome la presiune atmosferică cea mai cunoscută este **descărcarea în scînteie**. Stabilind între bilele mașinii electrostatice o distanță de circa 2–3 cm și rotind mînerul ei, la un moment între bile ia naștere o scînteie electrică însoțită de o pocnitură. Scînteia are forma unui canal luminos ce unește ambii electrozi (bilele). Canalul are forma unei linii frînte de formă complicată cu multe ramificații (*fig. 3.31*). Fulgerul și trăsnetul sunt exemple ale descărcării în scînteie ce se produc în atmosferă. Parametrii acestora sunt impunători: canalul principal are diametrul de



*Fig. 3.31*

circa 10–25 cm și lungimea de pînă la zeci de km, intensitatea curentului ia valori de pînă la sute de mii de amperi la tensiuni de circa 20 – 100 mln volți. Temperatura în canal atinge valori de ordinul a zeci de mii de kelvini, ceea ce produce o variație bruscă a presiunii, se excită o undă de șoc, ca rezultat auzim tunetul.

La descărcarea în scînteie la o distanță mică între electrozi, electronii accelerați, ciocnind anodul, produc o deteriorare a suprafeței acestuia. Acest fenomen se află la baza metodei de prelucrare a suprafeței metalelor cu scînteii electrice. Rezultate importante în acest domeniu au fost obținute la Institutul de Fizică Aplicată al Academiei de Științe a Republicii Moldova de școala științifică de prelucrare a metalelor prin electroeroziune fondată de academicianul Boris Lazarenco (1910-1979). Au fost elaborate noi metode tehnologice de depunere a învelișurilor metalice.

În cazul în care cîmpul electric este puternic neomogen, de exemplu, în vecinătatea vîrfurilor metalice ascuțite sau a conductoarelor subțiri electrizate, se observă **descărcarea în coroană**, numită și **efect corona**. În cazul în care intensitatea cîmpului în această regiune atinge valori de circa  $3 \cdot 10^6$  V/m, în ea se produce ionizarea prin ciocniri ale electronilor. La îndepărtarea de la această regiune spre celălalt electrod, intensitatea cîmpului se micșorează, ionizarea prin ciocniri nu se mai produce. Astfel, ionizarea, precum și recombinația, se produc într-o regiune limitată a spațiului, în vecinătatea vîrfului ascuțit. Această regiune este luminoasă datorită recombinației și are forma unei coroane, ceea ce și justifică denumirea de descărcare în coroană.

Descărcarea electrică între conductoarele liniilor de tensiune înaltă este însoțită de pierderi de energie. Pentru a le micșora este necesar să fie înlăturate vîrfurile ascuțite ale conductoarelor, iar diametrul lor să fie cu atît mai mare cu cît tensiunea dintre ele este mai înaltă.

Descărcarea în coroană se observă în natură. Înainte de furtuni sau în timpul furtunilor sub acțiunea cîmpului electric din atmosferă la vîrfurile obiectelor înalte, cum ar fi vîrfurile copacilor sau ale catargelor navelor aflate în largul mării ș.a., iau naștere coroane luminoase. Acestea sunt cunoscute sub numele de *focurile Sfîntului Elme*.

Un alt fel de descărcare autonomă, cu vaste aplicații practice, este **descărcarea în arc**. Se pun în contact, se ating, doi electrozi (din grafit presat sau metal) conectați la sursa de curent. Rezistența în regiunea contactului este mare, se degajă o cantitate mare de căldură. Catodul încălzit pînă la temperatură înaltă emite electroni (v.p. 3.5, a). Aerul dintre electrozi devine puternic ionizat, rezistența lui se micșorează. Curentul electric circulă și după îndepărtarea electrozilor unul de altul, la tensiuni mici dintre ei intensitatea curentului este mare. Electronii bombardînd anodul, formează în el o adîncitură – un *crater* – regiune în care temperatura este cea mai mare. La presiune atmosferică ea atinge valori de circa 4000 K, iar la presiuni înalte devine chiar mai mare decît temperatura Soarelui (aproximativ 6000 K). Coloana de gaz dintre electrozi devine o sursă puternică de lumină de forma unui arc (fig. 3.32), de unde și numele descărcării electrice de acest fel.

Proprietățile menționate ale descărcării în arc au determinat aplicațiile ei în practică: surse de lumină în proiectoare puternice, la sudarea, perforarea și tăierea metalelor, la topirea minereurilor în cuptoarele electrice ș.a.

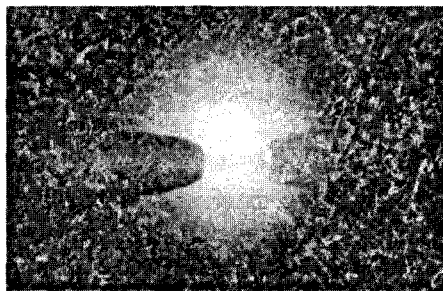


Fig. 3.32

## c<sup>0</sup>. Plasma

După cum ați observat, descărcarea electrică se produce în gaz ionizat, densitățile sarcinilor pozitive și ale celor negative fiind egale, astfel încît gazul ionizat este în întregime neutru. Această stare a substanței se numește **plasmă**.

Plasma este considerată *starea a patra a substanței*. Astfel, în ordinea creșterii temperaturii substanța există în stările următoare: **solidă** → **lichidă** → **gazoasă** → **de plasmă**. După proprietățile sale plasma este apropiată de gaze, la ea aplicîndu-se unele din legile gazelor. Există însă și deosebiri esențiale. În gaze moleculele sunt neutre și interacțiunea dintre ele este slabă. Particulele încărcate – ionii, electronii – din componența plasmei interacționează cu forțe electrice care au o rază de acțiune mare (în comparație cu razele particulelor), ceea ce condiționează proprietăți specifice plasmei: în ea se pot excita diferite oscilații și se pot propaga unde, plasma are o comportare caracteristică numai ei în cîmpurile electrice și magnetice.

Menționăm că plasma este starea cea mai răspîndită în Univers: în această stare se află circa 99% din substanțe. Stelele, Soarele, nebuloasele galactice se află în stare de plasmă. Pămîntul este, de asemenea, înconjurat de plasmă: stratul superior al atmosferei – **ionosfera** – este format din gaz ionizat.

Plasma și-a găsit importante aplicații practice. Jeturile de plasmă cu temperaturi de ordinul  $10^3$ - $10^4$ K se aplică la prelucrarea metalelor și aliajelor, la perforarea rocilor tari, în așa numitele generatoare magnetohidrodinamice de energie electrică (v.p. 4.5, a).

Se efectuează cercetări vaste ale plasmei la temperaturi foarte înalte, de zeci de mil. de K, în perspectiva realizării reacției termonucleare dirijate, care ar sta la baza funcționării unor surse de energie practic inepuizabile.

### ❓ Întrebări:

1. Care sunt purtătorii liberi de sarcină electrică în gaze?
2. Prin ce se deosebește ionizarea gazelor de disocierea electrolitică?
3. Ce se numește descărcare neautonomă?
4. Se respectă legea lui Ohm la descărcarea în gaze?
5. Cum poate fi modificată valoarea intensității curentului de saturație?
6. Ce prezintă ionizarea prin ciocniri de electroni și în ce condiții are loc?
7. Prin ce diferă descărcarea autonomă de descărcarea neautonomă în gaze?
8. În ce condiții descărcarea neautonomă trece în autonomă?
9. Cum se explică faptul că descărcarea autonomă în gaze este însoțită de emisia luminii?
10. Ce aplicații practice ale descărcării luminescente cunoașteți?
11. În ce condiții are loc descărcarea în coroană? De ce lumina este emisă într-o regiune limitată din vecinătatea electrodului cu vîrf ascuțit?
12. Ce prezintă plasma?
13. Ce aplicații practice ale plasmei cunoașteți?

## 3.5.<sup>0</sup> Curentul electric în vid

### a<sup>0</sup>. Emisia termoelectronică. Dioda cu vid

Inventatorul american Thomas Alva Edison (1847-1931), renumit prin construirea unui bec de incandescență mai perfect decît cele ale predecesorilor săi și care putea fi folosit pe larg ca sursă de lumină, cerceta înnegrirea suprafeței interioare a acestuia în urma funcționării îndelungate. El a introdus în becul vidat nu numai filamentul, ci și un electrod de forma unei plăci (*fig. 3.33*). În 1894 a constatat că legînd acest electrod la polul pozitiv, iar filamentul incandescent – la polul negativ al sursei de curent, în acest circuit există

curent electric, chiar dacă electrodul-placă și filamentul nu se află în contact. Astfel pentru prima dată a fost observat curentul electric în vid. În acest timp nici Edison, nici alți fizicieni nu au putut explica fenomenul, ceea ce s-a reușit numai după descoperirea electronului în 1897.

În metale, la temperatura camerei, electronii sunt reținuți în interiorul lor de forțele de atracție din partea ionilor pozitivi. Pentru a extrage electronul din metal, a-l scoate în afara lui este necesar să se efectueze un lucru pentru a învinge aceste forțe, numit *lucru de extracție* sau *de ieșire*. La încălzirea metalului energia cinetică medie a electronilor se mărește. Unii din ei capătă energii cinetice mai mari decât lucrul de extracție și părăsesc metalul. Cu cât temperatura metalului este mai înaltă, cu atât mai mulți electroni vor ieși în afara lui. Acest fenomen se numește **emisie termoelectronică** sau **efect Edison** și asigură purtători de sarcină electrică, deci și curent electric, în vid.

Emisia termoelectronică este similară, într-o măsură anumită, evaporării lichidului. Moleculile cu energii cinetice mai mari decât cea medie părăsesc lichidul, numărul acestora fiind mai mare la temperaturi mai înalte. În vasul deschis ele se împrăștie tot mai departe de lichid, evaporarea este continuă. Electronii au sarcină electrică negativă, la ieșirea lor din metal acesta se încarcă pozitiv. Ca rezultat, electronii care au părăsit metalul sunt reținuți în vecinătatea lui unde formează un *nor electronic*. Acest nor împiedică ieșirea altor electroni din metal. Unii electroni din nor, mișcându-se haotic, se întorc în metal, alții ies, astfel stabilindu-se un echilibru dinamic între aceste două categorii de electroni. La temperaturi mai înalte echilibrul are loc la o concentrație mai mare a electronilor în nor.

Proprietățile electrice ale tubului Edison perfecționat au fost cercetate de către John Ambrose Fleming (1849-1945) care în 1904 a brevetat dioda cu vid. Aceasta prezintă un tub vidat cu doi electrozi. Unul din ei – anodul *A* – este un cilindru metalic, al doilea – catodul *C* – un filament situat de-a lungul axei comune a anodului și a pereților tubului (fig. 3.34, a). Simbolul grafic este reprezentat în (fig. 3.34, b). Catodul – filamentul – este conectat la o sursă specială de curent care îl încălzește pînă la temperaturi de ordinul a 1000 °C, astfel că în jurul lui se formează norul electronic. Admitem că anodul este conectat la polul pozitiv al unei surse de curent, iar catodul – la cel negativ. În acest caz potențialul anodului este mai mare decât al catodului ( $V_A > V_C$ ), tensiunea este numită *directă*. Electronii din nor sunt atrași de anod și respinși de catod – prin dioda cu vid circulă curent electric. Dacă însă conectăm invers ( $V_A < V_C$ ): catodul la polul pozitiv al sursei, iar anodul – la cel negativ, anodul respinge electronii, catodul îi atrage spre sine. Ca rezultat, prin diodă nu circulă curent electric. Astfel, **prin dioda cu vid curentul circulă numai într-un sens**, ca și prin dioda semiconductoare.

Să analizăm dependența intensității curentului prin diodă de valoarea tensiunii dintre electrozi. Menționăm că la tensiunea nulă prin diodă circulă curent de intensitate mică – electronii din nor cu cele mai mari viteze reușesc să ajungă la anod. Curentul se anulează la creșterea tensiunii inverse negative, la care potențialul catodului

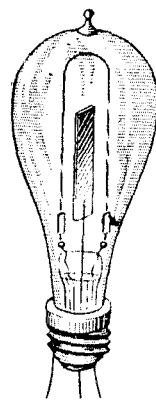
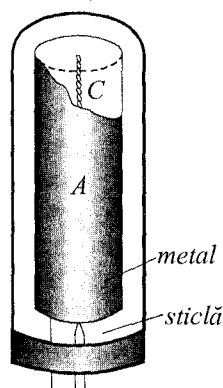
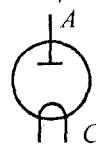


Fig. 3.33



a)



b)

Fig.3.34

este mai mare decât al anodului (fig. 3.35). La creșterea tensiunii directe pozitive, începînd de la zero, tot mai mulți electroni ajung la anod, concentrația electronilor în nor se micșorează, ceea ce înlesnește emisia termoelectronică. Ca rezultat, la mărirea tensiunii intensitatea curentului crește mai rapid decât direct proporțional, legea lui Ohm nu are loc. La mărirea de mai departe a tensiunii dintre electrozi, intensitatea încetează a crește, ia o valoare constantă  $I_s$  – intensitatea curentului de saturație (fig. 3.35). Valoarea  $I_s$  este funcție de temperatura catodului, ia valori mai mari la temperaturi mai înalte.

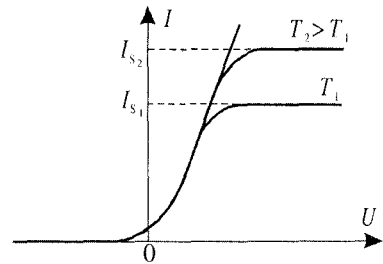


Fig. 3.35

Încălzirea catodului în dioda cercetată este efectuată de curentul electric care circulă prin el. A fost inventată dioda al cărei catod are o construcție specifică: filamentul este introdus în interiorul unui tub izolator subțire, pe suprafața căruia este depus un strat de oxizi ai unor metale ca bariul, calciul, stronțitul. Acești oxizi sunt caracterizați de un lucru de extracție mai mic, dioda funcționează la temperaturi ceva mai joase ale filamentului. Pentru diodele cu catod de oxizi este caracteristică lipsa porțiunii orizontale a graficului care exprimă intensitatea curentului în funcție de tensiunea aplicată (fig. 3.35). Catodul se distruge înainte ca intensitatea să atingă valoarea de saturație  $I_s$ . Simbolul grafic al diodei cu catod de oxizi este reprezentat în fig. 3.36.

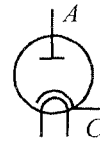


Fig. 3.36

Ulterior a fost construit tubul cu vid cu trei electrozi – *trioda* (simbolul grafic în fig. 3.37). Al treilea electrod – *grila*  $G$  – o spirală sau plasă metalică fină, este situată între catod și anod, în vecinătatea catodului. La potențialul grilei  $V_G$  mai mare decât al catodului  $V_C$  electronii aflați în norul din vecinătatea catodului sunt accelerați ceea ce condiționează creșterea considerabilă a intensității curentului electric prin tub. În caz contrar, la  $V_G < V_C$  electronii sunt frânați în spațiul catod – grilă, intensitatea curentului prin tub se micșorează. Astfel, variația potențialului grilei permite să fie realizate variații considerabile ale curentului prin triodă, să fie amplificate semnalele electrice.

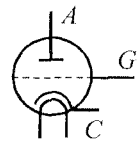


Fig. 3.37

Au fost construite și tuburi cu mai mulți electrozi, cu cele mai diverse aplicații practice.

Din cele expuse mai sus conchidem că dioda și trioda cu vid, pe de o parte, și dioda semiconductoare și tranzistorul, pe de altă parte, au proprietăți electrice similare. Tuburile cu vid au fost inventate la începutul secolului XX și s-au aflat la baza dezvoltării radioelectronicii. Inventarea tranzistorului la mijlocul sec. XX a permis ca tuburile cu vid să fie treptat înlocuite cu elementele semiconductoare respective. Aceasta a permis să fie reduse considerabil dimensiunile multor dispozitive utilizate în electronică. Elementele semiconductoare nu necesită energie pentru încălzirea catodului, consumă mai puțină energie decât tuburile cu vid. Ultimele, însă nu au fost excluse complet din uz. Ele se întîlnesc în instalațiile prin care circulă curenți de intensitate mare ce distrug elementele semiconductoare, de exemplu, în emițătoarele centrelor de radioteleviziune, de dirijare a navelor cosmice ș.a.

### b<sup>o</sup>. Tubul cu fascicul electronic

În 1869 fizicianul german Johann Wilhelm Hittorf (1824-1914) studia descărcarea luminescentă în gaze rarefiate. Tubul cu electrozi era unit cu o pompă care evacua gazul din tub. S-a constatat că la presiuni foarte joase lumina caracteristică gazului din tub



dispare, în schimb încep să lumineze unele porțiuni ale pereților tubului. Zece ani mai târziu savantul englez William Crookes (1832-1919) a continuat cercetările lui Hittorf și a stabilit că în cazul descărcării electrice la presiuni foarte joase catodul emite o radiație deosebită care a fost numită **raze catodice**. Au fost stabilite proprietățile acestor raze: ele produc acțiune mecanică (presiune asupra corpurilor pe care cad) și termică (corpurile pe care cad se încălzesc); frînarea lor de către corpurile metalice pe care cad este însoțită de emisia razelor X (Roentgen); incidența razelor catodice pe substanțe fluorescente, de exemplu, zinc sulfurat, este însoțită de scînteierea luminoasă a locurilor respective; razele catodice sunt deviate de cîmpurile electrice și magnetice.

Natura fizică a razelor catodice a fost stabilită numai după descoperirea în 1897 a electronului de J. J. Thomson. S-a constatat că **razele catodice prezintă un fascicul de electroni** emiși de catod.

Un rol important în radioelectronică îl joacă **tuburile** vidate **cu fascicule de electroni**. Acestea permit transformarea semnalelor electrice în semnale vizuale la televizoare (în acest caz tubul este numit *cinescop*), în monitoarele calculatoarelor, în oscilografe (tubul respectiv este numit *osciloscop*) ș.a.

Schema principală a unui tub cu fascicul de electroni este prezentată în *fig. 3.38*. Filamentul  $F$ , parcurs de curent electric, devine incandescent și încălzește catodul cu oxizi  $C$ , care emite electroni. Catodul  $C$  se află în interiorul electrodului modulator  $E_m$  al cărui potențial este mai mic decît al catodului. În cîmpul electric existent între acest electrod și catod fasciculul de electroni, proveniți de la ultimul, se subțiază. Modificarea potențialului electrodului  $E_m$  are ca rezultat variația respectivă a numărului de electroni din fascicul, adică a intensității acestuia. Anozii  $A_1$  și  $A_2$ , de configurații speciale, au potențiale mai mari decît cele ale catodului ( $V_C < V_{A_1} < V_{A_2}$ ) și asigură atît accelerarea electronilor, cît și focalizarea lor într-un punct al ecranului  $E$  al tubului. Sistemul descris – filamentul, catodul, electrodul modulator și anozii – formează un fascicul de electroni cu viteze mari și este numit **tun electronic**.

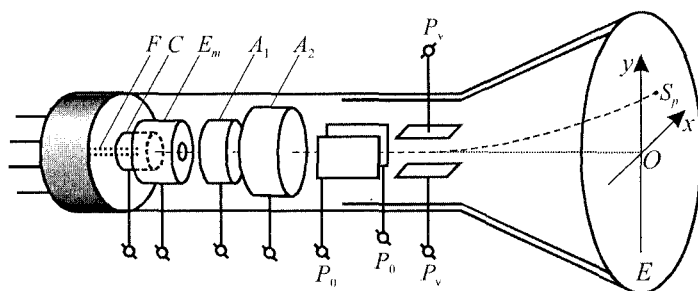


Fig.3.38

Suprafața interioară a ecranului este acoperită cu un strat de substanță fluorescentă. În locul în care fasciculul de electroni cade pe acest strat se observă un **spot luminos**  $S_p$ .

Pentru a dirija fasciculul de electroni, adică a modifica poziția spotului luminos  $S_p$  pe ecranul  $E$ , tubul conține în interiorul său două perechi de **plăci deflectoare**,  $P_v$  și  $P_o$ , printre care trece fasciculul. Dacă potențialul plăcii superioare a perechii  $P_v$  este mai mare decît al celei inferioare, fasciculul, deci, și spotul luminos, se deplasează vertical în sus, în sensul pozitiv al axei  $Oy$ , în caz contrar, vertical în jos. Respectiv, prin modificarea tensiunii dintre plăcile deflectoare  $P_o$  fasciculul de electroni este deplasat în direcție ori-

zontală. Parcurgând ecranul în ambele direcții spotul luminos de diferite intensități formează imaginea vizuală transmisă prin semnalele electrice.

Tubul cu fascicul de electroni destinat obținerii imaginilor în alb-negru are un singur tun electronic, iar substanța fluorescentă de pe ecran emite lumină care se apropie după calitățile sale de lumina albă. Tuburile destinate obținerii imaginilor în culori au trei tunuri electronice, respectiv trei fascicule pentru cele trei culori complementare: verde, roșu și albastru. Structura ecranului este mult mai complicată și conține substanțe care generează culorile enumerate.

Tubul destinat transformării imaginilor vizuale în semnale electrice este numit **tub videocaptor** sau **iconoscop**. Acesta este, de asemenea, un tub vidat, dar cu o construcție diferită de cea a tubului cercetat mai sus. Succesele electronicii cu tuburi vidate sunt evidente: este suficient să menționăm doar transmiterea pe Pământ a imaginilor color ale peisajelor planetei Marte, Neptun și altele.

### ❓ Întrebări

1. În ce constă fenomenul emisiei termoelectronice?
2. Ce numim lucru de extracție (de ieșire) a electronului?
3. Cum se explică existența norului electronic în vecinătatea catodului încălzit?
4. Ce prezintă dioda cu vid? De ce curentul electric circulă prin ea numai într-un sens?
5. Cum se explică forma curbei ce reprezintă intensitatea curentului electric prin dioda cu vid în funcție de tensiunea dintre electrozii ei?
6. Cum poate fi modificată valoarea intensității curentului de saturație?
7. Ce funcții are trioda? De ce grila este situată în vecinătatea catodului?
8. Care sunt proprietățile razelor catodice?
9. Ce funcție îndeplinește tubul cu fascicul electronic?
10. Care sunt părțile componente ale tunului electronic și ce destinație au fiecare din ele?
11. Cum este dirijat traseul fasciculului electronic în tub?
12. Cum apare spotul luminos pe ecranul tubului cu fascicul electronic? Cum poate fi dirijat el?

## Capitolul 4

# Cîmpul magnetic

### 4.1. Interacțiunea magnetică

#### a. *Magneți permanenți*

Mai mult de 2500 ani în urmă în Grecia Antică și în China era cunoscut un minereu care atrăgea corpurile ce conțin fier. O bucată din acest minereu, cunoscut sub denumirea de *magnetită*, prezintă un *magnet natural*. Bara din fier sau oțel frecată cu un magnet natural, acesta fiind deplasat pe bară în unul și același sens, se magnetizează, adică bara astfel prelucrată atrage, la rîndul său, corpuri ce conțin fier. S-a obținut un *magnet*. Proprietățile magneților de a atrage fierul se mențin practic neschimbate timp îndelungat, din care cauză ei sunt numiți *magneți permanenți*. Aceștia își pierd proprietățile magnetice dacă sunt încălziți pînă la temperaturi înalte (circa 800°C) sau sunt supuși unor lovituri puternice multiple.

S-a stabilit că fiecare magnet are regiuni în care atracția corpurilor din fier este maximă. Ele sunt denumite *poli magnetici*, fiecare magnet avînd doi poli. Dacă tăiem magnetul în două bucăți în speranța de a separa polii unul de altul, se va constata că fiecare bucată obținută are și ea doi poli, adică *polii magnetici nu pot fi separați unul de altul*.

Magneții permanenți posedă o proprietate remarcabilă. Considerăm un magnet ce se poate roti liber în jurul axei verticale care este perpendiculară pe direcția ce trece prin polii săi. Acest magnet ocupă o poziție anumită în spațiu și revine în poziția dată dacă este scos din ea. În această poziție direcția ce trece prin polii magnetului se orientează pe direcția terestră Sud-Nord. Polul magnetului orientat spre Nord este numit pol *nord* (cu simbolul *N*), celălalt pol magnetic, fiind numit *sud* (cu simbolul *S*). Aceste denumiri au fost propuse de către savantul francez Pierre de Maricourt în lucrarea sa "*Epistolă despre magnet*" (1269). Cercetînd interacțiunea dintre polii magnetici s-a stabilit că *polii magnetici de același nume se resping, iar polii de nume diferite se atrag*.

În p.1.4, la analiza interacțiunii sarcinilor electrice, s-a menționat că în jurul fiecărei sarcini electrice există cîmp electric care acționează asupra altor corpuri electrizate aflate în acest cîmp. O situație similară are loc în cazul interacțiunii magnetice: *în jurul fiecărui magnet există cîmp magnetic care acționează asupra altor magneți sau corpuri din fier aflate în cîmpul dat*.

Ținînd seama de caracterul interacțiunii dintre polii magnetici și de faptul că polul nord al magnetului, ce se poate roti liber în jurul axei verticale, se orientează aproximativ spre polul geografic Nord, conchidem că în această regiune se află polul magnetic Sud al Pămîntului, numit și *pol geomagnetic sud*. Respectiv, în regiunea polului geografic Sud este situat *polul geomagnetic nord*.

Menționăm că direcția ce trece prin polii magnetici ai Pămîntului și aceea care trece prin polii geografici, adică axa de rotație a Pămîntului, nu coincid. Unghiul dintre ele este

de circa  $11,5^\circ$  (fig. 4.1), iar polii magnetici se află la distanța de aproximativ 1300 km de la polii geografici respectivi. Există argumente destul de convingătoare că în ultimii 170 milioane de ani polii geomagnetici s-au schimbat cu locurile de 300 de ori, ultimul schimb de acest fel avînd loc circa 30.000 de ani în urmă.

Proprietatea magnetului mic – a **acului magnetic** – de a ocupa o direcție anumită în cîmpul magnetic terestru și-a găsit aplicație în **busolă** (în China – încă în sec. II î. Hr., în Europa – mult mai tîrziu, în sec. XI). Busola este folosită la orientarea în spațiu, la măsurarea unghiurilor ș.a. Datorită faptului că polii geomagnetici nu coincid cu cei geografici, direcția acului magnetic al busolei formează cu direcția spre polul geografic un unghi numit **unghi de deviație**, spre est sau vest, în funcție de locul în care se află busola.

Acul magnetic se folosește, de asemenea, la cercetarea cîmpurilor magnetice. Pentru a obține o anumită imagine a cîmpului se trasează **liniile magnetice** – liniile care au ca direcție a tangentei în fiecare punct al său direcția acului magnetic, sensul liniei fiind cel indicat de polul nord al acului. În fig. 4.2 sunt reprezentate linii magnetice ale unei bare rectilinii. Ele ies din polul nord și intră în polul sud. Observăm că în vecinătatea polilor magnetici, în regiunile în care acțiunea magnetică este mai puternică, densitatea liniilor magnetice este mai mare. Și invers, în regiunile în care acțiunea magnetică este mai slabă densitatea liniilor magnetice este mai mică. Situația dată este similară celei din cazul cîmpului electrostatic (p. 1.4).

### b. Experiența lui Oersted

De-a lungul anilor, începînd cu sec. VI î.Hr., fenomenele electrice și cele magnetice erau considerate ca fiind independente, între care n-ar exista careva legătură organică. Acest punct de vedere s-a schimbat esențial în a. 1820 în urma experienței realizate de către Oersted. Efectuînd experimente în care erau evidențiate efectele produse de curentul electric, Oersted a observat acțiunea curentului electric asupra acului magnetic. Deasupra unei busole la o distanță mică, paralel cu acul magnetic al ei, se afla un conductor. La închiderea circuitului, cînd prin conductor circula curent electric continuu, acul busolei ocupa o altă poziție care forma un unghi cu cea inițială. Schimbarea sensului curentului prin conductor era însoțită de rotația acului magnetic în sens opus celei din cazul precedent. Astfel, Oersted a descoperit că **în jurul conductorului prin care circulă curent electric există cîmp magnetic**.

Reieșind din faptul că curentul electric prezintă mișcarea ordonată a purtătorilor de sarcină electrică, conchidem că **surse ale cîmpului magnetic sunt particulele, încărcate cu sarcină electrică, în mișcare**. Dacă particulele încărcate sunt în repaus ele generează numai cîmp electric, dar aflîndu-se în mișcare ele generează nu numai cîmp electric, ci și cîmp magnetic.

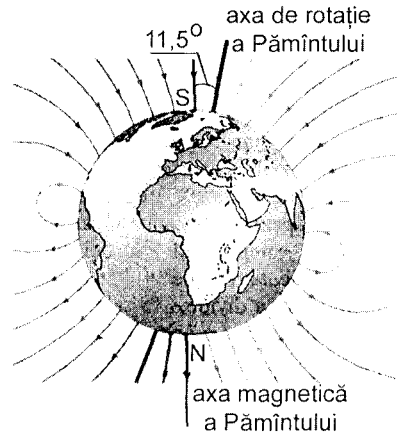


Fig. 4.1

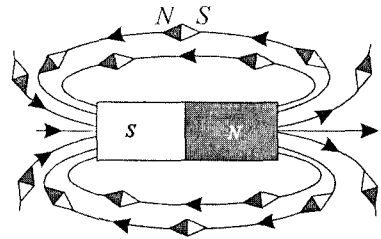


Fig. 4.2

*Hans Cristian Oersted (1777 – 1851),  
fizician danez*



*A studiat farmaceutica, dar timpul liber și-l dedica matematicii, fizicii, chimiei și filozofiei. Călătorind prin Europa, vizita laboratoarele de fizică. S-a întâlnit cu mulți fizicieni remarcabili ai timpului. În 1806 a devenit profesor de fizică la Universitatea din Copenhaga, iar în 1829 a devenit primul director al școlii politehnice din același oraș.*

*A efectuat cercetări în domeniul electricității, fizicii moleculare și acusticii. În 1820 a descoperit acțiunea curentului electric asupra acului magnetic, punînd bazele unei noi ramuri a fizicii – electromagnetismul. A cercetat compresibilitatea corpurilor solide și a lichidelor. A inventat piezometrul (1822) – instrument folosit la cercetarea compresibilității lichidelor și care permitea măsurarea unor variații mici ale volumului lichidului la mărirea considerabilă a presiunii. În domeniul acusticii a încercat să obțină fenomene electrice cu ajutorul sunetului.*

*Unitatea de măsură a unei mărimi care caracterizează cîmpul magnetic a fost numită oersted (simbolul Oe).*

Pentru a stabili forma liniilor magnetice ale cîmpului creat de un conductor parcurs de curent electric, trecem conductorul prin orificiul unei bucăți de carton. Plasăm conductorul vertical, cartonul orizontal și așezăm pe el mai multe ace magnetice mici. În lipsa curentului acele sunt paralele între ele și indică cu capătul nord spre polul geomagnetic sud. Dacă însă prin conductor circulă curent electric acele își schimbă direcțiile formînd circumferințe (fig. 4.3). Conchidem că **liniile magnetice ale cîmpului creat de un conductor rectiliniu parcurs de curent au forma unor inele situate în plane perpendiculare pe conductor și avînd ca centre punctele de intersecție ale planelor cu acesta.**

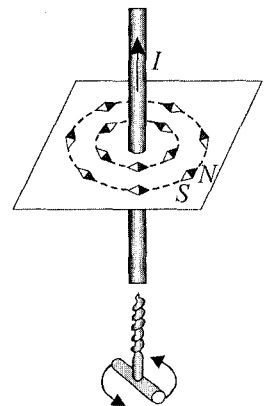


Fig. 4.3

Sensul liniilor este indicat de vîrfurile cu polul nord al acelor magnetice. Între sensul liniilor magnetice și sensul curentului electric există o anumită legătură care poate fi exprimată sub formă de mai multe reguli. Cea mai frecvent folosită este **regula burghiului**: la rotirea burghiului cu filet de dreapta, astfel încît acesta să se deplaseze în sensul curentului electric, sensul rotației mînerului său indică sensul liniilor magnetice (fig.4.3).

În fig. 4.3 se observă o proprietate importantă: **liniile magnetice sunt linii închise.** În cazul barei magnetice liniile reprezentate în fig. 4.2 din exteriorul ei sunt închise de porțiuni situate în interiorul barei. Astfel liniile magnetice se deosebesc esențial de liniile intensității cîmpului electrostatic care sunt linii deschise, avînd capetele lor la sarcinile electrice sau la infinit (p. 1.3). Compararea caracterului liniilor magnetice și a celor electrice denotă lipsa în natură a unor sarcini magnetice care ar avea un rol similar celui avut de sarcinile electrice în cazul interacțiunii electrostatice.

Folosind ace magnetice mici poate fi stabilit caracterul liniilor cîmpului pentru **curentul circular**, cum este numit inelul conductor parcurs de curent electric (fig. 4.4). Comparînd figurile 4.4 și 4.2 constatăm că liniile cîmpului magnetic al curentului circular sunt similare celor ale unei bare magnetice scurte (în fig. 4.4 bara este reprezentată prin linii

întrerupte). Pentru a determina sensul liniilor magnetice ale curentului circular, poate fi folosită o altă variantă a *regulii burghiului*: *sensul liniilor magnetice coincide cu sensul în care se deplasează burghiul la rotirea mânerului său în sensul curentului electric din inel.*

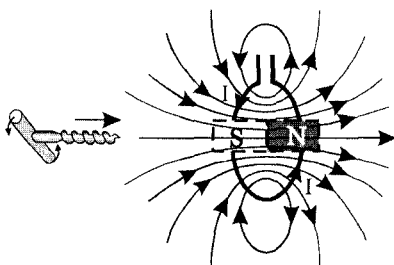


Fig. 4.4

Această regulă se aplică și la determinarea sensului liniilor magnetice în interiorul bobinei parcurse de curent electric denumită, de obicei, **solenoid** (fig. 4.5). Câmpul magnetic al solenoidului este similar câmpului barei magnetice (fig. 4.2). Menționăm că în interiorul solenoidului liniile câmpului sunt paralele, câmpul este **omogen**.

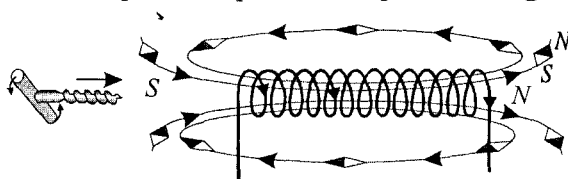


Fig. 4.5

Asemănarea dintre câmpurile magnetice ale curentului circular și al barei magnetice a fost stabilită în 1820 de către Ampère (la acele timpuri nu era încă introdusă noțiunea de câmp și de linii ale acestuia) și folosită pentru a explica proprietățile magnetice ale substanței. El a presupus, în acest scop, existența în molecule a unor **curenți moleculari**.

Ipoteza dată a fost foarte îndrăznească, ea a precedat cu ceva mai mult de 90 de ani descoperirea modelului planetar al atomului. În acest model electronii se mișcă în jurul nucleului și prezintă curenți electrici circulari elementari.

Pentru a explica magnetismul terestru Ampère a presupus existența în Pământ a unor curenți circulari. În prezent se consideră că acești curenți există în nucleul metalic lichid al Pământului.

### c. Interacțiunea conductoarelor paralele parcurse de curent electric.

#### Amperul

În toamna aceluiași an 1820 Ampère a continuat cercetările inițiate de experiența lui Oersted și a studiat interacțiunea conductoarelor paralele parcurse de curent electric. Dar faptul că în jurul fiecăruia din ele există câmp magnetic nu înseamnă că ele numai deocârm trebuie să interacționeze.

Pentru a stabili existența acestei interacțiuni și caracterul ei – atracție sau respingere – realizăm un experiment similar celui efectuat de Ampère. Pe un suport izolator (din scândură sau masă plastică) sunt fixate 4 borne: A, B, C și D (fig. 4.6), de ele fiind legate două conductoare paralele, flexibile și netensionate, de exemplu, fișii de staniol folosite la înfrumusețarea bradului de Crăciun. Conectând capetele B și D ale fișiiilor la polii unei baterii (fig. 4.6, a), constatăm că ele nu interacționează. Dacă însă legăm capetele A și C cu un conductor, prin fișii circulă în sensuri

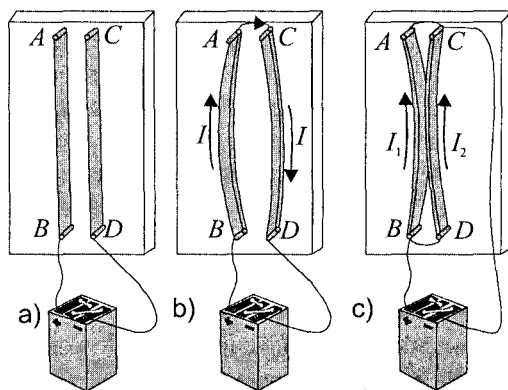


Fig.4.6

opuse curenți de aceeași intensitate. Se observă că fișii se îndepărtează una de alta – ele se resping (fig. 4.6, b). Dacă însă legăm capătul  $A$  cu  $C$ , iar  $B$  cu  $D$ , apoi conectăm fiecare pereche de capete la sursa de curent, conductoarele sunt parcurse de curenți de același sens. Constatăm că ele se atrag (fig. 4.6, c).

Astfel, s-a stabilit că **conductoarele paralele parcurse de curenți electrici se atrag, dacă curenții au același sens, și se resping, dacă curenții au sensuri opuse.**

Pentru forța de interacțiune dintre curenții electrici, adică dintre sarcinile electrice în mișcare, Ampère a propus termenul **forță electrodinamică**. Amintim, că forța de interacțiune dintre sarcinile electrice aflate în repaus poartă denumirea de **forță electrostatică** sau **coulombiană**.

Ampère a cercetat detaliat forța electrodinamică  $F$  în funcție de parametrii ce caracterizează sistemul de curenți paraleli și a stabilit că ea:

– este proporțională cu produsul intensităților curenților electrici  $I_1$  și  $I_2$  din conductoare, adică:  $F \sim I_1 \cdot I_2$ ;

– este invers proporțională cu distanța  $r$  dintre conductoarele paralele:  $F \sim \frac{1}{r}$ ;

– este proporțională cu lungimea  $l$  a porțiunii de conductor asupra căreia ea acționează:

$$F \sim l.$$

Unind aceste rezultate, avem:

$$F \sim \frac{I_1 I_2}{r} l.$$

**André Marie Ampère (1775–1836),**  
fizician și matematician francez.

A început activitatea științifică cu cercetări în domeniul matematicii: studii în domeniul geometriei și teoriei probabilităților (teoria matematică a jocurilor). A fost ales (1814) membru al Academiei franceze la secția de geometrie.

Independent de Avogadro a stabilit (1811) că în aceleași condiții de presiune și temperatură, volume egale de gaze conțin un număr egal de molecule, independent de natura gazului.

În septembrie 1820, la ședința Academiei franceze, au fost expuse rezultatele experiențelor lui Oersted. Impresionat de ele, Ampère s-a inclus în cercetările din acest domeniu. A formulat regula care determină sensul acțiunii cîmpului magnetic al curentului electric asupra acului magnetic. A cercetat acțiunea cîmpului magnetic, inclusiv a cîmpului magnetic terestru, asupra conductorului parcurs de curent electric. A stabilit legea care exprimă forța de interacțiune a conductoarelor parcurse de curent electric – legea lui Ampère. Pentru a explica proprietățile magnetice ale substanței, Ampère a emis ipoteza privind existența în corpuri a curenților moleculari circulari, fiecare din ei fiind echivalent cu un magnet mic. A descoperit

efectul magnetic al bobinei parcurse de curent (solenoidul) și a stabilit că proprietățile magnetice ale acesteia sunt similare cu cele ale magnetului permanent. Împreună cu F. Arago a constatat amplificarea cîmpului magnetic al solenoidului prin introducerea în el a unui miez de fier, inventînd astfel **electromagnetul**. A inventat și **galvanometrul**. Rezultatele sale fundamentale în domeniul electromagnetismului Ampère le-a expus în lucrarea „Teoria matematică a fenomenelor electrodinamice dedusă exclusiv din experimente” (1827).

Subliniind aportul esențial al lui Ampère la crearea electrodinamicii, Maxwell l-a numit „Newton al electricității”. În cinstea lui Ampère în 1872 unitatea de măsură a intensității curentului electric a fost numită cu numele său. Aparatul de măsură a intensității curentului a fost denumit **ampmetru**.



Trecînd la egalitate, introducem un coeficient de proporționalitate  $k_m$  ce caracterizează interacțiunea magnetică:

$$F = k_m \frac{I_1 I_2}{r} l. \quad (4.1)$$

Aceasta este expresia pentru forța electrodinamică de interacțiune a curenților electrici paraleli și poartă denumirea de *legea lui Ampère*.

**Forța de interacțiune dintre două conductoare rectilinii și paralele, parcurse de curent electric, este direct proporțională cu produsul intensităților curenților, cu lungimea porțiunii de conductor asupra căreia acționează și invers proporțională cu distanța dintre conductoare.**

Stabilim unitatea de măsură a coeficientului de proporționalitate

$$[k_m] = \frac{[F][r]}{[I_1][I_2][l]} = \frac{\text{N} \cdot \text{m}}{\text{A} \cdot \text{A} \cdot \text{m}} = \frac{\text{N}}{\text{A}^2}.$$

Valoarea lui este

$$k_m = 2 \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2. \quad (4.2)$$

Atît în cazul dat, cît și mai departe se va avea în vedere interacțiunea magnetică în vid sau în aer, pentru care coeficientul  $k_m$  are această valoare.

Legea lui Ampère se află la baza definiției unității de măsură a intensității curentului electric – *amperul* – ca unitate fundamentală în Sistemul Internațional de unități (SI).

**Amperul este intensitatea curentului invariabil care, circulînd prin două conductoare paralele, rectilinii, de lungimi infinite și secțiune transversală circulară neglijabilă, situate în vid la distanța de 1 m unul de altul, ar face ca asupra fiecărei porțiuni de conductor cu lungimea de 1 m să acționeze o forță egală cu  $2 \cdot 10^{-7}$  N.**

În legătură cu descrierea interacțiunii dintre conductoarele parcurse de curent electric trebuie să fie rezolvate două probleme:

- să se determine forța care acționează din partea cîmpului magnetic asupra conductorului cu curent aflat în el și să se definească mărimea ce caracterizează acest cîmp;
- să se stabilească legea care ar permite calcularea acestei mărimi, fiind cunoscuți curenții care-l creează.

### ❓ Întrebări și probleme

1. Ce prezintă polii unui magnet? Cum interacționează polii magnetici de același nume? Dar de nume diferite?
2. O busolă se află între polul geomagnetic Sud și polul geografic Nord. Care pol al acului ei este orientat spre polul geografic Nord?
3. Ce proprietate a acului magnetic permite folosirea lui în busolă?
4. Ce reprezintă liniile magnetice? Cum se determină sensul lor?
5. Care este caracterul acțiunii magnetice în funcție de densitatea liniilor magnetice?
6. În ce constă concluzia principală făcută în baza experienței lui Oersted?
7. Care sunt sursele cîmpului magnetic?
8. Un elev se află în bancă și ține în mîna un bastonaș izolator ce are o bilă electrizată la capăt. Un al doilea elev aleargă prin sala de clasă. Care din elevi va înregistra numai cîmp electric? Dar și cîmp electric, și cîmp magnetic?
9. Care este aspectul liniilor magnetice ale cîmpului creat de un conductor rectiliniu parcurs de curent electric? Cum se determină sensul lor?



10. Care este deosebirea principală dintre caracterul liniilor magnetice și cel al liniilor de intensitate a cîmpului electrostatic?
11. În ce constă ipoteza emisă de către Ampère pentru a explica proprietățile magnetice ale substanței?
12. Cum se explică, în baza ipotezei lui Ampère, faptul că polii unui magnet nu pot fi separați unul de altul?
13. Ce condiție satisfac curenții electrici din conductoarele paralele care se atrag? Dar cei care se resping?
14. Care este definiția amperului în SI?
15. Să se calculeze forța de interacțiune dintre două conductoare rectilinii și paralele cu lungimea de 5 m fiecare, distanța dintre ele fiind egală cu 0,2 m, dacă prin conductoare circulă curenți electrici de aceeași intensitate egală cu 0,8 kA.
16. Distanța dintre două conductoare rectilinii și paralele este egală cu 4 cm, intensitatea curentului în unul din ele – cu 6 A. Știind că asupra porțiunii cu lungimea de 2 m acționează o forță electrodinamică egală cu 0,54 mN, să se determine intensitatea curentului în conductorul al doilea.
17. Distanța dintre două conductoare fixe, rectilinii, lungi și paralele este de 24 cm, intensitățile curenților de același sens din ele sunt egale cu 3 A și 6 A. Între ele, la mijloc, este situat un al treilea conductor, paralel cu cele două și în același plan cu ele. Intensitatea curentului din acest conductor este egală cu 4 A.
- a) Să se calculeze forța electrodinamică ce acționează asupra porțiunii cu lungimea de 1 m a conductorului din mijloc.
- b) Să se determine distanța dintre conductorul în care intensitatea curentului este mai mică și conductorul din mijloc, astfel încît ultimul să se afle în echilibru.
- c) Depinde echilibrul conductorului din mijloc de sensul curentului din el? Dar stabilitatea echilibrului?

## 4.2. Acțiunea cîmpului magnetic asupra conductoarelor parcurse de curent electric

### a. Inducția magnetică. Forța electromagnetică

Pentru a defini mărimea fizică ce caracterizează cîmpul magnetic vom trece în revistă definirea mărimilor respective pentru cîmpul gravitațional și cel electrostatic. În ambele cazuri se cerceta acțiunea cîmpului asupra unui **corp de probă** respectiv, introdus în el.

În cazul cîmpului gravitațional, corpul de probă este un corp punctiform de masă  $m$ . La introducerea în unul și același punct al cîmpului a corpurilor de probă de mase  $m$  diferite, asupra lor acționează forțe  $\vec{F}$  diferite. Experimentele arată însă că raportul  $\frac{\vec{F}}{m}$  rămîne constant. Anume această mărime  $\vec{G} = \frac{\vec{F}}{m}$  (formula 2.17 din *Fizică*, cl. a X-a) cu denumirea de *intensitate a cîmpului gravitațional* și este considerată caracteristica de forță a acestuia.

Corpul de probă în cazul cîmpului electrostatic (p. 1.3) reprezintă un corp punctiform electrizat cu sarcina  $q$ . La introducerea corpurilor de probă cu sarcini diferite  $q$  în unul și același punct al cîmpului asupra acestora acționează forțe  $\vec{F}$  diferite, raportul  $\frac{\vec{F}}{q}$  fiind același. Raportul  $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}$  (1.10) este caracteristica de forță cu denumirea de *intensitate a cîmpului electric*.

În mod analog se procedează la introducerea caracteristicii de forță a câmpului magnetic. Vom admite, pentru simplitate, că acesta este omogen. Câmpul magnetic acționează asupra conductorului parcurs de curent. De aceea în calitate de corp de probă se ia o porțiune rectilinie a conductorului, denumită **element de curent**. El este caracterizat atât de intensitatea curentului  $I$  în el, cât și de lungimea  $l$  a porțiunii, adică de produsul  $Il$ . Forța care acționează asupra conductorului parcurs de curent din partea câmpului magnetic este numită **forță electromagnetice**<sup>1</sup>. Experimentele arată că această forță depinde nu numai de produsul  $Il$ , ci și de orientarea elementului de curent față de câmpul magnetic. Forța este maximă ( $F = F_{\max}$ ) dacă conductorul este perpendicular pe liniile magnetice și este nulă ( $F = 0$ ) dacă conductorul este orientat de-a lungul acestor linii.

S-a stabilit că pentru locul dat al câmpului magnetic forța  $F_{\max}$  ia valori diferite pentru valori diferite ale produsului  $Il$ , dar mărimea  $\frac{F_{\max}}{Il}$  rămâne constantă. Această mărime și este considerată caracteristica de forță a câmpului magnetic cu denumirea de **inducție a câmpului magnetic** sau, simplu, **inducție magnetică**, cu simbolul  $\vec{B}$ .

Astfel, conform definiției, valoarea inducției magnetice

$$B = \frac{F_{\max}}{Il}. \quad (4.3)$$

**Inducția magnetică este egală în modül cu raportul dintre valoarea forței maxime care acționează din partea câmpului magnetic omogen asupra unei porțiuni rectilinii de conductor și produsul intensității curentului în conductor la lungimea acestei porțiuni.**

Unitatea de măsură a inducției magnetice este denumită *tesla*, în onorarea savantului croat Nicola Tesla (1856–1943) considerat fondator al industriei electrotehnice moderne. În concordanță cu definiția (4.3) avem

$$[B] = \frac{[F_{\max}]}{[I][l]} = \frac{\text{N}}{\text{A} \cdot \text{m}} = \text{T},$$

adică  $1\text{T} = 1\text{N}/(\text{A} \cdot \text{m})$ .

**Un tesla este inducția câmpului magnetic omogen care acționează asupra porțiunii cu lungimea de 1 m a unui conductor rectiliniu destul de lung, parcurs de un curent electric de intensitate 1 A, cu o forță maximă de 1 N.**

Direcția și sensul vectorului inducției magnetice  $\vec{B}$  sunt indicate de direcția sud–nord (S–N) a acului magnetic situat în locul respectiv al câmpului.

Introducerea vectorului inducției  $\vec{B}$  necesită precizarea unor noțiuni menționate mai sus. Linie magnetică a fost denumită (p. 4.1, a) linia în fiecare punct al căreia direcția tangentei coincide cu cea a acului magnetic, prin urmare, în fiecare punct al acestei linii vectorul  $\vec{B}$  are direcția tangentei ei. Aceasta justifică precizarea denumirii complete a liniei magnetice – ea este numită **linie de inducție magnetică**. În corespundere cu cele menționate în p. 4.1, a, liniile de inducție sunt linii închise. Câmpul, ale cărui linii sunt închise, este numit **turbionar**. Prin urmare, *câmpul magnetic este turbionar*. Încă o

<sup>1</sup> Această forță este numită de asemenea forță Laplace în Franța, Italia, România sau forță Ampère în Rusia, Ucraina ș.a.

precizare: **cîmp omogen este cîmpul în toate punctele căruia inducția magnetică  $\vec{B}$  este aceeași.**

Din definiția (4.3) exprimăm forța electromagnetice maximă

$$F_{max} = IlB. \quad (4.4)$$

După cum s-a menționat, forța electromagnetice este maximă dacă conductorul rectiliniu este perpendicular pe vectorul inducției magnetice  $\vec{B}$ . S-a stabilit că, la rîndul său, forța electromagnetice  $\vec{F}_{max}$  este perpendiculară atît pe conductor, cît și pe vectorul  $\vec{B}$ . Sensul acestei forțe se determină, cel mai frecvent, folosind **regula mîinii stîngi**:

**Dacă așezăm mîna stîngă astfel încît liniile de inducție magnetică să intre perpendicular în palmă, iar cele patru degete întinse să indice sensul curentului electric, atunci degetul mare întins lateral sub unghi drept indică sensul forței electromagnetice (fig. 4.7, a).**

Această regulă a fost formulată de către fizicianul englez John A. Fleming (1849–1945) și-i poartă numele.

În cazul în care inducția magnetică  $\vec{B}$  nu este perpendiculară pe conductor, formînd cu el un unghi arbitrar  $\alpha$ , vectorul  $\vec{B}$  se descompune în două componente:  $\vec{B}_{||}$  – paralelă la conductor și  $\vec{B}_{\perp}$  – perpendiculară pe el (fig. 4.7, b). După cum s-a menționat mai sus, acțiunea magnetice asupra conductorului este efectuată numai de componenta  $\vec{B}_{\perp}$ .

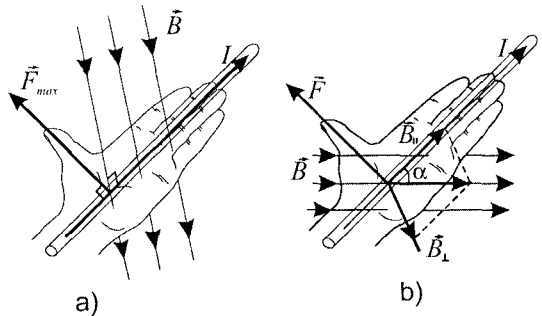


Fig. 4.7

În această situație forța electromagnetice nu mai ia valoarea maximă. Din (4.4) avem:  $F_m = IlB_{\perp}$ . Din figura 4.7, b observăm că  $B_{\perp} = B\sin\alpha$ . Astfel, obținem expresia generală a forței electromagnetice

$$F_m = IlB\sin\alpha. \quad (4.5)$$

La determinarea sensului forței  $\vec{F}_m$ , în acest caz, folosim regula mîinii stîngi cu o singură deosebire: în palmă intră componenta  $\vec{B}_{\perp}$  a inducției magnetice (nu  $\vec{B}$ !).

Expresia (4.5) a forței electromagnetice poate fi verificată în experimentul următor. De un dinamometru sensibil este suspendat un cadru de forma unui triunghi isoscel format din mai multe spire conductoare, izolate între ele. Latura inferioară a cadrului se află între polii unor magneți permanenți în formă de potcoavă (fig. 4.8). Dinamometrul indică greutatea cadrului. Se montează circuitul format din cadru, sursa de curent, ampermetrul și reostatul. Dacă intensitatea curentului printr-o spiră este egală cu  $I$ , intensitatea lui prin latura cadrului este egală cu  $NI$ , unde  $N$  este numărul de spire. Majorarea numărului de spire este însoțită de amplificarea acțiunii magnetice asupra curentului din latura cadrului, făcînd-o mai vizibilă.

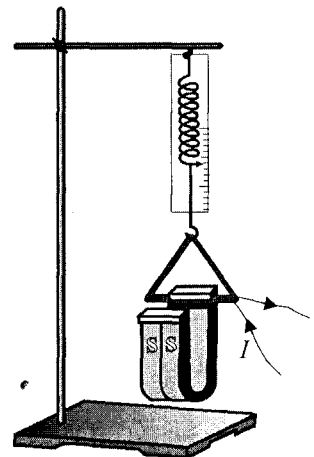


Fig.4.8

În prezența curentului electric asupra porțiunii de cadru, aflată între polii magnetici, acționează forța electromagnetică  $F_m$ , indicația dinamometrului se mărește sau se micșorează în funcție de sensul curentului în cadru. Calculînd diferența indicațiilor dinamometrului, se determină valoarea forței electromagnetice.

Variînd intensitatea curentului  $I$  cu ajutorul reostatului, stabilim că  $F_m \sim I$ . Pentru a modifica lungimea  $l$  a porțiunii de conductor, aflată în cîmp magnetic, se folosesc numere diferite de magneți de același fel. Se constată că în cazul a doi magneți forța electromagnetică este de două ori mai mare decît în cazul numai a unuia din ei, stabilindu-se astfel că  $F_m \sim l$ . Rotînd magneții în jurul axei verticale modificăm unghiul  $\alpha$  dintre conductorul parcurs de curent și vectorul inducției magnetice  $\vec{B}$ . Se observă, că micșorarea acestui unghi este însoțită de micșorarea forței electromagnetice. Astfel, rezultatele experimentului dat confirmă expresia (4.5) pentru forța electromagnetică.

În acest experiment se verifică regula mîinii sîngi și se demonstrează că schimbarea sensului curentului electric prin conductor sau a sensului inducției magnetice  $\vec{B}$  este însoțită de schimbarea sensului forței electromagnetice în opus.

### b<sup>0</sup>. Cadrul parcurs de curent în cîmp magnetic omogen

Avînd în vedere mai multe aplicații practice, să analizăm comportarea unui cadru conductor parcurs de curent electric de intensitate  $I$  care se află în cîmp magnetic exterior de inducție  $\vec{B}$ . Pentru a simplifica analiza vom considera cîmpul omogen, iar cadrul de formă dreptunghiulară avînd și o axă de rotație  $OO'$ , care trece prin mijlocul laturilor opuse și este perpendiculară pe vectorul  $\vec{B}$ . Cadrul parcurs de curent creează, de asemenea, cîmp magnetic propriu, al cărui sens se determină folosind regula burghiului (fig. 4.4). În acest sens se orientează și normala (perpendiculara pe planul cadrului), al cărei vector unitar se notează cu  $\vec{n}$ .

Să analizăm comportarea cadrului parcurs de curent în anumite poziții față de cîmpul magnetic.

În figura 4.9, a cadrul este reprezentat în poziția în care vectorul  $\vec{n}$  este orientat în același sens cu  $\vec{B}$ , adică planul cadrului este perpendicular pe planul vectorului inducției magnetice. Aplicînd regula mîinii sîngi, determinăm sensurile forțelor ce acționează asupra laturilor cadrului. Observăm că aceste patru forțe formează două perechi. Forțele  $\vec{F}_a$  și  $\vec{F}_c$  care acționează asupra laturilor opuse  $a$  și  $c$  au ca suport drepte comune și sensuri contrare. Laturile au lungimi egale, forțele au module egale ( $F_a = F_c$ ), deci rezultanta lor este nulă:  $\vec{F}_a + \vec{F}_c = 0$ . Această concluzie este valabilă și pentru forțele care acționează asupra altor două laturi:  $\vec{F}_b + \vec{F}_d = 0$ . Astfel, în poziția dată a cadrului, forțele care acționează din partea cîmpului magnetic asupra laturilor lui se echilibrează, ele nu pot deplasa cadrul, ci doar să-l deformeze.

Să considerăm o altă poziție a cadrului (fig. 4.9, b), poziția în care liniile magnetice sunt paralele la suprafața lui.

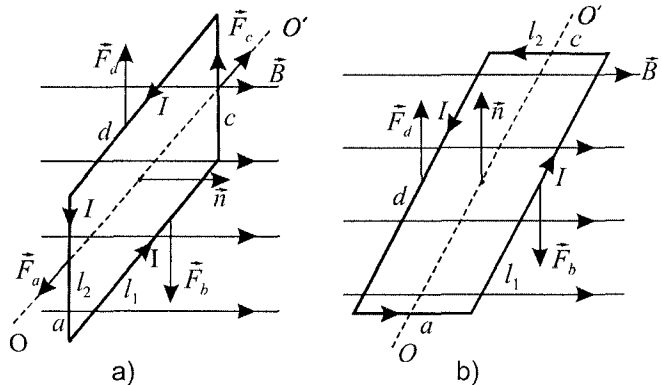


Fig.4.9

Laturile  $a$  și  $c$  de lungimi egale cu  $l_2$  sunt paralele la vectorul  $\vec{B}$ , deci forțele electromagnetice care acționează asupra lor sunt nule ( $\vec{F}_a = \vec{F}_c = 0$ ). Forțele  $\vec{F}_b$  și  $\vec{F}_d$  care acționează asupra laturilor cadrului de lungime  $l_1$  au drepte-suport paralele și sensuri contrare. În conformitate cu formula (4.5) modulele lor sunt  $F_b = F_d = Il_1 B$ . Aceste două forțe formează

un cuplu de forțe cu momentul de rotație  $M = F_b \frac{l_2}{2} + F_d \frac{l_2}{2} = Il_1 l_2 B$ . Mărima  $l_1 l_2 = S$  este aria cadrului. Astfel, expresia pentru momentul de rotație devine:  $M = ISB$ .

Observăm că acest moment produce rotirea cadrului din poziția reprezentată în fig. 4.9,  $b$  spre cea din fig. 4.9,  $a$ . Concomitent, momentul de rotație se micșorează pînă la zero. Forțele  $\vec{F}_b$  și  $\vec{F}_d$  rămînd aceleași, la rotație brațul lor se micșorează. Conchidem că în poziția din fig. 4.9,  $b$  momentul de rotație ce acționează asupra cadrului ia valoarea maximă, adică

$$M_{max} = ISB. \tag{4.6}$$

Menționăm că această formulă poate fi pusă la baza altei definiții echivalente a valorii inducției magnetice. Avem

$$B = \frac{M_{max}}{IS}. \tag{4.7}$$

**Inducția magnetică are valoare egală cu raportul dintre momentul maxim de rotație ce acționează din partea cîmpului magnetic omogen asupra cadrului cu curent și produsul intensității curentului din cadru la aria acestuia.**

Să stabilim expresia pentru momentul de rotație în cazul unei poziții arbitrare a cadrului. Vom reprezenta pozițiile cadrului din fig. 4.9, precum și poziția intermediară, privite de-a lungul axei de rotație  $OO'$  a cadrului (fig. 4.10). Laturile  $b$  și  $d$  asupra cărora acționează forțele electromagnetice  $\vec{F}_b$  și  $\vec{F}_d$  se văd în secțiunea transversală și se reprezintă prin cercelețe.

Simbolul  $\otimes I$  indică curentul ce este perpendicular pe planul figurii și pleacă de la noi, iar simbolul  $\odot I$  – curentul ce vine spre noi. Poziția intermediară este notată cu litera  $c$ ) și este situată între cele două poziții-limită pentru care sunt păstrate notațiile din fig. 4.9.

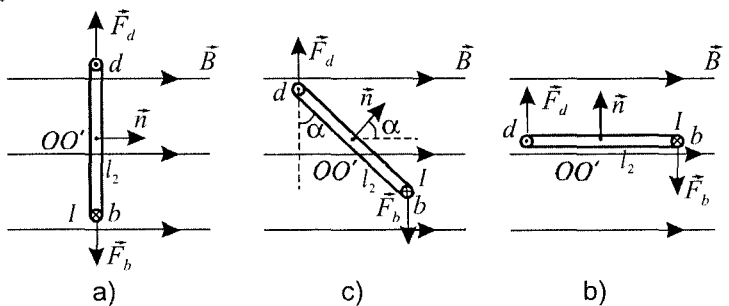


Fig. 4.10

Observăm că în toate cazurile valorile forțelor  $\vec{F}_b$  și  $\vec{F}_d$  rămînd aceleași, variază doar distanța dintre dreptele-suport ale acestora. La unghiul dintre vectorii  $\vec{n}$  și  $\vec{B}$  egal cu  $\alpha$ , distanța dintre dreptele-suport ale forțelor este egală cu  $l_2 \sin \alpha$  în timp ce în cazul reprezentat în fig. 4.10,  $b$  distanța respectivă era egală cu  $l_2$ . Acest factor  $\sin \alpha$  apare și în expresia pentru momentul de rotație, care ia forma:

$$M = ISB \sin \alpha. \tag{4.8}$$

Această expresie generală conține în sine cazurile particulare cercetate mai sus: pentru  $\alpha = 0$  avem  $M = 0$  și pentru  $\alpha = 90^\circ$  valoarea  $M = M_{max} = ISB$  (cazurile  $a$  și  $b$  din fig. 4.9).

Însumînd rezultatele obținute conchidem: *cîmpul magnetic omogen produce acțiune orientatională (de rotație) asupra cadrului parcurs de curent electric, astfel încît planul acestuia să devină perpendicular pe vectorul inducției magnetice  $\vec{B}$  (în acest caz vectorul unitar al normalei  $\vec{n}$  are același sens cu vectorul  $\vec{B}$ ).*

### c°. Motorul electric de curent continuu

Rotația cadrului, parcurs de curent electric, de către cîmpul magnetic în care se află, este aplicată pe larg în practică, în principal, în motoarele electrice și în aparatele de măsură a mărimilor electrice (vezi cap. 9).

Să analizăm principiul de funcționare a motoarelor electrice de curent continuu. Analizînd pozițiile cadrului reprezentate în *fig. 4.10*, conchidem că dacă cadrul se află inițial în poziția *b* în care momentul de rotație este maxim, el trece prin poziția *c* spre poziția *a*, momentul de rotație micșorîndu-se pînă la zero. Ultima poziție a sa este o poziție de echilibru. Pe parcursul acestei treceri modulul forțelor electromagnetice ale cuplului  $F_b = F_a$  nu se modifică, variază doar brațul lui. În virtutea inerției cadrul continuă să se rotească mai departe, trece de poziția *a* de echilibru, dar cuplul de forțe  $F_b$  și  $F_a$  rotește cadrul în sens contrar, îl readuce în poziția de echilibru.

În motoare însă rotația are loc în unul și același sens. Această situație se poate realiza dacă la trecerea cadrului prin poziția de echilibru are loc schimbarea simultană a sensului curentului electric prin el în contrar. În acest scop, conductoarele uneia din laturile perpendiculare pe axa de rotație a cadrului sunt legate la două semiinele conductoare, separate între ele. Pe semiinele alunecă două lamele unite cu sursa de curent continuu (*fig. 4.11*). La rotirea cadrului, cu puțin înainte de trecerea sa în poziția de echilibru, curentul prin el este întrerupt, iar imediat după trecerea prin poziția de echilibru, fiecare lamelă se află în contact cu celălalt semiinel. Ca rezultat, sensul curentului în cadru se schimbă în opus, iar sensul momentului de rotație rămîne același – cadrul continuă să se rotească într-un singur sens.

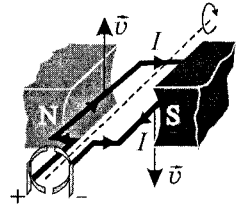


Fig. 4.11

Partea nemișcată a motorului se numește *stator*, iar cea care se rotește este numită *rotor*. Semiinelele și lamelele ce alunecă pe el formează *colectorul*.

Rotația unui rotor format numai dintr-un cadru este neuniformă, deoarece, după cum s-a văzut mai sus, momentul de rotație este variabil. Pentru a obține o rotație mai uniformă a rotorului, acesta conține câteva cadre ale căror plane formează anumite unghiuri între ele. În *fig. 4.12* este reprezentată secțiunea transversală a unui rotor cu 4 cadre. Respectiv, colectorul conține un număr de porțiuni de inel de două ori mai mare, separate între ele. Capetele fiecărui cadru sunt legate la fiecare pereche de porțiuni opuse. Pentru a mări valoarea momentului de rotație care acționează asupra fiecărui cadru, acesta este format din mai multe spire, ceea ce echivalează cu mărirea tot de atâtea ori a intensității curentului în cadrul format dintr-o spirală.

În primele motoare electrice erau folosiți magneți permanenți. Ulterior, ei au fost înlocuiți cu electromagneți, care sunt alimentați, de regulă, la sursa ce alimentează și rotorul.

Se construiesc motoare electrice de cele mai diferite dimensiuni și puteri: de la motoare mici pentru jucării pînă la cele ce pun în mișcare locomotive de cale ferată sau nave

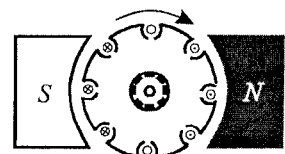


Fig. 4.12

maritime. Sunt simple în utilizare: ele pot fi pornite prin închiderea circuitului electric apăsînd un buton, rotind o cheie etc.

Motoarele electrice au randamente care ating valori de pînă la 98%, mult mai mari decît la motoarele termice. În afară de aceasta ele nu elimină gaze, nu poluează mediul ambiant.

### ? Întrebări și probleme

1. Cum se definește modulul inducției cîmpului magnetic? Care este unitatea de măsură a acesteia?
2. Cum poate fi determinată direcția și sensul forței electromagnetice?
3. Ce factori determină valoarea forței care acționează din partea cîmpului magnetic asupra unei porțiuni de conductor parcurs de curent electric?
- 4°. Cum se comportă un cadru parcurs de curent electric aflat în cîmp magnetic omogen?
- 5°. Cum se definește inducția cîmpului magnetic, reieșind din acțiunea lui asupra cadrului parcurs de curent electric? Stabiliți unitatea de măsură a ei în baza formulei (4.7).
- 6°. Ce funcție îndeplinește colectorul motorului electric?
- 7. Un conductor rectiliniu cu lungimea de 0,6 m se află într-un cîmp magnetic omogen, perpendicular pe liniile de inducție ale acestuia. Care este inducția cîmpului ce ar acționa asupra conductorului cu o forță de 0,15 N la o intensitate a curentului în el egală cu 2,5 A?
- 8. O porțiune a unui conductor parcurs de curent electric se află într-un cîmp magnetic omogen. La intensitatea curentului prin conductor, egală cu 2,4 A asupra acestei porțiuni acționează o forță electromagnetică de 0,48 N. Ce forță ar acționa asupra acestei porțiuni dacă fără a schimba poziția ei, intensitatea curentului în ea ar deveni egală cu 3,6 A?
- 9. Un conductor ce formează un unghi de  $30^\circ$  cu liniile de inducție ale cîmpului magnetic este parcurs de un curent electric cu intensitatea de 1,2 A. Să se determine valoarea forței electromagnetice care acționează asupra porțiunii de conductor cu lungimea de 0,75 m dacă inducția magnetică este egală cu 0,8 T?
- 10. Un conductor cu masa de 8 g și lungimea de 20 cm, suspendat orizontal de două fire metalice subțiri, se află în cîmp magnetic orizontal, fiind perpendicular pe liniile de inducție magnetică ale acestuia. Să se determine forța de tensiune a fiecărui fir în cazul în care prin conductor circulă curent cu intensitatea de 3 A, iar inducția magnetică este egală cu 0,05 T. Să se analizeze cazurile posibile.
- 11°. Un pătrat conductor cu latura de 6 cm se află într-un cîmp magnetic omogen cu inducția de 0,5 T. Să se determine valoarea maximă a momentului de rotație ce acționează asupra pătratului dacă intensitatea curentului în el este egală cu 4 A.
- 12°. O bobină scurtă, avînd aria secțiunii transversale egală cu  $50 \text{ cm}^2$ , conține 250 spire de sîrmă, izolate între ele. Intensitatea curentului prin spiră este egală cu 4 A, iar inducția cîmpului magnetic în care se află bobina este de 0,12 T. Să se determine momentul de rotație ce acționează asupra bobinei dacă axa ei formează cu vectorul inducției magnetice un unghi de  $30^\circ$ .

## 4.3°. Cîmpul magnetic al curentului electric

### a°. Cîmpul magnetic al unor anumiți curenți electrici. Principiul superpoziției cîmpurilor magnetice

Vom aduce exemple de expresii pentru inducția magnetică a cîmpurilor unor conductoare de anumite forme, parcurse de curent electric.

Să stabilim, mai întîi, expresia pentru inducția cîmpului magnetic al unui conductor rectiliniu și destul de lung prin care circulă curent electric. În acest scop considerăm două conductoare rectilinii, lungi și paralele, distanța dintre ele fiind egală cu  $r$  și mult mai mică decît lungimea lor. Admitem că curenții de același sens din ele au intensitățile  $I_1$  și  $I_2$  (fig 4.13). Să calculăm forța ce acționează asupra porțiunii de lungime  $l$  a conductorului

al doilea. El se află în câmpul de inducție magnetică  $\vec{B}_1$ , generat de primul conductor. Liniile magnetice ale câmpului conductorului rectiliniu (fig. 4.3) au forma unor inele situate în plane perpendiculare pe conductor și având ca centre punctele de intersecție ale acestora cu conductorul (vezi p. 4.1, b). Regula burghiului permite să stabilim că vectorul  $\vec{B}_1$ , în locul în care se află conductorul al doilea, este perpendicular pe el și este orientat de la noi (în figură este indicat prin simbolul  $\otimes \vec{B}_1$ ). Evident, modulul vectorului  $\vec{B}_1$  este același în toate punctele conductorului parcurs de intensitatea  $I_2$ , aceste puncte aflându-se la distanțe egale de la celălalt conductor. Pentru forța ce acționează asupra porțiunii de lungimea  $l$ , în conformitate cu formula (4.5), în care  $\alpha = 90^\circ$ , avem

$$F = I_2 l B_1.$$

Valoarea aceleiași forțe poate fi obținută și din expresia (4.1) pentru forța de interacțiune dintre conductoarele paralele parcurse de curent electric  $F = k_m \frac{I_1 I_2 l}{r}$ .

Comparând aceste două expresii ale aceleiași forțe  $F$ , obținem

$$B_1 = k_m \frac{I_1}{r}. \quad (4.9)$$

Astfel, *valoarea inducției magnetice a câmpului creat de un conductor rectiliniu destul de lung este proporțională cu intensitatea curentului din el și invers proporțională cu distanța de la conductor*. Evident, acest câmp nu este omogen.

O expresie similară s-ar fi obținut considerând că conductorul parcurs de curent de intensitate  $I_2$  se află în câmpul magnetic din jurul celuilalt conductor.

În SI în locul constantei  $k_m$  se folosește o altă constantă  $\mu_0$ , numită **constantă magnetică** sau **permeabilitate absolută a vidului**. Relația dintre constante este

$$k_m = \frac{\mu_0}{2\pi}. \quad (4.10)$$

Ținând cont de valoarea (4.2), avem

$$\mu_0 = 2\pi k_m = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{N}{A^2}. \quad (4.11)$$

Substituind (4.10) în (4.9), obținem expresia pentru inducția magnetică  $B$  a câmpului creat de un conductor rectiliniu destul de lung:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}. \quad (4.12)$$

Formula (4.1) pentru forța electrodinamică, după introducerea constantei  $\mu_0$ , ia forma

$$F = \frac{\mu_0 I_1 I_2 l}{2\pi r}. \quad (4.13)$$

Aplicând regula mâinii stângi, după cum este reprezentată în figura 4.13, observăm că conductoarele paralele parcurse de curenți de același sens se atrag, ceea ce s-a men-

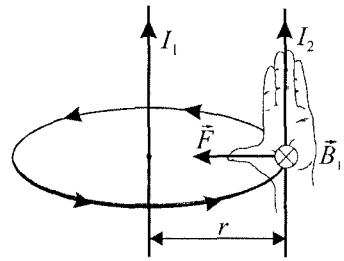


Fig. 4.13



ționat în p.4.1,  $c$  în baza experimentelor. Aceasta justifică corectitudinea regulilor formulate pentru determinarea sensului vectorului inducției magnetice și cel al forței electromagnetice.

Considerăm o spiră circulară de rază  $r$  parcursă de curent electric de intensitate  $I$  (un curent circular). Valoarea inducției magnetice în centrul spirei se exprimă prin formula

$$B = \frac{\mu_0 I}{2r}. \quad (4.14)$$

Vectorul  $\vec{B}$  este perpendicular pe planul spirei, sensul său se determină folosind regula burghiului (vezi p. 4.1,  $b$  și fig. 4.4).

Formula (4.14) se aplică și în cazul bobinei scurte, a cărei lungime este mult mai mică decât diametrul ei. Cîmpul magnetic al bobinei cu  $N$  spire parcurse de curent de intensitate  $I$  este echivalent cu cîmpul unei singure spire parcurse de curent de intensitate  $NI$ . Din (4.14) pentru inducția  $B$ , în centrul bobinei scurte avem

$$B = \frac{\mu_0 NI}{2r}. \quad (4.15)$$

Să aducem expresia pentru valoarea inducției magnetice  $B$  în interiorul solenoidului de lungime  $l$  mult mai mare decât diametrul unei spire. Dacă  $N$  este numărul de spire și  $I$  – intensitatea curentului, inducția

$$B = \mu_0 \frac{N}{l} I = \mu_0 n I, \quad (4.16)$$

unde  $n = N/l$  este numărul de spire ce revine unei unități de lungime a solenoidului.

Cîmpul magnetic în interiorul solenoidului este omogen, vectorul  $\vec{B}$  este orientat de-a lungul lui (fig. 4.5). Sensul liniilor de inducție magnetică se determină aplicînd regula burghiului (p.4.1,  $b$ ).

În cazul în care cîmpul magnetic este generat simultan de mai multe conductoare parcurse de curent electric, inducția cîmpului rezultat într-un careva punct al cîmpului

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \vec{B}_3 + \dots + \vec{B}_n. \quad (4.17)$$

Aici  $\vec{B}_1$  este inducția cîmpului generat în acest punct de curentul  $I_1$ , în lipsa altor curenți,  $\vec{B}_2$  – respectiv, de curentul  $I_2$  etc.

Relația (4.17) exprimă principiul superpoziției (suprapunerii) cîmpurilor magnetice: **inducția cîmpului magnetic generat de un sistem de curenți este egală cu suma inducțiilor magnetice ale cîmpurilor generate separat de fiecare curent.** Acest principiu este analog cu principiul suprapunerii cîmpurilor electrice (vezi p.1.3).

### **$b^*$ . Legea Biot – Savart**

Legea care permite să fie calculată inducția cîmpului magnetic creat de conductoare de orice formă, parcurse de curent electric, a fost stabilită de către Jean-Baptiste Biot (1774 – 1862) și Felix Savart (1791 – 1841). Într-o serie de experimente ei au cercetat oscilațiile în jurul axei sale de rotație a unui magnet mic (ac magnetic), aflat în vecinătatea unui conductor rectiliniu și lung parcurs de curent electric.

În experimente a fost modificată intensitatea curentului în conductor, distanța dintre acul magnetic și conductor, unghiul dintre conductor și planul de oscilație al magnetului. Analizînd valorile perioadei de oscilație în funcție de factorii menționați, Biot și Savart au reușit să formuleze legea în baza căreia se calculează inducția magnetică a cîmpului creat de o porțiune de lungime mică  $\Delta l$  a conductorului într-un punct arbitrar al spațiului.

Considerăm porțiunea de lungime  $\Delta l$  a unui conductor parcurs de curent electric de intensitate  $I$  și punctul  $P$ , situat la distanța  $r$  de la această porțiune (fig. 4.14). Notăm cu  $\alpha$  unghiul format de porțiune cu direcția de la ea spre punctul  $P$ . Pentru valoarea în acest punct a inducției  $\Delta B$  a câmpului magnetic creat de porțiunea considerată de conductor, numită și **element de curent**, Biot și Savart au stabilit expresia

$$\Delta B = \frac{\mu_0 I \Delta l}{4\pi r^2} \sin \alpha. \quad (4.18)$$

Vectorul  $\Delta \vec{B}$  este perpendicular pe planul în care se află porțiunea de conductor și punctul  $P$  și este orientat în sensul în care se deplasează burghiul, fiind rotit de la sensul curentului în porțiune și direcția de la ea spre punctul  $P$ . În fig. 4.14 porțiunea  $\Delta l$  și punctul  $P$  se află în planul paginii, vectorul  $\Delta \vec{B}$  este perpendicular pe ea, orientat de la noi.

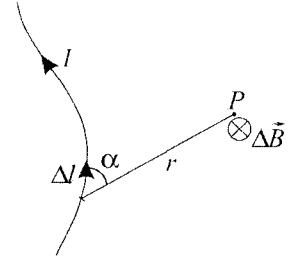


Fig. 4.14

Formula (4.18) este expresia matematică a legii cunoscute sub numele de Biot-Savart:

**Inducția câmpului magnetic generat într-un punct al spațiului de un element de curent este proporțională cu intensitatea curentului din el, cu lungimea elementului, cu sinusul unghiului format de direcția curentului cu direcția ce leagă elementul de curent cu poziția punctului, și invers proporțională cu pătratul distanței dintre punct și element.**

În (4.18) observăm dependența invers proporțională cu pătratul distanței, caracteristică pentru intensitatea câmpului gravitațional a corpului punctiform (formula 2.18 din *Fizică*, cl. a X-ea) și pentru intensitatea câmpului electric al sarcinii punctiforme (formula 1.13).

Din cele expuse devine clar că pentru a calcula inducția magnetică a câmpului generat de un conductor de formă arbitrară, parcurs de curent electric, trebuie să divizăm imaginar conductorul într-un număr mare de porțiuni mici, să calculăm în baza expresiei (4.18) valoarea inducției magnetice generată de fiecare porțiune în punctul dat, să stabilim direcția și sensul vectorilor respectivi apoi, în conformitate cu principiul superpoziției (4.17), să-i adunăm. Acest procedeu este foarte complicat și necesită aplicarea metodelor din matematica superioară chiar în cazuri simple, ca cel al conductorului rectiliniu și lung.

Ne vom limita la cazul cel mai simplu: vom calcula inducția magnetică în centrul unei spire de rază  $r$  parcurse de curent de intensitate  $I$  (fig. 4.15), denumită, mai simplu, curent circular.

Considerăm porțiunea mică de lungime  $\Delta l_i$ . Distanța de la ea pînă la centrul  $O$  este egală cu raza  $r$ , unghiul  $\alpha = 90^\circ$  ca unghi dintre rază și

direcția tangentei. În concordanță cu (4.18) avem  $\Delta B_i = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \Delta l_i}{r^2}$ .

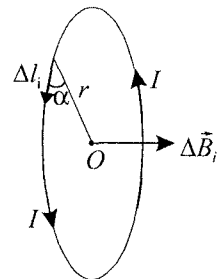


Fig. 4.15

Observăm că vectorii  $\Delta \vec{B}_i$  sunt orientați de-a lungul axei spirei în

același sens. Deci, modulul sumei acestor vectori este egal cu suma modurilor  $B = \sum_i \Delta B_i$ .

Substituind expresia pentru  $\Delta B_i$  și scoțînd factorii comuni în fața semnelui sumei, avem

$$B = \sum_i \Delta B_i = \sum_i \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \Delta l_i}{r^2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^2} \sum_i \Delta l_i.$$

Dar suma lungimilor tuturor porțiunilor de spiră este egală cu lungimea ei, cu lungimea circumferinței:  $\sum \Delta l_i = 2\pi r$ .

Astfel, pentru inducția magnetică în centrul spirei de rază  $r$ , parcurse de curent electric de intensitate  $I$ , obținem

$$B = \frac{\mu_0 I}{2r},$$

adică expresia (4.15), adusă mai sus fără deducere.

### 2 | Întrebări și probleme

- 1°. Cum depinde inducția cîmpului magnetic de intensitatea curentului electric ce-l generează?
- 2°. Ce factori determină valoarea inducției magnetice în interiorul solenoidului?
- 3°. Să se determine inducția magnetică în centrul unei spire circulare cu raza de 6 cm la o intensitate a curentului electric prin spiră egală cu 2,4 A.
- 4°. Un conductor cu înveliș izolator, avînd diametrul total egal cu 0,6 mm, este înfășurat într-un strat pe un cilindru de carton, spiră lîngă spiră. Să se determine inducția magnetică în interiorul solenoidului astfel obținut la o intensitate a curentului prin conductor egală cu 1,8 A.
- 5°. Distanța dintre două conductoare destul de lungi este egală cu 16 cm. Intensitățile curentului din ele sunt egale cu 4 A și 8 A. Să se determine valoarea inducției magnetice în punctele situate la mijloc între conductoare. Să se cerceteze două cazuri.
- 6°. Un conductor rectiliniu lung formează o buclă cu raza de 6 cm, în planul perpendicular pe conductor (fig. 4.16). Să se determine inducția magnetică în centrul buclei la o intensitate a curentului de 1,5 A.

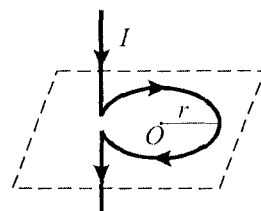


Fig. 4.16

## 4.4. Acțiunea cîmpului magnetic asupra sarcinilor electrice în mișcare. Forța Lorentz

Cîmpul magnetic acționează asupra conductorului parcurs de curent aflat în el cu forța electromagnetică  $F_m = IlB\sin\alpha$  (4.5). Curentul electric prezintă mișcarea ordonată a particulelor încărcate (a sarcinilor electrice). Evident, forța electromagnetică ce acționează asupra conductorului parcurs de curent este rezultanta forțelor exercitate asupra tuturor particulelor încărcate, ce se mișcă ordonat în porțiunea respectivă a conductorului.

Pentru a obține formula forței ce acționează asupra sarcinii electrice din partea cîmpului magnetic în care ea se mișcă, transformăm expresia (4.5) pentru  $F_m$ . Vom folosi expresia (2.7) pentru intensitatea curentului electric:  $I = q_0 v n S$ , unde  $q_0$  este valoarea sarcinii electrice a particulei,  $v$  – viteza mișcării ordonate a ei,  $n$  – concentrația particulelor încărcate și  $S$  – aria secțiunii transversale a conductorului. Substituind (2.7) în (4.5), obținem  $F_m = q_0 v n S l B \sin\alpha$ .

Produsul  $Sl = V$  este volumul porțiunii de conductor asupra căreia acționează forța electromagnetică  $F_m$ , iar mărimea  $nSl = nV = N$  este numărul de particule încărcate din această porțiune. Astfel  $F_m = q_0 v N B \sin\alpha$ .

Forța ce acționează asupra unei particule din partea cîmpului magnetic în care se mișcă, numită **forță Lorentz**, este

$$F_L = \frac{F_m}{N} = q_0 v B \sin\alpha. \tag{4.19}$$

**Hendrik Antoon Lorentz (1853 – 1928),**  
fizician, teoretician olandez.



A dezvoltat teoria câmpului electromagnetic a lui Maxwell, punând la bază caracterul corpuscular al particulelor încărcate și stabilind ecuațiile Maxwell – Lorentz pentru câmpul electromagnetic în medii. A stabilit relația între indicele de refracție al substanței și densitatea ei, între indicele de refracție și frecvența unei incidente. A dedus expresia pentru forța ce acționează asupra particulei încărcate din partea câmpului electromagnetic în care se mișcă, cunoscută sub denumirea de **forța Lorentz**.

A prezis influența câmpului magnetic asupra radiației atomilor, descoperită experimental (1896) de către Pieter Zeeman (1865 – 1943), unul din elevii săi, și cunoscută ca „efectul Zeeman”. Pentru aceste lucrări le-a fost decernat premiul Nobel la fizică în anul 1902.

Lorentz a dedus (1904) formulele care leagă coordonatele spațiale și momentele de timp ale unui și același eveniment în două sisteme de referință inerțiale diferite, numite apoi **transformările lui Lorentz**. Din aceste relații (se vor studia în clasa a XII-a) se obțin rezultatele principale ale teoriei relativității restrânse.

A realizat lucrări în domeniul teoriei cinetice a gazelor, fizicii soluțiilor diluate, teoriei electronice a metalelor (elaborată de el în 1904).

În 1918 Lorentz a prezidat Comitetul științific avînd sarcina de a elabora construcția digului de la Zuiderzee care permitea asanarea unui teritoriu mare, o problemă de importanță deosebită pentru Olanda.

În formula (4.5) unghiul  $\alpha$  este unghiul dintre sensul curentului electric și vectorul inducției magnetice  $\vec{B}$ . În cazul în care sarcina electrică a purtătorilor este pozitivă sensul curentului coincide cu sensul vitezei  $\vec{v}$  a sarcinilor. Prin urmare, în cazul sarcinilor pozitive unghiul  $\alpha$  este unghiul format de vectorii  $\vec{v}$  și  $\vec{B}$ . Forța electromagnetică  $\vec{F}_m$  este perpendiculară pe direcția conductorului și pe vectorul  $\vec{B}$ . Deci forța Lorentz este perpendiculară pe ambii vectori:  $\vec{v}$  și  $\vec{B}$ .

Sensul forței poate fi ușor determinat aplicînd regula mîinii sîngi: **Așezăm palma astfel încît liniile de inducție magnetică să intre în palmă, iar cele patru degete întinse să fie orientate în sensul vectorului vitezei. Atunci degetul mare întins lateral sub unghi drept cu celelalte, în planul palmei, indică sensul forței Lorentz** (fig. 4.17, a).

Dacă însă sarcina electrică a particulei este negativă, sensul forței Lorentz poate fi determinat în baza aceleiași reguli pe două căi: așezăm palma ca și în cazul sarcinii pozitive și considerăm sensul forței opus celui indicat de degetul mare (fig. 4.17, b) sau orientăm degetele întinse în sens contrar vitezei și considerăm drept sens al forței cel indicat de degetul mare (fig. 4.17, c).

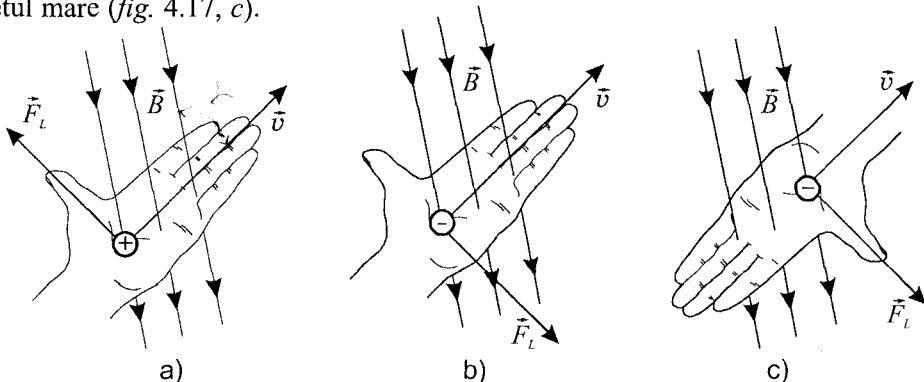


Fig. 4.17

Forța Lorentz este permanent perpendiculară pe viteza particulei încărcate, deci și pe direcția deplasării ei. Prin urmare, lucrul mecanic al ei este nul. Din mecanică se știe că variația energiei cinetice a particulei este egală cu lucrul forțelor ce acționează asupra ei. În cazul de față lucrul este nul, variația energiei cinetice este nulă. Energia cinetică, deci și modulul vitezei particulei încărcate ce se mișcă în cîmp magnetic nu variază, rămîn constante. Prin urmare, cîmpul magnetic nu modifică valoarea vitezei particulei, modificînd numai direcția ei, adică mișcarea sarcinii electrice în cîmp magnetic este o mișcare uniformă.

### 2 | Întrebări și probleme

1. Care factori determină valoarea forței, ce acționează din partea cîmpului magnetic asupra sarcinii electrice ce se mișcă în el?
2. Cum se determină direcția și sensul forței Lorentz?
3. Care este proprietatea principală a mișcării particulelor încărcate în cîmp magnetic?
4. Un proton se mișcă cu viteza de  $5 \cdot 10^6$  m/s într-un cîmp magnetic omogen a cărui inducție magnetică este egală cu 0,04 T. Să se determine valoarea maximă a forței ce acționează asupra protonului din partea acestui cîmp. Care este valoarea forței în cazul în care viteza protonului ar forma un unghi de  $60^\circ$  cu vectorul inducției magnetice? Sarcina protonului  $q_p = 1,60 \cdot 10^{-19}$  C.
5. Un electron, avînd energia cinetică egală cu  $4,55 \cdot 10^{-19}$  J, intră într-un cîmp magnetic omogen de inducție egală cu 0,3 T, perpendicular pe liniile magnetice. Să se determine accelerația imprimată electronului de cîmpul magnetic. Masa electronului  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$  kg, sarcina electrică  $q_e = -1,60 \cdot 10^{-19}$  C.
6. Într-un cîmp magnetic cu inducția constantă de 0,4 T intră un proton accelerat la o diferență de potențial de 5 kV. Să se determine forța care acționează din partea cîmpului magnetic asupra protonului, dacă viteza acestuia formează un unghi de  $30^\circ$  cu vectorul inducției magnetice. Masa protonului  $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$  kg.

## 4.5.<sup>0</sup> Mișcarea particulelor încărcate în cîmp magnetic

### a<sup>0</sup>. Mișcarea pe traiectorii circulare

Considerăm o particulă încărcată cu sarcina electrică  $q$  care intră cu viteza  $\vec{v}$  într-un cîmp magnetic omogen de inducție  $\vec{B}$ . Să cercetăm cazuri concrete de orientare a vectorului  $\vec{v}$  față de inducția  $\vec{B}$ .

În cazul în care la intrarea în cîmpul magnetic viteza  $\vec{v}$  are direcția vectorului  $\vec{B}$  unghiul  $\alpha = 0$  sau  $180^\circ$ , adică  $\sin \alpha = 0$ . Din expresia (4.19) rezultă că forța Lorentz  $F_L = 0$ , deci cîmpul magnetic nu acționează asupra particulei încărcate, ea nu-și modifică viteza  $\vec{v}$ , se mișcă rectiliniu uniform în direcția liniei de inducție magnetică.

Admitem că particula încărcată pătrunde în cîmpul omogen cu viteză  $\vec{v}$  perpendiculară pe vectorul  $\vec{B}$  al inducției magnetice. În acest caz  $\alpha = 90^\circ$  și  $\sin \alpha = 1$ . Forța Lorentz are valoare maximă  $F_L = qvB$  și imprimă particulei încărcate accelerația

$$a = \frac{F_L}{m} = \frac{q}{m} vB. \quad (4.20)$$

După cum s-a menționat în p.4.4. forța Lorentz este perpendiculară pe vectorul  $\vec{B}$ , prin urmare și accelerația ei  $\vec{a} \perp \vec{B}$ . La intrarea în cîmpul magnetic, după cum s-a admis, viteza particulei  $\vec{v} \perp \vec{B}$ . Accelerația caracterizează variația vitezei în timp, rezultă că și în continuare  $\vec{v} \perp \vec{B}$ . Prin urmare, traiectoria particulei este o curbă plană situată în planul perpendicular pe vectorul inducției magnetice  $\vec{B}$ .

Pe de altă parte, forța Lorentz, deci și accelerația  $\vec{a}$  este perpendiculară pe vectorul vitezei  $\vec{v}$  a cărei valoare este constantă. Unica mișcare în care viteza și accelerația mobilului posedă aceste proprietăți este mișcarea circulară uniformă (*Fizică*, cl. a X-a, p.1.8). În ea accelerația caracterizează rapiditatea variației direcției vitezei, este orientată spre centrul circumferinței pe care se mișcă punctul material (fig. 4.18), poartă numele de accelerație centripetă și are valoarea  $a = v^2 / r$ , unde  $r$  este raza circumferinței.

Egalînd această valoare cu (4.20), exprimăm raza circumferinței:

$$r = \frac{mv}{qB}. \quad (4.21)$$

Pentru perioada de rotație a particulei încărcate în câmp magnetic obținem:

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi m}{qB}. \quad (4.22)$$

Observăm că perioada de rotație  $T$  depinde doar de natura particulei (de masa ei  $m$  și sarcina electrică  $q$ ), precum și de inducția magnetică  $B$  și nu depinde de viteza particulei încărcate: la viteze mai mari ea parcurge în același timp cercuri de raze mai mari. Această proprietate are loc numai dacă vitezele particulelor  $v$  au valori mult mai mici decât viteza luminii în vid  $c = 3 \cdot 10^8$  m/s. La valori ale vitezei  $v$  care se apropie de  $c$ , masa particulelor nu mai rămîne constantă, ea depinde de viteză, la creșterea vitezei ea se mărește (mișcarea la viteze  $v \rightarrow c$  va fi studiată mai detaliat în clasa a XII-a). Evident, în aceste condiții, perioada de rotație nu rămîne constantă, ea este funcție de viteză.

Mișcarea particulelor încărcate în câmp magnetic pe traiectorii circulare are diverse aplicații practice. Să analizăm cele mai importante din ele.

**1. Ciclotronul** este un accelerator ciclic utilizat în cercetările din fizica nucleară pentru a imprima viteze mai mari particulelor încărcate grele (protoni, nuclee ale atomilor de heliu ș.a.) în scopul studierii interacțiunii acestora cu substanța. A fost inventat în 1930 de către savantul american Ernest Orlando Lawrence (1901 – 1958).

Schema principală a ciclotronului este reprezentată în figura 4.19. Cu  $D_1$  și  $D_2$  sunt notați duanții – două cavități semicilindrice de forma literei  $D$ , de unde și provine numele lor. Duanții sunt conectați la un generator de tensiune electrică alternativă, de frecvență înaltă.

Astfel, în spațiul dintre duanți asupra particulelor încărcate acționează un câmp electric (în interiorul duantului acest câmp lipsește). În spațiul dintre duanți aproape de centrul lor se află sursa  $S$  de particule încărcate (cel mai frecvent ele se obțin prin descărcare în arc). Această parte a instalației se află într-o cutie etanșă (în figură nu este indicată), din care s-a scos acrul pentru a evita ciocnirile dintre particulele încărcate și moleculele din componența acestuia. Cutia este situată între poli unui electromagnet puternic.

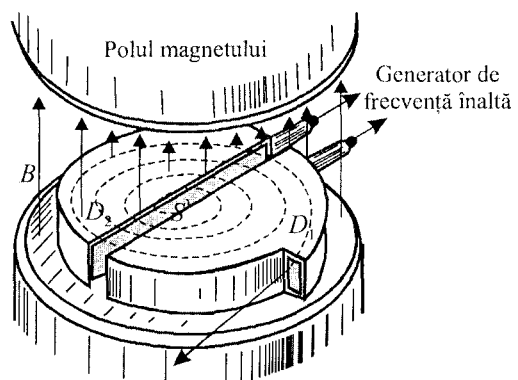


Fig. 4.19

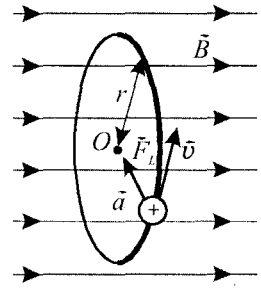


Fig. 4.18

Considerăm o particulă încărcată emisă de sursă și care sub acțiunea cîmpului electric din spațiul dintre duanți intră în duantul  $D_1$ . Aici asupra particulei încărcate acționează numai cîmpul magnetic care o împune să se miște după un arc de cerc. La ieșirea din duantul  $D_1$ , sensul cîmpului electric s-a schimbat în opus, astfel încît particula este accelerată și intră în duantul  $D_2$  cu viteză mărită. Raza cercului descrise de ea în acest duant este mai mare decît în cel precedent. La ieșirea din duantul  $D_2$  sensul cîmpului electric dintre duanți este iarăși schimbat în opus, particula este accelerată în continuare, intră în duantul  $D_1$  cu o viteză și mai mare, este mai mare și raza semicercului descris de ea sub influența cîmpului magnetic etc. Ca rezultat, particula încărcată descrie o traiectorie de forma unei spirale, iar la trecerea dintr-un duant în altul viteza ei se mărește. Evident, procesul de accelerare continuă are loc numai dacă de fiecare dată cînd particula încărcată iese dintr-un duant nimerește în cîmp electric care o accelerează spre celălalt duant. Aceasta necesită ca perioada de rotație a particulei încărcate în cîmp magnetic să fie egală cu perioada de variație a tensiunii electrice alternative care alimentează duanții. Fasciculul de particule accelerate este scos din ciclotron și îndreptat spre ținta respectivă, interacțiunea cu care este cercetată de savanți.

În ciclotron particulele încărcate pot fi accelerate pînă la viteze mici în comparație cu viteza luminii în vid  $c$ . La viteze care se apropie de  $c$  masa particulei, după cum s-a menționat mai sus, depinde de viteză, crește la mărirea acesteia, cele două perioade nu mai sunt egale, regimul accelerării este deranjat. În acceleratoarele moderne, mai perfecte, perioada de variație a tensiunii electrice alternative este modificată la creșterea vitezei particulelor, astfel încît perioadele să rămînă mereu egale.

**2. Spectrograful de masă** este instalația destinată determinării maselor particulelor încărcate după raza arcului descris de ele la mișcarea în cîmp magnetic. Din formula (4.21) pentru masă avem

$$m = \frac{qBr}{v} \tag{4.23}$$

Pentru a determina viteza particulelor încărcate acestea trec printr-un filtru special de viteze în care particulele accelerate sunt impuse să se miște prin cîmpuri electrice și magnetice reciproc perpendiculare (fig. 4.20). Orificiile  $O_1$  și  $O_2$  evidențiază un fascicul de particule încărcate care se propagă cu viteze diferite în direcția  $KL$ . În spațiul dintre orificiile  $O_2$  și  $O_3$  asupra lor acționează: cîmpul electric de intensitate  $\vec{E}_0$  cu forța  $\vec{F}_e = q\vec{E}_0$  și cîmpul magnetic de inducție  $\vec{B}_0$  cu forța Lorentz a cărei valoare  $F_L = qvB_0$ .

După cum se vede din figură vectorii  $\vec{v}$ ,  $\vec{E}_0$  și  $\vec{B}_0$  au orientări la care forțele  $\vec{F}_e$  și  $\vec{F}_L$  au dreapta – suport comună și sensuri opuse. Prin orificiul  $O_3$  vor ieși particulele care se mișcă rectiliniu, adică cele ce se mișcă cu viteza  $v$  ce corespunde egalității modulelor forțelor, adică  $F_L = F_e$ , prin urmare,  $qvB_0 = qE_0$ . Astfel, prin orificiul  $O_3$  iese particule cu o viteză bine determinată

$$v = \frac{E_0}{B_0} \tag{4.24}$$

Particulele încărcate intră cu aceste viteze într-un alt cîmp magnetic perpendicular pe vectorul de inducție  $\vec{B}$  și se mișcă pe semicercuri de raze  $r$  (fig. 4.21). Valorile acestora sunt funcții de masele particulelor: cele cu

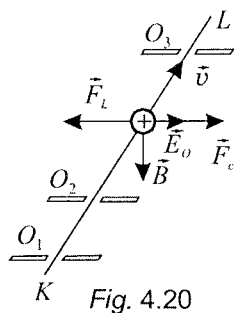


Fig. 4.20

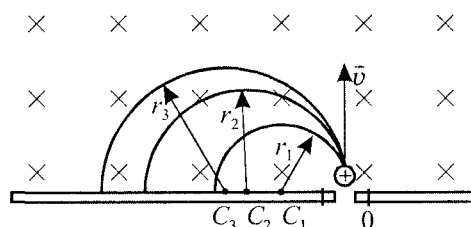


Fig. 4.21

8\*. Ce prezintă centurile de radiație? Cum s-au format ele?

9. Un electron intră într-un câmp magnetic omogen cu viteza de  $2 \cdot 10^6$  m/s orientată perpendicular pe liniile de inducție magnetică și descrie un arc de cerc cu raza de 4,55 mm. Determinați valoarea inducției câmpului magnetic. Se cunosc:  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$  kg,  $|q_e| = 1,60 \cdot 10^{-19}$  C.

10. Un proton accelerat de un câmp electric nimerește într-un câmp magnetic omogen de inducție 21 mT. Protonul are viteza perpendiculară pe liniile de inducție magnetică și descrie un arc de cerc cu raza de 0,4 m. Să se determine tensiunea la care a fost accelerat protonul. Se cunosc  $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$  kg,  $q = 1,60 \cdot 10^{-19}$  C.

11. Care trebuie să fie raza minimă a duanților unui ciclotron care ar permite accelerarea protonilor pînă la energii cinetice egale cu  $8 \cdot 10^{-13}$  J? Inducția câmpului magnetic din ciclotron este egală cu 0,26 T. Se va considera masa protonului constantă în timpul accelerării.

12. O particulă încărcată intră cu viteza de  $7,5 \cdot 10^6$  m/s în interiorul unui condensator plan. Viteza este paralelă cu armăturile condensatorului, distanța dintre care este de 2,5 cm, iar tensiunea – de 750 V. La ce valoare a inducției câmpului magnetic orientate perpendicular pe intensitatea câmpului electric din condensator, precum și pe viteza particulei, aceasta se va mișca rectiliniu?

13. Un ion avînd sarcina electrică egală cu  $3,2 \cdot 10^{-19}$  C și masa cu  $6,7 \cdot 10^{-26}$  kg intră cu viteza de 4000 m/s într-un câmp magnetic omogen sub unghiul de  $30^\circ$  față de liniile magnetice. Să se determine valoarea inducției magnetice, dacă raza liniei elicoidale descrisă de ion este egală cu 33,5 cm.

14. Un electron se mișcă pe o linie elicoidală cu raza de 4 cm și pasul de 18,84 cm într-un câmp magnetic omogen a cărui inducție este egală cu 1,82 mT. Să se determine viteza electronului.



## Capitolul 5

# Inducția electromagnetice

### 5.1. Fenomenul inducției electromagnetice

Descoperirea de către Oersted în anul 1820 a existenței câmpului magnetic în jurul conductoarelor parcurse de curent a pus în evidență legătura dintre fenomenele electrice și magnetice. Dacă conductorul parcurs de curent electric creează în jurul său câmp magnetic, atunci nu este oare posibil să se obțină electricitate cu ajutorul câmpului magnetic? Această problemă a fost formulată pentru prima dată de către Michael Faraday în anul 1821. În urma mai multor experimente realizate cu magneți și bobine pe parcursul a zece ani, cercetările lui s-au încununat de succes. În anul 1831 Faraday a descoperit **fenomenul inducției electromagnetice**.

*Michael Faraday (1791 – 1867),  
celebru fizician englez.*

*Primele sale cercetări științifice sînt de domeniul chimiei, dintre care cele mai importante sînt experimentele legate de lichifierea gazelor. După descoperirea lui H. Oersted în 1820 a acțiunii curentului electric dintr-un conductor asupra acului magnetic, în 1821 Faraday face prima sa descoperire în domeniul electromagnetismului. El a realizat rotirea magnetului în jurul conductorului parcurs de curent și invers, construind astfel modelul primului motor electric. În 1831, după 10 ani de cercetări, Faraday a descoperit fenomenul inducției electromagnetice. În baza datelor experimentale existente el a demonstrat identitatea tuturor tipurilor de electricitate cunoscute la acel timp. În anul 1833 descoperă legile electrolizei, care au avut nu numai importanță practică, dar și au confirmat concepția despre natura discretă a cantității de electricitate. A introdus în fizică un șir de noțiuni noi: mobilitatea purtătorilor de sarcină (1827), catod, anod, ioni, electroliză, electroliți, electrozi (1834). A descoperit polarizarea dielectricilor și a introdus noțiunea de permitivitate electrică (1837). În anul 1843 a demonstrat experimental legea conservării sarcinii electrice. A pus bazele teoriei diamagnetismului (1845) și a paramagnetismului (1847) și a descoperit fenomenul de rotație a planului de polarizare a luminii în substanțe, aflate în câmp magnetic (efectul lui Faraday). A înaintat pentru prima dată (1846) ipoteza despre natura electromagnetice a luminii.*



*Una dintre cele mai importante idei ale lui Faraday în domeniul electromagnetismului a fost noțiunea de câmp, introdusă de el pentru prima dată în anii 30 și formulată definitiv în anul 1852. După părerea lui A. Einstein noțiunea de câmp a fost cea mai importantă descoperire de după timpurile lui Newton: „Trebuie să ai un talent deosebit de previziune științifică pentru a constata că în descrierea fenomenelor electrice nu sarcinile și nu particulele descriu esența fenomenelor, ci mai degrabă spațiul dintre ele”, scria el.*

*În cinstea lui Faraday a fost numită în SI unitatea de măsură a capacității electrice – faradul.*

### a. Curentul de inducție

Schema experimentului, în care Faraday a obținut curent electric cu ajutorul câmpului magnetic este reprezentată în figura 5.1. El a confecționat un inel din fier de aproximativ 2 cm grosime și 15 cm în diametru și a înfășurat pe acesta două bobine din sîrmă de cupru. A conectat bobina 1 la o sursă puternică de curent continuu, care genera în interiorul ei un câmp magnetic, amplificat de miezul de fier, iar circuitul bobinei 2 l-a închis printr-un galvanometru sensibil  $G$  pentru înregistrarea existenței curentului de intensitate mică. În urma acestui experiment Faraday a observat că la închiderea circuitului, care conține bobina 1, acul indicator al galvanometrului din circuitul bobinei 2 deviază brusc, apoi repede se întoarce la poziția inițială. Același comportament al acului indicator a fost observat și la întreruperea circuitului bobinei 1, însă deviația bruscă se producea în sens opus celei precedente. Întrucît la închiderea (întreruperea) circuitului bobinei 1 intensitatea curentului crește (descrește) pînă la stabilirea valorii maxime (nule), inducția câmpului magnetic din bobina 2 variază în același mod, adică se mărește pînă la o valoare maximă sau se micșorează pînă la zero. Astfel, Faraday a ajuns la concluzia că pentru obținerea curentului în circuitul bobinei 2 este necesară existența unui câmp magnetic variabil. Acest curent a fost numit **de inducție** sau **indus**, iar fenomenul de generare a curentului electric cu ajutorul câmpului magnetic – **inducție electromagnetă**.

Pentru stabilirea condițiilor de apariție a curentului de inducție, Faraday a efectuat un șir de alte experimente, pe care le vom analiza în cele ce urmează.

Într-o bobină cu multe spire conectată la galvanometrul  $G$  este introdus sau înlăturat în diferite moduri un magnet – bară (fig. 5.2,  $a - d$ ). Se constată că acul indicator al galvanometrului deviază numai în timpul mișcării magnetului de-a lungul axei bobinei și revine la poziția zero cînd acesta se oprește. Cu cît viteza de mișcare a magnetului este

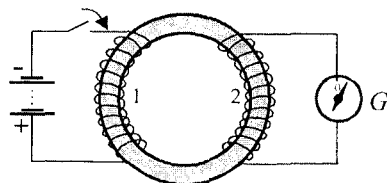


Fig. 5.1

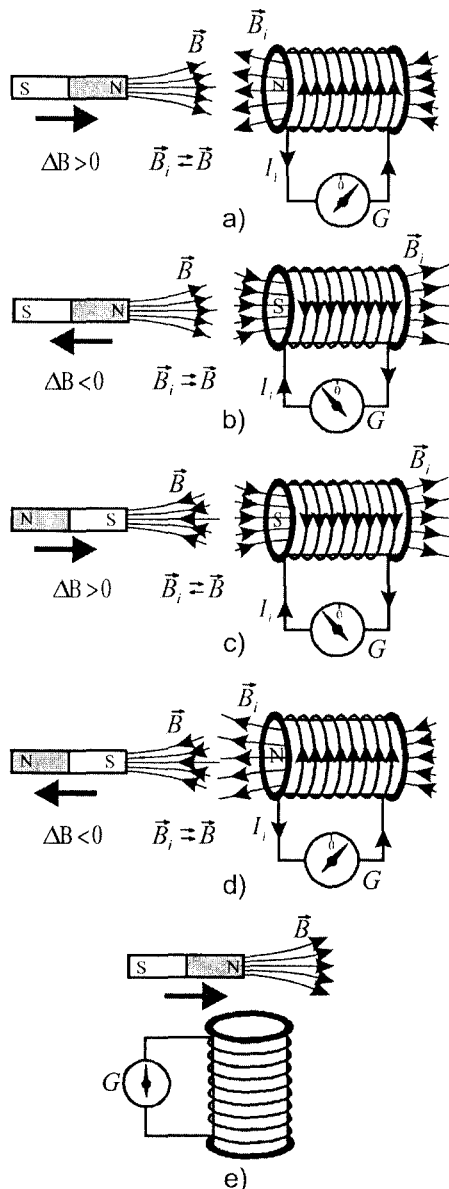


Fig. 5.2

mai mare, cu atât deviația acului galvanometrului este mai bruscă, deci intensitatea curentului de inducție este mai mare. Dacă însă magnetul se mișcă într-un plan perpendicular pe axa bobinei, atunci galvanometrul nu înregistrează existența curentului de inducție (fig. 5.2, e). Aceleași rezultate se obțin și atunci, când în experimentele reprezentate schematic în figura 5.2 magnetul este imobil, iar bobina se mișcă. În concluzie, **curentul de inducție ia naștere doar în cazul mișcării relative a magnetului și a bobinei.**

Magnetul permanent din experimentele precedente este înlocuit cu un solenoid prin care circulă curentul continuu de intensitate  $I$  (fig. 5.3). Solenoidul se comportă ca un magnet permanent, având orientarea polilor magnetici în funcție de polaritatea sursei de curent. La mișcarea relativă a solenoidului și a bobinei legată la galvanometrul  $G$ , acul indicator deviază înregistrând curentul de inducție  $I_i$  (fig. 5.3, a). Dacă solenoidul este fixat în interiorul bobinei, curentul de inducție ia naștere numai la închiderea și întreruperea circuitului sursei sau la deplasarea rapidă a cursorului reostatului din circuit (fig. 5.3, b). În aceste cazuri are loc creșterea sau scăderea rapidă a intensității curentului  $I$  din solenoid și, ca rezultat, variația inducției câmpului magnetic și apariția curentului de inducție.

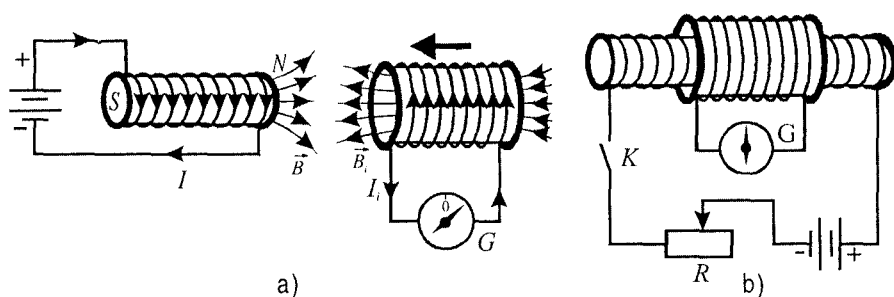


Fig. 5.3

Pentru descrierea cantitativă a fenomenului inducției electromagnetice vom observa o caracteristică comună a tuturor experimentelor analizate – un număr variabil de linii de inducție ale câmpului magnetic intersectează suprafața mărginită de spirele bobinei. În figurile 5.2 și 5.3 sunt arătate liniile de inducție ale câmpului magnetic inductor  $\vec{B}$  și cele ale câmpului magnetic indus  $\vec{B}_i$ , provenit de la existența curentului de inducție  $I_i$ . În acest scop vom introduce o mărime fizică nouă numită **flux magnetic**.

### b. Fluxul câmpului magnetic

Considerăm suprafața plană de arie  $S$  situată într-un câmp magnetic de inducție  $\vec{B}$ . Pentru simplitate vom cerceta un câmp omogen caracterizat de același număr de linii ale inducției magnetice în orice regiune a spațiului. Din figura 5.4 se observă că numărul liniilor magnetice ce intersectează suprafața  $S$ , depinde de poziția ei. Într-adevăr, acest număr are valoarea maximă dacă liniile de câmp sunt perpendiculare pe suprafața cercetată (fig. 5.4, a) și se micșorează devenind egal cu zero când ele sunt paralele cu planul suprafeței  $S$  (fig. 5.4, c). Pentru o poziție arbitrară a suprafeței  $S$  numărul liniilor

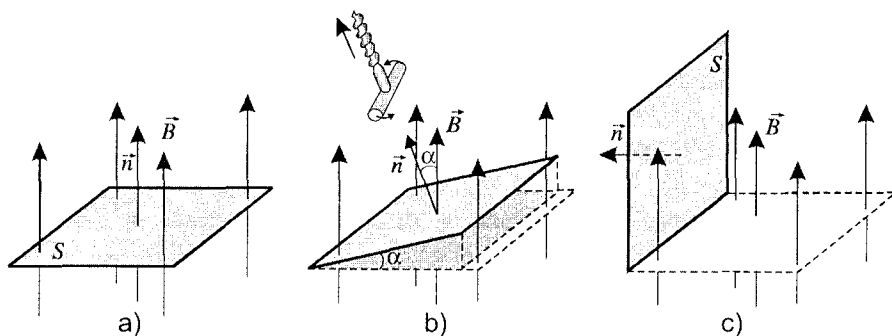


Fig. 5.4

magnetice ce o intersectează este egal cu cel ce intersectează proiecția ei  $S_n$  pe planul perpendicular liniilor (fig. 5.4, b). Dacă unghiul dintre suprafețele  $S$  și  $S_n$  este  $\alpha$  atunci

$$S_n = S \cos \alpha$$

**Mărimea fizică  $\Phi$  egală cu produsul dintre modulul vectorului inducției magnetice  $B$  și aria proiecției  $S_n$  a suprafeței cercetate se numește flux magnetic**

$$\Phi = BS_n. \quad (5.1)$$

Observăm că unghiul  $\alpha$  dintre suprafețele  $S$  și  $S_n$  este egal cu unghiul format de normala  $\vec{n}$  cu vectorul  $\vec{B}$ . Astfel fluxul magnetic se determină din expresia

$$\Phi = BS \cos \alpha = B_n S. \quad (5.2)$$

Unitatea de măsură a fluxului magnetic în SI a fost numită *weber* (Wb) în cinstea fizicianului german Wilhelm Weber (1804–1891). Un Wb este fluxul magnetic al unui câmp magnetic omogen cu inducția de 1T printr-o suprafață cu aria de  $1\text{m}^2$ , situată perpendicular pe direcția câmpului magnetic

$$\text{Wb} = \text{T} \cdot \text{m}^2$$

Relația (5.2) poate fi scrisă și sub forma unui produs scalar dintre vectorul inducției magnetice  $\vec{B}$  și vectorul  $\vec{S}$ , numit suprafață orientată

$$\Phi = (\vec{B} \cdot \vec{S}). \quad (5.3)$$

Vectorul  $\vec{S} = S \cdot \vec{n}$  reprezintă produsul dintre scalarul  $S$  egal cu aria suprafeței cercetate și vectorul unitar (versorul)  $\vec{n}$  luat perpendicular pe această suprafață, astfel încât formează unghiul  $\alpha$  cu vectorul  $\vec{B}$  (fig. 5.4, b).

Sensul pozitiv al versorului  $\vec{n}$  se alege arbitrar, iar dacă prin conturul ce mărginește suprafața trece curent, se aplică regula burghiului de dreapta. Acesta se așează perpendicular pe suprafața considerată și se rotește în sensul curentului. Sensul înaintării burghiului dă sensul versorului  $\vec{n}$  (fig. 5.4, b). Așadar,

**fluxul magnetic printr-o suprafață aflată într-un câmp magnetic uniform este egal cu produsul scalar dintre vectorul inducției magnetice  $\vec{B}$  și vectorul suprafeței orientate  $\vec{S}$ .**

*Heinrich Friedrich Emil Lenz (1804 – 1865),  
fizician rus.*



*Începe activitatea științifică în calitate de fizician al unei expediții de trei ani în jurul lumii (1823 – 1826), efectuând diverse măsurători cu aparate construite de el. În anul 1831 inițiază cercetările în domeniul electromagnetismului. A construit un galvanometru foarte sensibil pentru evaluarea valorii intensității curentului după abaterea acului magnetic situat în apropierea unei bobine parcurse de curent și a verificat justetea legii lui Ohm. Îndată după descoperirea de către Faraday a legii inducției electromagnetice, a început cercetările în scopul obținerii unei reguli generale pentru determinarea sensului curentului de inducție pe care o formulează în anul 1833. Independent de J. Joule, stabilește în anul 1843 legea acțiunii termice a curentului electric (legea Joule-Lenz). A participat la elaborarea metodelor de calcul a electromagneților din mașinile electrice, care stau la baza teoriei electrotehnicii. A mai studiat rezistența metalelor în funcție de temperatură.*

Dacă într-un câmp magnetic omogen se află o bobină cu  $N$  spire identice și aria secțiunii transversale  $S$ , atunci fluxul magnetic prin această bobină este de  $N$  ori mai mare decât printr-o spirală, adică

$$\Phi = NBS \cos \alpha. \quad (5.4)$$

În cazul unui câmp magnetic neomogen suprafața cercetată se împarte în porțiuni foarte mici, în limitele cărora câmpul poate fi considerat omogen și se pot aplica relațiile (5.2) sau (5.3).

### c. Sensul curentului de inducție, Regula lui Lenz

În anul 1833, analizând experimentele efectuate de Faraday referitoare la inducția electromagnetice, Lenz a observat că variațiile fluxului câmpului magnetic inductor  $\Delta\Phi$  și al celui indus  $\Delta\Phi_i$  întotdeauna au semne opuse. De exemplu, la apropierea (îndepărtarea) magnetului în raport cu bobina (fig. 5.2), creșterea (descreșterea) inducției câmpului magnetic inductor  $\vec{B}$  determină o variație pozitivă  $\Delta\Phi > 0$  (negativă  $\Delta\Phi < 0$ ) a fluxului magnetic. Concomitent, curentul de inducție care ia naștere în bobină creează un câmp magnetic indus caracterizat de vectorul de inducție  $\vec{B}_i$  orientat astfel, încât fluxul lui se opune variației fluxului inductor: la apropierea magnetului  $\Delta\Phi > 0$  și  $\vec{B}_i \rightleftharpoons \vec{B}$ , iar la îndepărtarea lui  $\Delta\Phi < 0$  și  $\vec{B}_i \rightleftharpoons \vec{B}$ . Știind sensul vectorului  $\vec{B}_i$ , și aplicând regula burghiului cu filet de dreapta, devine cunoscut și sensul curentului de inducție.

Așadar, în baza observărilor sale asupra fenomenului inducției electromagnetice, Lenz formulează o regulă generală pentru determinarea sensului curentului de inducție ce-i poartă numele:

**■ Curentul de inducție are un astfel de sens, încât fluxul magnetic indus se opune variației fluxului magnetic inductor.**

Modul de aplicare a regulii lui Lenz este ilustrat în figura 5.5. Pentru aceasta se realizează următoarele:

– se stabilește cauza apariției curentului de inducție și semnul variației fluxului magnetic inductor  $\Delta\Phi$ ;

– se determină

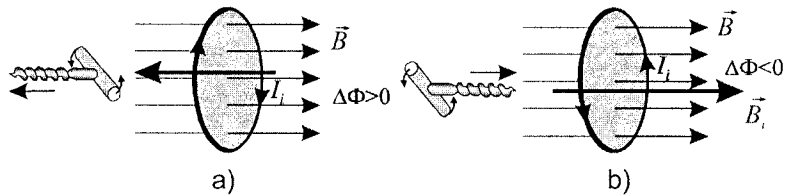


Fig. 5.5

sensul vectorului  $\vec{B}_i$ : dacă  $\Delta\Phi > 0$  atunci  $\vec{B}_i \rightleftharpoons \vec{B}$ , iar dacă  $\Delta\Phi < 0$  atunci  $\vec{B}_i \rightrightarrows \vec{B}$ ;

– cu ajutorul regulii burghiului cu filet de dreapta se stabilește sensul curentului de inducție.

Regula lui Lenz exprimă o proprietate fundamentală a oricăror sisteme fizice:

**|| O acțiune exterioară asupra oricărui sistem stimulează în interiorul lui procese care tind să atenueze rezultatele acestei acțiuni.**

Într-adevăr, în experimentele ilustrate în figura 5.2 acțiunea exterioară (variația fluxului magnetic prin efectuarea unui lucru mecanic pentru deplasarea magnetului) asupra sistemului (bobina) stimulează apariția curentului de inducție care formează câmpul magnetic indus. Interacțiunea polilor acestui câmp cu cei ai magnetului întotdeauna împiedică mișcarea lui. La apropierea magnetului interacționează polii  $N-N$  sau  $S-S$  și apare o forță de respingere (fig. 5.2, a, c), iar la îndepărtarea lui forța de interacțiune a polilor  $N-S$  sau  $S-N$  (fig. 5.2, b, d) este de atracție.

Anume prin existența acestor forțe se explică și următoarea experiență, ce servește drept o confirmare a regulii lui Lenz. Un inel din cupru sau aluminiu este suspendat de un fir subțire. Dacă încercăm să introducem un magnet în interiorul inelului, acesta începe să se deplaseze în același sens cu magnetul (fig. 5.6, a), iar la îndepărtarea magnetului, inelul vine după el (fig. 5.6, b). Acest rezultat se explică simplu, considerând interacțiunea cu curentul de inducție care ia naștere în inel. Dacă inelul are o tăietură (fig. 5.6, c), atunci curentul de inducție nu circulă și efectul de mișcare a lui nu se observă. Când prin inel circulă curentul de inducție, apare și un câmp magnetic indus. Inelul parcă ar deveni și el un magnet care interacționează cu cel aflat în mișcare.

Regula lui Lenz reprezintă o consecință a legii conservării energiei, aplicată la curenții de inducție. Să presupunem că la variația fluxului magnetic inductor curentul de inducție are așa un sens, încît fluxul magnetic indus nu se opune, ci îl întărește pe cel inductor. Atunci curentul de inducție ar putea induce altul mai intens și ar circula prin bobină la nesfârșit. De exemplu, la apropierea polului nord al magnetului, bobina s-ar comporta ca un alt magnet, astfel încît ar apărea o forță de atracție susținută de câmpul magnetic indus. Cu alte cuvinte,

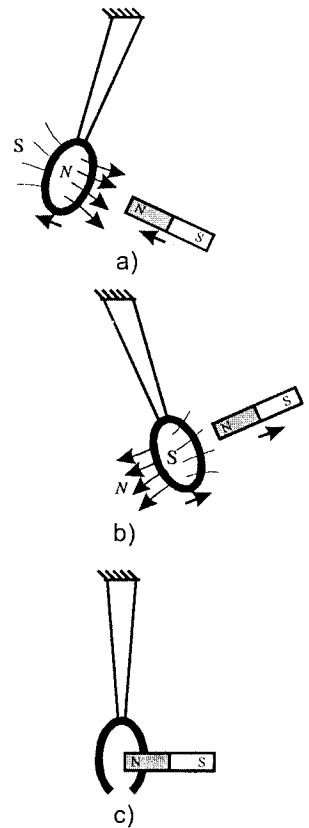


Fig. 5.6

fără a efectua lucru mecanic din exterior, magnetul s-ar deplasa accelerat spre bobină și s-ar obține curent de inducție de intensitate tot mai mare, ceea ce este imposibil.

#### d. Legea inducției electromagnetice. Tensiunea electromotoare de inducție

Existența curentului de inducție printr-un circuit închis, ca și a oricărui alt curent electric, este determinată de acțiunea forțelor exterioare pentru deplasarea sarcinii de-a lungul circuitului. Conform definiției aduse la studiul curentului continuu (p.2.1, b) tensiunea electromotoare este egală cu raportul dintre lucrul  $L_{sec}$  efectuat de forțele secundare la deplasarea sarcinii  $q$  prin circuit și valoarea acesteia. Prin analogie cu această definiție vom introduce **tensiunea electromotoare de inducție** (prescurtat *t.e.m.* de inducție), ce asigură existența curentului indus

$$\mathcal{E}_i = \frac{L_{sec}}{q}. \quad (5.5)$$

Să calculăm lucrul forțelor secundare într-un caz simplu, când un conductor rectiliniu de lungime  $l$  este deplasat cu viteză constantă  $\vec{v}$  perpendicular pe liniile unui câmp magnetic omogen de inducție  $\vec{B}$ . Presupunem că mișcarea conductorului are loc pe două șine conductoare paralele sub acțiunea forței exterioare  $F_{sec}$ , iar frecarea dintre șine și conductor este neglijabilă (fig. 5.7).

În intervalul de timp  $\Delta t$ , deplasându-se din poziția inițială 1 spre dreapta, conductorul parcurge distanța  $d = v \cdot \Delta t$  până la poziția finală 2. Întrucât aria suprafeței mărginită de conturul circuitului crește în acest interval de timp de la  $S_1$  la  $S_2$ , iar versorul  $\vec{n}$  are conform regulii burghiului cu filete dreapta sensul opus vectorului  $\vec{B}$ , fluxul magnetic variază cu

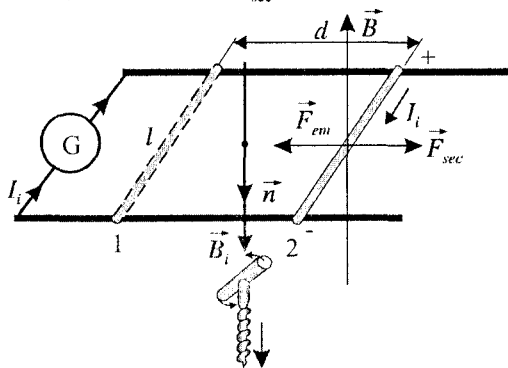


Fig. 5.7

$$\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 = B(S_2 - S_1)\cos 180^\circ = -Bld. \quad (5.6)$$

Datorită variației fluxului magnetic, în circuit ia naștere un curent indus de intensitate  $I_i$ , sensul căruia rezultă din aplicarea regulii lui Lenz (fig. 5.7): fluxul câmpului magnetic indus  $\vec{B}_i$  se opune variației fluxului magnetic inductor  $\vec{B}$ . Asupra conductorului parcurs de curentul  $I_i$  acționează forța electromagnetică  $\vec{F}_{em}$ , avînd sensul determinat de regula mîinii stîngi și modulul

$$F_{em} = BI_i l \sin 90^\circ = BI_i l.$$

Conductorul se deplasează cu viteză constantă, deci rezultanta forțelor ce acționează asupra lui este egală cu zero. Deoarece forțele secundare și cea electromagnetică au sensuri opuse (fig. 5.7), rezultă

$$F_{sec} = F_{em} = BI_i l.$$

Lucrul mecanic efectuat de forțele secundare este:

$$L_{\text{sec}} = F_{\text{sec}} \cdot d = BI_i l \cdot d. \quad (5.7)$$

Din comparația relațiilor (5.6) și (5.7) și formula de definiție a intensității curentului electric  $I_i = q/\Delta t$ , avem

$$L_{\text{sec}} = -q \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}. \quad (5.8)$$

Introducând expresia pentru lucrul mecanic efectuat de forțele secundare (5.8) în relația de definiție a *t.e.m.* de inducție (5.5), obținem

$$\mathcal{E}_i = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}. \quad (5.9)$$

Raportul  $\Delta\Phi/\Delta t$  din relațiile de mai sus arată cât de repede variază fluxul magnetic și este numit **viteză de variație a fluxului magnetic**, iar semnul „minus” corespunde regulii lui Lenz. Tensiunea electromotoare de inducție dă naștere unui curent indus, câmpul magnetic al căruia se opune variației fluxului magnetic inductor, adică pentru  $\Delta\Phi/\Delta t > 0$  avem  $\mathcal{E}_i < 0$  și invers.

Relația (5.9), demonstrată într-un caz particular de variație a fluxului magnetic reprezintă o lege universală, numită **legea inducției electromagnetice (legea lui Faraday)**. Ea este valabilă întotdeauna, indiferent de forma circuitului străbătut de fluxul magnetic, cât și de modul în care se produce variația lui.

**Tensiunea electromotoare de inducție într-un circuit închis este egală și de semn opus cu viteza de variație a fluxului magnetic prin suprafața mărginită de acest circuit.**

Apariția *t.e.m.* de inducție și a curentului indus demonstrează existența unui câmp electric care pune purtătorii de sarcină în mișcare ordonată.

Din legea lui Faraday, avem

$$\Delta\Phi = -\mathcal{E}_i \Delta t.$$

Această formulă permite definirea unității de măsură a fluxului magnetic în SI:

**Un weber (Wb) este fluxul magnetic printr-un contur închis, la micșorarea căruia pînă la zero în timp de 1s în acest contur ia naștere o *t.e.m.* de inducție de 1 V.**

$$1 \text{ Wb} = 1 \text{ V} \cdot \text{s}.$$

*T.e.m.* de inducție nu este localizată, adică nu este concentrată într-un anumit loc al circuitului cum era în cazul celui de curent continuu. Ea poate fi detectată între oricare două puncte care delimitează o porțiune de conductor din circuitul străbătut de un flux magnetic variabil.



### e°. Mecanismul apariției curentului de inducție

Să analizăm mișcarea unui conductor rectiliniu de lungime  $l$  într-un plan perpendicular pe liniile câmpului magnetic omogen de inducție  $\vec{B}$ . Admitem că viteza  $\vec{v}$  este constantă și perpendiculară pe conductor (fig. 5.8). Împreună cu conductorul se vor deplasa cu viteza  $\vec{v}$  electronii liberi și ionii pozitivi ai acestuia. Fiecare purtător de sarcină se află sub acțiunea forței Lorentz

$F_L = qvB \sin 90^\circ = qvB$ , orientată spre capetele conductorului după cum este indicat în figura 5.8: asupra purtătorilor pozitivi forța  $F_L$  este orientată într-un sens, iar asupra celor negativi – în sens opus. Ca rezultat, se produce separarea sarcinilor din conductor și în interiorul lui apare un câmp electric de intensitate  $\vec{E}$ , determinat de sarcinile acumulate la capete. Mișcarea purtătorilor de sarcină spre capetele conductorului are loc pînă cînd forța ce acționează asupra lor din partea câmpului electric  $F_e = qE$  devine egală în modul cu forța Lorentz (fig.5.8), adică  $F_e = F_L$  sau  $qE = qvB$ , de unde rezultă

$$E = vB. \quad (5.10)$$

Diferența de potențial la capetele conductorului, egală cu *t.e.m.* de inducție, se determină din relația  $U = \mathcal{E}_i = E \cdot l$ . Folosind expresia (5.10) obținem

$$\mathcal{E}_i = vBl. \quad (5.11)$$

Același rezultat se obține și din legea lui Faraday. Într-adevăr, variația fluxului magnetic  $\Delta\Phi$  în intervalul de timp  $\Delta t$  al mișcării are loc datorită modificării ariei suprafeței măsurate de conductor de la valoarea  $S_1 = 0$  pînă la  $S_2 = lv\Delta t$ , adică

$$\Delta\Phi = B(S_2 - S_1) = Blv\Delta t.$$

Atunci din (5.9) avem

$$\mathcal{E}_i = \left| -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \right| = \frac{Blv\Delta t}{\Delta t} = vBl.$$

Dacă însă conductorul perpendicular pe liniile de câmp magnetic se deplasează cu viteza  $\vec{v}$  orientată sub un unghi  $\alpha$  față de vectorul inducției magnetice  $\vec{B}$ , atunci valoarea *t.e.m.* de inducție se calculează cu ajutorul relației

$$\mathcal{E}_i = Blv \sin \alpha. \quad (5.12)$$

Sensul curentului indus și deci al *t.e.m.* de inducție se stabilește cu ajutorul regulii lui Lenz, însă în cazul unui conductor rectiliniu este mai simplă și mai comodă utilizarea regulii mîinii drepte (fig. 5.9):

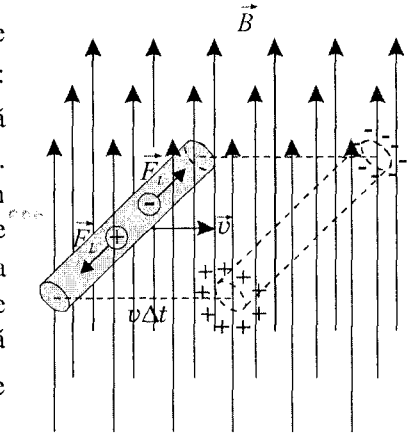


Fig. 5.8

Se așază mâna dreaptă astfel, încît vectorul inducției magnetice  $\vec{B}$  să intre în palmă, iar degetul mare întins lateral să indice sensul vectorului viteză  $\vec{v}$  de deplasare a conductorului. Atunci celelalte patru degete întinse vor indica sensul curentului indus în conductor.

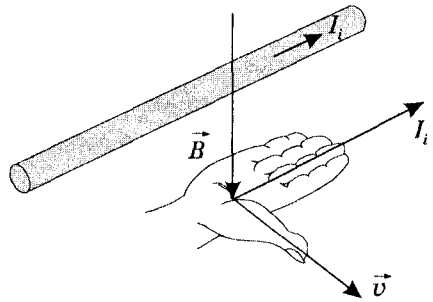


Fig. 5.9

În conductoare sau circuite fixe aflate în câmp magnetic variabil, apariția curentului de inducție nu mai poate fi explicată cu ajutorul forței Lorentz. În acest caz sarcinile electrice din conductor se află în stare de repaus și forța Lorentz nu acționează asupra lor. Mișcarea ordonată a electronilor și, în consecință, apariția curentului de inducție se poate realiza numai dacă există un câmp electric, care după cum a presupus fizicianul englez J.C.Maxwell este generat de variația câmpului magnetic. În baza acestei idei el a elaborat teoria câmpului electromagnetic, de care veți lua cunoștință în capitolul 8. Conform teoriei lui Maxwell **câmpul magnetic variabil întotdeauna generează în spațiul înconjurător un câmp electric cu liniile de intensitate închise, numit câmp electric turbionar**. Dacă în spațiul unde există câmp electric turbionar se află o spirală conductoare, atunci sub acțiunea forțelor acestuia are loc mișcarea orientată a sarcinilor electrice și, în consecință, în spirală ia naștere un curent electric de inducție.

Curenții de inducție apar nu numai în conductoare subțiri, dar și în corpuri metalice masive, aflate în câmp magnetic variabil. Circuitele acestor curenți se închid în interiorul conductoarelor masive în plane perpendiculare fluxului magnetic variabil și de aceea sunt numiți **curenți turbionari**. Deseori însă ei mai sunt numiți **curenți Foucault**, în cinstea fizicianului francez L.J.B.Foucault (1819 – 1868) care i-a descoperit și i-a studiat. Întrucît rezistența conductoarelor metalice masive este mică, curenții Foucault pot atinge valori foarte mari, care provoacă o încălzire considerabilă a lor. Acest efect este folosit în industrie la topirea metalelor în cuptoarele electrice, însă de cele mai multe ori este necesară înlăturarea lui pentru a evita pierderile de energie electrică. Iată de ce miezurile electromagneților și transformatoarelor, rotoarele generatoarelor și motoarelor electrice, precum și alte piese metalice masive, aflate în câmp magnetic variabil, sunt confecționate din plăci subțiri, izolate electric între ele.

### ▣ Problemă rezolvată

Pe un cadru de formă pătrată cu latura de 10 cm este înfășurat un conductor de lungime  $L = 100$  m și rezistență  $R = 10 \Omega$ , capetele căruia sunt unite între ele. Bobina obținută este așezată pe masă, astfel încît componenta verticală a câmpului magnetic terestru de inducție  $B_{\perp} = 50 \mu\text{T}$  este perpendiculară pe planul ei. Ce sarcină va trece prin bobină la rotirea ei pînă la poziția în care liniile de câmp vor fi paralele cu planul bobinei?

Se dă:

$$\begin{array}{l} l = 0,1 \text{ m,} \\ L = 100 \text{ m,} \\ R = 10 \Omega, \\ B_{\perp} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ T} \end{array}$$

$$\Delta q = ?$$

**Rezolvare:** În conformitate cu legea inducției electromagnetice (5.9) la rotirea bobinei are loc variația fluxului magnetic prin spirele ei și, ca rezultat, apariția curentului de inducție. Valoarea acestui curent poate fi determinată cu ajutorul legii lui Ohm (2.9). Avem

$$I_i = \frac{\mathcal{E}_i}{R} = \frac{1}{R} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}.$$

În intervalul de timp  $\Delta t$  prin circuitul bobinei trece sarcina  $\Delta q = I_i \Delta t$ . Înlocuind relația precedentă obținem:

$$\Delta q = -\frac{\Delta \Phi}{R}. \quad (5.13)$$

Menționăm, că sarcina  $\Delta q$  depinde numai de variația fluxului magnetic indiferent de rapiditatea acestui proces.

Fluxul magnetic prin fiecare spiră a bobinei este același, determinat de relația (5.2), rezultă că fluxul total prin bobină are valoarea  $\Phi_{tot.} = NB_{\perp} S \cos \alpha$ , unde  $N = L/(4l)$  este numărul de spire, iar  $S = l^2$  este aria suprafeței secțiunii pătrate a bobinei. În poziția inițială, unghiul dintre normala la suprafața  $S$  și direcția liniilor de inducție este egal cu zero, iar fluxul magnetic

$$\Phi_{tot.1} = NB_{\perp} S \cos 0^{\circ} = \frac{L}{4l} B_{\perp} l^2 = \frac{1}{4} B_{\perp} Ll.$$

După rotirea bobinei unghiul respectiv devine egal cu  $90^{\circ}$ , iar fluxul magnetic –  $\Phi_{tot.2} = NB_{\perp} S \cos 90^{\circ} = 0$ . Introducând aceste rezultate în (5.13) obținem:

$$\Delta q = -\frac{\Phi_{tot.2} - \Phi_{tot.1}}{R} = \frac{\Phi_{tot.1}}{R} = \frac{B_{\perp} Ll}{4R} = 1,25 \cdot 10^{-5} \text{ C} = 12,5 \text{ } \mu\text{C}.$$

## ❓ Întrebări și probleme

1. În ce constă fenomenul de inducție electromagnetică?
2. În ce condiții ia naștere curentul de inducție?
3. Ce se numește flux magnetic și care este unitatea lui de măsură în SI?
4. Ce reprezintă suprafața orientată?
5. Formulați regula lui Lenz. Care este modul de aplicare a acestei reguli?
6. Care va fi sensul curentului de inducție prin bobina conectată la galvanometrul din figura 5.3, b: a) la închiderea (deschiderea) întrerupătorului  $K$ ; b) la deplasarea cursorului reostatului  $R$  spre dreapta (stînga) cînd întrerupătorul  $K$  este închis?
7. Enunțați legea inducției electromagnetice. Care este expresia matematică a acesteia?
8. Care este mecanismul apariției *t.e.m.* de inducție într-un conductor rectiliniu ce se mișcă în cîmp magnetic? Enunțați regula mîinii drepte pentru determinarea sensului curentului de inducție în acest caz.
9. Explicați mecanismul apariției *t.e.m.* de inducție în conductoarele sau circuitele fixe, aflate în cîmp magnetic variabil. Ce reprezintă cîmpul electric turbionar?
10. Care este deosebirea dintre liniile de intensitate ale cîmpului electric turbionar și cele ale cîmpului electrostatic?
11. O spiră conductoare se află într-un cîmp magnetic variabil. Cînd *t.e.m.* de inducție este a) maximă? b) egală cu zero?
12. În ce condiții apar curenții Foucault și cum se manifestă ei?
13. Determinați fluxul magnetic printr-o suprafață plană de arie  $S = 100 \text{ cm}^2$ , aflată într-un cîmp magnetic de inducție  $B = 0,6 \text{ T}$  ce formează un unghi de  $30^{\circ}$  cu suprafața.
14. O spiră conductoare de arie  $S = 50 \text{ cm}^2$  închisă printr-un condensator de capacitate  $C = 200 \text{ } \mu\text{F}$  se află într-un cîmp magnetic omogen perpendicular pe planul spirei (Fig. 5.10). Determinați sarcina de pe armăturile condensatorului, dacă viteza de variație a inducției magnetice este de  $1000 \text{ T/s}$ .

15. Un conductor de forma unui triunghi echilateral cu latura de 4 cm și rezistența  $R=0,5 \Omega$  este situat într-un câmp magnetic

omogen de inducție  $B=0,05 \text{ T}$ . Liniile de inducție ale câmpului sunt perpendiculare pe planul conductorului. Ce sarcină va trece prin conductor la transformarea lui într-un cerc în același plan?

16. Un conductor de lungime  $l=30 \text{ cm}$  este așezat pe două șine conductoare netede situate în plan orizontal, capetele cărora sunt legate printr-un rezistor de rezistență  $R=30 \Omega$  (Fig. 5.11). Circuitul format este introdus într-un câmp

magnetic omogen vertical de inducție  $B=0,5 \text{ T}$ . Determinați intensitatea curentului de inducție din circuit la mișcarea conductorului spre dreapta cu viteza  $v=2 \text{ m/s}$ . Rezistența șinelor și a conductorului se neglijează.

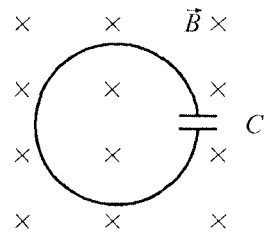


Fig. 5.10

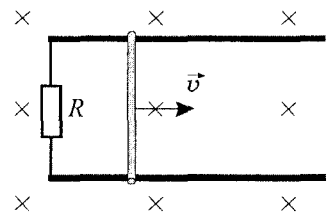


Fig. 5.11

## 5.2. Autoinducția. Inductanța circuitului

### a. Fenomenul de autoinducție

Un caz particular foarte important al fenomenului inducției electromagnetice are loc la variația fluxului magnetic datorită curentului electric variabil din circuit. Într-adevăr, dacă prin spirele unei bobine circulă un curent variabil, atunci el produce în interiorul ei un câmp magnetic, al cărui flux este, de asemenea, variabil. Astfel, în conformitate cu legea lui Faraday (5.9) în spirele bobinei ia naștere o *t.e.m.* proprie de inducție, determinată de variația curentului prin aceeași bobină. Acest fenomen a fost descoperit de către fizicianul american Joseph Henry și se numește **autoinducție**.

**Autoinducția este fenomenul apariției *t.e.m.* de inducție în circuite datorită curentului variabil din ele.**



*Joseph Henry (1797 – 1878),  
fizician american.*

*A efectuat cercetări în domeniul electromagnetismului. Folosind metodele proprii de bobinare în mai multe straturi, a construit diferiți electromagneți foarte puternici la acele timpuri. Având numai 29 kg, electromagnetul construit de el ridica greutatea de pînă la o tonă. Independent de Faraday a descoperit în anul 1831 fenomenul inducției electromagnetice însă Faraday primul a publicat rezultatele sale. În anul 1832 a descoperit fenomenul de autoinducție și a studiat extracurenții la închiderea și întreruperea circuitelor cu bobine. A inventat relele electromagnetice și a demonstrat la lecțiile sale (în anii 1831 – 32) funcționarea telegrafului electromagnetic la o distanță de aproximativ 1,85 km pe teritoriul colegiului din Princeton. În anul 1842 a stabilit caracterul oscilatoriu al descărcării condensatorului.*

*În cinstea lui Joseph Henry, în Sistemul Internațional de unități, a fost numită unitatea de măsură a inductanței.*

În figura 5.12 sînt reprezentate simbolurile bobinelor folosite în schemele circuitelor electrice: a) fără miez, b) cu miez de fier.

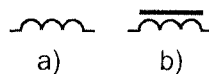


Fig. 5.12

Fenomenul de autoinducție se poate observa experimental cu ajutorul circuitului reprezentat în figura 5.13, alcătuit dintr-o sursă de

curent continuu, la care sunt legate în paralel două ramuri. Una din ramuri conține bobina  $L$  și becul  $B_1$  legate în serie, iar a doua – un reostat  $R$  și becul  $B_2$  identic cu  $B_1$ . Cu ajutorul reostatului se reglează rezistența ramurii pînă la egalarea ei cu cea a ramurii  $LB_1$ . Astfel, becurile  $B_1$  și  $B_2$  se vor afla în aceleași condiții de alimentare: prin ele vor circula curenți egali și se vor afla sub aceeași tensiune.

La închiderea întrerupătorului  $K$  se observă că becul  $B_1$  obține o strălucire normală cu o anumită întârziere față de cea a becului  $B_2$ . Cauza acestei întârzieri este fenomenul de autoinducție. Într-adevăr, la închiderea întrerupătorului intensitatea curentului din circuit crește rapid de la zero pînă la valoarea sa constantă  $I$ . În același timp, crește și inducția cîmpului magnetic creat de acest curent. Rezultă că bobina este străbătută de un **flux magnetic variabil crescător** și, conform legii inducției electromagnetice, în spirele ei se generează o tensiune electromotoare, numită în acest caz **t.e.m. de autoinducție**. Conform

regulii lui Lenz, polaritatea t.e.m. de autoinducție la bornele bobinei este inversă celei de alimentare (fig. 5.13). Ca rezultat, acțiunea acestei t.e.m. frînează mișcarea ordonată a electronilor prin conductorul din care este confecționată bobina și intensitatea curentului se micșorează. Astfel prin ramura  $LB_1$  circulă un curent mai mic decît prin ramura  $RB_2$ . Din această cauză strălucirea becului  $B_1$  crește mai lent decît a becului  $B_2$ , însă îndată ce în circuit se stabilește valoarea constantă a curentului de alimentare, cel de autoinducție dispăre și becurile, fiind în aceleași condiții de alimentare, au aceeași strălucire.

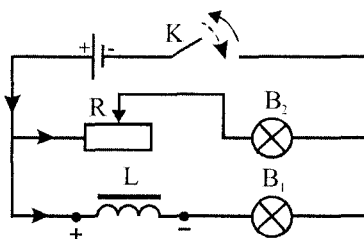


Fig. 5.13

Este evident că fenomenul de autoinducție va avea loc și la deconectarea circuitului, cînd intensitatea curentului de alimentare se micșorează rapid de la valoarea constantă pînă la zero.

În acest caz bobina este străbătută de un **flux magnetic descrescător**. La bornele ei apare o t.e.m. de autoinducție, avînd aceeași polaritate ca și sursa de alimentare a circuitului. În consecință micșorarea curentului din circuit se produce mai lent și de aceea becurile  $B_1$  și  $B_2$  se vor stinge nu imediat după deconectarea circuitului, ci cu o anumită întârziere. Existența curentului de autoinducție se observă mai simplu cu ajutorul circuitului din figura 5.14. La deschiderea întrerupătorului  $K$  sursa de curent este

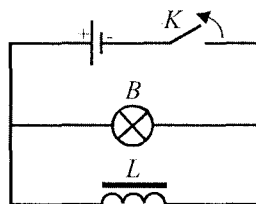


Fig. 5.14

înlăturată din circuit, însă becul  $B$  continuă pentru un timp scurt să lumineze destul de puternic.

Fenomenul de autoinducție în circuitele electrice este asemănător cu cel de inerție a corpurilor în mecanică. Tot așa cum viteza unui corp nu poate fi mărită instantaneu pînă la o anumită valoare, nici intensitatea curentului la închiderea circuitului nu poate lua momentan valoarea maximă, ci crește treptat. Un corp în mișcare nu se poate opri momentan, adică nu-și poate micșora instantaneu viteza pînă la zero. Analogic, la întreruperea unui circuit intensitatea curentului nu scade brusc pînă la zero, ci se micșorează în decursul unui anumit interval de timp.

Inerția unui corp se manifestă diferit în funcție de masa lui: cu cât ea este mai mare, cu atât inerția corpului este mai pronunțată. Cu alte cuvinte, masa reprezintă măsura inerției corpului. De asemenea, și în cazul circuitelor electrice, trebuie să existe o mărime fizică care le caracterizează și care este o măsură a autoinducției. Această mărime a fost numită **inductanță**.

### b. Inductanța. T.e.m. de autoinducție

Fenomenul de autoinducție, fiind un caz particular al inducției electromagnetice, se manifestă cu atât mai intens cu cât este mai mare viteza de variație a fluxului magnetic propriu prin circuitul cercetat. Deoarece fluxul magnetic ce străbate circuitul este proporțional cu inducția cîmpului magnetic  $\Phi \sim B$ , iar inducția  $B$  la rîndul său este proporțională cu intensitatea curentului din circuit  $B \sim I$ , rezultă că

$$\Phi = LI, \quad (5.14)$$

unde  $L$  este o constantă de proporționalitate specifică fiecărui circuit.

**Mărimea fizică egală cu raportul dintre fluxul magnetic ce străbate un circuit și intensitatea curentului prin el se numește *inductanță* a acestui circuit.**

$$L = \frac{\Phi}{I}$$

Unitatea de măsură pentru inductanță în SI a fost numită *henry* (H). Un circuit are inductanța  $L = 1$  H dacă la parcurgerea lui de un curent cu intensitatea de 1 A, fluxul magnetic prin suprafața limitată de circuit este de 1 Wb:

$$1 \text{ H} = 1 \frac{\text{Wb}}{\text{A}}.$$

Să determinăm inductanța unui solenoid. Fie lungimea lui este  $l$ , aria secțiunii transversale este  $S$  și conține  $N$  spire. Dacă solenoidul este parcurs de un curent electric de intensitate  $I$ , atunci conform relației (4.16) inducția magnetică din interiorul lui este:

$$B = \mu_0 \frac{N}{l} I.$$

Luînd în considerare că liniile de inducție sunt perpendiculare pe planul spirelor, din (5.4) și relația precedentă, pentru fluxul magnetic prin solenoid obținem

$$\Phi = NBS = \mu_0 \frac{N^2}{l} S \cdot I. \quad (5.15)$$

Comparînd relațiile (5.14) și (5.15) se obține expresia pentru inductanța solenoidului (a unei bobine lungi):

$$L = \mu_0 \frac{N^2}{l} S, \quad (5.16)$$

sau

$$L = \mu_0 n^2 V \quad (5.17)$$

unde  $n = N/l$  este numărul de spire pe o unitate de lungime, iar  $V = Sl$  este volumul solenoidului, în care este concentrat cîmpul magnetic.

Se observă că inductanța bobinelor depinde atât de numărul spirelor, cât și de dimensiunile geometrice ale acestora. Dacă în interiorul lor se mai introduc miezuri din diferite materiale, atunci inductanța poate crește de sute sau chiar de mii de ori. Mărirea care arată de câte ori se mărește inductanța unei bobine, când spațiul din interiorul ei este complet ocupat de o anumită substanță se numește **permeabilitate magnetică relativă** a substanței și se notează cu  $\mu_r$ . Astfel, inductanța unui solenoid cu un miez oarecare este

$$L = \mu_0 \mu_r \frac{N^2}{l} S \quad (5.16, a)$$

sau

$$L = \mu_0 \mu_r n^2 V. \quad (5.17, a)$$

Dacă prin bobină circulă un curent  $I$  variabil, atunci și fluxul magnetic este variabil și din legea inducției electromagnetice avem:

$$\mathcal{E}_a = - \frac{\Delta(LI)}{\Delta t} = -L \frac{\Delta I}{\Delta t}. \quad (5.18)$$

Tensiunea electromotoare (5.18) este numită **t.e.m. de autoinducție**, iar raportul  $\Delta I/\Delta t$  reprezintă viteza variației intensității curentului din circuit. Așadar:

**T.e.m. de autoinducție dintr-un circuit este direct proporțională cu viteza de variație a intensității curentului prin acest circuit, avînd coeficientul de proporționalitate egal cu inductanța lui.**

Din relația (5.18) se poate obține încă o formulare a unității de măsură a inductanței. Un circuit sau un element al acestuia are inductanța de 1 H, dacă la variația uniformă a intensității curentului cu viteza de 1 A/s, în acest circuit se generează o t.e.m. de autoinducție de 1V, adică  $1\text{H} = 1\text{V} \cdot \text{s}/\text{A}$ .

## ❓ Întrebări și probleme

1. Ce reprezintă fenomenul de autoinducție?
2. Cum se poate observa experimental fenomenul de autoinducție?
3. Ce se numește inductanța unui circuit și care este unitatea ei de măsură în SI?
4. Cu ce este egală t.e.m. de autoinducție și de care factori depinde ea?
5. Determinați inductanța unei bobine de formă cilindrică cu 2000 de spire, dacă lungimea ei este de 80 cm, iar raza spirelor – de 5 cm.
6. O bobină cu inductanța de 50 mH este parcursă de un curent continuu cu intensitatea de 2 A. Ce t.e.m. de autoinducție ia naștere la bornele bobinei, dacă la întreruperea circuitului din care face parte, curentul se micșorează uniform pînă la 0 în timp de 1 ms?
7. La o anumită viteză de variație a intensității curentului printr-o bobină, în ea se excită o t.e.m. de autoinducție egală cu 8 V. Ce t.e.m. de autoinducție se va excita în aceeași bobină, dacă viteza de variație a intensității curentului se mărește de 5 ori?

### 5.3. Energia cîmpului magnetic

Să analizăm fenomenul autoinducției din punct de vedere al transformărilor energetice care au loc, de exemplu, în circuitul din *figura 5.14*. S-a constatat deja, că la întreruperea circuitului, becul  $B$  luminează un timp scurt destul de puternic. Evident, energia necesară pentru aceasta nu este preluată de la sursa de curent, doar ea este înlăturată din circuit. Becul însă a rămas legat la bornele bobinei. Rezultă că bobina se comportă ca o nouă sursă de energie, care nu poate fi alta decît energia cîmpului magnetic. Într-adevăr, la închiderea circuitului o parte din energia furnizată de către sursa de curent este consumată pentru crearea cîmpului magnetic în bobină, fiind înmagazinată în interiorul ei. Această energie poate fi restituită în circuit numai la dispariția cîmpului magnetic, adică la întreruperea circuitului, cînd intensitatea curentului prin spirele bobinei scade pînă la zero.

Să calculăm energia cîmpului magnetic dintr-o bobină caracterizată de inductanța  $L$ . Pentru aceasta vom observa că după înlăturarea sursei de curent, lucrul mecanic necesar pentru deplasarea sarcinii electrice  $q$  prin circuitul închis format din becul  $B$  și bobina  $L$  este efectuat pe seama energiei cîmpului magnetic, care se micșorează pînă la zero. Întrucît, lucrul mecanic efectuat în acest caz este egal cu produsul dintre *t.e.m.* de autoinducție  $\mathcal{E}_a$  și sarcina transportată  $q$ , pentru energia cîmpului magnetic al bobinei avem:

$$W_m = \mathcal{E}_a q. \quad (5.19)$$

Pentru simplitate vom considera că intensitatea curentului se micșorează uniform, adică este o funcție liniară în raport cu timpul. Atunci în intervalul de timp  $\Delta t$ , în decursul căruia intensitatea curentului se micșorează de la valoarea inițială  $I$  pînă la cea finală egală cu zero, prin circuit este transportată sarcina

$$q = I_{med} \Delta t = \frac{I+0}{2} \Delta t = \frac{1}{2} I \Delta t, \quad (5.20)$$

iar *t.e.m.* de autoinducție, după cum rezultă din (5.18), are o valoare constantă

$$\mathcal{E}_a = -L \frac{0-I}{\Delta t} = \frac{LI}{\Delta t}. \quad (5.21)$$

Introducînd (5.20) și (5.21) în (5.19) pentru energia cîmpului magnetic al bobinei obținem

$$W_m = \frac{LI^2}{2}. \quad (5.22)$$

Expresia (5.22) pentru energia cîmpului magnetic este foarte asemănătoare cu cea pentru energia cinetică obținută la mecanică:  $E_c = mv^2/2$ . Din comparația lor rezultă, că inductanța  $L$  a unui circuit electric este analogică cu masa  $m$  a unui corp în mișcare, iar intensitatea curentului de inducție (viteza de variație a sarcinii electrice în circuit) - cu viteza  $v$  a acestui corp.

Ținînd seama de relația (5.14) energia cîmpului magnetic al bobinei se mai poate exprima și prin fluxul magnetic care o străbate:

$$W_m = \frac{\Phi I}{2} = \frac{\Phi^2}{2L}. \quad (5.22, a)$$



În cazul unui solenoid (bobină foarte lungă), liniile de inducție ale câmpului magnetic sunt concentrate în interiorul lui. Folosind expresiile pentru inductanța solenoidului (5.16) și inducția magnetică (4.16) a acestuia, din (5.22) avem:

$$W_m = \frac{1}{2} \cdot \mu_0 \frac{N^2}{l} S \cdot \left( \frac{Bl}{\mu_0 N} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} V.$$

Dacă însă solenoidul mai conține și un miez dintr-un material caracterizat de permeabilitatea magnetică  $\mu_r$ , atunci energia câmpului magnetic este

$$W_m = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0 \mu_r} V.$$

Energia câmpului magnetic este distribuită uniform în tot volumul solenoidului  $V = Sl$ . În acest caz energia câmpului magnetic al unei unități de volum, numită și **densitate volumică a energiei câmpului magnetic** este

$$w_m = \frac{W_m}{V} = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu_r}. \quad (5.23)$$

Densitatea energiei câmpului magnetic este direct proporțională cu pătratul inducției magnetice. După cum a demonstrat J. Maxwell, relația (5.23) obținută pentru câmpul magnetic al solenoidului este valabilă pentru orice regiune a spațiului, unde există câmp magnetic.

### 📖 Întrebări și probleme

1. Cum se explică fenomenul autoinducției din punct de vedere energetic?
2. Cu ce este egală energia câmpului magnetic al unei bobine?
3. Ce reprezintă densitatea de energie magnetică? Cu ce este ea egală?
4. Câmpul magnetic al unei bobine de inductanță 80mH posedă o energie de 10mJ. Determinați: a) intensitatea curentului prin spirele bobinei; b) fluxul magnetic care străbate bobina.
5. Prin spirele unui solenoid cu lungimea de 60 cm și aria secțiunii transversale de 15 cm<sup>2</sup> circulă un curent de 2 A. Numărul de spire  $n = 30 \text{ cm}^{-1}$ . Determinați inducția câmpului magnetic, inductanța solenoidului și densitatea energiei câmpului magnetic.

## 5.4. Unele aplicații practice ale inducției electromagnetice

Fenomenul inducției electromagnetice are nu numai importanță științifică fundamentală, dar și numeroase aplicații practice. El se află la baza construcției generatoarelor de curent alternativ și continuu, motoarelor electrice, transformatoarelor, diferitelor dispozitive electrotehnice și radiotehnice. (De unele din ele veți lua cunoștință în capitolele 7 și 8 ale acestui manual). Există foarte multe aparate și dispozitive în care este folosită inducția electromagnetică. Ele pot fi întâlnite în diferite domenii, începând cu aparatele casnice și terminând cu cele mai avansate tehnologii industriale. În cele ce urmează vom analiza construcția și principiul de funcționare a câtorva din ele.

Unul din dispozitivele folosite pentru transformarea oscilațiilor sonore în cele electrice este **microfonul electrodinamic** (fig. 5.15). El constă dintr-un magnet

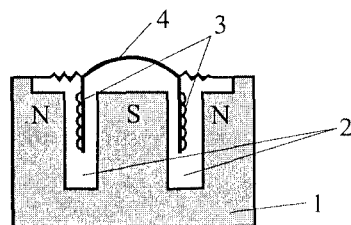


Fig. 5.15

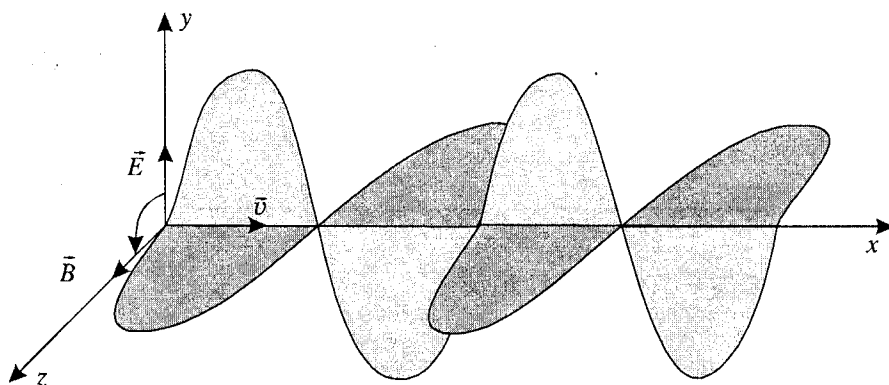
permanent 1 de formă cilindrică cu un miez situat la mijloc, astfel încât se obține un spațiu îngust 2 cu un câmp magnetic puternic, în care se poate deplasa liber bobina 3. Membrana 4 este legată cu bobina și se mișcă împreună. Pentru asigurarea unei mobilități mai bune, marginile membranei sunt gofrate. Dacă la membrană ajung variațiile de presiune ale aerului determinate de propagarea undelor sonore, atunci ea împreună cu bobina începe să oscileze în câmp magnetic. Ca rezultat, în conformitate cu legea inducției electromagnetice, în bobină ia naștere o *t.e.m.* de inducție variabilă de aceeași frecvență cu cea a oscilațiilor sonore. Cu cât oscilațiile sonore au o amplitudine mai mare, cu atât mai mare este și amplitudinea *t.e.m.* de inducție variabilă.

În tehnică sunt folosiți pe larg și curenții turbionari. De exemplu, acțiunea termică a acestora se află la baza funcționării **cuptoarelor de inducție**. Elementul de bază al unui cuptor de inducție este o bobină, numită **inductor**, prin care circulă curent alternativ. Corpul metalic, care trebuie prelucrat termic, se introduce în câmpul magnetic variabil al inductorului. În consecință, corpul de prelucrat este parcurs de curenți turbionari de intensitate mare și, încălzindu-se prin efect termic, atinge temperaturi foarte înalte. Variind frecvența câmpului magnetic se modifică distanța la care pătrund curenții turbionari. La frecvențe mici degajarea de căldură se produce adânc în interiorul corpului (călirea, forjarea, topirea), iar la frecvențe mari căldura se degajă numai într-un strat subțire de la suprafața lui (călirea superficială).

Cu ajutorul cuptorului de inducție este posibilă topirea metalelor în vid. Această posibilitate este foarte importantă mai ales pentru obținerea în diferite scopuri a materialelor practic fără impurități.

### **?** Întrebări

1. Care este construcția microfonului electrodinamic? Cum funcționează el?
2. Ce reprezintă cuptorul de inducție? Care este principiul de funcționare a acestuia?
3. Cum se manifestă variația frecvenței câmpului magnetic asupra funcționării cuptoarelor de inducție?



# Oscilații și unde

Studiind mecanica, ați luat cunoștință de mișcarea rectilinie și curbilinie, în care punctul material își modifică permanent poziția în funcție de timp. În natură mai există o mișcare foarte frecvent întâlnită, care se repetă după anumite intervale de timp. De exemplu: mișcarea unui corp suspendat la capătul resortului sau al unui fir, a unei rigle metalice prinse la un capăt, a crengilor copacilor sub acțiunea vântului, bătăile inimii, vibrațiile plămânilor în procesul respirației, vibrațiile coardelor vocale și ale timpanelor care ne permit să vorbim și să auzim etc. Aceste mișcări sunt numite **mișcări oscilatorii**. În general, în urma acțiunii unei anumite forțe, orice corp material poate efectua oscilații, chiar dacă acestea, în unele cazuri, sunt de scurtă durată.

Propagarea mișcării oscilatorii în spațiu și timp reprezintă **mișcarea ondulatorie**. Undele pot fi de natură diferită. În funcție de faptul ce oscilează și în ce medii se propagă, se deosebesc unde pe suprafața apei, unde sonore în medii elastice, unde electromagnetice în vid sau în substanță, unde seismice în scoarța terestră etc.

În pofida naturii fizice diferite a oscilațiilor și undelor, ele posedă o proprietate excepțională – caracterul universal. Pentru descrierea cantitativă a acestora au fost introduse astfel de mărimi, care sunt valabile pentru toate tipurile de oscilații și unde. Mișcările oscilatorii și ondulatorii, indiferent de natura lor, se supun unor legități analogice, fiind descrise prin aceleași ecuații.

În continuare vom studia oscilațiile și undele mecanice care permit reprezentarea intuitivă a fenomenelor și o înțelegere mai profundă a acestora.

## Capitolul 6

# Oscilații și unde mecanice

### 6.1. Mișcarea oscilatorie

În natură una dintre cele mai răspândite este mișcarea ce se repetă după anumite intervale de timp, adică **periodic**. De exemplu, orice mișcare uniformă de rotație a unui corp este periodică: fiecare punct al corpului trece prin pozițiile rotației precedente, avînd, totodată, viteza și sensul mișcării identice. O mișcare periodică efectuează și corpul suspendat de un fir sau un resort, balansierul unui ceasornic, barca pe valurile mării, plasa păianjenului, cînd în ea nimereste prada etc. Însă nu orice mișcare periodică este și oscilatorie. Mișcarea uniformă de rotație diferă esențial de cea descrisă în exemplele menționate. La o analiză mai detaliată observăm că mișcarea se poate realiza în jurul unei poziții fixe, care coincide cu cea de echilibru stabil, numită **centru de oscilație**, sau o asemenea poziție nu există (cazul mișcării de rotație). În figura 6.1 sunt prezentate exemple de mișcări oscilatorii, unde cu  $OO'$  este indicată poziția echilibrului stabil.

**Mișcarea ce se repetă periodic de-a lungul unei oarecare traiectorii parcurse succesiv în sensuri opuse se numește oscilație mecanică, iar corpul care o realizează – oscilator.**

Orice oscilație se caracterizează prin anumiți parametri cantitativi care, în condițiile date, își mențin valoarea numerică constantă și o deosebesc de alte oscilații. Acești parametri sunt **amplitudinea, perioada și frecvența**.

**Valoarea abaterii maxime a oscilatorului de la poziția de echilibru stabil se numește amplitudine.**

Ea este determinată de condițiile inițiale aplicate oscilatorului, adică de acțiunea care îl aduce în stare de mișcare. Amplitudinea poate fi atât o mărime liniară, cît și unghiulară. În funcție de aceasta, unitatea de măsură a acesteia în SI este **metrul (m)** sau **radianul (rad.)**. În figura 6.1 amplitudinea este notată cu litera  $A$  (fig. 6.1, a, c, d) și, respectiv, cu  $\varphi_m$  (amplitudine unghiulară) (fig. 6.1, b).

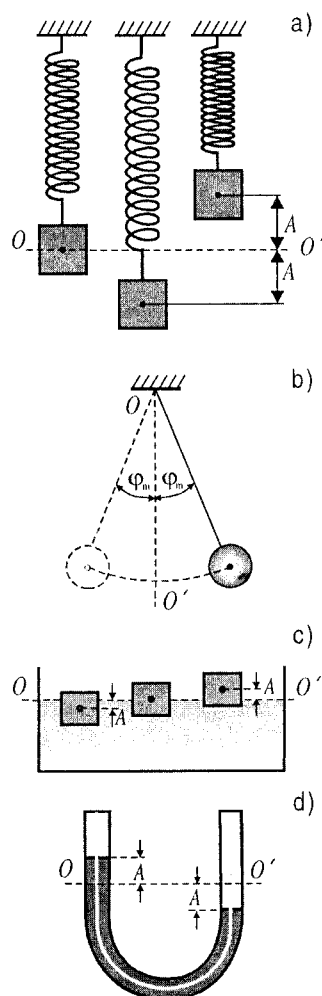


Fig. 6.1.

**Mișcarea ce se produce la trecerea succesivă a oscilatorului prin același punct al traiectoriei, posedând viteză și accelerație identice, reprezintă o oscilație completă. Timpul ( $T$ ) necesar pentru efectuarea ei se numește *perioadă*. În SI unitatea de măsură este secunda,  $[T] = 1 \text{ s}$ .**

Dacă se cunoaște perioada oscilațiilor  $T$ , atunci numărul de oscilații complete  $N$ , efectuate în intervalul de timp  $t$  se determină din relația:

$$N = \frac{t}{T}. \quad (6.1)$$

Un alt parametru ce descrie o oscilație este **frecvența**. Ea este notată cu litera grecească  $\nu$  (*niu*) și caracterizează rapiditatea mișcării oscilatorii.

**Mărimea  $\nu$ , egală numeric cu numărul de oscilații complete efectuate într-o unitate de timp, se numește *frecvență* (a oscilației):**

$$\nu = \frac{N}{t} = \frac{1}{T}. \quad (6.2)$$

Unitatea de măsură a frecvenței în SI este **hertzul** (Hz):

$$[\nu] = 1 \text{ s}^{-1} = 1 \text{ Hz}.$$

Pentru a stabili condițiile necesare apariției și menținerii mișcării oscilatorii, să analizăm mișcarea unui corp fixat la capătul unui resort. Presupunem că se realizează o situație ideală, când forțele de frecare și de rezistență nu acționează (*fig. 6.2*). Mișcarea oscilatorie, ca oricare altă mișcare se produce numai în urma unor interacțiuni cu alte corpuri. Astfel, oscilatorul împreună cu corpurile ce interacționează, alcătuiesc un **sistem oscilant** în care se realizează starea de echilibru stabil și se pot produce oscilații. În exemplul considerat sistemul oscilant conține două componente: corpul, a cărui mișcare se va cerceta, și resortul.

Inițial corpul se află în poziția de echilibru stabil  $O$  (*fig. 6.2, a*). Pentru a-l scoate din această poziție, este necesar a-i transmite o energie suplimentară pe seama unei forțe exterioare. Considerând că această forță nu depășește limitele elasticității, în resortul deformat prin alungire apare forța de elasticitate  $F_{e,x} = -kx$  sub a cărei acțiune corpul începe să se deplaseze din poziția 1 spre poziția de echilibru  $O$  (*fig. 6.2, b*), mărindu-și treptat viteza. Conform principiului fundamental al dinamicii:

$$-kx = ma_x \quad (6.3)$$

în poziția inițială accelerația corpului este maximă. Odată cu apropierea corpului de poziția de echilibru (micșorarea coordonatei  $x$ ) forța de elasticitate  $F_{e1}$  și accelerația corpului tind spre zero, iar viteza – spre o valoare maximă. Datorită

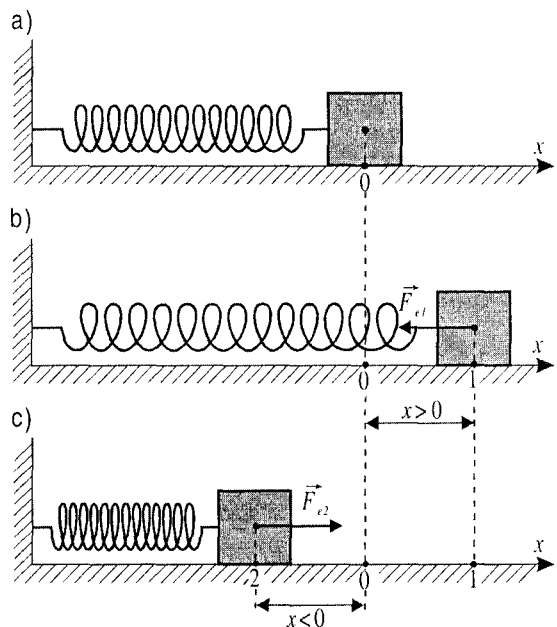


Fig. 6.2.

inertiei, corpul trece prin poziția de echilibru  $O$  și se deplasează spre stînga, comprimînd resortul. Întrucît la comprimare în resort ia naștere forța de elasticitate  $\vec{F}_{e2}$  de sens opus vitezei corpului, mișcarea lui este încetinită. Accelerația corpului se mărește în modul, iar viteza se micșorează. În poziția 2 (fig. 6.2, c) viteza este egală cu zero, iar valorile forței  $\vec{F}_{e2}$  din resort și a accelerației devin maxime. Mai mult ca afit, deoarece se cercetează o situație ideală  $|\vec{F}_{e2}| = |\vec{F}_{e1}|$ , deplasările corpului în stînga și în dreapta de la poziția de echilibru sunt egale. Sub acțiunea forței  $\vec{F}_{e2}$ , corpul începe mișcarea accelerată spre dreapta, mărindu-și viteza. Deoarece în poziția de echilibru  $\vec{F}_{e2} = 0$ , conform ecuației (6.3), accelerația corpului de asemenea este egală cu zero, iar viteza iarăși devine maximă. Continuîndu-și, după inerție, mișcarea spre dreapta, corpul își micșorează viteza, ajungînd în poziția 1 (fig. 6.2, b) cu viteză nulă, forța  $\vec{F}_{e1}$  și accelerația fiind maxime. Ulterior mișcarea corpului se va repeta în aceeași ordine. Așadar, corpul efectuează o mișcare periodică numită **oscilatorie**, trecînd succesiv prin pozițiile 1 – O – 2 – O – 1. Forța sub a cărei acțiune se produce mișcarea oscilatorie este orientată întotdeauna spre poziția de echilibru stabil și se numește **forță de revenire**.

Oscilațiile efectuate de un corp numai sub acțiunea forței de revenire au fost numite **oscilații proprii**. În realitate însă asupra oricărui corp acționează și forțele de rezistență ale mediului. Din această cauză, oscilațiile proprii reprezintă o situație ideală care nu se realizează în practică. Oscilațiile corpului care se produc sub acțiunea forței de revenire și a forțelor de rezistență ale mediului se numesc **oscilații libere**. Ele se deosebesc de oscilațiile proprii cu afit mai puțin cu cît forțele de rezistență sunt mai mici. Așadar, oscilațiile proprii reprezintă un caz limită al oscilațiilor libere, cînd forțele de rezistență tind către zero. Este evident că acțiunea forțelor de rezistență va conduce la micșorarea în timp a amplitudinii și, totodată, la creșterea duratei unei oscilații complete, adică a perioadei. În acest caz oscilațiile sunt numite **amortizate**. Oscilațiile libere, în cazul ideal cînd nu acționează forțele de rezistență, sunt cele proprii, iar în cazul real – cele amortizate.

Deseori, în practică, există situații cînd oscilațiile corpului se produc datorită acțiunii unei forțe exterioare periodice. De exemplu, vibrațiile automobilelor, avioanelor sau a diferitelor obiecte, care se produc din cauza funcționării ritmice a motoarelor sau a altor dispozitive. Asemenea oscilații sunt numite **forțate**.

Din cele expuse, pot fi formulate condițiile necesare pentru apariția și menținerea oscilațiilor unui corp:

- corpul trebuie să posede o energie suplimentară în comparație cu energia lui în starea de echilibru stabil;
- asupra corpului scos din poziția de echilibru trebuie să acționeze o forță de revenire;
- dacă asupra corpului acționează și forțe de rezistență, atunci energia suplimentară nu trebuie să se consume complet pentru învingerea lor.

### ❓ Întrebări și probleme

1. Ce se numește oscilație mecanică? Propuneți exemple.
2. Prin ce se deosebește mișcarea oscilatorie de cea de rotație? Ce reprezintă centrul de oscilație?
3. Definiți amplitudinea, perioada și frecvența mișcării oscilatorii. Care sunt unitățile de măsură ale acestora?
4. Care oscilații sunt numite libere? Prin ce se deosebesc ele de oscilațiile proprii?
5. Descrieți oscilațiile amortizate și cele forțate. Aduceți exemple ale acestor mișcări oscilatorii.
6. Formulați condițiile necesare pentru apariția și menținerea oscilațiilor.

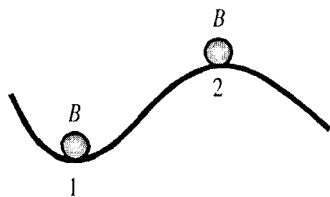


Fig. 6.3.

7. Bila  $B$  se poate afla în pozițiile de echilibru 1 sau 2 (fig. 6.3). În care dintre aceste situații este posibilă apariția mișcării oscilatorii? Argumentați răspunsul.

- 8. Un corp efectuează oscilații cu amplitudinea  $A = 2$  cm. Ce distanță parcurge corpul timp de o perioadă?
- 9. În timp de 1 min. un balansoar (scrfinciob) a efectuat 20 oscilații complete. Care este perioada de oscilație a balansoarului?
- 10. Căruciorul fixat la capătul unui resort efectuează o oscilație completă în 0,5 s. Determinați frecvența oscilațiilor.

## 6.2. Oscilatorul liniar armonic

În funcție de condițiile în care se află oscilatorul, mișcările executate de acesta sunt diverse, de cele mai multe ori, foarte complicate, iar descrierea lor cantitativă este destul de dificilă. Din această cauză, vom alcătui un model fizic idealizat, cu ajutorul căruia se va studia cea mai simplă mișcare oscilatorie. În calitate de oscilator se va considera un punct material de masă  $m$ , asupra căruia acționează doar forța de revenire, care reprezintă o funcție liniară în raport cu abaterea de la poziția echilibrului stabil (de exemplu, forța de elasticitate). Astfel de forțe sunt numite **cvasielastice** sau **de tip elastic**. Deoarece mișcarea oscilatorie realizată în cadrul acestui model, după cum vom vedea ulterior, este descrisă de o funcție armonică, el a fost numit **oscilator liniar armonic**. În realitate astfel de oscilatori nu există, însă în condiții de laborator se pot confecționa sisteme oscilante cu proprietăți apropiate de condițiile ideale. Astfel, un corp de dimensiuni mici și masă mare, suspendat de un resort perfect elastic, având masa neglijabilă în raport cu cea a corpului, este numit **pendul elastic**, iar același corp, suspendat de un fir lung inextensibil și imponderabil, se numește **pendul gravitațional** sau **matematic**.

### a. Pendulul elastic

Fie un pendul elastic de masă  $m$  și constantă de elasticitate  $k$ . În starea inițială, sub acțiunea forței de greutate  $\vec{G}$ , resortul deja este alungit cu  $x_0$ , iar forța de elasticitate, menține sistemul în poziția echilibrului stabil (fig. 6.4). Dacă luăm în această poziție originea axei de coordonate  $Ox$ , de-a lungul căreia se va produce mișcarea oscilatorie, atunci condiția echilibrului stabil se scrie sub forma

$$G_x = -kx_0. \quad (6.4)$$

La deplasarea corpului de la poziția de echilibru cu valoarea  $x$  în sensul pozitiv al axei de coordonate, din partea resortului acționează forța de elasticitate egală cu  $-k(x - x_0)$  și legea a doua a lui Newton, care descrie această mișcare, capătă aspectul:

$$ma_x = -k(x - x_0) + G_x, \quad (6.5)$$

unde  $a_x$  este proiecția vectorului de accelerație pe această axă. Luând în considerare (6.4), din (6.5), avem  $ma_x = -kx$ . Dacă împărțim această egalitate la  $m$  obținem:

$$a_x + \omega_0^2 x = 0, \quad (6.6)$$

unde

$$\omega_0^2 = \frac{k}{m}, \quad (6.7)$$

reprezintă o constantă dependentă de proprietățile sistemului oscilant (pendulului elastic) studiat, al cărei sens fizic va fi determinat ulterior.

Relația (6.6) descrie complet mișcarea oscilatorie a pendulului elastic și a fost numită **ecuația oscilatorului liniar armonic**.

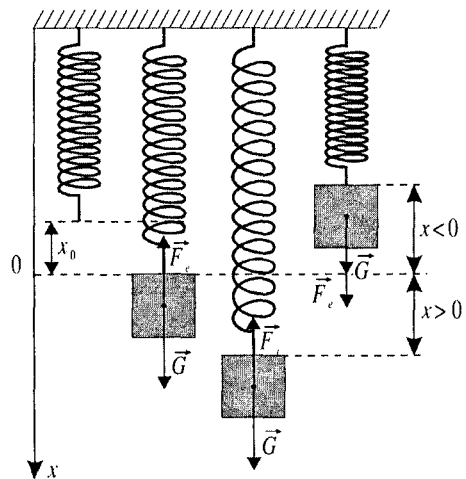


Fig. 6.4.

## b. Pendulul gravitațional

Să analizăm particularitățile mișcării oscilatorii în cazul **pendulului gravitațional** (fig. 6.5). Sistemul oscilant este alcătuit din firul de lungime  $l$ , corpul punctiform de masă  $m$  și Pământul, din partea căruia acționează forța de greutate. Se scoate pendulul din poziția de echilibru stabil. În această stare asupra corpului acționează forța de greutate  $\vec{G} = m\vec{g}$ , orientată vertical în jos, și forța de tensiune  $\vec{F}$  din fir, direcționată de-a lungul lui. Din figura 6.5 se observă că forța de greutate este caracterizată de două componente: normală  $\vec{G}_n$  și tangență  $\vec{G}_t$  la traiectoria mișcării corpului, fiind orientate, respectiv, de-a lungul firului și perpendicular acestuia. Forța de tensiune din fir și componenta normală a forței de greutate sunt perpendiculare pe direcția mișcării și imprimă corpului accelerație centripetă, iar lucrul mecanic efectuat de ele este egal cu zero. Conform teoremei despre variația energiei cinetice, acțiunea lor nu modifică valoarea vitezei corpului, ci numai direcția ei, astfel încât în orice interval de timp viteza rămâne tangentă la arcul de circumferință, de-a lungul căruia se produce mișcarea.

Componenta  $\vec{G}_t$  a forței de greutate imprimă corpului o accelerație  $\vec{a}_t$ , numită **tangențială**, datorită căreia se modifică modulul vitezei lui. Sub acțiunea ei, pendulul începe să se deplaseze spre poziția de echilibru stabil de-a lungul unui arc de circumferință de rază egală cu lungimea pendulului  $l$ , mărindu-și treptat viteza. În același timp, componenta  $\vec{G}_n$  a forței de greutate se micșorează și la trecerea prin poziția de echilibru stabil este egală cu zero (fig. 6.5), viteza fiind maximă. Datorită inerției, corpul trece dincolo de poziția de echilibru, continuându-și mișcarea cu viteză descrescătoare, deoarece apare componenta  $\vec{G}_t$  a forței de greutate, orientate spre poziția de echilibru, însă de sens opus vectorului vitezei. Când viteza corpului este egală cu zero, componenta tangențială a forței de greutate  $\vec{G}_t$  are valoare maximă, corpul mișcându-se spre poziția de echilibru.  $\vec{G}_t$  se manifestă ca o forță de revenire, sistemul cercetat îndeplinind condițiile necesare pentru realizarea mișcării oscilatorii.

Pentru obținerea ecuației mișcării acestui sistem oscilant, observăm că poziția corpului la orice moment de timp este descrisă de unghiul de abatere  $\alpha$  a firului de la verticală sau de lungimea arcului, de-a lungul căruia se produce mișcarea. Unghiul  $\alpha$  și lungimea arcului se vor considera pozitive, dacă pendulul deviază spre dreapta de la poziția de echilibru, și negative, când deviază spre stînga. Din figura 6.5 se observă că proiecția forței de greutate pe direcția tangență la traiectoria mișcării corpului, când firul pendulului formează unghiul  $\alpha$  cu verticala, este:

$$G_t = -G \sin \alpha = -mg \sin \alpha, \quad (6.8)$$

unde semnul „-” arată că  $G_t$  și  $\alpha$  (sau deplasarea) au întotdeauna orientări opuse. Dacă

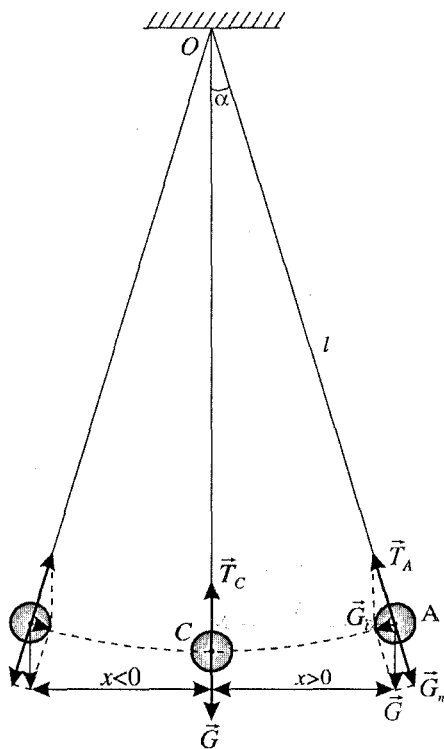


Fig. 6.5



unghiul  $\alpha$  este mic, lungimea arcului  $\widehat{CA}$  este aproximativ egală cu lungimea coardei  $CA$ , care în acest caz reprezintă abaterea  $x$  de la poziția de echilibru. Atunci sectorul de cerc  $OCA$ , descris de firul pendulului de lungime  $l$ , se poate aproxima cu un triunghi dreptunghic (fig. 6.5), din care avem  $\sin \alpha = CA/l = x/l$  și relația (6.8) capătă aspectul:

$$G_t \approx -\frac{mg}{l}x. \quad (6.9)$$

Pentru valori mici ale unghiului  $\alpha$  **forța de revenire**  $G_t$  este o forță cvasielastică și sistemul va efectua oscilații armonice. Conform legii a doua a lui Newton, **în proiecții pe direcția cercetată**  $G_t = ma_t$ , după introducerea relației (6.9) și simplificarea cu  $m$ , se obține egalitatea:

$$a_t + \omega_0^2 x = 0, \quad (6.10)$$

unde

$$\omega_0^2 = \frac{g}{l}. \quad (6.11)$$

De menționat, că ecuația (6.10) este valabilă numai pentru unghiuri mici ( $\alpha \leq 15^\circ$ ), cînd valoarea funcției sinus este aproximativ egală cu valoarea unghiului exprimată în radiani. Într-adevăr, dacă  $\alpha \leq 15^\circ$ , atunci deosebirea dintre valorile  $\alpha$  și  $\sin \alpha$  este mai mică decît 1%. Este evident că pentru unghiuri mai mari oscilațiile pendulului cercetat nu vor mai fi armonice, întrucît forța de revenire nu mai este cvasielastică.

S-a obținut un rezultat excepțional: **ecuația mișcării, atît în cazul pendulului elastic, cît și a celui gravitațional, este aceeași. Se deosebește numai constanta  $\omega_0$ , care depinde în fiecare caz de proprietățile sistemului oscilant studiat.** Aceasta înseamnă că abaterea de la poziția de echilibru în ambele cazuri se modifică în timp după aceeași lege, chiar dacă forțele care determină caracterul acestor mișcări au natură fizică diferită: la pendulul elastic – rezultanta forțelor elastică și de greutate, iar la cel gravitațional – rezultanta forțelor de greutate și de tensiune a firului.

Ecuția de forma (6.6) sau (6.10) este aparent foarte simplă, însă rezolvarea ei este destul de complicată și nu se încadrează în programa de liceu. Totodată, anume soluția ei care reprezintă legea mișcării oscilatorii, ne va permite studiul complet al acestei mișcări. În cele ce urmează, vom căuta soluția ecuației oscilatorului liniar armonic, pornind de la rezultate experimentale.

### c. Legea mișcării oscilatorii armonice

Abaterea oscilatorului de la poziția de echilibru în funcție de timp (**legea mișcării oscilatorii**) poate fi studiată ușor cu ajutorul **oscilogramelor** obținute experimental.

**Oscilograma** (de la lat. *oscillum* „oscilație” și gr. *gramma* „scriere”) constituie reprezentarea grafică a legii mișcării oscilatorii. Cea mai simplă oscilogramă poate fi obținută dacă pe oscilator se fixează o mină de creion sau o peniță, care imprimă mișcarea lui pe o coală de hîrtie ce se deplasează cu viteză constantă (fig. 6.6). Se observă că atît în cazul pendulului elastic (fig. 6.6, a), cît și a celui gravitațional (fig. 6.6, b), oscilograma are unul și același

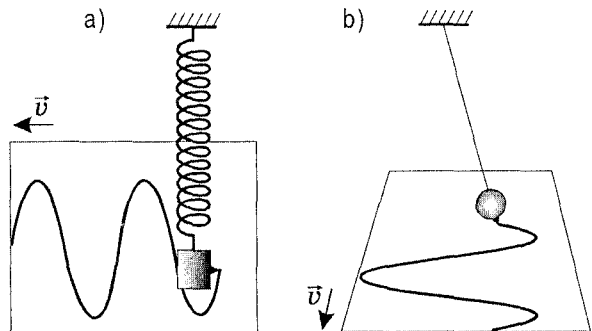


Fig. 6.6.

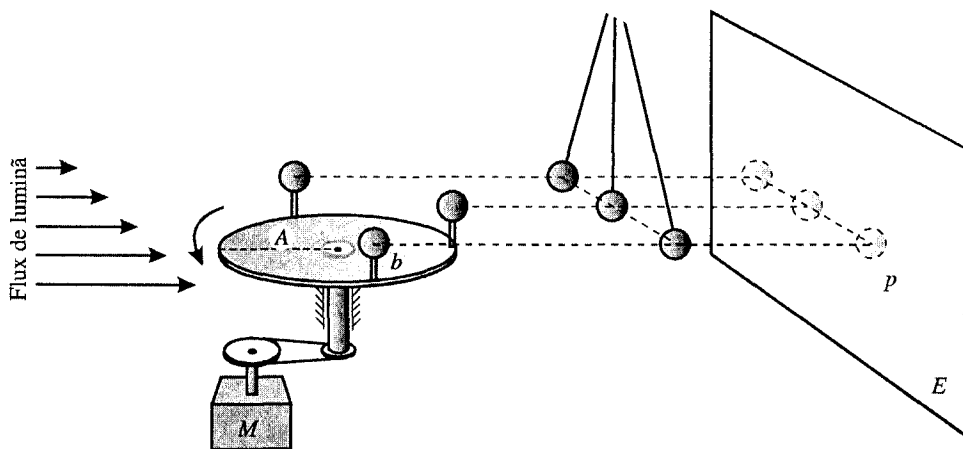


Fig. 6.7.

aspect, care permite să presupunem, că funcția ce descrie legea mișcării oscilatorii este „sinus” sau „cosinus”. Această presupunere se confirmă cu ajutorul următoarei experiențe, care demonstrează și legătura dintre mișcarea uniformă pe circumferință cu mișcarea oscilatorie.

Considerăm un disc de rază  $A$ , la marginea căruia, pe obadă, este fixată o tijă cu bila  $b$  la capăt (fig.6.7). Cu ajutorul motorului  $M$  discul, împreună cu bila  $b$ , este pus într-o mișcare uniformă de rotație. Dacă această instalație se iluminează cu un fascicul de lumină din stânga, paralel discului, atunci pe ecranul  $E$  se observă mișcarea oscilatorie a proiecției (umbrei)  $p$  a bilei. În spațiul dintre disc și ecran plasăm un pendul gravitațional, care efectuează oscilații, avînd amplitudinea  $A$  egală cu raza discului într-un plan paralel ecranului  $E$ , astfel încît ele sunt proiectate pe acesta. Se poate găsi o astfel de viteză de rotație a discului, pentru care proiecțiile bilei  $b$  și ale bilei pendulului se vor suprapune, efectuînd pe ecran aceeași mișcare. Prin urmare, particularitățile mișcării oscilatorii pot fi studiate cu ajutorul mișcării proiecției unui oarecare punct al circumferinței pe unul din diametrele ei.

Admitem că punctul material  $M$  se mișcă uniform pe o circumferință de rază  $A$  și efectuează o rotație completă în timpul  $t = T$ . În figura 6.8 cu  $M_1, M_2, \dots, M_7$  sunt notate pozițiile intermediare ale punctului material  $M$  în mișcarea sa pe circumferință, iar cu  $M'_1, M'_2, \dots, M'_7$  – pozițiile intermediare ale proiecției coordonatei acestuia pe diametrele vertical și orizontal în diferite intervale de timp. În calitate de origine a timpului se consideră momentul în care punctul material  $M$  se află pe diametrul orizontal. La un moment arbitrar de timp raza mobilă  $OM_1$  a cercului formează cu diametrul orizontal unghiul  $\varphi$  și din triunghiul dreptunghic  $OP_1M_1$  (fig.6.8) proiecția coordonatei punctului  $M_1$  pe diametrul vertical (ecranul  $E_1$ ) este:

$$y = A \sin \varphi,$$

iar din  $\Delta OP_2M_1$  – pe diametrul orizontal (ecranul  $E_2$ ),

$$x = A \cos \varphi.$$

Unghiul  $\varphi$  este cu atît mai mare, cu cît durata timpului de la începutul mișcării și viteza de rotație sunt mai mari. În cazul mișcării pe circumferință, mărimea fizică ce caracterizează rapiditatea variației unghiului  $\varphi$  este numită **viteză unghiulară**, fiind definită prin relația:

$$\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \tag{6.12}$$

Dacă punctul material  $M$  face o rotație completă, atunci  $\Delta\varphi = 2\pi$  și din (6.12) se obține legătura dintre viteza unghiulară și perioada de rotație sau frecvență:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu \tag{6.13}$$

Mărimea fizică  $\omega$  are o cu totul altă semnificație în cazul mișcării oscilatorii pe care o efectuează proiecția coordonatei punctului material  $M$  sau oricare alt corp. Într-adevăr, în decursul mișcării oscilatorii corpurile se deplasează în jurul unei poziții fixe a echilibrului stabil și nu se mai poate vorbi despre mișcarea de rotație. După cum se observă din (6.13), în SI  $\omega$  are unitatea de măsură  $s^{-1}$ , deci are semnificația unei frecvențe. Din această cauză în teoria oscilațiilor  $\omega$  este numită **frecvență ciclică** sau **pulsatie**. Dacă frecvența  $\nu$  arată câte oscilații face corpul într-o secundă, atunci pulsația  $\omega$  reprezintă numărul de oscilații efectuate de oscilator în decursul a  $(2\pi)$  s.

Deoarece în exemplul considerat (fig.6.8) valorile unghiului și momentului de timp inițiale sunt nule, din (6.12) rezultă  $\varphi = \omega t$  și pentru coordonatele proiecției punctului  $M_1$  obținem:

$$y = A \sin \omega t, \tag{6.14, a}$$

sau

$$x = A \cos \omega t. \tag{6.14, b}$$

Ecuatiile (6.14, a) sau (6.14, b) caracterizează mișcarea proiecției punctului material  $M$  pe

unul din ecranele  $E_1$  sau  $E_2$  și constituie legea mișcării oscilatorii a acestora, reprezentată grafic în figura 6.8 prin dependențele  $y(t)$  și, respectiv,  $x(t)$ . Întrucât bila pendulului gravitațional și proiecția celei fixate pe disc (fig.6.7) realizează una și aceeași mișcare, vom vedea că ecuațiile menționate reprezintă legea mișcării oscilatorii, prin urmare, constituie niște soluții ale ecuației oscilatorului liniar armonic (6.6).

În figura 6.9, a sunt reprezentate legile mișcării oscilatorii a doi oscilatori identici, caracterizați de aceeași

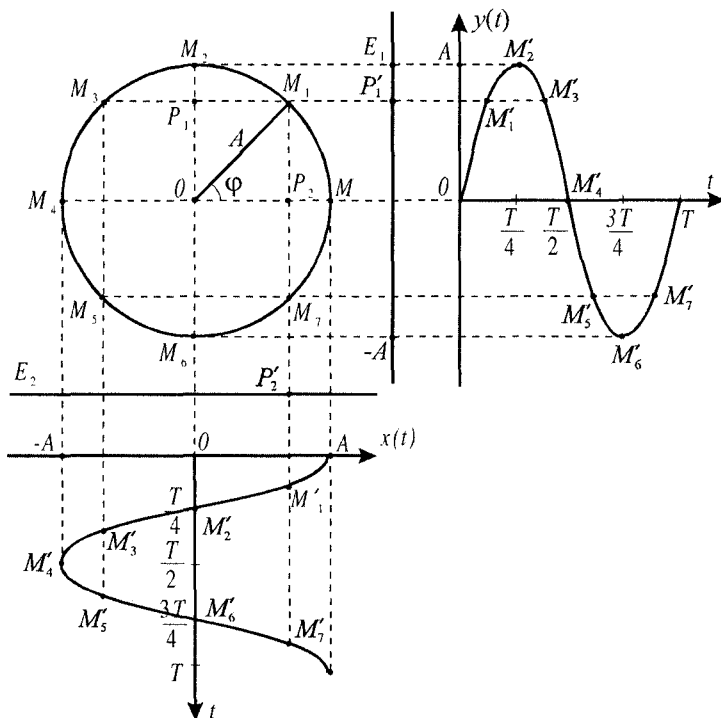


Fig. 6.8

amplitudine  $A$ , dar care sunt descrise de funcțiile „sinus” și, respectiv, „cosinus”. Aceste oscilații se deosebesc numai prin condițiile inițiale. Dacă oscilatorul descris de funcția  $x_1(t)$  la momentul inițial  $t = 0$  are abaterea nulă, atunci cel descris cu  $x_2(t)$  în același moment are abaterea maximă și egală cu  $A$ . De exemplu, dacă un pendul ce se află inițial în poziția de echilibru ( $x = 0$ ) este pus în mișcare sub acțiunea unei lovituri de scurtă durată, imprimându-i-se o viteză inițială în sensul pozitiv, atunci mișcarea va avea loc după legea  $x_1(t) = A \sin \omega t$ . Dacă însă același pendul la momentul inițial este eliberat din poziția de abatere maximă ( $x = A$ ), atunci legea mișcării este  $x_2(t) = A \cos \omega t$ . Cele două oscilații pot fi descrise de una și aceeași funcție, dar de argumente diferite. Folosind formulele de reducere din trigonometrie, avem:

$$x_1(t) = A \sin \omega t = A \cos \left( \omega t - \frac{\pi}{2} \right) = A \cos \omega \left( t - \frac{\pi}{2\omega} \right) = A \cos \omega (t - \Delta t);$$

$$x_2(t) = A \cos \omega t,$$

sau:

$$x_1(t) = A \sin \omega t;$$

$$x_2(t) = A \cos \omega t = A \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right) = A \sin \omega \left( t + \frac{\pi}{2\omega} \right) = A \sin \omega (t + \Delta t).$$

Din aceste relații și din figura 6.9, a se observă că dacă originea timpului pentru una

din funcțiile  $x_1(t)$  sau  $x_2(t)$  s-ar deplasa cu  $\Delta t = \frac{\pi}{2\omega}$

spre stînga sau spre dreapta, atunci graficele lor se vor suprapune. În exemplul considerat mai sus au fost cercetate două cazuri limită, cînd pendulul se afla inițial sau în starea de echilibru, sau de abatere maximă. Însă există și situații cînd acesta se poate afla inițial într-o stare intermediară. De exemplu, pendulului, fiind scos din starea de echilibru, i se imprimă o anumită viteză inițială.

Deplasînd originea timpului cu  $\Delta t = \frac{\varphi_0}{\omega}$  spre stînga sau spre dreapta, vom putea descrie oscilația respectivă atît cu funcția „sinus”, cît și „cosinus” (fig. 6.9, b). Așadar, în funcție de condițiile inițiale, legea mișcării oscilatorului liniar armonic are aspectul:

$$x = A \sin(\omega t + \varphi_0), \quad (6.15, a)$$

sau

$$x = A \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (6.15, b)$$

unde  $\varphi_0$  se măsoară în *radiani* și poate lua valori atît pozitive și negative, cît și egale cu zero. Este evident că cele două relații pentru legea mișcării sunt absolut echivalente și se pot utiliza în egală măsură.

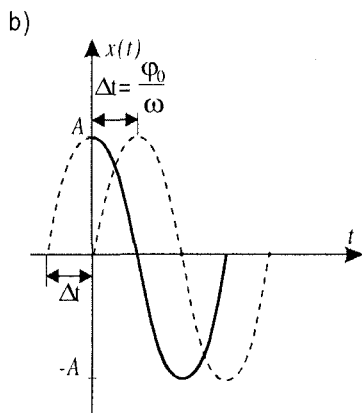
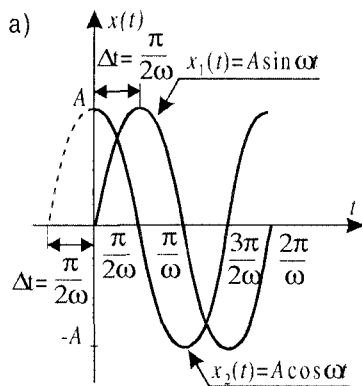


Fig. 6.9

**d. Caracteristicile momentane ale oscilațiilor armonice**

Amplitudinea  $A$ , perioada  $T$  și frecvența  $\nu$ , introduse pentru descrierea mișcării oscilatorii, nu permit a spune în ce stare se află oscilatorul la momentul de timp dat și în care sens se mișcă. Pentru aceasta vom introduce niște mărimi noi ce caracterizează starea momentană a sistemului oscilant, utilizând în acest scop legea mișcării (6.15), obținută mai sus.

**Mărimea  $x$  ce caracterizează poziția oscilatorului la momentul de timp ales în raport cu starea de echilibru se numește *elongație*.**

Din (6.15) se observă că amplitudinea  $A$  este numeric egală cu valoarea maximă a elongației, adică:

$$A = |x_{\max}|.$$

O altă caracteristică importantă a sistemului oscilant este **faza** oscilației.

**Argumentul funcției ce descrie oscilația și determină coordonata, viteza și alte mărimi ce caracterizează mișcarea oscilatorului la momentul dat al timpului se numește *fază*.**

$$\varphi = \omega t + \varphi_0,$$

unde  $\varphi_0$  este **faza inițială** a oscilației și corespunde elongației oscilatorului la momentul de timp  $t = 0$ .

Deoarece mișcarea oscilatorie este periodică, adică  $x(t+T) = x(t)$ , rezultă că  $A \sin[\omega(t+T) + \varphi_0] = A \sin(\omega t + \varphi_0)$ . Funcțiile „sinus” sau „cosinus” au perioada  $2\pi$  și în intervalul de timp de la  $t$  pînă la  $t + T$  egal cu o perioadă, faza oscilației se modifică cu  $2\pi$ , adică  $\omega(t+T) + \varphi_0 = \omega t + \varphi_0 + 2\pi$  sau  $\omega T = 2\pi$ , de unde rezultă relația de legătură dintre perioada oscilației  $T$  și pulsația  $\omega$ :

$$T = \frac{2\pi}{\omega}.$$

Așadar, faza oscilației capătă aspectul

$$\varphi = 2\pi \frac{t}{T} + \varphi_0. \tag{6.16}$$

Din (6.16) se observă că faza oscilației depinde de timp, dar este independentă de scara aleasă pentru măsurarea lui, deoarece se exprimă prin timpul relativ  $t/T$ . Cu alte cuvinte, pentru fiecare sistem oscilant există un „etalon al timpului” propriu, egal cu perioada oscilațiilor. Fiecărui interval de timp exprimat în fracțiuni de perioadă îi corespunde o valoare a fazei, exprimată în radiani, adică **faza reprezintă un echivalent unghiular al timpului**.

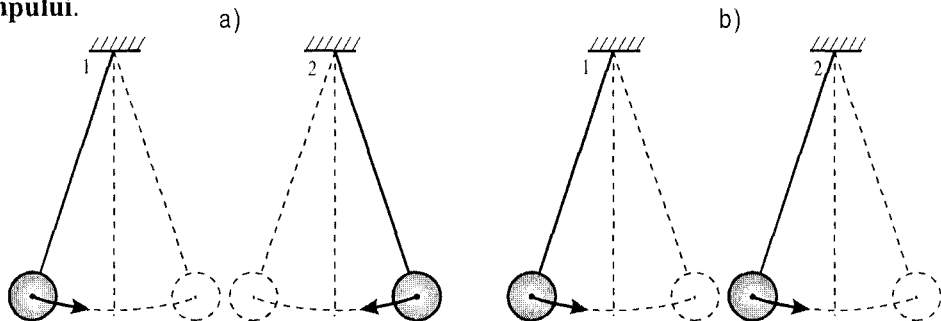


Fig. 6.10

Faza permite să se facă deosebirea dintre două oscilații, care se produc cu aceeași perioadă și amplitudine. În *figura 6.10* sunt reprezentate două pendule gravitaționale identice, care încep simultan mișcarea oscilatorie din pozițiile indicate de săgeți, avînd aceeași amplitudine și perioadă. Dacă pentru ambele oscilații se vor lua aceleași condiții inițiale de măsurare a fazei, atunci deosebirea dintre ele se poate exprima prin **diferența de fază**  $\Delta\varphi$  sau **defazaj**. De exemplu, în poziția inițială pendulele 1 și 2 sunt abătute maxim spre stînga. Se eliberează pendulul 2 și la momentul cînd acesta ocupă poziția de abatere maximă spre dreapta, se eliberează pendulul 1 (*fig. 6.10, a*). Deoarece pendulul 1 a început mișcarea oscilatorie cu o jumătate de perioadă mai tîrziu ca pendulul 2, se consideră că pendulul al doilea este defazat cu  $\pi$  înainte față de primul, adică  $\Delta\varphi = \pi$ . Este evident că oscilațiile pendulelor din *figura 6.10, b* au defazajul  $\Delta\varphi = 0$  sau  $\Delta\varphi = 2\pi$ .

Din (6.16) mai rezultă că două oscilații caracterizate de aceeași perioadă (frecvență) vor avea permanent același defazaj. În acest caz, două oscilații sunt **în concordanță de fază** sau **sincrone**, dacă  $\Delta\varphi = 0$ , și **în opoziție de fază** sau **asincrone**, dacă  $\Delta\varphi = \pi$ .

Starea momentană a oscilatorului se mai caracterizează prin **viteză** și **acelerație de oscilație**. Pentru obținerea legilor de variație a vitezei și accelerației în funcție de timp, vom utiliza reprezentarea schematică (*fig. 6.11*) a experimentului ilustrat în *figura 6.7*.

Punctul material  $M$  în mișcarea sa pe circumferință este caracterizat de vectorii vitezei  $\vec{v}_M$  și accelerație centripetă  $\vec{a}_M$  (*fig. 6.11*), ale căror module se exprimă prin pulsația  $\omega$ .

Din clasa a X-a cunoașteți [formulele (1.39) și (1.42), (p.1.8)] că  $v_M = 2\pi v A$  și

$a_M = 4\pi^2 v^2 A$ . Folosind relația (6.13), pentru modulele vectorilor  $\vec{v}_M$  și  $\vec{a}_M$  obținem

$v_M = \omega A$  și, respectiv,  $a_M = \omega^2 A$  (amintim că raza circumferinței a fost notată cu  $A$ ).

Este evident, că proiecțiile vectorilor  $\vec{v}$  și  $\vec{a}$  pe axa de coordonate  $Ox$  (*fig. 6.11*) vor caracteriza, respectiv, viteza și accelerația de oscilație a proiecției  $M'$  a punctului material  $M$  și, totodată, a oscilatorului liniar armonic (în cazul experienței noastre – a pendulului gravitațional).

Din triunghiurile dreptunghice evidențiate în *figura 6.11*, pentru proiecțiile vectorilor  $\vec{v}$  și  $\vec{a}$  se obține:

$$v_x = -v_M \sin \omega t = -A \omega \sin \omega t,$$

$$a_x = -a_M \cos \omega t = -A \omega^2 \cos \omega t.$$

Aceste relații reprezintă legile vitezei și accelerației de oscilație a unui oscilator liniar armonic într-un caz particular, cînd faza inițială este nulă (la momentul  $t = 0$  punctul material se află în poziția  $M_0$ ). În cazul general, cînd faza inițială este diferită de zero (punctul material  $M_0$  se află într-o poziție arbitrară de pe circumferință), legile respective au forma:

$$v_x = -A \omega \sin(\omega t + \varphi_0), \quad (6.17)$$

$$a_x = -A \omega^2 \cos(\omega t + \varphi_0). \quad (6.18)$$

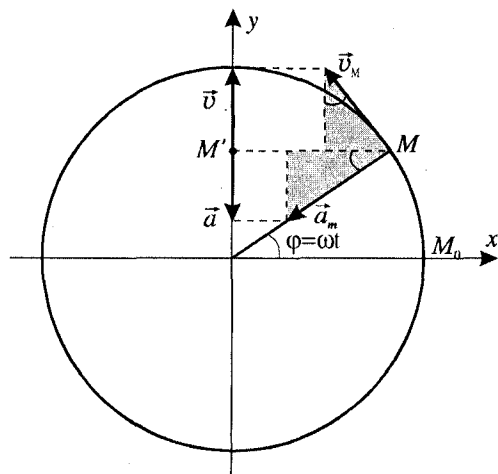


Fig. 6.11

Se observă că atât viteza, cât și accelerația de oscilație variază în timp ca și elongația (6.15, *a*) după o anumită lege armonică. Ca și elongația, ele sunt caracterizate de valori maxime sau de valori de amplitudine. Din (6.17) și (6.18) rezultă că acestea se obțin, respectiv, când  $\cos(\omega t + \varphi_0) = 1$  și  $\sin(\omega t + \varphi_0) = -1$ , adică

$$v_{x,\max} = A\omega, \quad (6.17, a)$$

$$a_{x,\max} = A\omega^2. \quad (6.18, a)$$

Folosind formulele de reducere din trigonometrie, relațiile (6.17) și (6.18) pot fi aduse la una și aceeași funcție armonică ca cea a elongației:

$$v_x = -A\omega \sin(\omega t + \varphi_0) = A\omega \cos\left(\omega t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}\right) \quad (6.19)$$

$$a_x = -A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi_0) = A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi_0 + \pi) \quad (6.20)$$

Din (6.15, *a*), (6.19) și (6.20) rezultă că

**Într-o mișcare oscilatorie armonică viteza și accelerația variază în timp, de asemenea, armonic, însă faza vitezei este în avans cu  $\pi/2$ , iar a accelerației – cu  $\pi$  față de faza elongației.**

În figura 6.12 sunt reprezentate dependențele coordonatei (6.15, *a*), vitezei (6.19) și accelerației (6.20) ale unui sistem oscilant în funcție de timp pentru cazul particular  $\varphi_0 = 0$ . Accelerația și coordonata oscilatorului sunt egale cu zero în aceleași momente de timp (când corpul trece prin poziția de echilibru), modulul vitezei fiind maxim și egal cu  $\omega A$ . În momentele abaterii maxime de la poziția de echilibru viteza oscilatorului este nulă, iar modulul accelerației – maxim și egal cu  $\omega^2 A$ .

### e°. Reprezentarea mișcării oscilatorii prin fazori

Cea mai frecvent întâlnită și utilizată reprezentare a oricărei mișcări, inclusiv a celei oscilatorii, este **reprezentarea grafică**. Se dau valori argumentului funcției care reprezintă legea mișcării și de fiecare dată se calculează valoarea ei. Rezultatele obținute se notează pe un grafic la o scară anumită, în scopul unei vizualizări optime a acestora, de exemplu, graficele din figura 6.12.

O altă reprezentare mai neobișnuită, dar în anumite cazuri mult mai eficientă, constituie **reprezentarea prin fazori**. Oscilația descrisă de ecuația (6.15) se asociază cu un vector rotitor  $\vec{A}$  în planul  $xOy$ , numit **fazor** și caracterizat de următoarele proprietăți: are modulul egal cu amplitudinea oscilației reprezentate; este orientat astfel, ca unghiul format cu o direcție aleasă arbitrar (de exemplu, axa  $Ox$ ) la orice moment de timp este egal cu faza inițială a oscilației (fig. 6.13). Deoarece unghiul dintre fazor și axa  $Ox$  crește liniar

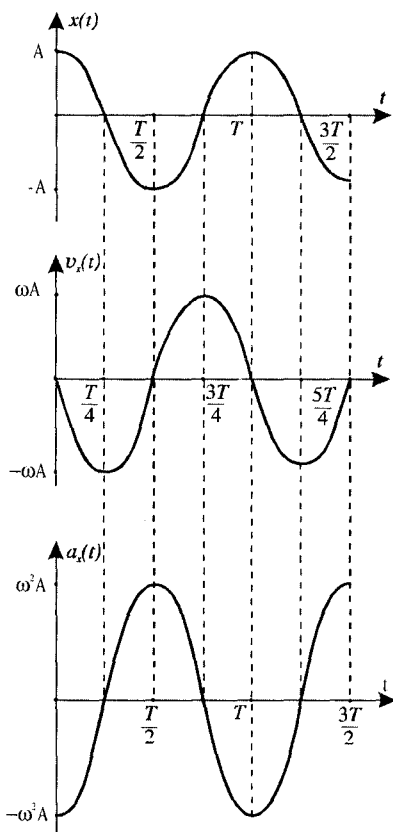


Fig. 6.12

în timp, fazorul se rotește în planul  $xOy$  în sens trigonometric, avînd viteza unghiulară egală cu pulsația  $\omega_0$  a oscilației reprezentate. Remarcăm coincidența proiecției vectorului  $\vec{A}$  pe una din axele  $Ox$  sau  $Oy$  cu ecuația pentru legea mișcării, exprimată prin funcțiile „cosinus” sau „sinus”.

### f. Dependența pulsației și perioadei oscilațiilor armonice libere de proprietățile sistemului

Relația dintre elongație (6.15, a) și accelerație (6.18) poate fi exprimată astfel:  $a_x = -\omega^2 x$ . Dacă ecuațiile (6.15, a) și (6.15, b), cum rezultă din experimente, descriu complet mișcarea oscilatorie armonică, atunci ele trebuie să reprezinte niște soluții ale ecuației acestei mișcări (6.6) sau (6.10). Într-adevăr, introducînd (6.15, b) și (6.18) în (6.6) obținem:

$$A(\omega_0^2 - \omega^2)\cos(\omega t + \varphi_0) = 0. \quad (6.21)$$

Din (6.21) rezultă că funcția  $x = A\cos(\omega t + \varphi_0)$  satisface egalitatea (6.6) sau (6.10) doar atunci, cînd  $\omega \equiv \omega_0$ . Astfel, se determină și sensul fizic al constantei  $\omega_0$  din ecuația oscilatorului liniar armonic. Ea reprezintă pulsația oscilațiilor din sistem și, deoarece acestea sunt determinate de parametrii caracteristici ai sistemului oscilant, este numită și **frecvență proprie** a oscilatorului.

Așadar, frecvența proprie a pendulului elastic se exprimă prin relația:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}, \quad (6.22)$$

care rezultă din (6.7), iar dacă introducem această relație în (6.13), atunci pentru perioada pendulului elastic se obține:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}. \quad (6.23)$$

Perioada oscilațiilor este cu atît mai mică, cu cît coeficientul de elasticitate al resortului este mai mare și cu atît mai mare, cu cît masa corpului suspendat este mai mare. Un resort caracterizat de un coeficient de elasticitate mare imprimă corpului o accelerație mare, adică o variație mai rapidă a vitezei, iar în cazul unui corp de masă mai mare variația vitezei este mai lentă.

Pentru pendulul gravitațional (matematic) frecvența proprie se determină din relația (6.11):

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{l}}, \quad (6.24)$$

iar perioada oscilațiilor este:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (6.25)$$

La amplitudini mici perioada oscilațiilor pendulelor elastic și gravitațional nu depinde de valoarea acesteia. Pentru pendulul gravitațional acest fapt a fost stabilit pentru întîia dată în anul 1583 de către Galileo Galilei în urma observărilor asupra unui candelabru din catedrala

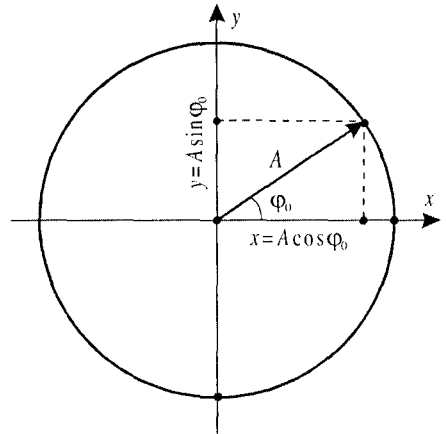


Fig. 6.13



de la Pisa. În baza acestei descoperiri, Galilei a propus să fie utilizate pentru măsurarea intervalelor mici de timp oscilațiile și a emis ideea construirii primului ceas, care a fost confecționat mai târziu de către elevul său, Vincenzo Viviani (1662–1703). Însă construcția contemporană a ceasului cu pendul a fost realizată de către Crystian Huygens în anul 1673, când acesta a stabilit pentru prima dată formula pentru perioada oscilațiilor pendulului gravitațional (6.25) și a verificat-o experimental.

După cum se observă din (6.25), perioada oscilațiilor depinde și de accelerația gravitațională. Cunoașteți că accelerația gravitațională depinde de înălțimea la care se află corpul. Cu cât aceasta este mai mare, cu atât accelerația gravitațională este mai mică și perioada oscilațiilor se mărește. Cu alte cuvinte, un ceasornic cu pendul, va rămâne în urmă cu atât mai mult, cu cât va fi ridicat la o înălțime mai mare.

Perioada oscilațiilor pendulului gravitațional se va modifica și în cazul mișcării pe verticală a lui cu o oarecare accelerație  $a$ , deoarece în acest caz „constanta de elasticitate” a forței cvasielastice de revenire va fi egală cu  $m(g \pm a)/l$  și pentru perioadă se obține:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g \pm a}},$$

unde semnul „plus” se ia dacă accelerația punctului de suspensie a pendulului este orientată vertical în sus, iar „minus” – vertical în jos. Dacă, de exemplu, pendulul gravitațional se află într-un ascensor, atunci la mișcarea lui cu accelerația  $a$  vertical în jos perioada se mărește, iar la mișcarea cu accelerația  $a$  vertical în sus – se micșorează.

### g. Energia oscilatorului liniar armonic

Să analizăm mișcarea oscilatorie din punct de vedere energetic. Când oscilatorul este scos din poziția de echilibru, i se transmite o energie potențială:

$$E_p = \frac{kx^2}{2}, \quad (6.26)$$

unde  $x$  este elongația (amintim că ea are ca origine poziția de echilibru), iar  $k$  – coeficientul de elasticitate al resortului în cazul pendulului elastic sau coeficientul de proporționalitate din relația pentru forța cvasielastică de revenire în cazul altor oscilatori armonici. De exemplu, în cazul pendulului gravitațional de lungime  $l$ , abătut la înălțimea  $h$  față de poziția de echilibru (fig. 6.14), energia potențială este  $E_p = mgh$  și pentru oscilații mici (unghiul de abatere  $\varphi$  este mic) se aduce la forma (6.26), avînd valoarea coeficientului  $k = mg/l$ , care rezultă din (6.9). Într-adevăr, din figura 6.14 se observă că

$$h = l - l' = l - l \cos \varphi = 2l \sin^2 \frac{\varphi}{2}, \text{ iar } \varphi \approx \frac{x}{l}. \text{ Luînd în considerare că oscilațiile pendulului}$$

gravitațional sunt armonice numai pentru unghiuri mici, iar în acest caz  $\sin \varphi \approx \varphi$ , pentru energia lui potențială obținem:

$$E_p = mgh = 2mgl \sin^2 \frac{\varphi}{2} = 2mgl \cdot \left( \frac{x}{2l} \right)^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{mg}{l} \cdot x^2 = \frac{kx^2}{2}.$$

În starea inițială, când  $x = A$ , sistemul oscilant posedă numai energie potențială:

$$E = E_p^{\max} = \frac{kA^2}{2}. \quad (6.27)$$

Rezultă că **energia totală este proporțională cu pătratul amplitudinii oscilațiilor.**

La deplasarea oscilatorului spre poziția de echilibru elongația se micșorează, iar viteza lui crește. Aceasta înseamnă că energia potențială a oscilatorului se micșorează, însă concomitent el va avea și energie cinetică:

$$E_c = \frac{mv_x^2}{2}, \quad (6.28)$$

care crește datorită măririi vitezei sale. Când oscilatorul ajunge în poziția de echilibru, unde  $x = 0$ , iar viteza este maximă, energia lui potențială devine egală cu zero și energia cinetică în această poziție trebuie să coincidă cu energia totală. Într-adevăr, întrucît  $v_{x,\max} = \omega_0 A$ , iar  $k = \omega_0^2 m$ , din (6.28) se obține:

$$E_c^{\max} = \frac{mv_{x,\max}^2}{2} = \frac{m\omega_0^2 A^2}{2} = \frac{kA^2}{2} = E.$$

Așadar, în decursul unui sfert de perioadă are loc o transformare completă a energiei potențiale în energie cinetică. Este evident că datorită periodicității mișcării oscilatorii în decursul unei perioade energia potențială se va transforma în energie cinetică și invers de patru ori.

Într-o stare intermediară, între poziția de echilibru și de abatere maximă de la aceasta, oscilatorul posedă atât energie potențială, cât și cinetică. Energia mecanică totală în această stare este dată de relația:

$$E \equiv \frac{kA^2}{2} = \frac{kx^2}{2} + \frac{mv_x^2}{2}. \quad (6.29)$$

Întrucît sistemul oscilant studiat este conservativ (fără pierderi) energia mecanică totală trebuie să rămână constantă în timp. Într-adevăr, dacă introducem în (6.29) expresiile elongației (6.15, b) și vitezei (6.17), obținem:

$$E = \frac{kA^2}{2} \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0) + \frac{m\omega_0^2 A^2}{2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0) = \frac{m\omega_0^2 A^2}{2} = \frac{kA^2}{2}. \quad (6.30)$$

Tot din (6.29) se mai poate obține și o relație utilă dintre viteză și elongație

$$v_x = \pm \sqrt{\frac{k}{m}(A^2 - x^2)} = \pm \sqrt{\omega_0^2 A^2 \left(1 - \frac{x^2}{A^2}\right)} = \pm v_{x,\max} \sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}}, \quad (6.31)$$

din care se observă că viteza oscilatorului devine maximă, când el trece prin poziția de echilibru, unde  $x = 0$  și nulă, în punctele de abatere maximă în care  $x = \pm A$ . În figura 6.15 este reprezentată dependența energiei potențiale (6.26) în funcție de elongație. Linia orizontală corespunde valorii determinată de energia totală a oscilatorului, iar distanța dintre această linie și curba energiei potențiale este egală

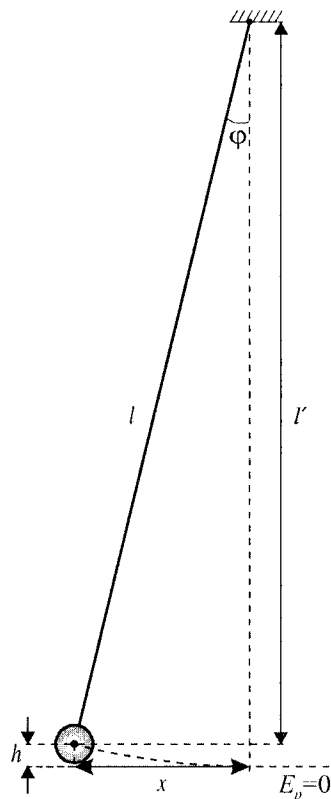


Fig. 6.14

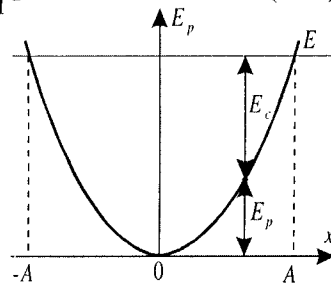


Fig. 6.15

cu energia cinetică, care devine egală cu zero în punctele extreme  $x = \pm A$ . Se observă că în poziția de echilibru ( $x = 0$ ) energia potențială este minimă. Deoarece forma acestei dependențe este asemănătoare cu o groapă, se spune că oscilatorul în stare de echilibru se află la fundul unei **gropi de potențial**. Dacă oscilatorul este scos din această stare și lăsat liber, atunci el tinde să revină la poziția de echilibru și începe mișcarea oscilatorie.

**Dacă sistemul oscilant se află într-o groapă de potențial, atunci el poate oscila liber în jurul unei poziții, pentru care energia potențială este minimă.**

În decursul transformărilor reciproce energiile cinetică și potențială de poziție variază și ele după o lege armonică:

$$E_c(t) = \frac{m\omega_0^2 A^2}{2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0) = \frac{E}{2} [1 - \cos 2(\omega_0 t + \varphi_0)] \quad (6.32)$$

$$E_p(t) = \frac{kA^2}{2} \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0) = \frac{E}{2} [1 + \cos 2(\omega_0 t + \varphi_0)]$$

Din ecuațiile (6.32) și figura 6.16, unde pentru un caz particular  $\varphi_0 = 0$  sunt reprezentate dependențele  $E_c(t)$ ,  $E_p(t)$  și  $x(t)$  (pentru comparație), se observă că oscilațiile energiilor cinetică și potențială se produc cu aceeași amplitudine, egală cu jumătate din energia totală, sunt în opoziție de fază și au o frecvență dublă față de cea a elongației.

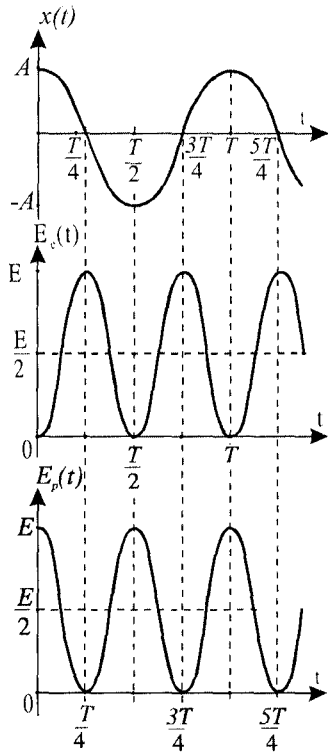


Fig. 6.16

### h\*. Studiul oscilatorului liniar armonic cu ajutorul derivatelor

Ecuția oscilatorului liniar armonic de forma (6.6) sau (6.10) permite determinarea legii mișcării lui, adică a poziției acestuia la orice moment de timp. De obicei însă această ecuație este reprezentată sub altă formă. Din matematică cunoașteți, că viteza momentană a corpului este derivata deplasării  $x(t)$  în raport cu timpul (sensul fizic al derivatei):

$$v_x(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x(t)}{\Delta t} = \frac{dx(t)}{dt}$$

Analogic se poate defini și accelerația lui momentană  $a(t)$ :

$$a_x(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v_x(t)}{\Delta t} = \frac{dv_x(t)}{dt} = \frac{d^2 x(t)}{dt^2}$$

care reprezintă prima derivată de la viteza  $v(t)$  sau a doua derivată de la deplasarea  $x(t)$  în raport cu timpul. Pentru comoditate derivatele în raport cu timpul se notează cu variabila, care conține deasupra un număr de „puncte” egal cu gradul derivatei. De exemplu,

$$\frac{dx(t)}{dt} \equiv \dot{x}, \quad \frac{d^2 x(t)}{dt^2} \equiv \ddot{x}$$

Cu aceste precizări ecuația mișcării, obținută la studiul pendulului elastic (6.6) sau a celui gravitațional (6.10), capătă o formă generală, în care este prezentă numai o singură necunoscută – abaterea de la poziția de echilibru stabil  $x$ :

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0, \quad (6.33)$$

unde  $\omega_0$  este frecvența proprie a oscilatorului și se determină din relația (6.7) în cazul pendulului elastic și din (6.11) – în cazul celui gravitațional. La o asemenea ecuație se ajunge întotdeauna, când asupra unui corp, aflat în stare de echilibru stabil, acționează o forță rezultantă  $F$  (indiferent de natura ei), care produce o abatere mică de la această poziție, fiind, în același timp, orientată în sens opus abaterii. Totodată, forțele de rezistență  $F_{rez}$  ce acționează asupra sistemului oscilator trebuie să fie neglijabile, adică  $F_{rez} \ll F$ . Metoda de rezolvare a ecuației (6.33) este cunoscută, însă ea nu se încadrează în programa de liceu. Din această cauză ne vom limita numai la verificarea ei, folosind legea mișcării (6.15), la care s-a ajuns experimental. Calculăm derivata a doua de la elongația (6.15, a) în raport cu timpul. În acest scop vom folosi tabelul derivatelor funcțiilor compuse, din care pentru funcțiile „sinus” și „cosinus” avem:

$$\frac{d}{dt}(\sin u) = \cos u \cdot \frac{du}{dt}; \quad \frac{d}{dt}(\cos u) = -\sin u \cdot \frac{du}{dt}.$$

Aplicînd aceste reguli de derivare, obținem consecutiv viteza (prima derivată) și accelerația (derivata a doua) de oscilație:

$$v_x \equiv \dot{x} = -\omega A \sin(\omega t + \varphi_0),$$

$$a_x \equiv \dot{v}_x \equiv \ddot{x} = -\omega^2 A \cos(\omega t + \varphi_0).$$

Introducem (6.15, b) și (6.34) în (6.33). În consecință avem:

$$(\omega_0^2 - \omega^2)A \cos(\omega t + \varphi_0) = 0. \quad (6.34)$$

S-a obținut același rezultat ca în p.6.2.f: constanta  $\omega_0$  reprezintă pulsația (frecvența proprie) a oscilatorului, iar (6.15, a) este soluție a ecuației (6.33) numai atunci, când  $\omega = \omega_0$ .

## ▣ Probleme rezolvate

1. Un oscilator armonic liniar efectuează oscilații în conformitate cu legea

$$x = 0,02 \sin\left(\frac{\pi}{3}t + \frac{\pi}{6}\right) \text{ (m)}.$$

Determinați amplitudinea, perioada și faza inițială a oscilațiilor. Care sunt poziția și viteza inițială cu care începe mișcarea oscilatorie?

Se dă:

$$x = 0,02 \sin\left(\frac{\pi}{3}t + \frac{\pi}{6}\right) \text{ (m)}$$

$$A - ?, T - ?, \varphi_0 - ?,$$

$$x_0 - ?, v_0 - ?$$

**Rezolvare.** Din comparația legii mișcării dată în condițiile problemei cu forma sa generală (6.15, a) rezultă:

$$A = 0,02 \text{ m}; \quad \varphi_0 = (\pi/6) \text{ rad} = 30^\circ; \quad \omega_0 = (\pi/3) \text{ s}^{-1}.$$

Perioada oscilațiilor este  $T = 2\pi/\omega_0 = 6 \text{ s}$ . Poziția inițială a oscilatorului se determină din legea mișcării la momentul  $t = 0$ . Obținem  $x_0 = 0,02 \sin(\pi/6) = 0,01 \text{ m}$ . Viteza inițială

imprimată oscilatorului în această poziție se determină din legea vitezei (6.17) la momentul  $t = 0$ . Avem  $v_0 = A\omega_0 \cos(\pi/6) \approx 0,02 \text{ m/s}$ .

2. La capătul unui resort este suspendat un corp mic cu masa de 0,5 kg, care produce o alungire de 0,025 m, după care în sistem se stabilește starea de echilibru. Corpul este scos din această stare în direcția verticală și lăsat liber, resortul alungindu-se încă cu 0,01 m. Considerînd accelerația gravitațională egală cu  $10 \text{ m/s}^2$  și neglijînd forțele de rezistență, determinați: a) perioada, frecvența și pulsația oscilațiilor; b) valorile maxime ale vitezei și accelerației de oscilație, precum și a forței ce acționează asupra corpului; c) legea mișcării oscilatorii; d) timpul în care corpul parcurge distanța de la  $A/2$  pînă la  $\sqrt{3}A/2$ , unde  $A$  este amplitudinea oscilațiilor; e) energiile cinetică, potențială și totală la momentul abaterii corpului de la poziția de echilibru cu  $x = \pm A/2$ ; f) viteza corpului la momentele cînd el se află la distanța  $x_1 = 0,005 \text{ m}$  de la poziția de echilibru.

Se dă:

$$m = 0,5 \text{ kg}$$

$$x_0 = 0,025 \text{ m}$$

$$x_1 = 0,005 \text{ m}$$

$$A = 0,01 \text{ m}$$

$$g = 10 \text{ m/s}^2$$

$$a) T - ?, v - ?, \omega_0 - ?;$$

$$b) v_m - ?, a_m - ?, F_m - ?;$$

$$c) x(t); d) \Delta t - ?;$$

$$e) E_c - ?, E_p - ?, E - ?;$$

$$f) v_1 - ?$$

**Rezolvare.** a) Pentru determinarea perioadei pendulului elastic vom folosi (6.23). Constanta de elasticitate se obține din condiția că resortul aflat în poziția de echilibru este deja alungit cu  $x_0$ , adică  $G = kx_0$ . Rezultă  $k = G/x_0 = mg/x_0$  și pentru perioadă avem:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} = 2\pi\sqrt{\frac{x_0}{g}} = 0,314 \text{ s.}$$

Folosind relațiile (6.2) și (6.13) pentru frecvență și pulsație, obținem respectiv

$$v \approx 3,185 \text{ Hz și } \omega_0 = 20 \text{ s}^{-1}.$$

b) Valorile maxime ale vitezei și accelerației se calculează folosind relațiile (6.17, a) și (6.18, a), în care  $\omega = \omega_0$  este frecvența

proprie (pulsația) calculată mai sus. Forța care acționează asupra corpului este maximă atunci cînd abaterea este maximă, adică egală cu amplitudinea. Astfel,

$$F_m = kA = mgA/x_0.$$

Introducînd valorile numerice, obținem:

$$v_m = \omega_0 A = 0,2 \text{ m/s}; a_m = \omega_0^2 A = 4 \text{ m/s}^2; F_m = 2 \text{ N.}$$

c) Din condițiile problemei rezultă că mișcarea oscilatorie începe din punctul de abatere maximă în jos, de aceea faza inițială  $\varphi_0$  este egală cu zero. Dacă orientăm axa  $Ox$  ca în figura 6.17, atunci la momentul  $t = 0$  elongația  $x = A$ . Rezultă că din cele două forme (6.15) ale legii mișcării trebuie să alegem (6.15, b), care satisface condițiile inițiale. Introducînd valorile numerice, avem:

$$x(t) = 0,01 \cos 20t \text{ (m).}$$

d) La momentul de timp  $t_1$  elongația este  $x = A/2$  și din (6.15, b) obținem  $\cos \omega_0 t_1 = 1/2$ , de unde  $\omega_0 t_1 = \pm \arccos(1/2) + 2k\pi = \pm \pi/3 + 2k\pi$ .

Analogic se obține și pentru momentul de timp  $t_2$ :  $\omega_0 t_2 = \pm \pi/6 + 2k\pi$ ,  $k \in \mathbb{Z}$ . Rezultă  $\omega_0 \Delta t = \mp \pi/6$ . Este evident că dintre cele două soluții are sens fizic numai cea pozitivă.

Așadar,  $\Delta t = \pi/(6\omega_0) \approx 0,026 \text{ s.}$

e) Energia totală a oscilatorului este proporțională cu pătratul amplitudinii și nu depinde de poziția lui. Astfel  $E = kA^2/2 = mgA^2/(2x_0) = 10 \text{ mJ}$ . În poziția  $x = \pm A/2$  energia potențială este  $E_p = kx^2/2 = kA^2/8 = E/4 = 2,5 \text{ mJ}$ , iar cea cinetică  $E_c = E - E_p = 3E/4 = 7,5 \text{ mJ}$ .

f) Deoarece există două poziții, în care corpul se află la distanța  $x_1$  (de o parte și de alta a poziției de echilibru) se vor obține două soluții. Din (6.31) avem:

$$v_1 = \pm \sqrt{\frac{k}{m}(A^2 - x_1^2)} = \pm \sqrt{\frac{g}{x_0}(A^2 - x_1^2)} \approx \pm 0,173 \text{ m/s}.$$

Semnele "+" arată sensul vitezei. La mișcarea corpului de jos în sus spre poziția de echilibru sensul vitezei este opus sensului axei  $Ox$  din figura 6.17, iar la mișcarea de la această poziție sensurile vitezei și axei  $Ox$  coincid.

3. Un pendul matematic cu lungimea de 3,6 m

și masa de 0,01 kg oscilează cu o amplitudine unghiulară de  $10^\circ$ . Determinați viteza, accelerația, energiile cinetică și potențială ale pendulului în pozițiile de echilibru și de abatere maximă. Accelerația gravitațională se va considera egală cu  $10 \text{ m/s}^2$ .

Se dă:

$$l = 3,6 \text{ m}$$

$$m = 0,01 \text{ kg}$$

$$g = 10 \text{ m/s}^2$$

$$\varphi_m = 10^\circ \gg 0,17 \text{ rad.}$$

$$E_c = ?, a = ?$$

$$E_p = ?, v = ?$$

**Rezolvare.** Vom nota mărimile caracteristice ale poziției de echilibru cu indicele „1”, iar cele care descriu poziția de abatere maximă – cu „2”. Menționăm că în poziția de abatere maximă viteza pendulului este nulă, deci energia lui cinetică tot este egală cu zero. Așadar,  $v_2 = 0$ ,  $E_{c2} = 0$ . În aceeași poziție energia potențială este egală cu cea totală  $E_{p2} = E = mgh$ , iar accelerația este maximă  $a_2 = a_m = A\omega_0^2$ , unde  $h$  este înălțimea la care se ridică bila pendulului față de nivelul ei în poziția de echilibru (fig. 6.14). Din figură se observă:

$$h = l - l' = l(1 - \cos \varphi) = 2l \sin^2(\varphi/2)$$

și, deoarece pentru valori mici ale unghiurilor  $\sin \varphi \approx \varphi$ , obținem  $h = l\varphi^2/2$ , unde  $\varphi$  se exprimă în radiani. Așadar, în poziția de abatere maximă ( $\varphi \equiv \varphi_m$ ) energia potențială este  $E_{p2} = mgl\varphi^2/2 \approx 5,2 \text{ mJ}$  ( $1^\circ = \pi/180 \approx 0,017 \text{ rad.}$ ). Tot din figura 6.14 avem  $x = l \sin \varphi \approx l\varphi$  și când  $\varphi = \varphi_m$ ,  $x = A$ , deci  $A = l\varphi_m$ . Luînd în considerare (6.24), obținem:

$$a_2 = A\omega_0^2 = l\varphi_m \cdot \frac{g}{l} = g\varphi_m \approx 1,7 \text{ m/s}^2.$$

În poziția de echilibru accelerația corpului suspendat și energia potențială sunt egale cu zero, adică  $a_1 = 0$  și  $E_{p1} = 0$ . Totodată, energia cinetică și viteza pendulului sunt maxime:

$$E_{c1} = E = mv_m^2/2 \text{ și } v_1 = v_m = \sqrt{2E_{c1}/m}.$$

Numeric avem  $E_{c1} \approx 5,2 \text{ mJ}$  și  $v_1 \approx 1,02 \text{ m/s}$ .

4. Într-un tub transparent cu aria secțiunii transversale constantă de-a lungul lui și îndoit sub forma literei „U” se află un lichid oarecare (fig. 6.18). În urma unei acțiuni exterioare coloana de lichid cu lungimea totală  $L = 80 \text{ cm}$  începe să oscileze. Neglijînd forțele de adeziune și de frecare dintre lichid și pereții tubului, determinați perioada oscilațiilor. Accelerația gravitațională se va considera egală cu  $10 \text{ m/s}^2$ .

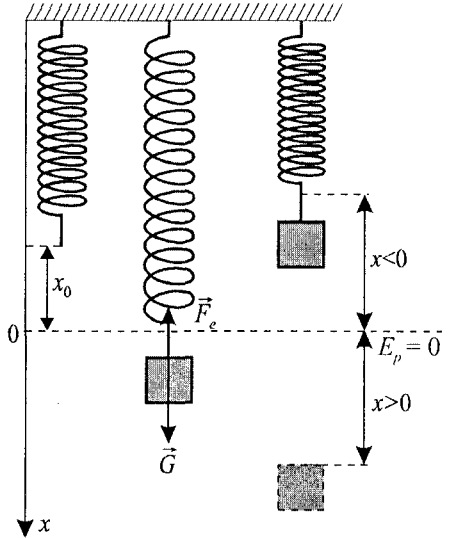


Fig. 6.17

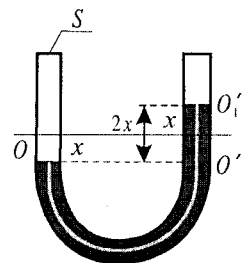


Fig. 6.18

Se dă:

$$L = 0,8 \text{ m}$$

$$g = 10 \text{ m/s}^2$$

$$T = ?$$

**Rezolvare.** În urma oscilațiilor mici ale coloanei de lichid în unul din brațele tubului nivelul acestuia se ridică în raport cu poziția de echilibru  $OO'$ , iar în celălalt – coboară. Deoarece aria secțiunii transversale a ambelor brațe ale tubului este aceeași, distanța variabilă  $x$ , la care se ridică lichidul într-un braț este aceeași cu cea la care

coboară în altul. Este evident că această distanță variabilă reprezintă elongația oscilațiilor, a cărei valoare maximă este indicată în figura 6.18. Perioada oscilațiilor se poate determina, compunând ecuația mișcării de forma (6,6).

Ecuația mișcării lichidului din tub este dată de legea a doua a lui Newton  $F = m_L a$ , unde  $m_L$  și  $F$  sunt, respectiv, masa lichidului din tub și forța de revenire a lui la poziția de echilibru  $OO'$ . Masa lichidului este egală cu produsul dintre densitatea lui  $\rho$  și volumul ocupat  $V = SL$ , unde prin  $S$  s-a notat aria secțiunii transversale a tubului. Așadar,  $m_L = \rho SL$ . Forța de revenire este determinată de greutatea coloanei de lichid dintre nivele de lungime  $l = 2x$  (fig. 6.18). Avem  $F = m_l g = \rho \cdot 2xS \cdot g$ . Introducînd expresiile obținute pentru masă și forța de revenire în legea a doua a lui Newton obținem  $\rho SL a = -2\rho g S x$ , unde semnul minus arată că forța de revenire și abaterea  $x$  de la poziția de echilibru sunt întotdeauna orientate în sensuri opuse. Așadar, ecuația mișcării oscilatorii are forma:

$$a + \frac{2g}{L} x = 0$$

și din comparația cu (6,6) rezultă că  $\omega_0^2 = 2g/L$ . În consecință, perioada oscilațiilor este:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{L}{2g}} \approx 1,3 \text{ s.}$$

### ?

**Întrebări și probleme**

1. Descrieți modelul oscilatorului liniar armonic. Care sunt particularitățile lui? Propuneți exemple.
2. Ce reprezintă pendulul elastic? Dar cel gravitațional?
3. Care este forța de revenire în cazul pendulului gravitațional?
4. Ce reprezintă oscilograma? Descrieți modul de obținere a celei mai simple oscilogramă.
5. Care este legătura dintre mișcarea uniformă de rotație a corpului pe circumferință și mișcarea oscilatorie?
6. Ce reprezintă pulsația și cum se exprimă ea prin perioadă și frecvență?
7. Care sunt caracteristicile momentane ale oscilațiilor armonice?
8. Care este legea mișcării oscilatorii armonice? Explicați semnificația termenilor din această ecuație.
9. Ce reprezintă defazajul? Cînd două mișcări oscilatorii sunt în concordanță de fază; în opoziție de fază? Propuneți exemple.
10. Care sunt legile vitezei și accelerației de oscilație a unui oscilator liniar armonic? Care este defazajul dintre viteza (accelerația) de oscilație și elongație?
- 11°. Ce reprezintă fazorul? Descrieți modul de reprezentare a oscilațiilor prin fazori?
12. Cum depind pulsația și perioada oscilațiilor armonice de proprietățile sistemului oscilant?
13. Cum se modifică perioada oscilațiilor armonice în cazul mișcării sistemului oscilant cu accelerație?
14. Care este energia totală a oscilatorului liniar armonic? În care poziții energiile cinetică și potențială sunt egale cu cea totală?
15. Care sunt energiile cinetică și potențială de poziție? Explicați, de ce energia totală este aceeași pentru orice poziție și nu depinde de timp?
16. Reprezentați grafic funcțiile

$$x_1(t) = t^2 + 2t, \quad x_2(t) = 3\sin(t^2 + \pi) \quad \text{și} \quad x_3(t) = 3[1 + \sin(2t + \pi/2)],$$

care descriu poziția unui punct material în mișcare în funcție de timp. Explicați ce fel de mișcare se realizează în fiecare caz și indicați care dintre cele trei funcții descrie o mișcare oscilatorie armonică.

- † 17. Un corp cu masa de 1 kg este prins de capătul unui resort, al cărui coeficient de elasticitate este egal cu 100 N/m. La momentul  $t = 0$  corpul se află la o distanță de 20 cm față de poziția de echilibru. Determinați amplitudinea, perioada și faza inițială a oscilațiilor produse. Scrieți legea  $x(t)$  a mișcării oscilatorii și reprezentați-o grafic.
18. Oscilațiile unui corp de masă  $m = 1$  kg, legat de capătul unui resort, avînd constanta de elasticitate de 400 N/m, se produc după legea mișcării, caracterizată de funcția „cosinus”. Determinați amplitudinea și faza inițială a oscilațiilor, dacă la momentul  $t_i = 0$  elongația și viteza corpului sunt, respectiv,  $x_i = 12$  cm și  $v_i = 1$  m/s.
19. Un corp de masă  $m$ , legat la capătul unui resort, oscilează cu frecvența  $\nu = 0,6$  Hz. Determinați masa acestui corp, dacă se cunoaște că la legarea încă a unui corp de masă  $m_1 = 500$  g sistemul obținut oscilează cu perioada  $T_1 = 2,5$  s.
20. Care trebuie să fie lungimea unui pendul gravitațional pentru ca perioada lui să fie egală cu 1 s?
21. Distanța dintre pozițiile extreme ale mișcării oscilatorii a unui pendul elastic este de 8 cm. Determinați perioada oscilațiilor pendulului, dacă viteza lui la momentul traversării poziției de echilibru este de 16 cm/s.
22. Un pendul gravitațional oscilează în cabina unui ascensor. De cîte ori trebuie modificată lungimea lui, pentru ca perioada oscilațiilor la mișcarea pe verticală a ascensorului în sus și în jos cu accelerația de 5 m/s<sup>2</sup>, să rămînă aceeași. Accelerația gravitațională se va lua egală cu 10 m/s<sup>2</sup>.
23. O viespe cu masa de 0,6 g a nimerit în plasa unui păianjen. Determinați constanta de elasticitate a plasei, dacă ea oscilează cu frecvența de  $\sqrt{10}$  Hz. Care va fi frecvența de oscilație a plasei, dacă în ea va nimeri o muscă cu masa de 0,15 g?
24. Un corp mic de masă  $m = 5$  g efectuează o mișcare oscilatorie armonică după legea  $x = 0,1 \sin(2\pi t + \pi/6)$  (cm). Determinați: a) momentul de timp la care energiile cinetică și potențială ale corpului sunt prima dată egale; b) energia lui totală; c) forța de revenire, sub a cărei acțiune se produce mișcarea oscilatorie.
25. Un oscilator liniar armonic oscilează cu o amplitudine de 1 cm. Determinați: a) pentru ce valoare a elongației energiile cinetică și potențială ale oscilatorului sunt egale?; b) ce parte din energia totală constituie energia potențială (cinetică) la momentul cînd elongația este egală cu jumătate de amplitudine?

### 6.3\*. Compunerea oscilațiilor coliniare

Deseori în practică se întîlnesc situații, cînd un corp este supus acțiunii concomitente a mai multor forțe, care, acționînd separat, ar provoca fiecare o mișcare oscilatorie individuală. În asemenea situații mișcarea oscilatorie rezultantă a corpului va fi mult mai complicată și, de regulă, nearmonică. În cele ce urmează vom analiza o situație mai simplă, cînd este valabil **principiul suprapunerii oscilațiilor mici**, care este o consecință directă a principiului suprapunerii forțelor, studiat în clasa a X-a:

**|| Elongația oscilației unui corp supus mai multor mișcări oscilatorii este egală cu suma algebrică a elongațiilor mișcărilor componente.**

Considerăm un caz particular, cînd mișcărilor oscilatorii componente au loc pe aceeași direcție, adică sunt paralele, iar pulsațiile sunt egale. Fie două oscilații descrise de ecuațiile

$$\begin{aligned} x_1 &= A_1 \cos(\omega_0 t + \varphi_{01}), \\ x_2 &= A_2 \cos(\omega_0 t + \varphi_{02}), \end{aligned} \quad (6.35)$$

unde  $x_1, x_2, A_1, A_2$  și  $\varphi_{01}, \varphi_{02}$  sunt, respectiv, elongațiile, amplitudinile și fazele inițiale ale celor două oscilații componente. Dacă corpul participă simultan în cele două mișcări oscilatorii (6.35), atunci, conform principiului oscilațiilor mici, oscilația rezultantă are elongația:

$$x = x_1 + x_2 = A \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (6.36)$$

unde  $A$  și  $\varphi$  sunt amplitudinea și faza inițială ale oscilației rezultante, care trebuie determinate.



Pentru aceasta vom aplica reprezentarea oscilațiilor prin fazori. Pe planul  $xOy$  se construiesc fazorii  $\vec{A}_1$  și  $\vec{A}_2$  cu originea comună în  $O$ , avînd modulele  $A_1$  și  $A_2$  și fiind orientați față de axa  $Ox$ , respectiv, sub unghiurile  $\varphi_{01}$  și  $\varphi_{02}$  (fig.6.19). Atunci compunerea celor două oscilații este echivalentă cu adunarea vectorilor  $\vec{A}_1$  și  $\vec{A}_2$ , care se poate face aplicînd regula paralelogramului (Fizica cl.X-a, p.1.4, a). Diagonala paralelogramului construit pe vectorii  $\vec{A}_1$  și  $\vec{A}_2$  este vectorul sumă  $\vec{A}$ , care pornește din aceeași origine comună  $O$ . El reprezintă, totodată, și fazorul  $\vec{A}$ , ce descrie oscilația rezultantă, iar unghiul  $\varphi$  dintre vectorul  $\vec{A}$  și axa orizontală – faza inițială a acesteia.

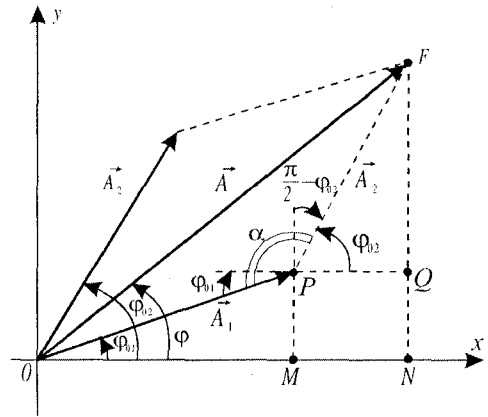


Fig. 6.19

Reprezentarea grafică obținută (fig.6.19) este numită **diagramă fazorială**. Se observă că unghiul dintre fazori nu se modifică în timp, întrucît vitezele unghiulare ale fazorilor sunt egale.

Amplitudinea și faza inițială ale oscilației rezultante se obțin ușor din triunghiul dreptunghic  $ONF$ :  $A^2 \equiv (OF)^2 = (ON)^2 + (NF)^2 = (OM + MN)^2 + (NQ + QF)^2$  și  $tg \varphi = NF/ON$ . Din  $\triangle OMP$  și  $\triangle PQF$  avem  $OM = A_1 \cos \varphi_{01}$ ,  $NQ \equiv MP = A_1 \sin \varphi_{01}$ ,  $MN \equiv PQ = A_2 \cos \varphi_{02}$ ,  $QF = A_2 \sin \varphi_{02}$ .

Așadar,

$$A^2 = (A_1 \cos \varphi_{01} + A_2 \cos \varphi_{02})^2 + (A_1 \sin \varphi_{01} + A_2 \sin \varphi_{02})^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 (\cos \varphi_{01} \cos \varphi_{02} + \sin \varphi_{01} \sin \varphi_{02}),$$

sau:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_{02} - \varphi_{01}) \tag{6.37}$$

și

$$tg \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_{01} + A_2 \sin \varphi_{02}}{A_1 \cos \varphi_{01} + A_2 \cos \varphi_{02}}. \tag{6.38}$$

Același rezultat (6.37) pentru amplitudinea oscilației rezultante se obține mai simplu, folosind teorema cosinusurilor în triunghiul  $OFP$ . Într-adevăr, conform acestei teoreme,  $A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1 A_2 \cos \alpha$ . Din figura 6.19 se observă că  $\alpha = \pi - (\varphi_{02} - \varphi_{01})$ , iar folosind formulele de reducere, avem:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1 A_2 \cos[\pi - (\varphi_{02} - \varphi_{01})] = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_{02} - \varphi_{01}).$$

De menționat că fazorul care reprezintă oscilația rezultantă se rotește împreună cu fazorii asociați oscilațiilor componente, cu una și aceeași viteză unghiulară  $\omega$ . Amplitudinea oscilației rezultante depinde la fiecare moment de timp de unghiul dintre fazorii celor două oscilații, care este egal cu defazajul  $\Delta\varphi$  dintre acestea:

$$\Delta\varphi = (\omega_0 t + \varphi_{02}) - (\omega_0 t + \varphi_{01}) = \varphi_{02} - \varphi_{01}.$$

Dacă oscilațiile componente sunt în concordantă de fază, atunci  $\Delta\varphi = \pm 2k\pi$ , unde  $k \in \mathbb{N}$  și  $\cos(\pm 2k\pi) = \cos(2k\pi) = 1$ . Deci din (6.37) rezultă că amplitudinea oscilației rezultante  $A = A_1 + A_2$  este maximă. Dacă oscilațiile componente se vor produce în opoziție de fază ( $\Delta\varphi = \pm(2k+1)\pi$ ,  $\cos[\pm(2k+1)\pi] = -1$ ), amplitudinea  $A = |A_1 - A_2|$  este minimă.

### Întrebări și probleme

1. Care este esența principiului superpoziției micilor oscilații?
2. Cum se construiește o diagramă fazorială?
3. Cum depinde amplitudinea oscilației rezultante de defazajul oscilațiilor componente?
4. Un punct material execută o mișcare oscilatorie armonică, compusă din două oscilații ce se produc pe aceeași direcție, fiind descrise de ecuațiile:  $x_1 = 5 \sin(2\pi t + \pi/3)$  (cm) și  $x_2 = 3 \sin(2\pi t + 2\pi/3)$  (cm). Scrieți ecuația oscilației rezultante.
5. Un punct material participă la o mișcare oscilatorie, obținută prin suprapunerea a două oscilații de aceeași direcție:  $x_1 = \sin 2t$  (cm) și  $x_2 = 2 \cos 2t$  (cm). Determinați amplitudinea și faza inițială a oscilației rezultante.

## 6.4°. Oscilații amortizate

### a°. Studiul calitativ

Oscilațiile proprii, studiate anterior, când forțele de rezistență nu s-au luat în considerare, prezintă o idealizare a oscilațiilor libere. În sistemele reale mișcarea întotdeauna are loc într-un mediu, care opune o anumită rezistență și pentru învingerea ei se consumă o parte din energia sistemului oscilant. Întrucât energia oscilatorului este direct proporțională cu pătratul amplitudinii oscilațiilor, rezultă că odată cu diminuarea ei, se micșorează amplitudinea lor. Cu cât forțele de rezistență sunt mai mari, cu atât mai multă energie se consumă pentru învingerea acestora și cu atât mai repede se va micșora amplitudinea oscilațiilor, ajungând la un moment dat pînă la dispariția lor. În *figura 6.20* sunt prezentate două oscilogramme ale unui oscilator real, de exemplu, a unui pendul elastic, oscilațiile căruia se produc în aer (a) și în lichid (b). Se observă că în aer, unde forțele de rezistență sunt mici, există un interval anumit de timp, în decursul căruia oscilațiile pot fi considerate aproximativ armonice. De multe ori însă, în diferite sisteme oscilante, forțele de rezistență sunt semnificative, iar înlăturarea lor, chiar și parțială, este imposibilă. În asemenea situații (*fig.6.20, b*) amplitudinea oscilațiilor se micșorează repede, adică energia oscilatorului este disipată în exterior și mișcarea oscilatorie se „stinge”.

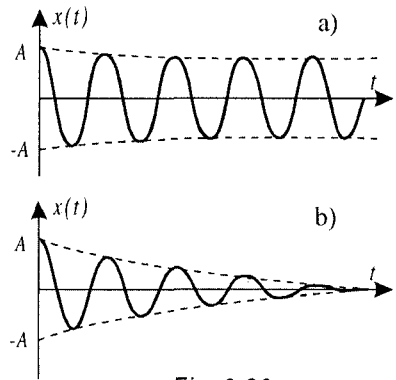


Fig. 6.20

**Oscilațiile a căror amplitudine se micșorează în timp, se numesc oscilații amortizate.**

### b\*. Studiul cantitativ

Pentru descrierea cantitativă a oscilațiilor amortizate, vom analiza un sistem oscilant, în care există forțe cvasielastice  $\vec{F}_e$  și care este situat într-un mediu, din partea căruia acționează forțe de rezistență  $\vec{F}_r$ .

Conform principiului fundamental al dinamicii, mișcarea oscilatorului de masă  $m$  este descrisă de ecuația:

$$ma_x = F_{e,x} + F_{r,x} \quad (6.39)$$

Din clasa a X-a (Fizica 10, p.2.6, formula 2.35,a) se știe că la mișcarea unui corp cu viteze nu prea mari din partea mediului, acționează o forță de rezistență proporțională cu viteza:

$$F_{r,x} = \alpha v_x, \quad (6.40)$$

unde  $\alpha$  este un coeficient de proporționalitate, dependent de natura mediului în care se produce mișcarea și de dimensiunile și forma corpului. Dacă introducem forțele de rezistență (6.40) și cvasielastică  $F_e = -kx$  în (6.39), după împărțirea la  $m$ , obținem:

$$a_x = -\frac{\alpha}{m}v_x - \frac{k}{m}x,$$

sau

$$a_x + 2\beta v_x + \omega_0^2 x = 0. \tag{6.41}$$

Această ecuație descrie mișcarea corpurilor când se iau în considerare forțele de rezistență și este numită **ecuația mișcării oscilatorii amortizate**. În (6.41)  $\omega_0 = \sqrt{k/m}$  este pulsația oscilațiilor libere în lipsa forțelor de rezistență, adică frecvența proprie a oscilatorului, iar  $\beta = \alpha/2m$  este numit **coeficient de amortizare**.

Rezolvarea ecuației (6.41) este destul de complicată și nu se încadrează în programul liceal, însă soluția ei poate fi intuitivă pornind de la forma unei oscilograme experimentale, cum ar fi cea din figura 6.20, b. Într-adevăr, se observă că mișcarea poate fi descrisă de una din funcțiile „sinus” sau „cosinus”, dar „deformată” de o altă funcție descrescătoare în timp (linia întreruptă din figură), care este foarte asemănătoare cu cea exponențială. Astfel, soluția ecuației (6.41) poate fi scrisă sub forma:

$$x = A_0 e^{-\beta t} \sin(\omega t + \varphi_0), \tag{6.42}$$

unde

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} \tag{6.43}$$

este pulsația oscilațiilor amortizate, iar  $A_0$  – amplitudinea lor la momentul inițial de timp  $t = 0$ . Soluția (6.42) poate fi verificată. Pentru aceasta este necesar să calculăm accelerația și viteza, adică derivatele de ordinul întâi și doi ale elongației în raport cu timpul și să le introducem în (6.41) (propunem celor interesați să încerce efectuarea acestor calcule în cadrul orelor opționale).

Din (6.43) se observă că pulsația oscilațiilor amortizate este mai mică decât cea proprie cu atât mai mult, cu cât forțele de rezistență sunt mai mari. În prezența forțelor de rezistență accelerația corpului este mai mică. Rezultă că timpul necesar pentru efectuarea unei oscilații complete se mărește, iar pulsația se micșorează. La mișcarea oscilatorie amortizată nu există o periodicitate exactă a mișcării, ca în cazul oscilațiilor armonice, de aceea se poate vorbi numai despre perioada unei mișcări cvasiperiodice.

Soluția (6.42) își pierde sensul fizic când  $\beta \geq \omega_0$ . În acest caz forțele de rezistență sunt atât de mari, încît sistemul, pur și simplu, se întoarce spre poziția de echilibru, fără a efectua oscilații (fig.6.21). În funcție de condițiile inițiale sistemul poate reveni la starea de echilibru, trecînd de poziția  $x = 0$  (curba 1) sau, neajungînd la aceasta (curba 2). Asemenea mișcare este numită **aperiodică**.

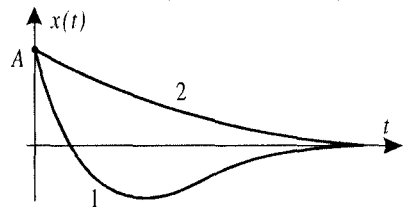


Fig. 6.21

### 2 | Întrebări

1. Care oscilații se numesc amortizate?
2. Cum se explică micșorarea amplitudinii oscilațiilor din considerente energetice?
3. Care este pulsația oscilațiilor amortizate și de care factori depinde ea? Cum se explică variația pulsației în funcție de coeficientul de amortizare?
4. Ce se poate spune despre periodicitatea oscilațiilor amortizate?
5. Ce reprezintă mișcarea aperiodică?

## 6.5°. Oscilații forțate. Rezonanță

### a°. Studiul calitativ

Sistemele oscilante studiate pînă acum erau acționate de o forță exterioară numai în scopul scoaterii lor din poziția de echilibru stabil, după care acțiunea ei înceta. În asemenea situații amplitudinea oscilațiilor permanente se micșora pînă la „stingerea” lor, adică pînă la dispariția completă a energiei transmise inițial. În practică însă deseori există situații, cînd forța exterioară acționează periodic, alimentînd continuu sistemul oscilant cu energie pentru menținerea aceleiași valori a amplitudinii oscilațiilor. De exemplu, sistemul oscilant din figura 6.22 este pus în mișcare de o forță numită **excitatoare**, prin intermediul tije  $T$ , la rotirea discului  $D$  cu o viteză unghiulară  $\Omega$ .

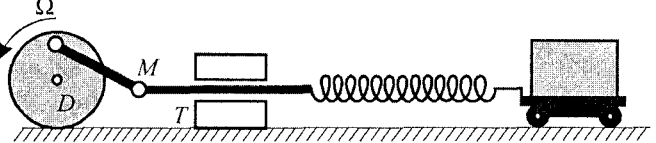


Fig. 6.22

**Oscilațiile care se produc într-un sistem datorită acțiunii unei forțe periodice exterioare se numesc oscilații forțate.**

Se constată experimental că amplitudinea oscilațiilor forțate este cu atît mai mare, cu cît frecvența forței excitatoare este mai apropiată de frecvența proprie a sistemului.

**Fenomenul creșterii bruște a amplitudinii oscilațiilor forțate, cînd pulsația forței excitatoare ce acționează asupra sistemului oscilant se apropie de frecvența proprie a acestuia, se numește rezonanță.**

Acest fenomen se poate explica mai simplu în baza analizei transferului de energie dintre exterior și sistemul oscilant. Este evident că fenomenul de rezonanță are loc atunci cînd există condiții favorabile pentru transferul energiei din exterior către sistem, adică în cazul în care acțiunea forței exterioare periodice se manifestă prin efectuarea unui lucru mecanic pozitiv pe parcursul întregului ciclu al mișcării. Aceasta însă este posibil numai dacă forța exterioară acționează în concordanță de fază cu oscilațiile proprii ale sistemului, ceea ce se realizează cînd  $\Omega = \omega_0$ . Proiecția forței de rezistență și viteza oscilatorului au întotdeauna semne opuse. Din această cauză la rezonanță oscilațiile forței de rezistență sunt în opoziție de fază cu oscilațiile forței exterioare, deci lucrul mecanic efectuat de fiecare din ele se compensează reciproc. În consecință, oscilatorul se accelerează numai pe seama forței cvasielastice din sistem și oscilațiile se produc cu frecvența proprie, care coincide cu pulsația forței exterioare. Dacă  $\Omega \neq \omega_0$ , atunci pe unele porțiuni ale mișcării forța exterioară va efectua și lucru mecanic negativ, din care motiv amplitudinea oscilațiilor forțate se micșorează.

În figura 6.23 este prezentată dependența amplitudinii oscilațiilor forțate în funcție de pulsația forței exterioare pentru diferite valori ale coeficientului de amortizare. Deoarece amplificarea acțiunii forțelor de rezistență conduce la creșterea lucrului mecanic al forței exterioare necesar pentru învingerea lor, amplitudinea de rezonanță se micșorează. Totodată, și pulsația de rezonanță devine puțin mai mică decît frecvența proprie a sistemului oscilant.

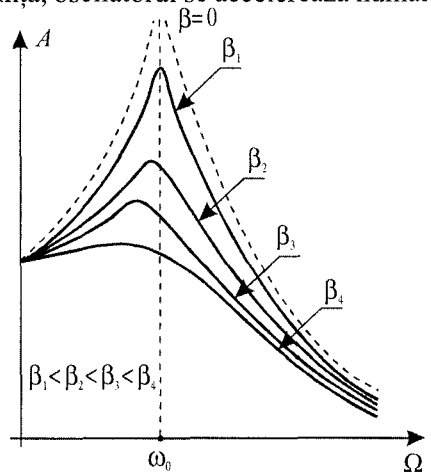


Fig. 6.23

Întrucât orice corp solid posedă proprietăți elastice, adică reprezintă un sistem oscilant caracterizat de o anumită frecvență proprie, fenomenul de rezonanță se poate manifesta în cele mai neobișnuite situații. Deseori din cauza rezonanței se pot prăbuși diferite construcții, se distrug mecanisme sau părți componente ale acestora etc. Pentru înlăturarea efectelor negative legate de rezonanță se iau măsuri speciale de evitare sau de micșorare a acțiunii fenomenului în cauză. În acest scop se variază frecvența proprie a sistemului, pentru a evita coincidența cu pulsația forței externe sau se majorează forțele de frecare din sistem, pentru micșorarea amplitudinii de rezonanță.

Fenomenul de rezonanță are o aplicare vastă în diferite domenii ale științei și tehnicii, mai ales în cazul oscilațiilor electromagnetice. Acest fenomen stă la baza funcționării diferitelor aparate și dispozitive în electronică și radiotehnică.

### b\*. Studiul cantitativ

Pentru analiza oscilațiilor forțate, considerăm oscilatorul real cercetat în paragraful precedent, asupra căruia mai acționează din exterior o forță excitatoare periodică, a cărei proiecție pe axa orientată de-a lungul direcției în care se produc oscilațiile este:

$$F = F_0 \cos \Omega t,$$

unde  $F_0$  este amplitudinea forței excitatoare, iar  $\Omega$  – pulsația ei. Astfel, legea a doua a lui Newton în acest caz are aspectul:

$$ma_x = F_e + F_r + F,$$

care, după înlocuirea expresiilor pentru forțele cvasielastice, de rezistență și excitatoare și împărțirea la  $m$ , capătă forma:

$$a_x = -\frac{k}{m}x - \frac{\alpha}{m}v_x + \frac{F_0}{m}\cos \Omega t. \quad (6.44)$$

Folosind aceleași notații ale coeficienților ca și la studiul oscilațiilor amortizate, egalitatea (6.44) se scrie mai simplu:

$$a_x + 2\beta v_x + \omega_0^2 x = f_0 \cos \Omega t, \quad (6.45)$$

unde

$$f_0 = F_0/m.$$

Relația (6.45) este numită **ecuația mișcării oscilatorii forțate**.

După cum arată experiența, sistemele supuse unor oscilații forțate trec, mai întâi, printr-un **regim tranzitoriu** de scurtă durată, unde are loc stabilirea mișcării oscilatorii forțate, după care se ajunge într-un **regim permanent**, unde frecvența lor coincide cu cea a forței excitatoare. Așadar, în regimul permanent legea mișcării oscilatorii forțate este:

$$x = A \cos(\Omega t + \varphi). \quad (6.46)$$

Pentru determinarea amplitudinii  $A$  și fazei inițiale  $\varphi$  ale oscilației forțate, vom folosi metoda diagramei fazoriale. Fiecărui termen din ecuația (6.45) i se atribuie un vector rotitor cu viteza unghiulară  $\Omega$  și modulul egal cu valoarea de amplitudine a acestuia. În conformitate cu relațiile (6.17) și (6.18) [sau calculând prima și a doua derivată de la (6.46)], pentru viteza și accelerația oscilatorului obținem, respectiv,

$$v_x = -A\Omega \sin(\Omega t + \varphi) \text{ și } a_x = -\Omega^2 A \cos(\Omega t + \varphi).$$

Atunci valorile momentane ale fiecărui termen din (6.45) sunt:

$$\omega_0^2 x = \omega_0^2 A \cos(\Omega t + \varphi),$$

$$2\beta v_x = -2\beta\Omega A \sin(\Omega t + \varphi) = 2\beta\Omega A \cos\left(\Omega t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right),$$

$$a_x = -\Omega^2 A \cos(\Omega t + \varphi) = \Omega^2 A \cos(\Omega t + \varphi + \pi).$$

Se observă că fazorii de modul  $2\beta\Omega A$  și  $\Omega^2 A$ , atribuiți termenilor  $2\beta v_x$  și  $a_x$ , sunt defazați, respectiv, cu  $\pi/2$  și  $\pi$  înainte față de fazorul de modul  $\omega_0^2 A$ , atribuit termenului  $\omega_0^2 x$ . Pentru a construi diagrama fazorială (fig. 6.24), alegem o direcție arbitrară  $Ox$ , de-a lungul căreia depunem, mai întâi, fazorul de modul  $\omega_0^2 A$  cu originea în punctul  $O$ . Apoi se depun fazorii de modul  $2\beta\Omega A$  și  $\Omega^2 A$  tot cu originile în  $O$ , dar sub unghiurile de, respectiv,  $\pi/2$  și  $\pi$  în sensul trigonometric față de direcția aleasă. Rezultatul adunării fazorilor de modul  $\omega_0^2 A$  și  $\Omega^2 A$  este vectorul  $\overline{OD}$  de modul  $(\omega_0^2 - \Omega^2)A$ . Fazorul  $\overline{OC}$  de modul  $f_0$  și defazat cu unghiul  $\varphi$  față de direcția  $Ox$  se obține prin adunarea vectorilor de modul  $2\beta\Omega A$  și  $(\omega_0^2 - \Omega^2)A$ , folosind regula paralelogramului. Din triunghiul dreptunghic  $ODC$  de pe diagramă rezultă:

$$f_0^2 = (\omega_0^2 - \Omega^2)^2 A^2 + 4\beta^2 \Omega^2 A^2$$

și

$$\operatorname{tg} \varphi = CD / OD,$$

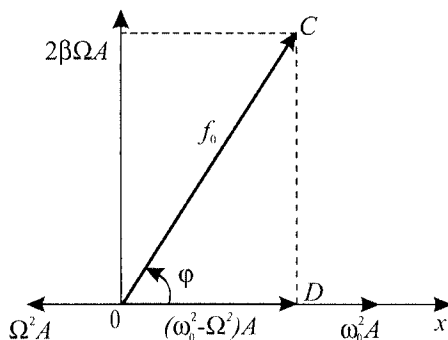


Fig. 6.24

de unde pentru amplitudinea și faza oscilațiilor forțate în regimul permanent obținem:

$$A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \Omega^2)^2 + 4\beta^2 \Omega^2}} \quad \text{și} \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{2\beta\Omega}{\omega_0^2 - \Omega^2}. \quad (6.47)$$

Din (6.47) rezultă că amplitudinea oscilațiilor forțate este proporțională cu amplitudinea forței excitatoare  $F_0$  și depinde de pulsația acesteia  $\Omega$ . În lipsa forțelor de rezistență (coeficientul de amortizare  $\beta = 0$ ) amplitudinea oscilațiilor forțate crește nelimitat, când valoarea pulsației forței excitatoare  $\Omega$  coincide cu frecvența proprie  $\omega_0$  a sistemului oscilant (fig. 6.24).

### ❓ Întrebări

1. Care oscilații se numesc forțate?
2. Prin ce se deosebește regimul tranzitoriu de cel permanent? Care este legea mișcării oscilatorii forțate în regimul permanent?
3. Ce se numește rezonanță?
4. Cum se explică fenomenul de rezonanță în baza transferului de energie dintre exterior și sistemul oscilant?
5. Cum se manifestă amplificarea forțelor de rezistență asupra fenomenului de rezonanță?
6. Ce trebuie de întreprins pentru înlăturarea fenomenului de rezonanță, când acesta se manifestă dăunător?

## 6.6\*. Autooscilații

În sistemele oscilante studiate anterior existența oscilațiilor era determinată de energia transmisă prin acțiunea fie a unei forțe exterioare de scurtă durată care le iniția, fie a unei forțe exterioare periodice care le menținea. Există însă sisteme, deși studiul lor este mult mai complicat, care, pentru menținerea oscilațiilor ce se produc, singure dirijează transferul de energie de la o sursă oarecare.

În figura 6.25 este prezentat un dispozitiv care conține un sistem oscilant (pendul elastic)  $P$ , un electromagnet  $B$ , o sursă de energie  $E$  și un întrerupător, compus dintr-o plăcuță elastică  $K_1$ , fixată pe oscilator și un contact fix  $K_2$ . Linia punctată din figură indică poziția de echilibru stabil al pendulului. Se observă că întrerupătorul închide temporar circuitul electric numai în poziția de abatere maximă în sus a oscilatorului. În acest interval de timp electromagnetul atrage oscilatorul, cedându-i o energie cinetică suplimentară. Mișcându-se în continuare, circuitul electric se întrerupe, în sistem avînd loc oscilații libere cu frecvența proprie determinată de proprietățile sistemului oscilant. În decursul fiecărei perioade pierderile de energie pentru învingerea forțelor de rezistență se compensează pe seama lucrului mecanic efectuat de forța de atracție din partea electromagnetului, iar funcționarea lui este dirijată de către sistemul oscilant prin intermediul plăcuței  $K_1$  a întrerupătorului. Astfel, în sistem se stabilesc oscilații de amplitudine constantă.

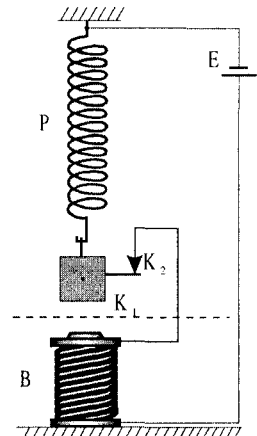


Fig. 6.25

**Oscilațiile efectuate de un oscilator, care prin intermediul mișcării proprii dirijează transferul de energie necesar pentru întreținerea lor, se numesc autooscilații, iar sistemele în care acestea se produc – sisteme autooscilante.**

Autooscilațiile sunt foarte răspândite în natură și tehnică. Mișcarea pendulelor sau balansierelor din ceasornice, a pistoanelor în cilindrii motorului cu ardere internă, sunetele produse de soneria electrică, diferite instrumente muzicale, animale etc. constituie exemple de autooscilații.

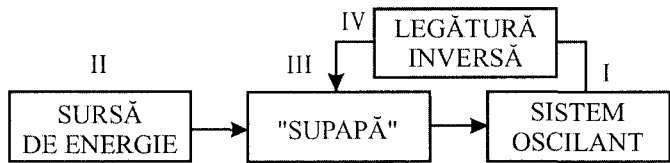


Fig. 6.26

Orice sistem autooscilant, cît de complicat ar fi, întotdeauna este alcătuit din următoarele părți componente (fig.6.26):

- I. sistem oscilant** – dispozitiv în care sunt posibile oscilații libere cu o frecvență proprie;
- II. sursă de energie** – pe seama acesteia se compensează pierderile de energie din sistemul oscilant;
- III. supapă** – element care dirijează transferul de energie către sistemul oscilant în proporția necesară și la momentul potrivit;
- IV. legătură inversă** – cel mai important și, de multe ori, dificil de identificat element, caracteristic pentru sistemele autooscilante, care asigură dirijarea funcționării supapei de către sistemul oscilant.

Pentru o funcționare eficientă a sistemului autooscilant este importantă alegerea fazei legăturii inverse. Este necesar ca în intervalul mic de timp în care este „deschisă” supapa, forța ce acționează din exterior asupra sistemului oscilant să fie în concordanță de fază cu viteza oscilatorului. Atunci sursa de energie efectuează un lucru mecanic pozitiv asupra sistemului, adică îi transmite energie. Dacă însă forța menționată este în opoziție de fază cu viteza, lucrul mecanic este negativ și sistemul se amortizează și mai mult. Pentru a deosebi aceste situații, se spune că în primul caz acționează o **legătură inversă pozitivă**, iar în al doilea – o **legătură inversă negativă**.

**?** Întrebări

1. Ce se numesc autooscilații? Dați exemple de autooscilații.
2. Cum apar autooscilațiile în dispozitivul din figura 6.25?
3. Din ce este alcătuit un sistem autooscilant? Explicați destinația fiecărei părți componente.
4. Prin ce se deosebește legătura inversă pozitivă de cea negativă? Explicați acțiunea lor din considerente energetice.

## 6.7. Propagarea mișcării oscilatorii. Unde transversale și unde longitudinale

Orice mediu solid, lichid sau gazos reprezintă în starea de echilibru o anumită amplasare a atomilor sau moleculelor substanței în funcție de forțele de interacțiune dintre ele. O acțiune din exterior asupra unui punct din mediul dat se transmite de la o moleculă la alta prin intermediul forțelor intermoleculare, determinând o anumită deformare a acestui mediu. Dacă forța exterioară este mică, atunci deformarea este elastică, adică moleculele revin la starea de echilibru sub acțiunea forțelor elastice. Rezultă că atomii și moleculele pot fi considerate niște oscilatori liniari armonici legați între ei cu forțe de tip elastic. Acest model de substanță a fost numit **mediu elastic**, iar acțiunea exterioară asupra lui, prin care unul din oscilatori este scos din poziția de echilibru – **perturbație**. În figura 6.27 este prezentat modelul unui mediu elastic unidimensional solid în care bilele reprezintă moleculele mediului, iar forțele elastice din resorturi substituie forțele intermoleculare ce acționează între ele.

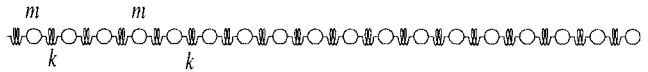


Fig. 6.27

**Propagarea perturbațiilor într-un mediu elastic se numește undă elastică sau mecanică.**

În continuare vom analiza acțiunea perturbațiilor armonice (oscilațiilor sinusoidale) asupra mediilor elastice, a căror propagare vor determina niște unde, de asemenea, armonice. În funcție de direcția în care se produce perturbația în raport cu direcția de propagare a ei, se deosebesc unde *transversale* și unde *longitudinale*.

**Unda în care perturbația mediului se produce perpendicular pe direcția de propagare a ei se numește undă transversală.**

Considerăm o coardă întinsă și excităm la un capăt o perturbație orientată perpendicular pe direcția ei. Dacă perturbația este o mișcare oscilatorie a capătului corzii cu perioada  $T$ , atunci de-a lungul ei se observă deplasarea oscilației inițiale, astfel încât fiecare porțiune a corzii efectuează una și aceeași mișcare oscilatorie, întârziată față de porțiunea precedentă

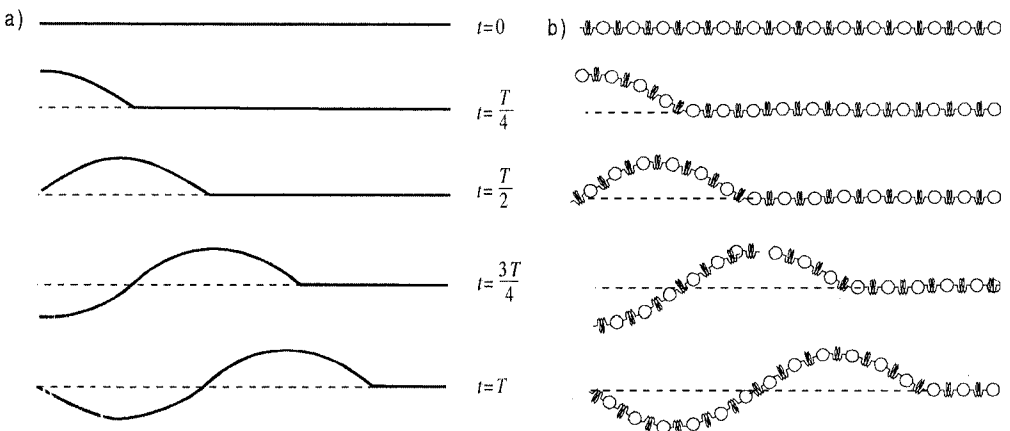


Fig. 6.28



(fig.6.28, a). Procesul de propagare a undelor transversale se explică ușor cu ajutorul modelului din figura 6.27. Într-adevăr, dacă prima bilă este deplasată transversal la o distanță oarecare de la poziția de echilibru, atunci ea, prin intermediul forțelor elastice, va antrena într-o mișcare similară și bila vecină, dar la o distanță mai mică, întrucât este reținută de următoarea. La rândul ei, bila a doua o antrenează în mișcare transversală pe a treia la o distanță și mai mică față de poziția de echilibru, procesul continuând pînă cînd forța elastică nu va mai fi în stare să deplaseze următoarea bilă. După un sfert de perioadă prima bilă începe mișcarea spre poziția de echilibru, iar a doua mai continuă după inerție mișcarea de la această poziție pînă cînd atinge valoarea maximă, după care începe mișcarea în sens invers. Este evident că același comportament îl vor avea și celelalte bile.

Dacă perturbația inițială este întreținută, adică prima bilă efectuează o mișcare oscilatorie cu perioada  $T$ , atunci procesul de antrenare în mișcare a următoarelor bile continuă așa cum este indicat în figura 6.28, b.

Undele elastice transversale se propagă numai în medii solide. Aceasta se datorează pozițiilor fixe ale particulelor din rețeaua cristalină și existenței forțelor de tip elastic între straturile ei. În lichide și gaze, datorită structurii lor interne, nu pot apărea forțe care ar restabili o deplasare transversală a particulelor. Din această cauză în mediile lichide și gazoase se propagă alt tip de unde și anume, undele elastice longitudinale.

**Unda în care perturbația mediului se produce coliniar cu direcția de propagare a ei se numește undă longitudinală.**

Unda longitudinală se propagă și în mediile solide. Aceasta se observă foarte bine în cazul unui resort lung cu spirele echidistante în care se excită printr-o lovitură o perturbație de-a lungul lui. Drept rezultat al comprimării, se formează o îndesire de spire care se propagă de-a lungul resortului (fig.6.29, a). Procesul de propagare a unei longitudinale se explică cu ajutorul aceluiași model din figura 6.27. Dacă perturbația longitudinală a primei bile constituie o oscilație armonică cu perioada  $T$ , atunci în cursul unei pătrimi de perioadă prima bilă ajunge în poziția maximă spre dreapta, antrenînd în mișcare de același sens și alte bile, astfel formînd o îndesire a lor. Cu cît perturbația este mai mare, cu atît mai multe bile vor fi antrenate în mișcare în acest timp. În următorul sfert de perioadă, cînd prima bilă începe mișcarea spre stînga, următoarea continuă după inerție mișcarea spre dreapta, pînă cînd ajunge la poziția de abatere maximă, după care își schimbă și ea sensul mișcării. Din cauza acestei întîrzieri de schimbare a sensului de mișcare, se formează

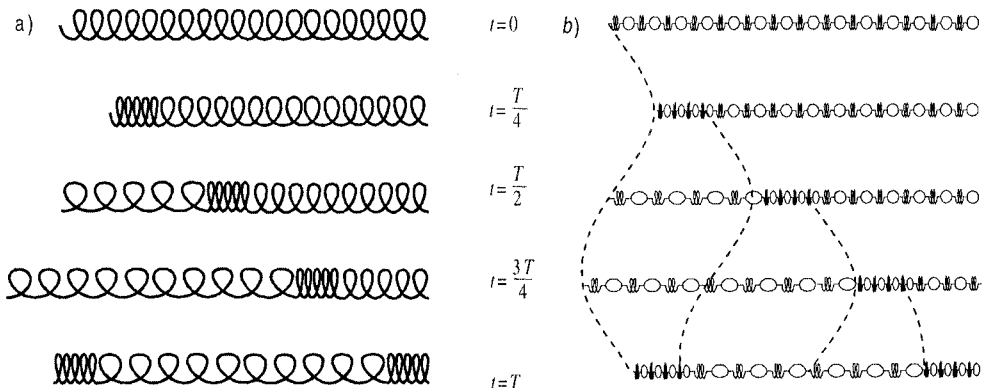


Fig. 6.29

o rărire a bilelor însă, concomitent, îndesirea formată în primul sfert de perioadă se va transmite următoarelor bile. Astfel, propagarea undei longitudinale reprezintă „deplasarea” unei îndesiri, urmate de o rărire de puncte prin mediul solid, după cum este arătat în *figura 6.29, b*.

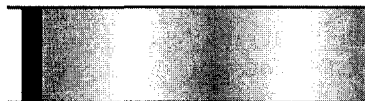


Fig. 6.30

Procesul de propagare a undei elastice longitudinale în gaze este ilustrat în *figura 6.30*. La o mișcare bruscă a pistonului din cilindru, acesta modifică componenta vitezei moleculelor gazului, orientată de-a lungul cilindrului. Considerăm masele moleculelor aproximativ aceleași, iar ciocnirile absolute elastice și centrale (modelul gazului ideal). În urma interacțiunii, moleculele cu viteze relative mari se frînează brusc, datorită transmiterii impulsului lor moleculelor cu care se ciocnesc, iar acestea din urmă își măresc viteza relativă. Astfel, apare o regiune de gaz comprimat, urmată de alta cu gaz rarefiat care se deplasează de-a lungul cilindrului.

Din analiza efectuată mai sus a modului de propagare a undelor mecanice rezultă că ele reprezintă transmiterea mișcării oscilatorii altor puncte ale mediului cercetat. Întrucât mișcarea oscilatorie este caracterizată de o energie proporțională cu pătratul amplitudinii oscilațiilor, atunci, odată cu transmiterea mișcării oscilatorii, se transmite și această energie. Astfel, unda este un purtător al energiei însă trebuie menționat în mod special că ea se transmite dintr-o regiune a mediului în altele fără transport de substanță. Aceasta este o proprietate foarte importantă a undelor, indiferent de natura lor.

Undele mai pot fi clasificate și după numărul de coordonate spațiale în raport cu care acestea se propagă. Undele care se propagă de-a lungul corzilor și resorturilor sunt **unde unidimensionale** sau **liniare**, cele care se propagă la suprafața de separație dintre două medii – **unde bidimensionale** sau **superficiale**, iar undele sonore sau de lumină care se propagă radial de la o sursă punctiformă sunt **unde tridimensionale** sau **spațiale**. Este necesar de menționat că procesul de propagare a undelor superficiale și spațiale este mult mai complicat decât cel analizat mai sus.

Analiza procesului de propagare a undelor elastice permite formularea următoarelor concluzii importante:

- pentru inițierea și menținerea unei unde este necesară existența unei surse de oscilații și a mediului elastic;
- pentru propagarea perturbației de la sursă pînă într-un punct oarecare al mediului este necesar un anumit interval de timp, adică unda se propagă cu o viteză finită;
- la propagarea oricărei unde energia primită prin excitarea perturbației se transferă de la un punct la altul al mediului fără transport de substanță.

### ❓ Întrebări

1. Ce reprezintă modelul numit mediu elastic?
2. Ce se numește undă elastică? Cum se clasifică undele în funcție de direcția oscilațiilor față de direcția de propagare a lor?
3. Care unde se numesc transversale? Aduceți exemple.
4. Explicați procesul de propagare a undelor transversale.
5. Ce se numește undă longitudinală? Dați exemple.
6. Explicați procesul de propagare a undelor longitudinale
7. În care medii se pot propaga undele transversale? Dar longitudinale?
8. Cum se clasifică undele în funcție de numărul dimensiunilor după care ele se propagă?
9. De ce în procesul de propagare a undelor transferul de energie are loc fără transport de substanță?

## 6.8\*. Unde seismice

Unul dintre cele mai distrugătoare și înspăimântătoare fenomene naturale de pe Pământ îl constituie **cutremurul (seismul)**. Seismele reprezintă niște mișcări bruște, relativ localizate și de scurtă durată, care produc zguduiri și oscilații ale scoarței terestre, ce se propagă prin intermediul undelor.

■ **Undele elastice care se propagă în interiorul și la suprafața Pământului se numesc unde seismice.**

De cele mai multe ori cutremurele durează doar câteva secunde, însă au fost înregistrate și cutremure cu durată de aproximativ un minut și chiar mai mult. De exemplu, cutremurul din Alaska (24 ianuarie 1964) a durat peste 7 minute. Energia elastică eliberată la un cutremur catastrofal este enormă. Conform calculelor estimative, aceasta ajunge pînă la aproximativ  $10^{18}$  J (pentru comparație – energia solară absorbită de suprafața Pământului timp de un an este de aproximativ  $10^{24}$  J). Este evident că și prejudiciile în urma unui asemenea cutremur sunt enorme, deoarece la cele produse în mod direct se mai adaugă și distrugerile cauzate de efectele secundare: incendii, explozii, alunecări de teren și multe altele. Cele mai dezastruoase cutremure înregistrate în secolul al XX-lea care s-au soldat cu cel mai mare număr de victime, au avut loc în China în anii 1920 (180 de mii), 1927 (200 de mii), 1976 (255 de mii) și în Japonia în anul 1923 (143 de mii).

Cauza nemijlocită a cutremurelor o constituie deformarea scoarței terestre (de alungire, comprimare, forfecare etc.) care provoacă tensiuni mecanice enorme în rocile Pământului. Atunci cînd acestea „învîng” rezistența de rupere a rocilor, are loc eliberarea bruscă a energiei acumulate și se produce cutremurul. Regiunea în care este eliberată energia se numește **focar** sau **hipocentru** și, în majoritatea cazurilor, se află la adîncimi cuprinse între 1 și 700 km. Locul aflat pe suprafața Pământului deasupra focarului este numit **epicentru**. S-a constatat că distrugerile sunt mai mari în zona epicentrului, cînd focarul se află la adîncime mică. Dacă focarul se află la adîncimi mari, cutremurul se manifestă violent nu numai în regiunea epicentrului, dar și la distanțe mari de acesta.

Care este natura forțelor ce generează asemenea deformații? Există mai multe ipoteze cu privire la originea acestora, însă majoritatea cercetătorilor susțin ipoteza despre **mișcarea plăcilor tectonice**. Cunoașteți de la geografie că Pământul este constituit din **scoarță**, numită și **litosferă**, **manta** și **nucleu lichid**, în care plutește **nucleul interior solid** (fig. 6.31). Litosfera, ce reprezintă un strat pietros cu o grosime de la 15 pînă la 100 km, este alcătuită din niște porțiuni distincte, numite **plăci tectonice** care se află într-o mișcare relativă neuniformă și foarte lentă una față de alia (aproximativ 2 cm pe an). Datorită mișcărilor convective, ce au loc în manta, plăcile tectonice „plutesc” pe suprafața unui strat în stare semitopită, aflat în partea superioară a ei care se găsește la o adîncime cuprinsă între 15 și 400 km de la suprafața Pământului și este numit **astenosferă**.

Există aproximativ 15 plăci tectonice principale și un număr mare de subplăci de dimensiuni mai mici. În funcție de sensul mișcării lor relative, în zona de contact se produc fenomene de **coliziune**, **expansiune** și **decroșare**.



Fig. 6.31

**Coliziunea** are loc atunci cînd două plăci se mișcă una spre cealaltă. Dacă una dintre ele are densitate mai mare (plăcile oceanice întotdeauna au densități mai mari decît cele continentale), atunci aceasta intră sub placa cu densitate mai mică, nimerind în astenosferă. În aceste locuri se formează așa-numitele **gropi abisale** sau **zone de subducție**. În cazul în care se întîlnesc două plăci cu aceeași densitate, are loc compresiunea care se manifestă prin ridicarea marginilor acestor plăci și formarea munților. **Expansiunea** se produce cînd plăcile tectonice învecinate se îndepărtează una de alta. În aceste cazuri prin fisura formată răbufnește masa semitopită din astenosferă, avînd ca rezultat fenomene de vulcanism și magmatism. Dacă plăcile învecinate alunecă una față de alta în același plan, atunci aceste fenomene sunt numite de **decroșare**.

În general, cutremurele se pot produce în orice regiune a scoarței terestre, însă ele sunt mai frecvente în regiunile apropiate de marginile plăcilor tectonice care mai sunt numite **falii de transformare** sau **linii de refracție**.

Energia eliberată în focarul unui cutremur se propagă în toate direcțiile prin intermediul undelor seismice. Există două tipuri principale de unde seismice: **unde de volum** care se propagă în interiorul Pămîntului și **unde de suprafață** care se propagă la suprafața scoarței terestre.

Undele de volum, la rîndul lor, se divizează în: **unde primare** ( $P$ ) și **unde secundare** ( $S$ ). Deplasarea undelor  $P$  se realizează prin comprimări și dilatări succesive ale mediului pe direcția de propagare a lor, adică sunt unde longitudinale și se transmit atît prin medii solide (litosferă), cît și lichide (manta și nucleu). S-a constatat că undele  $P$  întotdeauna ajung la suprafață mai repede (au viteză mai mare) decît undele  $S$ , însă ultimele transferă mai multă energie și deci au o forță de distrugere mai mare. Astfel, înregistrarea undelor  $P$  ar putea fi un avertisment al primejdiei distrugerilor, dar intervalul de timp pînă la sosirea undelor  $S$  este prea mic (de ordinul secundelor sau maxim a zeilor de secunde) pentru a fi prevenită populația. Undele  $S$  se deplasează prin oscilații ale particulelor mediului, perpendiculare pe direcția de propagare a lor, adică sunt transversale și se transmit numai prin medii solide (litosferă).

Undele de suprafață se formează la reflexia repetată și suprapunerea undelor  $P$  și  $S$  în litosferă și sunt de 4 tipuri. Trei dintre ele sunt unde transversale și se numesc **unde Rayleigh**, iar a patra este longitudinală, fiind numită **undă Love**.

Viteza undelor seismice depinde de densitatea rocilor prin care se propagă. Undele  $P$  au viteze, în medie, de 7 km/s, care sunt de aproximativ 1,7 ori mai mari decît a undelor  $S$ . Viteza undelor de suprafață este mai mică decît a celor de volum și constituie aproximativ 3 km/s.

Pentru înregistrarea undelor seismice în timpul unui cutremur se folosesc instrumente foarte sensibile, numite **seismografe**. Principiul de funcționare a unui seismograf este indicat în *figura 6.32*. Seismograful este alcătuit dintr-un pendul gravitațional, adică dintr-un corp (1) de masă mare, suspendat de un cadru rigid (2), ancorat în sol prin intermediul unei plăci masive (3). Pe placă este fixat un cilindru (4) care se rotește uniform. La înregistrarea undei seismice vibrațiile solului (marcate prin săgeți) sunt înscrise pe hîrtia cilindrului cu penița pendulului (5) care, datorită inerției mari a greutateii (1), este independent de mișcările

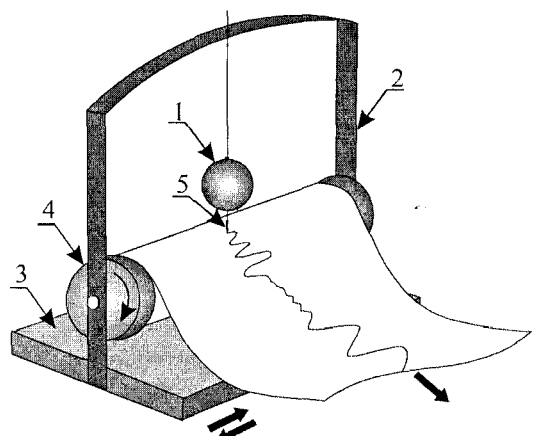


Fig. 6.32

vibratorii ale Pământului. Deoarece seismograma astfel obținută conține informația despre vibrațiile pe o anumită direcție, la stațiile seismice se utilizează cel puțin trei seismografe: două dispuse orizontal pe direcțiile Nord – Sud, Est – Vest și unul în plan vertical.

Pentru descrierea efectelor de distrugere și compararea cutremurelor, în prezent se utilizează două tipuri de scări: **scara intensității** și **scara magnitudinii**. Conform scării intensității, fiecărui cutremur  $i$  se atribuie un număr, ce caracterizează consecințele lui într-un anumit loc, dependent de distanța față de epicentru și particularitățile solului, numit **intensitate macroseismică ( $I$ )**. Întrucât pentru unul și același cutremur în diferite localități intensitatea macroseismică este diferită, caracteristica lui energetică este determinată de cea mai mare intensitate înregistrată. Scara internațională a intensităților, folosită în prezent de majoritatea țărilor, are 12 grade și este numită **scara intensității seismice Mercalli**. Fiecare grad al acestei scări conține o descriere foarte detaliată a efectelor cutremurului, observate la suprafața Pământului.

O altă scară, frecvent utilizată pentru stabilirea mărimii cutremurelor, folosind numai înregistrările instrumentale, este cea propusă de **Charles Richter**. El a definit magnitudinea  $M$  a unui cutremur ca logaritmul în baza 10 a amplitudinii maxime a unei seismice, înregistrate cu un seismograf standard, aflat la distanța de 100 km de la epicentru. Aceasta înseamnă că creșterea magnitudinii cu o unitate corespunde creșterii amplitudinii maxime a unei seismice de 10 ori.

Între scările Mercalli și Richter nu există o corelație exactă. Ele pot fi doar comparate în cazul unei localități concrete. În tabelul de mai jos este prezentată scara intensității seismice Mercalli, expusă într-o formă prescurtată.

Intensitatea ( $I$ )	Efectele cutremurului după scara Mercalli
1	Microseisme înregistrate numai cu seismografe.
2	Este sesizat numai de foarte puțini oameni, aflați în stare de repaus, mai ales, de la etajele superioare ale clădirilor.
3	Vibrații simțite în încăperi, îndeosebi, la etajele superioare, însă foarte mulți oameni nu le atribuie unui cutremur.
4	În timpul zilei este simțit de majoritatea celor din încăperi. În timpul nopții unii se trezesc din somn. Vesela sună ușor.
5	Este simțit de aproape toată populația. Se pot răsturna obiectele mici sau mobila instabilă. Oscilează lustrele.
6	Este simțit de toată populația, unii de spaimă fug din case. Se deplasează mobila, în unele locuri cade tencuiala.
7	Toți se înspăimîntă, părăsesc încăperile. Se răstoarnă diferite obiecte, apar fisuri ușoare sau puternice în pereți în funcție de duritatea lor.
8	Spaimă generală și panică. Se prăbușesc coșurile de pe clădiri. Pereții se fisurează. Construcțiile mai slabe se deteriorează. Se deplasează mobila grea. Se modifică nivelul apei din fântâni.
9	Panică generală. Clădirile mai slabe se dărîmă, iar cele durabile suferă avarii considerabile. Apar crăpături în suprafața solului. Se rup conductele subterane.
10	Majoritatea clădirilor sunt distruse din temelie sau avariate considerabil. Crăpături multiple în scoarța terestră. Apa din râuri și lacuri este aruncată peste maluri.
11	Catastrofă. Se distrug clădirile, digurile, căile de transport, au loc alunecări de teren și devieri ale unor ape curgătoare.
12	Modificarea reliefului. Pe suprafața Pământului se formează unde. Nu rezistă practic, nici o construcție. Se modifică cursul apelor, apar lacuri noi.

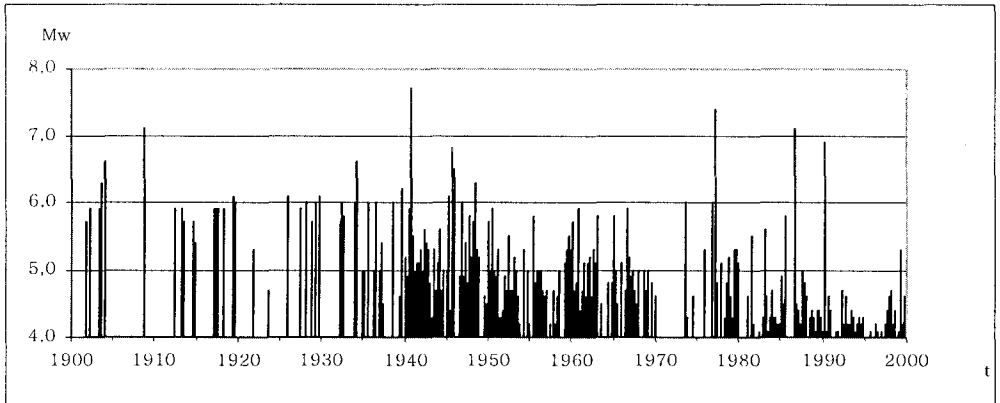


Fig. 6.33

Cutremurele care se resimt în Republica Moldova au epicentrul în regiunea Vrancea din România. Acestea se datorează coliziunii dintre placa Eurasianică și subplăcile intra-alpină și moesică, mai exact, subducției plăcii Eurasianice. După cum se observă din diagrama prezentată în figura 6.33, unde sunt indicate numai cutremurele de magnitudine  $M > 4$  care au avut loc în secolul trecut, regiunea Vrancea are o activitate seismică destul de mare. De menționat că în această perioadă cutremurele cu magnitudinea  $M > 7$  s-au repetat la un interval de aproximativ 35 ani.

Cea mai importantă problemă a seismologilor este, fără îndoială, cercetarea posibilităților de prezicere a cutremurelor. Însă în prezent asemenea posibilități încă nu există. Nimeni nu poate spune cu exactitate unde, în ce an și în ce zi va avea loc un cutremur cu consecințe grave pentru oameni.

### ❓ Întrebări

1. Ce se numesc unde seismice?
2. Ce reprezintă focarul unui cutremur? Dar epicentrul?
3. Care sunt mecanismele de formare a cutremurelor?
4. Ce reprezintă falia de transformare?
5. Care sunt tipurile de unde seismice? Caracterizați-le.
6. Ce reprezintă seismograful? Descrieți principiul lui de funcționare.
7. Care sunt scările pentru descrierea și compararea cutremurelor utilizate în prezent? Prin ce se deosebesc ele?

## 6.9. Caracteristicile mișcării ondulatorii. Viteza de propagare a undelor

Considerăm o sursă de oscilații de la care ia naștere și se propagă în spațiu o undă. Cunoașteți că oscilațiile sunt caracterizate de o anumită fază, dependentă de timp, iar aceasta se transmite prin intermediul undei și celorlalte puncte ale spațiului. Rezultă că la diferite intervale de timp punctele spațiului, antrenate în mișcarea oscilatorie, vor avea faze diferite. Se observă însă că toate punctele pînă la care a ajuns unda la momentul de timp dat posedă aceeași fază.

**Locul geometric al punctelor pînă la care a ajuns unda la momentul de timp dat se numește *front de undă*.**

**Linia normală pe frontul de undă se numește *rază* și constituie direcția de propagare a undei.**

Toate punctele situate pe frontul de undă încep să oscileze la același moment. El separă în spațiu două zone distincte: zona deja antrenată în mișcare oscilatorie și cea în care procesul oscilatoriu încă nu a ajuns.

Analiza procesului de propagare a undelor conduce la concluzia că există și alte puncte în afara celor de pe frontul de undă, caracterizate de aceeași fază a oscilațiilor.

■ **Locul geometric al punctelor care oscilează în aceeași fază se numește suprafață de undă.**

Din cele expuse mai sus, rezultă că frontul de undă este de asemenea o suprafață de undă, însă cea mai avansată față de sursa de oscilații. La propagarea unei unde **există o infinitate de suprafețe de undă și întotdeauna numai un singur front de undă.**

Forma suprafeței de undă este diferită, în funcție de forma sursei de oscilații și de proprietățile mediului în care se propagă. În cazul particular al unui mediu omogen și izotrop, suprafețele de undă, deci și frontul de undă, au formă sferică, dacă sursa de oscilații este punctiformă sau sferică, și formă plană, dacă sursa de oscilații este o suprafață plană (fig. 6.34). În aceste cazuri se spune că în spațiu se propagă o **undă sferică** și, respectiv, o **undă plană**. Dacă se cercetează frontul de undă la o distanță mare de la sursa de oscilații, atunci, indiferent de aspectul sursei într-un mediu izotrop, forma lui poate fi aproximată cu una plană. După cum se observă din figura 6.34, b, la distanțe mari de la sursa de oscilații, în regiuni restrânse ale spațiului, unda sferică se poate aproxima cu unda plană.

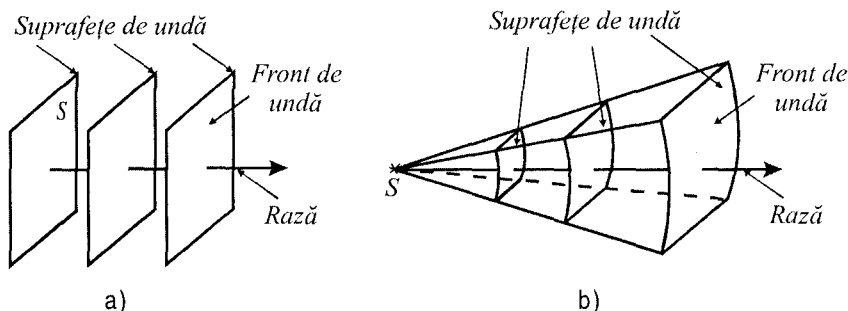


Fig. 6.34

Întrucât mișcarea ondulatorie este generată de cea oscilatorie, este evident că pentru descrierea cantitativă a undelor sunt valabile toate mărimile fizice utilizate la studiul oscilațiilor: amplitudinea, frecvența, pulsația, perioada, faza, faza inițială. Dacă sursa de oscilații este caracterizată de o frecvență constantă în timp, atunci, indiferent de proprietățile mediului elastic, toate punctele suprafețelor de undă vor avea aceeași frecvență și deci aceeași pulsație și perioadă. Din această cauză, se pot utiliza noțiunile de frecvență, pulsație și perioadă ale undeii. Un alt comportament are amplitudinea de oscilație. Pentru o undă sferică aceasta se micșorează odată cu îndepărtarea de la sursa de oscilații. Cu cât distanța parcursă de frontul de undă este mai mare, cu atât energia ce revine unei particule din mediul elastic este mai mică, deoarece energia sursei se distribuie la un număr tot mai mare de particule ale mediului, antrenate în procesul oscilatoriu. Energia sursei se va mai micșora și din cauza forțelor de rezistență, inevitabile într-un mediu real. Având în vedere că energia oscilatorului este direct proporțională cu pătratul amplitudinii, devine clară și cauza micșorării amplitudinii.

Pe lângă mărimile fizice menționate, unda este caracterizată și de mărimi legate de propagarea ei. Acestea sunt **viteza de propagare** și **lungimea de undă**.

**Viteza de deplasare a frontului de undă se numește viteză de propagare a undei. Deoarece toate punctele frontului de undă au aceeași fază, ea este numită și viteză de fază.**

Viteza de propagare a undei depinde de proprietățile mediului elastic și de tipul ei. Se pot demonstra teoretic și se verifică experimental următoarele relații pentru viteza de propagare a undelor unidimensionale transversale  $v_t$  și longitudinale  $v_l$  în mediile solide (corzi, tije etc.):

$$v_t = \sqrt{\frac{F_T}{\mu}} \quad \text{și} \quad v_l = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad (6.48)$$

unde  $F_T$  este forța de tensiune din coardă,  $\mu$  – masa unității de lungime a ei (densitatea liniară),  $E$  – modulul de elasticitate (modulul lui Young), iar  $\rho$  – densitatea volumică a mediului elastic.

Din analiza procesului de propagare a undelor, rezultă că perturbația inițială sub forma unei oscilații de perioadă  $T$ , se deplasează în mediul elastic cu o anumită periodicitate spațială. După fiecare interval de timp egal cu o perioadă, punctele mediului, situate pe două suprafețe de undă consecutive, oscilează în concordanță de fază, adică cu un defazaj de  $2\pi \text{ rad}$ . Dacă viteza de propagare a undei este constantă, după fiecare interval de timp  $T$  frontul de undă parcurge una și aceeași distanță:

$$\lambda = vT. \quad (6.49)$$

**Distanța minimă  $\lambda$  dintre două suprafețe de undă, ale căror puncte oscilează în concordanță de fază, se numește lungime de undă.**

Dacă se exprimă perioada prin frecvență, atunci pentru lungimea de undă obținem:

$$\lambda = \frac{v}{\nu}. \quad (6.49, a)$$

Așadar, lungimea de undă depinde de sursa de oscilații prin perioadă sau frecvență și de mediul în care se propagă unda, prin viteză.

### Problemă rezolvată

O coardă de oțel cu diametrul  $d = 1 \text{ mm}$  este tensionată cu o forță de  $100 \text{ N}$ . Care este frecvența de oscilație a corzii, dacă prin ea se propagă o undă transversală cu lungimea  $\lambda = 0,1 \text{ m}$ . Densitatea oțelului  $r = 7700 \text{ kg/m}^3$ .

Se dă:

$$d = 0,001 \text{ m}$$

$$F_T = 100 \text{ N}$$

$$\lambda = 0,1 \text{ m}$$

$$\rho = 7700 \text{ kg/m}^3$$

$$\nu = ?$$

**Rezolvare:** După cum rezultă din relația (6.49, a), frecvența de oscilație a corzii se exprimă prin raportul dintre viteza de propagare a undei transversale și lungimea de undă, adică  $\nu = v_t/\lambda$ . Astfel, problema se reduce la determinarea vitezei de propagare a undei care, conform (6.48), este  $v_t = \sqrt{F_T/\mu}$ . Masa unei unități de lungime a corzii  $m$  este raportul dintre masa întregii corzi și lungimea ei. Înmulțind numitorul și numărătorul acestui raport cu aria secțiunii

transversale a corzii  $S = \pi d^2/4$  și observînd că produsul  $Sd$  este volumul corzii, iar raportul  $m/V$  este densitatea ei, avem:

$$\mu = \frac{m}{l} = \frac{\rho V}{l} = \rho S = \frac{1}{4} \pi d^2 \rho.$$

Atunci viteza de propagare devine  $v_t = \frac{2}{d} \sqrt{F_T/(\pi\rho)}$ , iar pentru frecvența de oscilație a corzii obținem:

$$\nu = \frac{2}{\lambda d} \sqrt{\frac{F_T}{\pi\rho}} \approx 1290 \text{ Hz}.$$



**?** Întrebări și probleme

1. Ce se numește front de undă și ce delimitează el în spațiu?
2. Ce se numește suprafață de undă și prin ce se deosebește de frontul de undă?
3. Cum se poate identifica ce fel de undă (plană sau sferică) se propagă în spațiu, dacă se cunosc forma sursei de oscilații și proprietățile mediului? Când o undă sferică se poate aproxima cu una plană?
4. Care sunt mărimile fizice utilizate pentru descrierea cantitativă a undelor?
5. Ce se numește viteză de fază și ce reprezintă ea?
6. De care parametri depinde viteza de propagare a undelor?
7. Ce se numește lungime de undă și care este relația de legătură cu viteza de propagare și perioada sau frecvența de oscilație a sursei?
8. Calculați viteza de propagare a unei longitudinale în cupru. Modulul de elasticitate și densitatea cuprului sunt, respectiv, 120 GPa și 8900 kg/m<sup>3</sup>.
9. Care trebuie să fie forța de întindere a unei coarde din alamă cu diametrul de 2 mm pentru ca o undă transversală să se propage prin ea cu viteza de 100 m/s? Densitatea alamei este egală cu 8500 kg/m<sup>3</sup>
10. Distanța dintre două creste consecutive ale valurilor de pe un lac este de 70 cm. Cu ce viteză se propagă unda pe suprafața apei, dacă perioada de oscilație a unui obiect care plutește pe această suprafață este egală cu 1 s?

### 6.10°. Ecuația unei plane

Să stabilim dependența dintre elongația  $y$  a particulelor unui mediu omogen și nedisipativ care participă într-un proces ondulatoriu și distanța  $x$  de la sursa de oscilații  $O$  pentru orice moment de timp  $t$ . Pentru aceasta considerăm o sursă de oscilații armonice situată în punctul  $O$ , de la care se propagă pe direcția  $Ox$  o undă plană. La momentul inițial punctul cu coordonata  $x = 0$  oscilează după legea (6.15, a) în care, pentru simplitate, s-a luat faza inițială  $\varphi_0 = 0$  [menționăm că spre deosebire de (6.15, a), aici elongația este notată prin litera  $y$ ]:

$$y_o = A \sin \omega t. \tag{6.50}$$

Atunci toate particulele mediului vor fi antrenate tot într-o mișcare oscilatorie armonică (sinusoidală) cu aceleași pulsație  $\omega$  și amplitudine  $A$ , dar cu faze diferite. Așadar, în acest caz unda plană are aspectul funcției sinusoidale prezentat în figura 6.35.

Analizăm starea de oscilație a unei particule  $P$  ce se află la distanța  $x$  de la sursa  $O$ . Dacă particula din  $O$  (sursa de oscilații) este în stare de oscilație timp de  $t$  secunde, atunci punctul  $P$  se află în această stare numai în decursul a  $(t - \Delta t)$  secunde, unde  $\Delta t$  este timpul după care punctul  $P$  va fi antrenat în mișcarea oscilatorie, adică timpul în care unda a parcurs distanța  $x$  (fig.6.35). Elongația punctului  $P$  este dată tot de ecuația (6.50), dar cu altă fază

$$y_p = A \sin \omega(t - \Delta t).$$

Deoarece mediul în care se propagă unda este omogen și nedisipativ, atunci viteza ei rămîne constantă și

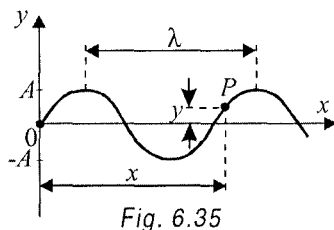
$$\Delta t = x/v.$$

Astfel, obținem:

$$y = A \sin \omega \left( t - \frac{x}{v} \right). \tag{6.51, a}$$

Avînd în vedere relațiile  $\omega = 2\pi/T$  și  $\lambda = vT$ , ecuația (6.51, a) se mai transcrie sub forma

$$y = A \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right). \tag{6.51, b}$$



Ecuțiile (6.51, a) și (6.51, b) descriu procesul de propagare a unei plane și poartă numele de **ecuația undei plane** sau **ecuația undei progresive**.

Deseori această ecuație se mai scrie sub o altă formă, mult mai simplă:

$$y = A \sin(\omega t - kx), \quad (6.51, c)$$

unde

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (6.52)$$

este numit **număr de undă** și arată de câte ori se cuprinde lungimea de undă  $\lambda$  pe o distanță de  $(2\pi)$  metri.

Relația

$$\varphi = \omega t - kx \quad (6.53)$$

sau cele corespunzătoare din (6.51, a) și (6.51, b) constituie faza undei plane. Ea descrie starea de oscilație a oricărei particule a mediului la orice moment de timp.

Ecuția undei plane demonstrează periodicitatea mișcării ondulatorii atât temporală, cât și spațială. Într-adevăr, pentru un punct dat al mediului ( $x$  fixat), după un timp  $\Delta t = mT$  ( $m$  este un număr întreg) argumentul funcției (6.51, b) se modifică cu  $2\pi m$ :

$$2\pi \left( \frac{t+mT}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) = 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) + 2\pi m, \text{ însă funcția rămîne aceeași. Adică, după inter-}$$

**vale de timp egale cu un număr întreg de perioade un punct oarecare al mediului va oscila în concordanță de fază cu sursa.** La un moment de timp dat, funcția (6.51, b) rămîne aceeași pentru toate punctele situate la distanța  $\Delta x = m\lambda$ , deoarece și în acest caz argumentul ei se modifică tot cu  $2\pi m$ :

$$2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x+m\lambda}{\lambda} \right) = 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) - 2\pi m.$$

Rezultă că **la un moment arbitrar de timp punctele mediului, situate la distanțe multiple cu lungimea de undă  $\lambda$ , oscilează în concordanță de fază.**

### ▣ Problemă rezolvată

Oscilațiile cu perioada  $T = 1$  s se propagă de-a lungul unei drepte cu viteza de 40 m/s. La distanța de 25 m de la punctul inițial, unde cu 5 s mai devreme a început mișcarea oscilatorie, elongația oscilațiilor este de 2 cm. Care este elongația și faza oscilației la același moment de timp, dar pentru un punct situat la distanța de 30 m față de cel inițial?

Se dă:

$$T = 1 \text{ s}$$

$$v = 40 \text{ m/s}$$

$$t = 5 \text{ s}$$

$$x_1 = 25 \text{ m}$$

$$x_2 = 30 \text{ m}$$

$$y_1 = 0,02 \text{ m}$$

$$y_2 = ? \quad \varphi_2 = ?$$

**Rezolvare.** Conform ecuației undei plane (6.51, a), pentru cele două distanțe, avem:

$$y_1 = A \sin \frac{2\pi}{T} \left( t - \frac{x_1}{v} \right) \text{ și } y_2 = A \sin \frac{2\pi}{T} \left( t - \frac{x_2}{v} \right).$$

Pentru determinarea elongației oscilațiilor în punctul situat la distanța  $x_2$  este necesar să cunoaștem amplitudinea și faza undei în acel loc.

$$A = y_1 / \sin \left[ (2\pi/T) \left( t - x_1/v \right) \right] = 0,02 / \sin(35\pi/4) = 0,02\sqrt{2} \approx 0,03 \text{ m.}$$

Faza undei la distanța  $x_2$  de la sursa de oscilații la momentul de timp  $t$  reprezintă argumentul funcției „sinus” din ecuația pentru  $y_2$ , adică:

$$\varphi_2 = \frac{2\pi}{T} \left( t - \frac{x_2}{v} \right) = \frac{17\pi}{2} \text{ rad.}$$

și pentru elongația căutată avem:

$$y_2 = A \sin \varphi_2 = 0,03 \sin \frac{17\pi}{2} = 0,03 \text{ m.}$$

## 2 | Întrebări și probleme

1. Care este aspectul ecuației undei plane și legătura celor parametri o descrie ea?
2. Ce se numește număr de undă și ce arată el?
3. Prin ce se manifestă periodicitatea temporală și cea spațială a mișcării undulatorii?
4. Două puncte situate pe direcția de propagare a unei unde plane se află la distanțele de 5 m și 10 m de la sursa de oscilații. Care este diferența de fază a oscilațiilor din aceste puncte, dacă ele au perioada de 0,05 s și se propagă pe această direcție cu viteza de 200 m/s?
5. Un punct material efectuează oscilații armonice după legea  $y_0 = 2\sin 40\pi t$  (cm). Care este ecuația undei plane ce se propagă de la sursa de oscilații cu viteza de 240 m/s? Determinați faza și elongația unui punct situat la distanța  $x_1 = 5$  m de la sursa de oscilații la momentul de timp  $t = 0,2$  s.
6. De la o sursă de oscilații cu amplitudinea de 4 cm și pulsația de  $(0,5\pi)\text{s}^{-1}$  se propagă o undă care la momentul de timp  $t = 1$  s antrenează în mișcare oscilatorie un punct situat la distanța  $x = 10$  m de la aceasta. Determinați numărul de undă, dacă elongația acestui punct este de 2 cm.

## 6.11. Principiul lui Huygens

Forma frontului de undă la orice moment de timp coincide cu cea a sursei de oscilații numai în cazul mediilor omogene. Deseori însă este necesară construirea frontului de undă, în cazul mediilor cu neomogenități (paravane, orificii, suprafața de separație dintre două medii omogene etc.) în care se produc fenomene calitativ noi.

Metoda generală de construire a frontului de undă la un moment arbitrar de timp în baza celui cunoscut la momentul inițial a fost propusă de către fizicianul olandez Christian Huygens. Analizând procesul de propagare a undelor, el a ajuns la concluzia că fiecare punct al mediului antrenat în mișcare oscilatorie reprezintă pentru punctele vecine o sursă nouă de oscilații, numită **sursă de unde secundare**. Astfel Huygens a formulat următorul principiu:

**Orice punct al mediului pînă la care a ajuns unda la momentul dat devine o sursă de unde sferice secundare, iar înfășurătoarea lor la un moment ulterior reprezintă noul front de undă.**

Aplicarea acestui principiu la construirea frontului de undă este ilustrată în figura 6.36. La momentul de timp  $t_0$  frontul de undă este  $F_0$ . Pentru a construi undele sferice secundare în jurul fiecărui punct de pe  $F_0$ , se trasează sfere de rază  $\Delta r = v\Delta t$ , unde  $v$  este viteza de propagare a undei, iar  $\Delta t = t - t_0$  reprezintă intervalul de timp în decursul căruia frontul de undă ajunge în poziția nouă. Construind înfășurătoarea undelor secundare (tangenta comună a tuturor sferelor de rază  $\Delta r$ ), obținem noul front de undă  $F$  (fig. 6.36).

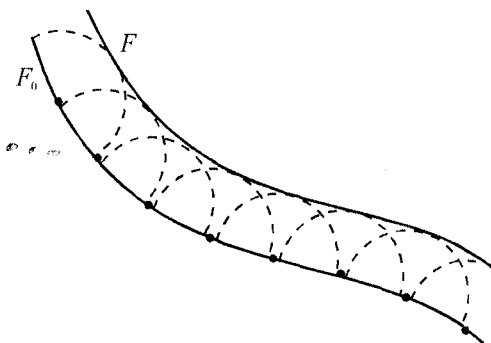


Fig. 6.36



**Christian Huygens (1629 – 1695),**  
fizician, matematician și astronom olandez.

A construit primul ceas cu pendul, dotat cu mecanism de declanșare și a elaborat teoria lor în care a dedus formula pentru perioada oscilațiilor pendulelor gravitațional și fizic. A elaborat teoria ondulatorie a luminii, înaintînd cunoscutul principiu care explică mecanismul propagării undelor și care-i poartă numele. Cu ajutorul lui a explicat fenomenele ondulatorii de reflexie, refracție, difracție și interferență a undelor. Împreună cu R.Hooke a stabilit punctele de reper ale termometrului – de topire a gheții și de fierbere a apei. A descoperit inelul planetei Saturn și primul satelit natural al acesteia – Titan, determinînd și perioada lui de revoluție în jurul planetei.

## ❓ Întrebări

1. Ce reprezintă sursa de unde secundare?
2. Formulați principiul lui Huygens. Care este esența acestui principiu?
3. Explicați cum se utilizează principiul lui Huygens la construirea frontului unei unde arbitrare.

## 6.12. Reflexia și refracția undelor

### a. Legile reflexiei și refracției

Modificarea direcției de propagare a undelor la întâlnirea suprafeței de separație dintre două medii cu proprietăți elastice diferite constituie esența fenomenelor de **reflexie** și **refracție**.

Considerăm o undă care se propagă spre suprafața de separație  $S$  dintre două medii, raza (direcția de propagare) careia formează un unghi  $i$  cu normala la suprafața  $S$  (fig.6.37). Această undă este numită **undă incidentă** (caracterizată cu **raza incidentă**), iar unghiul  $i$  – **unghi de incidență**.

|| Fenomenul de reîntoarcere a undelor în mediul din care au venit cînd întîlnesc suprafața de separație a două medii se numește **reflexie**.

Unda formată prin reflexie este numită **undă reflectată** (caracterizată cu **raza reflectată**), iar unghiul  $i'$  dintre raza reflectată și normala la această suprafață – **unghi de reflexie** (fig.6.37).

|| Fenomenul de modificare a direcției de propagare a unei unde la traversarea suprafeței de separație a două medii se numește **refracție**.

Unda care pătrunde în mediul al doilea este numită **undă refractată** (caracterizată cu **raza refractată**), iar unghiul  $r$  dintre această rază și normala la suprafața  $S$  – **unghi de refracție** (fig.6.37).

La suprafața de separație dintre două medii cu proprietăți diferite aceste fenomene se produc simultan, însă există și situații cînd unul dintre ele devine predomi-

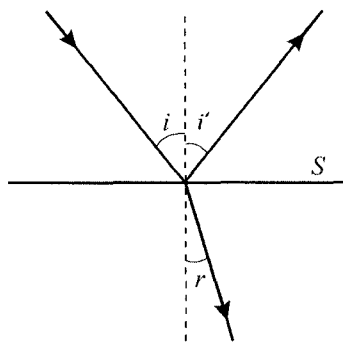


Fig. 6. 37

nant. Atît cercetările experimentale, cît și studiul teoretic al reflexiei și refracției au condus la evidențierea următoarelor legi:

**Legile reflexiei**

- Raza incidentă, raza reflectată și normala în punctul de incidență se află în același plan.
- Unghiul de reflexie este egal cu unghiul de incidență.

$$\sphericalangle i = \sphericalangle i' \tag{6.54}$$

**Legile refracției**

- Raza incidentă, raza refractată și normala în punctul de incidență se află în același plan.
- Raportul dintre sinusurile unghiurilor de incidență și de refracție este constant pentru două medii elastice date și egal cu raportul vitezelor respective ale undelor în aceste medii:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2} \tag{6.55}$$

**b°. Studiul reflexiei și refracției cu ajutorul principiului lui Huygens**

Considerăm suprafața  $S$  de separație dintre două medii omogene și izotrope diferite 1 și 2 în care o undă plană se propagă cu vitezele  $v_1$  și, respectiv,  $v_2$  (fig.6.38). La un moment dat  $t_1$  frontul de undă incident  $AB$  ajunge în poziția  $A_1B'$ , cînd primul punct al acestuia  $A_1$  se află pe suprafața de separație  $S$ . Din acest moment, în intervalul de timp de la  $t_1$  pînă la  $t_2$ , toate punctele frontului de undă vor atinge pe rînd suprafața de separație între punctele  $A_1$  și  $B_1$ .

Pentru a clarifica cum influențează această suprafață asupra propagării unei incidente vom folosi principiul lui Huygens. Astfel, punctele de pe intervalul  $[A_1, B_1]$  se consideră surse de unde sferice secundare, ce se propagă în ambele medii, dar cu viteze diferite. La momentul de timp  $t_2$ , cînd ultimul punct al frontului de undă incident atinge suprafața de separație  $S$ , unda sferică secundară cu centrul în punctul  $A_1$  reprezintă deja o emisferă de rază  $A_1A'' = v_2\Delta t = B'B_1$ , situată în mediul 1 și altă emisferă de rază

$$A_1A' = v_1\Delta t = v_1 \cdot \frac{B'B_1}{v_1} = B'B_1 \cdot \frac{v_2}{v_1} \tag{6.56}$$

– în mediul 2 (fig.6.38). Dacă din punctul  $B_1$  trasăm tangente la emisferile menționate, atunci  $B_1B''$  este frontul de undă al unei reflectate, iar  $B_1A'$  – al unei refractate.

Analiza razelor incidente și reflectate ne permite să demonstrăm legile reflexiei, iar a celor incidente și refractate – legile refracției. Într-adevăr, deoarece  $\Delta A_1B'B_1 = \Delta A_1B''B_1$  sunt dreptunghice, au

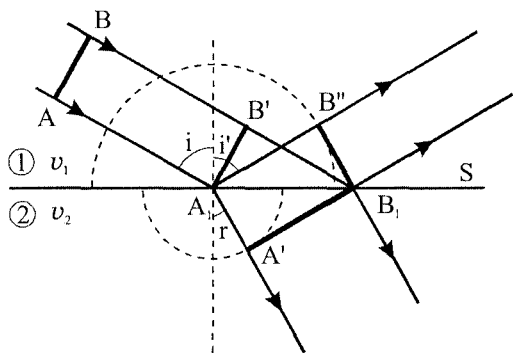


Fig. 6. 38

ipotenuza  $A_1B_1$  comună și catetele  $A_1B'' = B'B_1 = v_1\Delta t$ , rezultă că  $\sphericalangle B'A_1B_1 = \sphericalangle B''B_1A_1$ . Însă  $\sphericalangle B'A_1B_1 = \sphericalangle i$ , iar  $\sphericalangle B''B_1A_1 = \sphericalangle i'$  ca unghiuri cu laturile respectiv perpendiculare, astfel, demonstrându-se legea reflexiei (6.54).

Observăm că în  $\Delta A_1B'B_1$  și  $\Delta A_1A'B_1$ ,  $\sphericalangle B'A_1B_1 = \sphericalangle i$  și  $\sphericalangle A_1B_1A' = \sphericalangle r$ , ca unghiuri cu laturile, respectiv, perpendiculare, iar  $A_1A' = A_1B_1 \sin r$  și  $B'B_1 = A_1B_1 \sin i$  (fig. 6.38). Introducând aceste relații în (6.56), obținem legea refracției (6.55).

### 6°. Comportamentul fazei undelor la reflexie

Dacă un mediu oarecare este caracterizat de o viteză de propagare a undelor mai mică decât prin altul, atunci se spune că primul mediu este **mai dens**, iar al doilea (în care viteza de propagare este mai mare) – **mai puțin dens**. Vom analiza comportamentul unei reflectate în aceste două situații.

Considerăm o undă care se propagă de-a lungul unei corzi întinse, fixate la unul din capete de un suport perfect rigid, astfel, modelînd situația reflexiei pe un mediu mai dens. La momentul cînd perturbația undei (cu bucla în sus) ajunge la capătul fixat (fig. 6.39, a), ea începe să acționeze asupra suportului rigid cu o forță  $\vec{F}_c$  orientată în sus, încercînd să-l ridice. Conform legii a treia a lui Newton, suportul acționează și el asupra corzii cu o forță  $\vec{F}_s$  egală în modul cu  $\vec{F}_c$ , dar de sens opus. Această forță orientată în jos generează unda reflectată, a cărei perturbație se propagă înapoi de-a lungul corzii, avînd sensul opus (cu bucla în jos) sensului perturbației incidente. Cu alte cuvinte, perturbația reflectată își modifică faza cu  $180^\circ$  ( $\pi$  radiani). În consecință,

**la reflexia pe un mediu mai dens unda reflectată este defazată cu  $\pi$  radiani față de unda incidentă.**

Pentru modelarea unui mediu mai puțin dens se prinde capătul corzii de o culisă care poate aluneca fără frecări pe o tijă (fig. 6.39, b). În acest caz, aceeași perturbație (cu bucla în sus) ajungînd la culisă, acționează cu forța  $\vec{F}_c$  și o ridică fără restricții, imprimîndu-i o mișcare oscilatorie. Aceasta, la rîndul său, generează unda reflectată care începe cu o perturbație, avînd același sens (tot cu bucla în sus) cu sensul perturbației incidente. Așadar,

**la reflexia pe un mediu mai puțin dens unda reflectată este în concordanță de fază cu unda incidentă.**

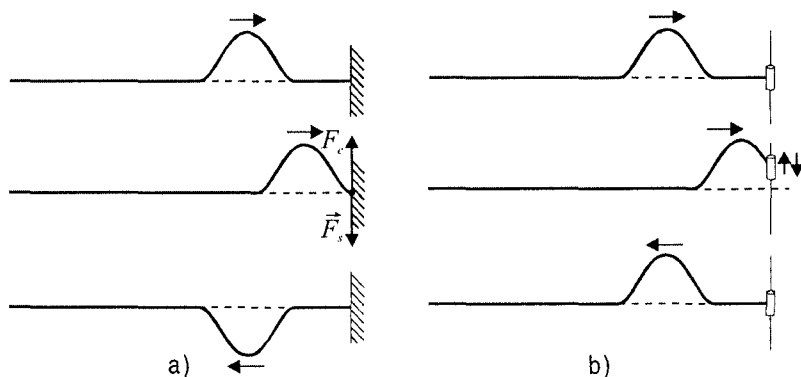


Fig. 6.39

### Întrebări

1. Care este esența fenomenelor de reflexie și refracție?
2. Ce se numește reflexie? Explicați ce reprezintă unghiurile de incidență și reflexie.
3. Ce se numește refracție? Explicați ce reprezintă unghiul de refracție?
4. Care sunt legile reflexiei? Ilustrați aceste legi, construind mersul razelor incidentă și reflectată.
5. Care sunt legile refracției? Ilustrați aceste legi, construind mersul razelor incidentă și refractată.
- 6°. Demonstrați legile reflexiei și refracției cu ajutorul principiului lui Huygens.
- 7°. Care este defazajul dintre undele reflectată și incidentă la reflexia pe un mediu mai dens? Explicați cum apare acest defazaj.
- 8°. De ce la reflexia pe un mediu mai puțin dens undele reflectată și incidentă sunt în concordanță de fază?

## 6.13. Difracția undelor

Fenomenul de reflexie studiat în paragraful precedent are loc atunci când în calea propagării undelor există obstacole cu dimensiuni foarte mari. De multe ori însă undele întâlnesc în calea lor diferite obstacole cu dimensiuni mai mici (comparabile cu lungimea de undă). S-a constatat că modul de propagare a undelor depinde în mare măsură de corelația dintre lungimea de undă și dimensiunea obstacolului întâlnit. De exemplu, undele de pe suprafața unui lac (valurile) într-o zi liniștită înconjoară un pilon și pluta undiței unui pescar, de parcă

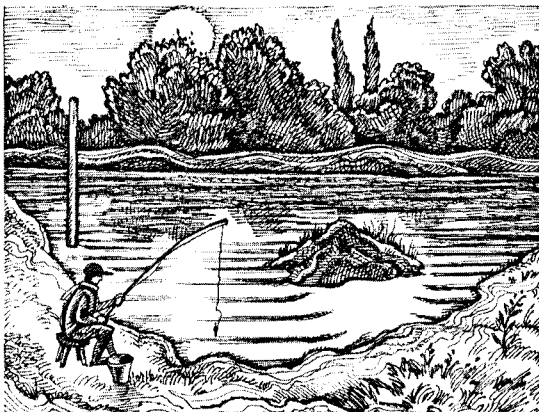


Fig. 6.40

acestea nici nu ar exista și, în același timp, o piatră mare lasă o regiune de umbră în care undele nu pătrund (fig. 6.40). Evident, diametrul pilonului este aproximativ egal cu lungimea de undă (distanța dintre două creste ale valurilor), cel al plutei – mult mai mic, iar piatra are dimensiuni mult mai mari decât lungimea de undă. Astfel, când dimensiunile obstacolului sunt mai mici sau comparabile cu lungimea de undă, are loc o deviere de la propagarea rectilinie a undelor.

**Fenomenul de pătrundere a undelor în regiunea de umbră a diferitelor obstacole (de dimensiuni comparabile cu lungimea de undă) în urma devierii de la propagarea lor rectilinie se numește difracție.**

Fenomenul de difracție a undelor de pe suprafața apei se evidențiază ușor cu ajutorul următoarei experiențe. Într-o cuvă cu apă se introduce un perete despărțitor, prevăzut cu o fantă. Dacă în compartimentul din stânga se excită o undă plană, atunci în funcție de

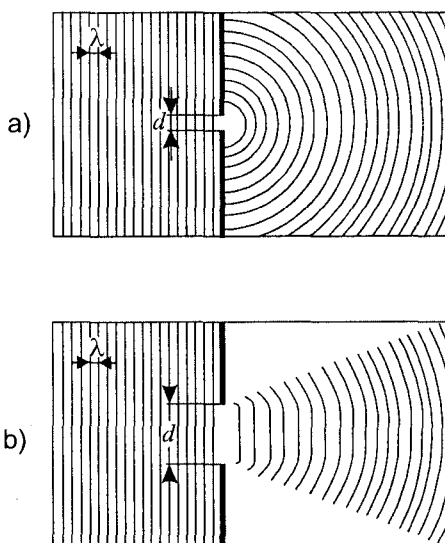


Fig. 6.41

dimensiunile fantei în compartimentul din dreapta apar două situații diferite, prezentate schematic în *figura* 6.41. Când lățimea fantei  $d$  este mai mică decât lungimea de undă  $\lambda$ , se observă pătrunderea undei în regiunea de umbră (*fig.* 6.41, *a*), iar dacă  $d \gg \lambda$ , profilul undei practic nu se schimbă, denaturându-se puțin în apropierea regiunii de umbră (*fig.* 6.41, *b*).

Explicarea din punct de vedere calitativ a pătrunderii undelor în regiunea de umbră este posibilă cu ajutorul principiului lui Huygens. Conform acestui principiu, toate punctele frontului de undă, ajunse pe planul fantei, devin surse de unde sferice secundare ce se propagă în mediul din spatele obstacolului (fantei). Din *figura* 6.41 se observă că frontul de undă pătrunde cu atât mai mult în regiunea de umbră, cu cât dimensiunea fantei este mai mică în raport cu lungimea de undă.

### 2 Întrebări

1. Ce se numește difracție a undelor?
2. Ce condiții trebuie îndeplinite pentru a observa fenomenul de difracție?
3. Cum se explică fenomenul de difracție cu ajutorul principiului lui Huygens?

## 6.14. Interferența undelor. Unde staționare

### a. Studiul calitativ al interferenței undelor

Să analizăm acum particularitățile propagării concomitente a mai multor unde prin unul și același mediu. Este evident că în asemenea situații vor exista regiuni ale mediului în care undele se suprapun. Întrucât unda reprezintă o mișcare oscilatorie ce se propagă în spațiu, în regiunile menționate fiecare punct al mediului este antrenat în această mișcare de către perturbațiile tuturor undelor ajunse la el. Rezultă că **elongația unui punct oarecare al mediului la un moment dat reprezintă suma vectorială a elongațiilor provenite de la fiecare undă aparte**. Mai mult ca atât, experiențele arată că în cazul elongațiilor nu prea mari, adică **în cazul undelor armonice, ele se propagă independent una de alta**. Aceste afirmații constituie **principiul superpoziției undelor** care de fapt este o consecință a **principiului independenței acțiunii forțelor**, studiat la mecanică (*Fizică* cl. a X-a, p.2.2, *d*).

Dacă în mediul elastic se propagă unde cu pulsații diferite, atunci oscilațiile punctelor din regiunea de suprapunere a lor nu sunt armonice. În fiecare punct al mediului diferența de fază a oscilațiilor punctelor vecine este diferită în diferite momente de timp și din această cauză oscilațiile rezultante nu au o amplitudine stabilă. Rezultatul suprapunerii undelor depinde de corelația dintre fazele, pulsațiile și amplitudinile lor. Un interes practic deosebit reprezintă cazul suprapunerii undelor de aceeași pulsație și caracterizate de o diferență de fază constantă în timp.

**Sursele de unde, ale căror oscilații se produc cu aceeași pulsație și mențin pe durata întregului proces oscilatoriu o diferență de fază constantă, se numesc surse coerente, iar undele produse de aceste surse – unde coerente.**

La suprapunerea undelor coerente se obține o configurație stabilă a punctelor mediului, unele din ele oscilând cu amplitudine mare, iar altele – cu amplitudine mică.

**Fenomenul de amplificare sau de atenuare reciprocă a amplitudinii oscilațiilor rezultante în diferite puncte ale mediului în urma suprapunerii undelor coerente se numește interferență. Regiunea mediului unde se produce interferența este numită câmp de interferență, iar aspectul acestuia – tablou de interferență.**



Să analizăm procesul de formare al tabloului de interferență a undelor de pe suprafața apei. Pentru aceasta pe o tijă se fixează la o anumită distanță unul de altul două ace. Dacă aducem tija în stare de vibrație cu o pulsație oarecare, atunci cele două ace, lovind suprafața apei dintr-o cuvă, produc două unde coerente. În figura 6.42 sunt reprezentate schematic suprafețele de undă după intervale de timp egale cu jumătate de perioadă și tabloul de interferență obținut în acest caz. Punctele  $S_1$  și  $S_2$  corespund locurilor de pe suprafața apei, unde lovesc acele. Suprafețele de undă

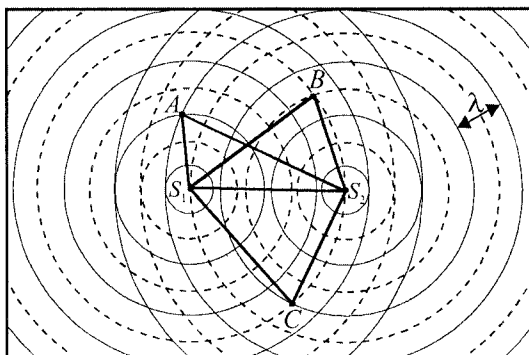


Fig. 6.42

desenate cu cercuri întregi corespund creștelor, iar cele cu cercuri întrerupte – adânciturilor de pe suprafața apei. Astfel, în punctele A sau B, unde se întâlnesc două crește sau, respectiv, două adâncituri, are loc amplificarea amplitudinii de oscilație, obținându-se o creastă mai înaltă sau o adâncitură mai mare (**maxim de interferență**), iar în punctul C, unde se întâlnesc o creastă cu o adâncitură, are loc micșorarea amplitudinii de oscilație (**minim de interferență**). Întrucât energia undelor este proporțională cu pătratul amplitudinii lor, rezultă că **la interferență are loc redistribuirea energiei undelor în punctele de maxim**. Din figură se mai observă că toate punctele în care se întâlnesc creștele (adânciturile) sunt în concordanță de fază, iar diferența dintre drumurile parcurse de fiecare undă de la sursele  $S_1$  și  $S_2$  pînă la punctul dat este egală cu un număr întreg de lungimi de undă  $\lambda$  (un număr par de semilungimi de undă). Punctele în care se întâlnesc o creastă cu o adâncitură sunt în opoziție de fază, iar diferența de drum constituie un număr impar de semilungimi de undă. Așadar,

**■ punctele cîmpului de interferență pentru care diferența de drum este un număr par de semilungimi de undă oscilează cu amplitudine maximă, iar cele pentru care diferența de drum este un număr impar de semilungimi de undă oscilează cu amplitudine minimă.**

Astfel, condiția de maxim de interferență este:

$$\Delta x = \pm 2m \cdot \frac{\lambda}{2}, \tag{6.57}$$

iar cea de minim de interferență –

$$\Delta x = \pm (2m + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}, \tag{6.58}$$

unde  $m$  este un număr întreg și reprezintă ordinul maximumului sau minimumului. De exemplu,  $m = 0$  evidențiază pe tabloul de interferență maximumul central sau minimele de ordinul 1 situate simetric de o parte și de alta a maximumului central la distanțele  $\lambda/2$  și  $-\lambda/2$ .

Un caz particular al interferenței are loc la suprapunerea a două unde progresive care se propagă pe aceeași direcție, dar în sensuri opuse. Asemenea situație se realizează întotdeauna cînd există reflexia totală sau parțială a undelor de la un mediu oarecare. În urma acestei suprapuneri este posibilă formarea așa numitei **unde staționare**.

Să analizăm procesul de formare a unei unde staționare într-o coardă fixată la unul din capete. Dacă la capătul liber se excită oscilații cu perioada  $T$ , atunci prin coardă se propagă

o undă progresivă cu lungimea de undă  $\lambda$ . Ajungând la capătul fixat, unda se reflectă, propagându-se prin coardă în sens opus. Întrecând cele două unde progresive (incidentă și reflectată) provin de la aceeași sursă, ele au aceeași amplitudine și pulsație, iar diferența de fază este constantă în timp, adică sunt coerente și întrunesc condițiile necesare pentru realizarea fenomenului de interferență.

În figura 6.43 este prezentată schema formării unei staționare. Unda incidentă se propagă cu viteza  $v$  spre dreapta, iar cea reflectată – cu aceeași viteză spre stânga. Starea de oscilație în care este adus un punct oarecare  $M$  al corzii de către undele incidentă și reflectată, depinde de fazele lor. Se observă că la momentul de timp  $t = 0$  ales arbitrar, undele sunt în opoziție de fază și acțiunea lor asupra punctelor corzii (inclusiv asupra punctului  $M$ ) se neutralizează reciproc, lăsând coarda în stare orizontală (fig. 6.43, a). În intervalul de timp de la  $t = 0$  pînă la  $t = T/4$  maximele celor două unde se apropie unul de altul (fig. 6.43, b) și deplasându-se cu  $\lambda/2$ , se suprapun. În acest caz punctul  $M$  este acționat de ambele unde în același sens și amplitudinea lui de oscilație se dublează (elongația  $y_{max} = +2A$ ) (fig. 6.43, c). După un alt interval de timp, egal cu un sfert de perioadă la momentul  $t = T/2$ , undele iarăși sunt în opoziție de fază și coarda rămîne în stare orizontală (fig. 6.43, d), însă imediat după acest moment fazele ambelor unde se inversează, astfel încît una față de alta din nou sunt în concordanță de fază. Amplitudinea punctului  $M$  începe să crească și la momentul  $t = 3T/4$  iarăși se dublează, însă în sens opus (elongația  $y_{max} = -2A$ ) (fig. 6.43, e). În decursul ultimului sfert de perioadă amplitudinea punctului  $M$  se micșorează pînă la zero și la momentul  $t = T$  coarda revine la aspectul inițial (fig. 6.43, a).

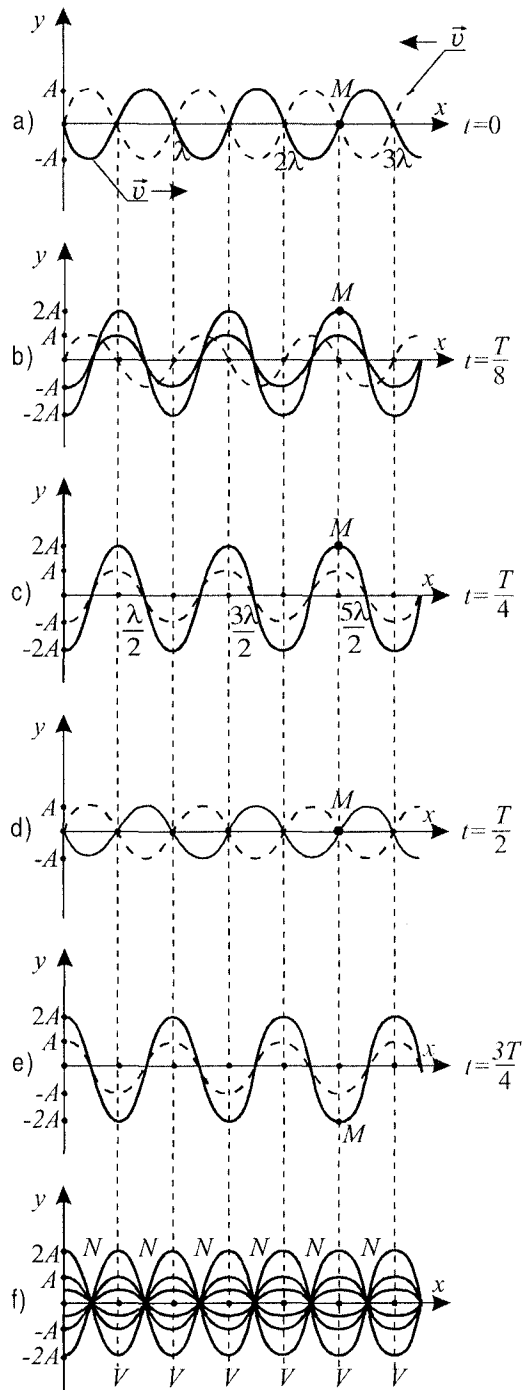


Fig. 6.43

Aspectul corzii, obținut în urma suprapunerii undelor incidentă și reflectată, este prezentat în figura 6.43, f. Se observă că de-a lungul ei există o serie de puncte  $N$ , aflate perma-

ment în stare de repaus și numite **noduri**. Celelalte puncte ale corzii sunt tot timpul în stare staționară de vibrație, însă printre acestea există unele (în figură sunt notate cu litera *V*) caracterizate de amplitudine maximă și numite **ventre**. Distanța dintre două noduri sau două ventre vecine este constantă și egală cu o jumătate de lungime de undă.

Din cauza pozițiilor fixe ale nodurilor și ventrelor unda obținută are viteza de propagare egală cu zero și de aceea este numită **staționară**. Este evident că în cazul unei staționare energia nu este transportată de-a lungul corzii, deoarece ea nu poate trece prin punctele nodale aflate permanent în repaus. Deci energia este înmagazinată între noduri, deși există o transformare alternativă a ei din energie cinetică la vibrație în energie potențială elastică.

**b\*. Studiul cantitativ al interferenței undelor**

Considerăm sursele coerente  $S_1$  și  $S_2$  de la care se propagă două unde plane descrise de ecuații de forma (6.51, c)

$$y_1 = A_1 \sin(\omega t - kx_1)$$

și

$$y_2 = A_2 \sin(\omega t - kx_2),$$

unde  $x_1$  și  $x_2$  sunt distanțele de la un punct oarecare  $P$  din câmpul de interferență pînă la sursele respective (fig.6.44), iar  $k$  este numărul de undă (6.52).

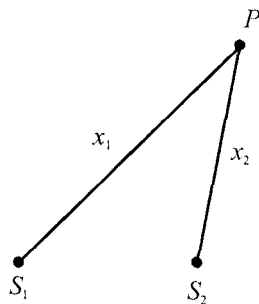


Fig. 6.44

Punctul  $P$  este antrenat în mișcare oscilatorie de fiecare undă în parte și, întrucît oscilațiile ajunse la acesta sunt coliniare, mișcarea lui prezintă rezultatul compunerii acestor oscilații. Amplitudinea oscilației rezultante este dată de relația (6.37) din care avem:

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\varphi}, \tag{6.59}$$

unde

$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \omega t - kx_2 - \omega t + kx_1 = k(x_1 - x_2) = k\Delta x$  este diferența de fază a undelor, iar distanța  $\Delta x$  este numită **diferență de drum**. Luînd în considerare (6.52), se obține relația de interdependență dintre diferența de fază și diferența de drum a undelor coerente

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta x. \tag{6.60}$$

De la compunerea oscilațiilor cunoașteți că amplitudinea oscilației rezultante este maximă atunci cînd diferența de fază este un număr par de  $\pi$  radiani, adică,

$$\Delta\varphi_{\max} = \pm 2m \cdot \pi \tag{6.61}$$

și minimă, cînd diferența de fază este un număr impar de  $\pi$  radiani, adică,

$$\Delta\varphi_{\min} = \pm (2m + 1) \cdot \pi. \tag{6.62}$$

Este evident că (6.61) și (6.62) sunt și condițiile pentru maxim și, respectiv, minim de interferență, exprimate prin diferența de fază. Dacă însă utilizăm relația (6.60), atunci se obțin aceleași condiții, dar exprimate prin diferența de drum

$$\Delta x_{\max} = \pm 2m \cdot \frac{\lambda}{2} \tag{6.61, a}$$

și respectiv

$$\Delta x_{\min} = \pm(2m + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (6.62, a)$$

Observăm că aceste condiții confirmă rezultatele (6.57) și (6.58), obținute din analiza calitativă a fenomenului cercetat. În relațiile (6.61) – (6.62, a)  $m \in \mathbb{N}$  este, totodată, și ordinul maximului sau minimului de interferență.

Zonele în care toate punctele sunt caracterizate de același rezultat al interferenței (maxim sau minim) sunt numite **franje de interferență**. Astfel, un tablou de interferență reprezintă o succesiune de **franje de amplitudine maximă** și **franje de amplitudine minimă**.

Așadar, condițiile maximelor și minimelor de interferență pot fi formulate în modul următor:

**Punctele cîmpului de interferență pentru care diferența de drum (diferența de fază) constituie un număr par de semilungimi de undă (de  $\pi$  radiani), reprezintă maxime de interferență, iar pentru care ea constituie un număr impar de semilungimi de undă (de  $\pi$  radiani) – minime de interferență.**

În cazul particular al undelor staționare se produce suprapunerea undelor incidentă  $y_i = A_0 \sin(\omega t - kx_1)$  și reflectată  $y_r = A_0 \sin(\omega t + kx_2 - \varphi_0)$  care au aceeași amplitudine  $A_0$  și pulsație  $\omega$ , dar sunt defazate cu  $\varphi_0 = \pi$ , cînd reflexia are loc pe un mediu mai dens și  $\varphi_0 = 0$  – pe un mediu mai puțin dens. Amplitudinea unei rezultante (6.59) în acest caz are aspectul:

$$A = \sqrt{2A_0^2(1 + \cos \Delta\varphi)} = \sqrt{4A_0^2 \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2}} = 2A_0 \left| \cos \frac{\Delta\varphi}{2} \right| = 2A_0 \left| \cos \frac{k\Delta x - \varphi_0}{2} \right|. \quad (6.63)$$

Notăm cu  $x$  distanța de la un punct oarecare  $P$  al mediului (situat pe direcția de propagare a unei incidente) pînă la suprafața reflectatoare (fig. 6.45). Atunci distanțele parcurse de fiecare undă de la sursa  $S$  de oscilații pînă la punctul cercetat sunt, respectiv,  $x_1 = l - x$  și  $x_2 = l + x$ , unde  $l$  este distanța de la sursă pînă la suprafața reflectatoare. Diferența de drum pentru aceste două unde este  $\Delta x = x_2 - x_1 = 2x$ . Așadar, pentru amplitudinea unei rezultante (6.63) obținem:

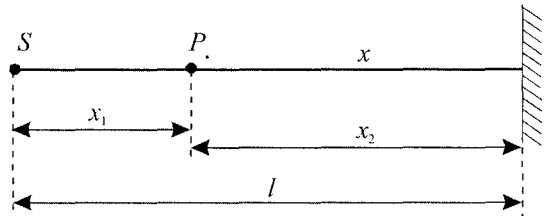


Fig. 6.45

$$A = 2A_0 \left| \cos \left( kx - \frac{\pi}{2} \right) \right| = 2A_0 \left| \sin(kx) \right|, \quad (6.64)$$

pentru cazul reflexiei pe un mediu mai dens ( $\varphi_0 = \pi$ ) și

$$A = 2A_0 \left| \cos(kx) \right| \quad (6.65)$$

– pe un mediu mai puțin dens ( $\varphi_0 = 0$ ).

Din (6.64) și (6.65) se obțin ușor pozițiile **nodurilor** (minimelor de interferență) și **ventrelor** (maximelor de interferență) în cazul celor două tipuri de reflexie.

**Reflexia pe un mediu mai dens.** Luînd în considerație că numărul de undă  $k = 2\pi/\lambda$ , iar condiția pentru minimele de interferență determină pozițiile nodurilor, din (6.64) obținem:

$$|\sin(kx)| = 0 \Leftrightarrow \frac{2\pi}{\lambda} x_{\text{nod}} = m\pi \Leftrightarrow x_{\text{nod}} = 2m \cdot \frac{\lambda}{4}. \quad (6.66)$$

Pozițiile ventrelor se determină din condiția maximelor de interferență, adică,

$$|\sin(kx)| = 1 \Leftrightarrow \frac{2\pi}{\lambda} x_{\text{ventru}} = (2m+1)\frac{\pi}{2} \Leftrightarrow x_{\text{ventru}} = (2m+1) \cdot \frac{\lambda}{4}, \quad (6.67)$$

unde  $m = 0, 1, 2, \dots$

**Reflexia pe un mediu mai puțin dens.** Analogic se obțin pozițiile nodurilor și ventrelor și în acest caz. Din (6.65) corespunzător rezultă:

$$|\cos(kx)| = 0 \Leftrightarrow \frac{2\pi}{\lambda} x_{\text{nod}} = (2m+1)\frac{\pi}{2} \Leftrightarrow x_{\text{nod}} = (2m+1) \cdot \frac{\lambda}{4}$$

și

$$|\cos(kx)| = 1 \Leftrightarrow \frac{2\pi}{\lambda} x_{\text{ventru}} = m\pi \Leftrightarrow x_{\text{ventru}} = 2m \cdot \frac{\lambda}{4}.$$

Se observă că unica deosebire dintre cele două cazuri de reflexie se manifestă prin inversarea pozițiilor ventrelor și nodurilor. În ambele situații distanța dintre două ventre sau două noduri consecutive este  $\lambda/2$ , iar dintre un nod și un ventru vecin –  $\lambda/4$ . Într-adevăr, din (6.66) și (6.67) se obține:

$$|x_{\text{ventru}2} - x_{\text{ventru}1}| = [2(m+1)+1] \frac{\lambda}{4} - (2m+1) \frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda}{2},$$

$$|x_{\text{nod}2} - x_{\text{nod}1}| = 2(m+1) \frac{\lambda}{4} - 2m \frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda}{2},$$

$$|x_{\text{ventru}} - x_{\text{nod}}| = (2m+1) \frac{\lambda}{4} - 2m \frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda}{4}.$$

Din cele expuse mai sus rezultă că într-o undă staționară toate punctele mediului sunt aduse în stare de oscilație cu amplitudini, ale căror valoare numerică depinde de coordonata  $x$  și la distanțe egale cu  $\lambda/2$  se repetă.

### ❓ Întrebări și probleme

1. Care este esența principiului superpoziției undelor?
2. Care surse de oscilații se numesc coerente? Ce reprezintă undele coerente?
3. Ce se numește interferență? Explicați procesul de formare a tabloului de interferență.
4. Ce reprezintă diferența de drum?
5. În care condiții un punct al câmpului de interferență va oscila cu amplitudine maximă? Dar cu amplitudine minimă?
6. Ce reprezintă unda staționară și în ce condiții se formează ea?
7. Cum se formează unda staționară?
8. Ce reprezintă nodurile și ventrelor unei unde staționare?
9. Care sunt condițiile pentru maximele și minimele de interferență formulate prin a) diferența de drum, b) diferența de fază?
- 10\*. Care sunt relațiile pentru pozițiile nodurilor și ventrelor unei unde staționare?
- 11\*. Care este distanța dintre două noduri (ventre) consecutive? Dar dintre un nod și un ventru alăturate?
12. Două surse coerente oscilează cu frecvența  $\nu = 1$  Hz, iar undele generate de ele se propagă pe suprafața apei cu viteza de 1,5 m/s. Determinați pentru ce valoare minimă a diferenței de drum pe suprafața apei se va observa: a) o creastă; b) o adîncitură.

13. De la două surse coerente care oscilează cu perioada  $T = 0,5$  s se propagă printr-un mediu oarecare două unde cu vitezele de 1 km/s. Determinați pentru ce valori ale diferenței de drum, în regiunea de suprapunere a undelor, se vor observa maximul și minimul de interferență de ordinul doi.
14. De la două surse coerente aflate la distanța  $d = 2$  m una de alta se propagă într-un mediu elastic unde cu viteza de 340 m/s. La distanța  $L = 4$  m de la mijlocul dintre surse perpendicular pe segmenul care le unește a fost înregistrat un maxim de interferență, iar următorul – la distanța  $\Delta l = 1,5$  m de la acesta pe linia paralelă cu cea pe care se află sursele. Care este frecvența de oscilație a surselor?

## 6.15. Unde sonore

### a. Clasificarea undelor sonore

Undele mecanice longitudinale care se propagă în medii elastice și produc senzații auditive se numesc *unde sonore* sau *sunete*, iar sursele unor astfel de unde reprezintă *vibrații sonore*.

Undele sonore ajung la urechea noastră, propagându-se de obicei prin aer, însă ele se pot propaga atât în lichide, cât și în solide. Cercetările experimentale și teoretice au arătat că viteza de propagare a undelor sonore prin lichide și solide este mult mai mare decât în gaze. De exemplu, viteza sunetului în aer la condiții normale este de 330 m/s, în apă – 1500 m/s, iar în oțel de 5500 m/s. Însă nu orice vibrație poate produce senzația de sunet. S-a constatat că urechea unui om este sensibilă la undele mecanice caracterizate cu frecvențe situate în diapazonul de aproximativ 16 – 20000 Hz. Acest diapazon are un caracter convențional. El nu depinde de proprietățile undelor sonore, ci numai de calitățile urechii umane și poate varia de la o persoană la alta și odată cu vârsta. Deja la o vârstă medie omul nu mai poate recepționa sunete cu frecvențe mai mari decât 12 – 14 kHz. Există însă animale care pot recepționa vibrații cu frecvențe mai mici decât 16 Hz, cât și mai mari de 20 kHz. De exemplu, meduzele pot recepționa sunete cu frecvențe mai mici de 16 Hz, câinele – pînă la 40 kHz, iar lilieci și delfinii – cu frecvențe de peste 100 kHz. Astfel, în funcție de frecvența vibrațiilor elastice, acestea se clasifică în modul următor:

- vibrații cu frecvențe  $\nu < 16$  Hz, numite **infrasunete**;
- cu frecvențe  $16 \text{ Hz} \leq \nu \leq 20 \text{ kHz}$ , – numite **sunete**;
- cu frecvențe  $\nu > 20 \text{ kHz}$ , numite **ultrasunete**.

### b\*. Calitățile sunetului

Sunetele se deosebesc între ele prin intermediul anumitor particularități numite **calitățile sunetului**. Acestea sunt **intensitatea**, **înălțimea** și **timbrul** sunetului.

**Intensitatea sunetului se măsoară cu energia transportată de unda sonoră într-o unitate de timp printr-o unitate de suprafață, așezată perpendicular pe direcția de propagare și are unitatea de măsură în Sistemul Internațional  $\text{W/m}^2$ .**

Frecvența și intensitatea sunt două caracteristici independente ale undelor sonore. Cu alte cuvinte, la una și aceeași frecvență pot exista **sunete slabe** și **sunete puternice**, sau invers, pot exista sunete de frecvență joasă și de frecvență înaltă, dar avînd aceeași intensitate. Urechea umană este sensibilă pentru intensități caracterizate cu valori cuprinse într-un interval foarte mare. Cel mai puternic sunet pe care îl poate recepționa urechea noastră are o intensitate de aproximativ  $10^{12}$  ori mai mare decât a celui mai slab sunet perceptibil. Limita inferioară a intensității sunetului sub care urechea omului nu mai percepe vibrațiile sonore este numită **prag inferior de audibilitate**, iar cea superioară, deasupra căreia sunetul produce senzație dureroasă – **prag superior de audibilitate**.

Un sunet se poate caracteriza cu valoarea relativă a intensității lui  $I$  în raport cu intensitatea unui sunet de referință care în practică se ia cea de la pragul inferior de audibilitate –  $I_0 = 10^{-12} \text{ W/m}^2$ . Întrucît domeniul de audibilitate este foarte larg, pentru compararea sunetelor s-a dovedit a fi foarte comodă utilizarea scării logaritmice. Astfel, se introduce mărimea fizică  $\beta$  numită **nivel sonor** și definită cu relația

$$\beta = \lg \frac{I}{I_0}. \quad (6.68)$$

Unitatea de măsură a nivelului sonor este **bellul** cu simbolul **B** și a fost numită astfel în cinstea inventatorului telefonului A.G.Bell (1847 – 1922). Din (6.68) se observă că un sunet cu nivelul sonor de 1B (un bell) are intensitatea de 10 ori mai mare decît a pragului inferior de audibilitate. Bellul este o unitate destul de mare și de aceea în practică pentru măsurarea nivelului sonor se folosește o unitate mai mică: **decibell** cu simbolul **dB** (1 B = 10 dB).

|| **Calitatea unui sunet de a fi mai jos (grav) sau mai înalt (ascuțit) se numește înălțime.**

În funcție de frecvență sunetul este cu atît mai ascuțit, cu cît frecvența lui este mai mare. La vibrația unui corp nepunctiform întotdeauna se propagă sunete complexe care conțin mai multe frecvențe. Sunetul cu cea mai mică frecvență  $\nu_f$  pe care îl produce un corp este numit **sunet fundamental**, iar cele cu frecvența  $\nu = m \cdot \nu_f$  ( $m = 2, 3, \dots$ ) – **armonici superioare**.

|| **Calitatea prin care se deosebesc două sunete care au aceeași intensitate și frecvență fundamentală, dar emise de surse diferite se numește timbrul sunetului.**

Timbrul unui sunet depinde de intensitatea, înălțimea și numărul armonicilor superioare care însoțesc sunetul fundamental. Rezultă că deosebirea sunetelor prin timbrul lor se datorează complexității acestora. Cu cît sunetul conține mai multe armonici, cu atît el este mai plăcut, mai armonios pentru auz.

Din punctul de vedere al calităților sunetelor și a senzațiilor produse de ele asupra urechii omului acestea pot fi clasificate în modul următor:

– sunetele de intensitate mare și de scurtă durată, numite **detonații**. Sunt foarte neplăcute pentru auz, producînd adesea și senzații de durere.

– sunetele, obținute în urma unor oscilații cu amplitudine variabilă în timp, dar fără nici un fel de periodicitate, sunt numite **zgomote**.

– sunetele periodice, indiferent de gradul lor de complexitate, sunt numite **sunete muzicale**. Ele provoacă o senzație plăcută pentru auz, dacă, bineînțeles, au intensitatea sub pragul superior de audibilitate.

### c\*. Producerea sunetelor. Coarde și tuburi sonore

Folosirea sunetelor în scopuri practice este evidentă (diverse semnalizări sonore, comunicarea la distanță prin intermediul undelor sonore, aranjarea sunetelor în scopul obținerii diferitelor piese muzicale, cercetarea acțiunii lor atît asupra organismului, cît și asupra diferitor corpuri etc.). Astfel apare necesitatea producerii sunetelor cu anumite caracteristici cunoscute.

Pentru producerea undelor sonore se construiesc diferite dispozitive electrice, termice, optice, electronice etc., însă cea mai simplă modalitate pentru aceasta constă în folosirea procedeelelor mecanice. Într-adevăr, orice corp elastic poate oscila și deci poate fi o sursă de unde sonore. De exemplu, o riglă metalică fixată la un capăt într-o menghină, fiind adusă în stare de vibrație, devine o sursă de unde sonore. În cele ce urmează vom cerceta unele mijloace de producere a sunetelor muzicale, dintre care coardele și tuburile sonore, ca elemente de bază ale majorității instrumentelor muzicale.

**Coarda sonoră** reprezintă un fir elastic întins, de obicei fixat la ambele capete. Fiind excitată într-un punct oarecare, prin coardă se propagă o undă transversală care ajunsă la capetele fixe, se reflectă. În urma suprapunerii acestor unde are loc interferența lor și se formează o undă staționară. Este evident că în punctele de fixare ale coardei întotdeauna se formează noduri ale undei staționare. Din (6.66) rezultă că lungimea coardei  $l$  trebuie să îndeplinească condiția unui multiplu par de  $\lambda/4$ , adică:

$$l = 2m \cdot \frac{\lambda}{4} = m \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (6.69)$$

Luând în considerare legătura dintre lungimea de undă  $\lambda$  și frecvența  $\nu$  din (6.49, a) și (6.69), pentru frecvența sunetului emis de coarda sonoră obținem:

$$\nu = \frac{v}{\lambda} = m \cdot \frac{v}{2l} = m \cdot \nu_f.$$

Se observă că o coardă poate emite o gamă largă de sunete cu diferite frecvențe. Pentru  $m = 1$  ea emite sunetul de frecvența cea mai joasă, adică **sunetul fundamental (prima armonică)**, avînd valoarea:

$$\nu_f = \frac{v}{2l}.$$

Notînd raza coardei cu  $r$  și densitatea ei cu  $\rho$  din (6.48), pentru viteza de propagare a undei transversale avem:

$$v = \sqrt{\frac{F_T l}{m}} = \sqrt{\frac{F_T l}{\rho V}} = \sqrt{\frac{F_T}{\rho S}} = \sqrt{\frac{F_T}{\pi r^2 \rho}}.$$

Așadar, frecvența fundamentală

$$\nu_f = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{F_T}{\pi r^2 \rho}} \quad (6.70)$$

depinde de grosimea și lungimea coardei, de natura ei și de forța care o întinde.

În funcție de parametrii coardei, ea poate emite și sunete de frecvențe multiple celei fundamentale, adică **armonici superioare**. În figura 6.46 este reprezentată starea de vibrație a unei coarde, cînd ea emite sunetul fundamental  $\nu = \nu_f$  (a), prima armonică  $\nu = 2\nu_f$  (b) și armonica a doua  $\nu = 3\nu_f$  (c). Se observă că o coardă poate să emită atît un număr par de armonice (fig. 6.46, b), cît și impar (fig. 6.46, a, c). Aceasta permite instrumentelor muzicale cu coarde să producă sunete cu un timbru foarte plăcut.

Un caz particular al sunetelor produse de coardele sonore este cel produs la vibrația barelor. Deoarece barele au numai un punct de fixare, ele vor produce sau numai sunetul fundamental sau, pe lîngă acesta, numai un număr impar de armonice, întrucît punctul de fixare întotdeauna corespunde unui nod, iar capătul liber – unui ventru. Această propri-



etate a barelor este folosită pentru confecționarea etaloanelor de frecvență. De exemplu, diapazonul reprezintă o bară vibrantă de forma literei U, înzestrată cu o cutie rezonatoare și care emite numai sunetul fundamental.

**Tubul sonor** reprezintă un cilindru cu o coloană de gaz, de obicei aer, prin care se propagă o undă longitudinală. Starea de oscilație a moleculelor de aer din

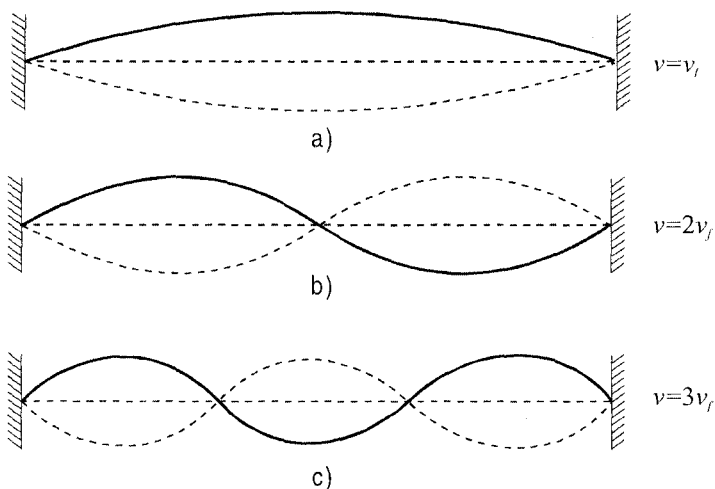


Fig. 6.46

tub depinde de tipul acestuia. Există tuburi sonore **închise** la un capăt și **deschise**. La capetele închise ale tuburilor întotdeauna se formează noduri ale undei staționare, iar la cele deschise – ventre. În figura 6.47 sunt reprezentate stările de oscilație ale moleculelor de aer în tubul sonor închis (fig. 6.47, a) și în cel deschis (fig. 6.47, b), când acestea emit sunetul fundamental și primele două armonici.

Deoarece distanța dintre un nod și un ventru alăturat este egală cu  $\lambda/4$ , din figura 6.47, a rezultă că lungimea minimă a unui tub sonor închis este  $l = \lambda/4$ . Atunci frecvența fundamentală în acest caz este

$$v_f = v/\lambda = v/(4l).$$

În general, frecvențele emise de tubul sonor închis sunt date de relația

$$v = (2m + 1) \frac{v}{4l} = (2m + 1) \frac{v_f}{2}. \tag{6.71}$$

În cazul tubului sonor deschis la ambele capete se formează ventre (fig. 6.47, b). Întrucât distanța dintre două ventre vecine este egală cu  $\lambda/2$ , rezultă că lungimea minimă a tubului sonor deschis trebuie să fie  $l = \lambda/2$ , iar frecvența fundamentală este:

$$v_f = v/\lambda = v/(2l).$$

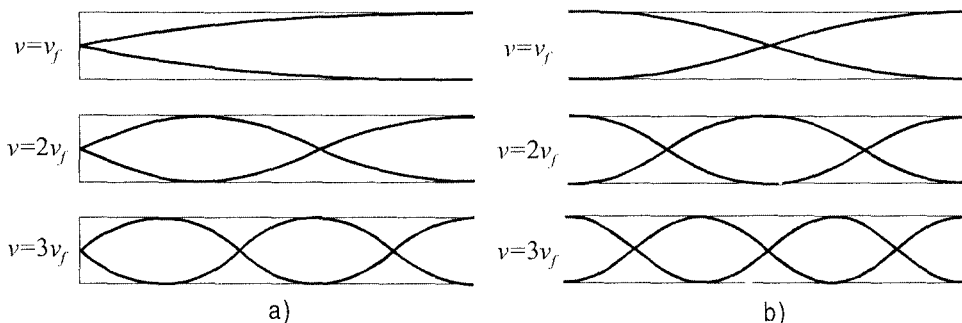


Fig. 6.47

Se observă că pentru aceeași lungime a două tuburi sonore frecvența fundamentală emisă de tubul deschis este de două ori mai mare decât frecvența fundamentală emisă de cel închis. Frecvențele posibile pe care le poate emite un tub deschis sunt date de relația

$$v = 2m \frac{v}{4l} = m \cdot v_f \quad (6.72)$$

Rezultă că tuburile sonore deschise pot emite sunete caracterizate atât de un număr par de armonice, cât și impar, pe când tuburile închise emit numai armonicile impare.

### **?** Întrebări

1. Care unde se numesc sonore?
2. Care este diapazonul undelor sonore?
3. Care este clasificarea undelor sonore în funcție de frecvența vibrațiilor elastice?
- 4°. Ce reprezintă intensitatea sunetului și care sunt unitățile ei de măsură în SI?
- 5°. Ce reprezintă pragul inferior (superior) de audibilitate?
- 6°. Cum se definește mărimea fizică numită nivel sonor și care este unitatea ei de măsură în SI?
- 7°. Ce se numește înălțime a sunetului? Ce reprezintă sunetul fundamental și armonicile lui superioare?
- 8°. Ce se numește timbrul sunetului?
- 9°. Cum se clasifică sunetele din punctul de vedere al calității lor și a senzațiilor auditive produse de acestea?
- 10\*. Cum pot fi produse undele sonore? Aduceți exemple de surse ale undelor sonore.
- 11\*. Ce reprezintă coarda sonoră și ce condiție trebuie să îndeplinească lungimea ei?
- 12\*. De care parametri depinde frecvența sunetului fundamental?
- 13\*. Ce reprezintă armonicile superioare?
- 14\*. Care este construcția diapazonului și la ce servește el?
- 15\*. Ce reprezintă tubul sonor? Ce condiție trebuie să îndeplinească lungimea lui?
- 16\*. Cum se deosebesc frecvențele fundamentale ale tuburilor sonore deschise de cele ale tuburilor sonore închise?

## Capitolul 7

# Curentul alternativ sinusoidal

Una dintre cele mai importante aplicații practice a fenomenului inducției electromagnetice este, fără îndoială, posibilitatea generării **curentului electric alternativ**. În acest capitol vă veți familiariza cu metodele de generare și transportare a acestuia la distanțe mari și cu particularitățile circuitelor de curent alternativ.

### 7.1. Generarea tensiunii electromotoare alternative

Cea mai simplă metodă de obținere a curentului electric alternativ constă în crearea unui flux magnetic variabil în timp, ce străbate suprafața unui cadru metallic, situat într-un câmp magnetic omogen (fig. 7.1). O astfel de variație se poate realiza în două moduri: fie prin rotirea uniformă a cadrului metallic  $c$  în câmp magnetic staționar, fie prin rotirea câmpului magnetic, adică a cilindrului  $m$  pe pereții căruia sunt prinși magnetii  $N$  și  $S$ , în jurul cadrului metallic fix. Conform legii inducției electromagnetice, în ambele cazuri prin cadrul metallic trece un curent de inducție cu atât mai mare, cu cât viteza de variație a fluxului magnetic este mai mare. Dacă capetele cadrului se vor suda la două inele, atunci

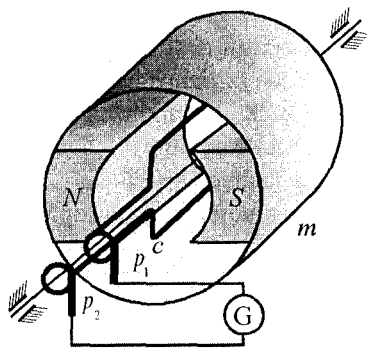


Fig. 7.1

periuțele alunecătoare  $p_1$  și  $p_2$  vor colecta tensiunea electromotoare (*t.e.m.*) indusă, măsurată de galvanometrul  $G$ . În cele ce urmează vom nota toate mărimile electrice variabile cu litere mici ( $i$ ,  $u$ ,  $e$ ), iar cele constante, respectiv, cu litere mari ( $I_m$ ,  $U_m$ ,  $\mathcal{E}_m$ ).

Să analizăm mai amănunțit procesul de formare a tensiunii electromotoare alternative. Pentru aceasta cercetăm mișcarea de rotație cu viteza unghiulară  $\omega$  a cadrului  $ACDF$  într-un câmp magnetic staționar de inducție  $\vec{B}$  (fig. 7.2). Observăm că laturile  $AC$  și  $DF$  de lungime  $l$  se deplasează cu viteza liniară  $\vec{v}$ , descriind un cilindru de rază egală cu jumătate din lungimea laturilor  $AF$  și  $CD$  ale cadrului. Electronii liberi din cadrul metallic, mișcându-se cu aceeași viteză  $\vec{v}$  în câmpul magnetic de inducție  $\vec{B}$ , vor fi acționați de forța Lorentz din partea acestui câmp și de aceea devine posibilă separarea sarcinilor electrice pozitive și negative, adică apariția unei diferențe de potențial. Întrucât mișcarea de rotație este periodică vom examina acest proces în decursul unei perioade, adică a unei rotații complete.

La momentul de timp  $t = 0$ , când liniile câmpului magnetic sunt perpendiculare pe planul cadrului (poziția, notată în figura 7.2 cu literele  $ACDF$  din fața parantezelor), vectorii  $\vec{v}$  și  $\vec{B}$  sunt coliniari și forța Lorentz  $F_L = |e|vB \sin \alpha$  este nulă. Datorită mișcării de rotație a cadrului, unghiul  $\alpha = \omega t$  dintre  $\vec{v}$  și  $\vec{B}$  crește, iar odată cu el se mărește și forța

Lorentz, ce acționează asupra electronilor liberi, devenind maximă la momentul  $t = \pi/2\omega$ , pentru care  $\alpha = \pi/2$ . Sensul acestei forțe se stabilește cu ajutorul regulii mîinii stîngi și este contrar sensului curentului prin laturile cadrului metalic. Astfel, la capetele  $A$  și  $D$  (fig. 7.2) se acumulează sarcina negativă, iar la  $C$  și  $F$  – pozitivă. Din această cauză prin laturile  $AC$  și  $DF$  circulă un curent de intensitate  $i$ , avînd sensul prin fiecare din ele indicat în figura 7.2. Pentru valorile unghiului  $\alpha$ , cuprinse în intervalul  $\pi/2 < \alpha < \pi$ , forța Lorentz, ce acționează asupra electronilor liberi din cadru, se micșorează. La momentul de timp  $t = \pi/\omega$ , cînd  $\alpha = \pi$ , la capetele laturilor  $AC$  și, respectiv,  $DF$  diferența de potențial devine nulă și de aceea prin cadru nu circulă curent. Rotirea în continuare a cadrului ( $\pi < \alpha < 2\pi$ ) conduce la apariția în laturile  $AC$  și  $DF$  a unui curent de sens opus celui care circula în ele cînd  $0 < \alpha < \pi$ . Acest curent are valoarea maximă în modul la momentul de timp  $t = 3\pi/2\omega$  și nulă la momentul  $t = 2\pi/\omega$ . În figura 7.2 poziția laturilor  $AC$  și  $DF$  la variația unghiului  $\alpha$  în intervalul  $\pi < \alpha < 2\pi$  este indicată de literele din paranteze.

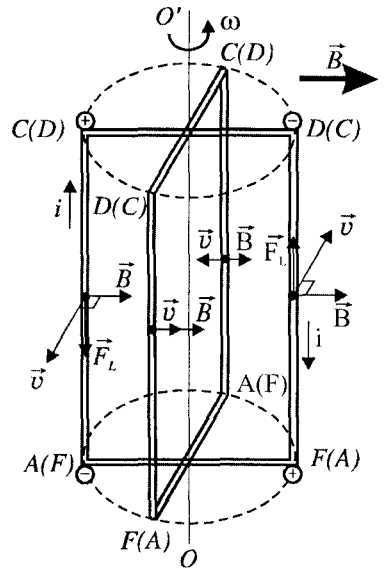


Fig. 7.2

Conform relației (5.8) *t.e.m.* induse în laturile  $AC$  și  $DF$  la un moment de timp arbitrar sunt  $e_{AC} = Bvl \sin \alpha$  și  $e_{DF} = Bvl \sin(\pi - \alpha) = Bvl \sin \alpha$ , care se adună asemeni *t.e.m.* a generatoarelor grupate în serie. Astfel, în cadrul metalic se induce o *t.e.m.*

$$e = e_{AC} + e_{DF} = 2Bvl \sin \alpha. \quad (7.1)$$

Luînd în considerare relația dintre viteza liniară  $v$  și cea unghiulară  $\omega$  (*Fizica X-a*, p.1.2, b)  $v = \omega r = \omega d/2$  ( $d$  este lungimea laturilor  $AF$  și  $CD$  perpendiculare pe axa de rotație) pentru valoarea maximă a *t.e.m.* din cadru avem:

$$\mathcal{E}_m = 2Bl \cdot \omega \frac{d}{2} = \omega BS = \omega \Phi_m, \quad (7.2)$$

unde  $S = ld$  este aria suprafeței cadrului, iar  $\Phi_m$  este valoarea maximă a fluxului magnetic prin această suprafață. Vom menționa că valoarea *t.e.m.* maxime  $\mathcal{E}_m$  poate fi amplificată nu numai pe seama mărimilor ce intervin în (7.2), ci și confecționînd un cadru cu mai multe spire. Dacă cadrul metalic conține  $N$  spire, atunci

$$\mathcal{E}_m = N\omega BS = N\omega \Phi_m.$$

Din (7.1) și (7.2) obținem:

$$e = \mathcal{E}_m \sin \omega t. \quad (7.3)$$

**Mișcarea uniformă de rotație a unui cadru metalic în jurul axei de simetrie perpendiculară pe liniile unui câmp magnetic omogen generează o *t.e.m.* alternativă sinusoidală.**

Acest rezultat se poate obține direct din legea inducției electromagnetice, observînd că fluxul magnetic ce străbate suprafața cadrului metalic rotitor este variabil în timp:  $\Phi = BS \cos \alpha = \Phi_m \cos \omega t$ . Atunci, din (5.8) rezultă:

$$e = -\frac{d}{dt}(\Phi_m \cos \omega t) = \omega \Phi_m \sin \omega t = \mathcal{E}_m \sin \omega t.$$

*T.e.m.* (7.3) indusă în cadru determină apariția unui curent sinusoidal indus, care poate fi pus în evidență cu un galvanometru (fig. 7.1). Conform legii lui Ohm intensitatea acestui curent  $i = e/R_t$ , unde  $R_t$  reprezintă rezistența totală a circuitului format. Obținem:

$$i = I_m \sin \omega t, \quad (7.4)$$

unde  $I_m = \mathcal{E}_m/R_t$ ,

Deoarece *t.e.m.*  $e$  și intensitatea curentului  $i$  reprezintă funcții de timp, ele sunt numite **instantanee**, iar valorile  $\mathcal{E}_m$  și  $I_m$  – **valori maxime** sau **amplitudini** ale *t.e.m.* și, respectiv, ale intensității curentului. Aspectul relațiilor (7.3) și (7.4) denotă faptul, că *t.e.m.* și intensitatea curentului alternativ au un caracter **oscilatoriu**. Mărimea ce se află sub semnul funcției „sinus”  $\alpha = \omega t$  reprezintă **faza** *t.e.m.* sau a intensității curentului, iar  $\omega$  este **pulsatia**, care coincide cu viteza unghiulară de rotație a cadrului. Astfel, se ajunge la concluzia:

**Curentul alternativ sinusoidal reprezintă oscilații electromagnetice forțate, care apar în cadrul metalic ce se rotește în câmp magnetic sub acțiunea unei forțe exterioare de natură mecanică.**

Pulsatia curentului alternativ se exprimă prin **frecvența**  $\nu$  și **perioada**  $T$  ale acestuia cu ajutorul relației  $\omega = 2\pi\nu = 2\pi/T$ .

**Intervalul de timp în care *t.e.m.*  $e$  sau intensitatea curentului  $i$  efectuează o oscilație completă, adică obțin consecutiv aceleași valori numerice, se numește *periodă*, iar numărul oscilațiilor complete efectuate într-o secundă – *frecvență* a curentului alternativ.**

Frecvența curentului alternativ în SI se măsoară în hertzi (Hz). Valoarea standard a acesteia, numită **frecvență industrială**, în majoritatea țărilor este de 50 Hz (în SUA și Canada frecvența industrială este de 60 Hz). Aceasta înseamnă că într-o secundă curentul își schimbă sensul de 100 ori.

În figura 7.3 sunt reprezentate graficele *t.e.m.*  $e$ , al intensității curentului  $i$  și al fluxului magnetic  $\Phi$  în funcție de timp. Se constată că *t.e.m.*  $e$  și intensitatea curentului  $i$  obțin valori limită ( $\pm \mathcal{E}_m$  și  $\pm I_m$ ), atunci când fluxul magnetic prin cadrul metalic este nul. Aceasta se realizează la momentele de timp  $t = (2k+1)\pi/2\omega = (2k+1)T/4$  ( $k \in N$ ), când viteza de variație a fluxului magnetic este maximă, adică atunci când laturile  $AC$  și  $DF$ , numite active, „taie” cele mai multe linii de câmp în unitatea de timp. Se mai observă că în decursul unei perioade semnul *t.e.m.*  $e$  și al curentului  $i$  alternează de două ori: sunt pozitive în intervalul  $0 < t < T/2$  la descreșterea fluxului magnetic prin spiră și negative – în intervalul  $T/2 < t < T$  la creșterea lui. Din această cauză, modul de obținere a curentului electric alternativ descris mai sus este numit **principiul alternatorului**.

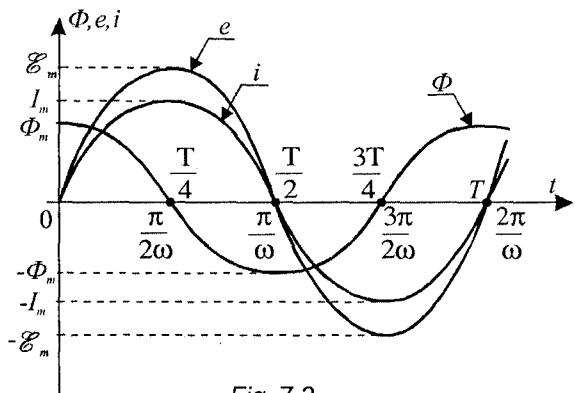


Fig. 7.3

## ? Întrebări

1. Ce lege stă la baza obținerii curentului electric alternativ? Cum poate fi colectată *t.e.m.* alternativă?
2. Descrieți procesul de separare a sarcinilor pozitive și negative. Care este sensul curentului indus?
3. Cum poate fi amplificată *t.e.m.* maximă, obținută prin rotirea unui cadru metalic în câmp magnetic?
4. Ce fel de oscilații reprezintă curentul alternativ sinusoidal și care sunt mărimile ce-l caracterizează?
5. Ce reprezintă perioada și frecvența curentului alternativ sinusoidal?
6. Explicați de ce *t.e.m.*  $e$  și curentul  $i$  capătă valori limită când fluxul magnetic ce străbate cadrul metalic este nul?

## 7.2\*. Generatorul de curent alternativ

**Generatorul de curent alternativ** sau **alternatorul** reprezintă un dispozitiv care transformă energia mecanică în energie electrică. Constructiv, există mai multe tipuri de generatoare însă principiul de funcționare este pentru toate același: cel studiat mai sus și reprezentat în *figura 7.1*. Deoarece curentul este obținut în baza fenomenului de inducție electromagnetică, asemenea dispozitive mai sunt numite **generatoare de inducție**.

Elementele de bază ale oricărui alternator sunt (*fig. 7.4, a*): 1) sursa de câmp magnetic (magneți permanenți sau electromagneți), numită **inductor**; 2) cadrul metalic (o bobină în care se induce *t.e.m.*), numit **indus**; 3) **colectorul** – inelele metalice și periuțele alunecătoare pe ele. Partea mobilă a generatorului este numită **rotor**, iar cea fixă – **stator**.

Inductorul și indusul reprezintă niște miezuri confecționate din oțel, pe care sunt înfășurate bobinele cu numărul necesar de spire. Pentru asigurarea unui flux magnetic maxim, indusul și inductorul se construiesc de o așa formă geometrică, încât distanța dintre ele să fie cât mai mică (*fig. 7.4, a*). În acest caz vectorul inducției magnetice  $\vec{B}$  este mereu aproximativ perpendicular pe vectorul vitezei liniare  $\vec{v}$  a punctelor de pe suprafața indusului asigurând, astfel, variația sinusoidală a *t.e.m.* Miezurile de oțel au și ele o construcție specială. Deoarece oțelul este bun conductor de electricitate, în miezurile indusului și inductorului se induc curenți turbionari de intensitate foarte mare (curenți Foucault), datorită cărora au loc pierderi de energie prin încălzirea lor, și prin urmare, scade randamentul generatorului. Pentru micșorarea intensității curenților turbionari și, respectiv, a pierderilor de energie, miezurile sunt confecționate din plăci subțiri de oțel izolate între ele.

Frecvența *t.e.m.* generată de alternator, depinde de viteza unghiulară a rotorului. Pentru obținerea curentului alternativ de frecvență industrială ( $\nu = 50 \text{ Hz}$ ), rotorul (un electromagnet cu doi poli) trebuie

să efectueze 50 rot/s, adică 3000 rot/min. Asemenea rotații mari însă nu pot fi întotdeauna realizate. Această dificultate este înlăturată prin utilizarea electromagneților cu mai mulți poli magnetici 4, 6, 8, ... . (În *figura 7.4, b* este reprezentat schematic alternatorul cu 4 poli.) Într-adevăr,

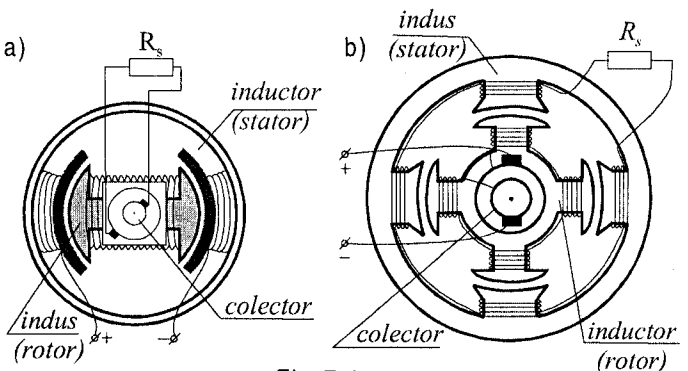


Fig. 7.4

perioada curentului alternativ generat în fiecare caz va fi egală cu timpul necesar pentru rotirea rotorului cu  $1/2, 1/3, 1/4, \dots$  din lungimea circumferinței. Atunci, pentru obținerea curentului alternativ de aceeași frecvență, viteza rotorului va fi de 2, 3, 4, ... ori mai mică.

Întrucît, pentru obținerea *t.e.m.* alternative este importantă anume existența mișcării relative a cadrului metalic și a cîmpului magnetic, în calitate de rotor poate fi afit indusul (fig. 7.4, a), cît și inductorul (fig. 7.4, b). La generatoarele industriale de mare putere, unde se produc *t.e.m.* înalte, pentru evitarea scînteilor care apar în colector la alunecarea cu viteză mare a periștelor pe inele, indusul este stator, iar inductorul (electromagneții) – rotor. În aceste situații, prin periștele alunecătoare ale colectorului se transmite un curent continuu de intensitate relativ mică pentru alimentarea bobinelor electromagnetului. Curentul continuu este obținut cu un alt generator situat pe aceeași axă cu inductorul rotor. Dacă însă inductorul este un magnet permanent cu doi poli, atunci colectorul nici nu este necesar.

**Generatorul de curent continuu** se deosebește de alternator numai prin construcția colectorului (fig. 7.5). Cele două inele pe care alunecă periștele  $p_1$  și  $p_2$  (fig. 7.1) se înlocuiesc cu două semiinele, numite **lamele** (fig. 7.5, a); fiecare din ele conectîndu-se la capetele cadrului metalic. Lamelele se rotesc împreună cu cadrul, iar periștele sunt fixe.

După un timp egal cu o jumătate de perioadă, sensul curentului prin laturile active ale cadrului se modifică, dar în același timp și lamelele se schimbă cu locul. Astfel, la perișta  $p_1$  tot timpul va fi un potențial negativ, iar la perișta  $p_2$  – pozitiv. Cu toate că prin circuitul exterior curentul are permanent același sens (continuu), după fiecare jumătate de perioadă *t.e.m.* și intensitatea curentului au valori nule (fig. 7.5, a). Cu alte cuvinte, variația alternativă a *t.e.m.* și a intensității curentului este transformată de către colector într-o variație, numită **pulsatorie**.

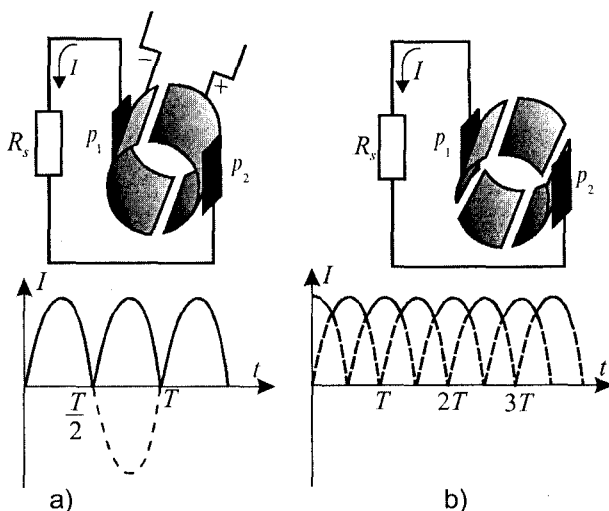


Fig. 7.5

Pentru obținerea unui curent continuu de pulsații mici se iau mai multe bobine (cadre metalice) așezate sub unghiuri egale una față de alta. În acest caz, colectorul reprezintă un inel secționat, numărul de lamele fiind egal cu numărul bobinelor. În figura 7.5, b este reprezentat colectorul cu patru lamele. Un generator cu asemenea colector, la care se conectează două bobine situate sub unghi de  $90^\circ$  una față de alta, va genera un curent continuu de intensitate minimă diferită de zero și pulsații evident mai mici.

## ? Întrebări

1. Ce reprezintă generatorul de curent alternativ? Care sunt elementele lui de bază?
2. De ce miezurile inductorului și indusului sunt confecționate din plăci subțiri?
3. Cum se poate obține curent alternativ de frecvență industrială la turații mici ale rotorului?
4. Care este deosebirea dintre generatorul de curent continuu și alternator?
5. Cum trebuie să fie confecționat colectorul pentru a obține curent continuu de pulsații mici?

### 7.3. Valorile efective ale intensității și tensiunii alternative

Dacă într-un circuit de curent alternativ se conectează un aparat de măsură a *t.e.m.* sau a intensității curentului, atunci acul indicator efectuează oscilații cu frecvența acestui curent. Bineînțeles că datorită inerției acului indicator, aceste oscilații practic nu se mai observă la frecvențe mari și aparatul de măsură înregistrează o anumită valoare medie. Ce reprezintă această indicație a aparatului de măsură și care este sensul ei fizic?

Studiul experimental al acțiunii termice a curentului electric demonstrează că într-un conductor de rezistență  $R$ , cantitatea de căldură disipată prin efect Joule nu depinde de sensul acestuia. Rezultă că într-un conductor oarecare atît curentul continuu, cît și cel alternativ determină același efect termic, adică în același interval de timp valoarea medie a cantității de căldură  $\overline{Q_a} = i^2 R \cdot \Delta t$ , în curent alternativ, trebuie să fie egală cu cantitatea de căldură  $Q_c = I^2 R \cdot \Delta t$  în curent continuu. Luînd în considerare (7.4), pentru căldura disipată în conductor în intervalul de timp  $\Delta t \ll T$  avem:

$$Q_a = I_m^2 R \Delta t \sin^2 \left( \frac{2\pi}{T} t \right).$$

Valoarea medie a acestei mărimi se poate calcula matematic, dar este mai simplu să folosim în acest scop metoda grafică. Din figura 7.6, unde este reprezentată căldura disipată în conductorul de rezistență  $R$  în funcție de timp, se observă că în intervalul de timp  $\Delta t = T$ , aria figurii mărginită de graficul  $Q_a(t)$  este egală cu aria dreptunghiului  $OMNT$  (părțile de culoare gri situate mai sus de linia medie  $I_m^2 R/2$  le completează pe cele albe dintre abscisă și această linie). Așadar, în decursul unei perioade, în conductorul parcurs de curent

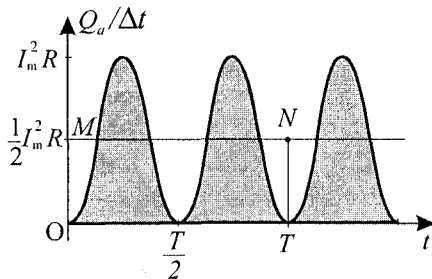


Fig. 7.6

alternativ se degajă căldura  $\overline{Q_a} = \frac{1}{2} I_m^2 R T$ , iar în același conductor parcurs de curent continuu – căldura  $Q_c = I^2 R T$ . Din egalitatea acestor relații obținem:

$$I = \frac{I_m}{\sqrt{2}}. \quad (7.5)$$

Mărimea  $I$  definită de relația (7.5) se numește **intensitate efectivă** a curentului alternativ și este de  $\sqrt{2}$  ori mai mică decît valoarea sa maximă.

**Valoarea efectivă a intensității curentului alternativ  $i$  este egală cu intensitatea  $I$  a unui curent continuu, care în același interval de timp produce într-un conductor un efect termic echivalent cu cel produs de curentul alternativ.**

Deoarece  $U = IR$  rezultă, că tensiunea curentului alternativ  $u$ , de asemenea, este caracterizată de o valoare efectivă, și anume:

$$U = \frac{U_m}{\sqrt{2}}. \quad (7.6)$$

Menționăm că aparatele de măsură folosite în circuitele de curent alternativ întotdeauna indică valorile efective ale mărimilor electrice măsurate.



### ? Întrebări și probleme

1. De ce nu se observă oscilațiile acului indicator al unui ampermetru la măsurarea cu acesta a intensității unui curent alternativ de frecvență industrială?
2. Cum se definește valoarea efectivă a intensității curentului alternativ?
3. Cum se exprimă valorile efective ale intensității și tensiunii alternative prin valorile maxime respective?
4. Determinați valoarea maximă a tensiunii din rețeaua de curent alternativ, dacă voltmetrul indică valoarea de 220 V.
5. La trecerea curentului alternativ de frecvență  $\nu = 50$  Hz printr-un conductor cu rezistența de  $400 \Omega$ , în fiecare perioadă se degajă o cantitate de căldură de 16 J. Care este valoarea maximă și cea efectivă a intensității curentului?

## 7.4. Transportul energiei la distanțe mari. Transformatorul

### a. Randamentul liniei de transport

Energia electrică este produsă cu ajutorul generatoarelor la **centrale electrice** mari, amplasate, de obicei, în apropierea resurselor energetice naturale, iar consumatorii se află la anumite distanțe de la ele. Astfel, utilizarea energiei electrice necesită construcția unor **linii de transport** a acesteia.

Orice linie de transport este caracterizată de pierderi de energie din cauza efectului termic al curentului electric:  $Q = I^2 R t$ . Aceste pierderi pot fi reduse prin micșorarea rezistenței conductoarelor din care este alcătuită linia de transport sau a intensității curentului. Dacă  $L$  este lungimea liniei, iar  $S$  este aria secțiunii transversale a conductoarelor folosite, atunci  $R = \rho(2L/S)$  și pierderile de putere prin efect termic într-o linie cu două conductoare sunt caracterizate de relația:

$$\Delta P = \frac{Q}{t} = \rho \frac{2L}{S} I^2, \quad \text{unde } Q = U I t \quad P = \frac{Q}{t} = \text{const} \quad \text{și } U = U_{\text{gen}} - U_{\text{pierd}}$$

unde  $\rho$  este rezistivitatea conductoarelor. Întrucât lungimea liniei de transport este impusă de distanța dintre consumator și generator, rezistența liniei poate fi micșorată numai datorită măririi ariei secțiunii transversale a conductoarelor, adică a majorării masei de metal folosit. Aceasta însă nu este rentabil din punct de vedere tehnic și economic. Rezultă că unica modalitate de reducere a pierderilor este micșorarea intensității curentului.

Puterea curentului electric este egală cu produsul dintre intensitate și tensiune. Pentru a menține constantă puterea curentului electric din linia de transport este necesar să mărim tensiunea de atâtea ori, de câte ori micșorăm intensitatea curentului. Dacă  $P = IU$  reprezintă puterea furnizată de generator, atunci randamentul liniei de transport este:

$$\eta = \frac{P - \Delta P}{P},$$

și folosind (7.7) obținem:

$$\eta = 1 - 2\rho \frac{LI}{SU}. \quad (7.8)$$

Din (7.8) observăm că randamentul liniei de transport este cu atât mai mare, cu cât intensitatea curentului este mai mică, iar tensiunea mai înaltă.

Tensiunile înalte, necesare în cazul transportului energiei electrice, nu pot fi obținute direct la generatoarele de curent alternativ, dar nici nu sunt necesare pentru consumatori, aceștia folosind tensiuni mult mai joase. Din această cauză, un element important al liniei de transport este dispozitivul de ridicare (coborîre) a tensiunii, numit **transformator**. În figura 7.7 este reprezentată schematic o linie de tensiune înaltă. În fiecare caz tensiunea

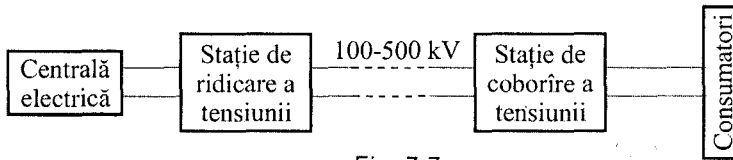


Fig. 7.7

din linia de transport este determinată de puterea transmisă și de distanța la care trebuie transportată energia electrică, dar întotdeauna ea este de ordinul sutelor de mii de volți. Deoarece necesitățile consumatorilor sunt diferite, stațiile de micșorare a tensiunii funcționează în trepte. Astfel, pentru consumatorii mari se construiesc linii de transport cu tensiuni de ordinul zecilor de mii de volți, iar consumatorii mici se alimentează de la linii cu tensiunea de 220 V.

### b. Transformatorul

O altă aplicație practică foarte importantă a fenomenului inducției electromagnetice este transformatorul. În figura 7.8 sunt reprezentate: a) construcția transformatorului, b) reprezenta-rea lui în schemele electrice. Cel mai simplu transformator constă din două bobine cu numărul de spire diferit  $N_1$  și  $N_2$ , înfășurate pe același miez de fier ce formează un circuit magnetic închis. Circuitul format prin conectarea sursei de alimentare la una din bobinele transformatorului este numit **primar**, iar cel format de a doua bobină și consumator – **secundar**. În funcție de necesități, pe același miez pot fi înfășurate mai multe bobine. În asemenea cazuri transformatorul conține un singur circuit primar și mai multe secundare. Dacă la transformator nu este conectat nici un consumator, adică circuitul secundar este întrerupt, atunci se spune că transformatorul funcționează în gol.  $\Rightarrow \mathcal{E} = 0$

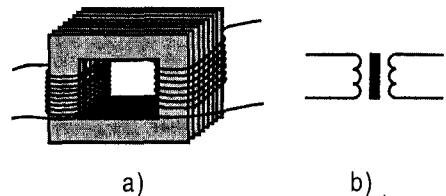


Fig. 7.8

Să presupunem că bobina cu  $N_1$  spire este conectată la o sursă de tensiune alternativă  $u_1$  și transformatorul funcționează în gol. În circuitul primar apare curentul de intensitate  $i_1$ , care generează un flux magnetic variabil  $\Phi = \Phi_m \cos \omega t$ . Acest flux străbate spirele ambelor bobine indiferent de existența miezului de fier. Rolul acestuia este de a mări valoarea de amplitudine a fluxului magnetic și, în același timp, de a concentra liniile de inducție magnetică ale câmpului. Astfel, atât bobina circuitului primar, cât și a celui secundar vor fi străbătute practic de același flux și cuplajul magnetic dintre bobine devine mai eficient. Conform legii inducției electromagnetice, în bobinele primară și secundară ale transformatorului apar, respectiv, *t.e.m.* de autoinducție  $e_1$  și de inducție  $e_2$ :

$$e_1 = -N_1 \frac{d\Phi}{dt} = N_1 \omega \Phi_m \sin \omega t,$$

și

$$e_2 = -N_2 \frac{d\Phi}{dt} = N_2 \omega \Phi_m \sin \omega t.$$

Din împărțirea acestor relații rezultă că raportul *t.e.m.* de autoinducție din bobina primară și cea de inducție din bobina secundară este egal cu raportul numerelor corespunzătoare de spire:

$$\frac{e_1}{e_2} = \frac{N_1}{N_2}. \quad (7.9)$$

La funcționarea transformatorului în gol prin bobina secundară curentul  $i_2 = 0$  și de aceea t.e.m.  $e_2$  este egală cu tensiunea  $u_2$  de la bornele ei. Prin bobina primară însă circulează curentul (numit de funcționare în gol) de intensitate  $i_1$  mică și întrucât rezistența ei  $R_1$  este, de obicei, foarte mică, căderea de tensiune  $i_1 R_1 = e_1 + u_1 \approx 0$ . Din această cauză, valoarea t.e.m.  $e_1$  este aproximativ egală cu cea a tensiunii de alimentare  $u_1$ , adică:

$$e_1 \approx -u_1. \quad (7.10)$$

Semnul „-” arată că t.e.m.  $e_1$  și tensiunea de alimentare  $u_1$  sunt în opoziție de fază. Folosind relația (7.9) obținem:

$$\frac{e_1}{e_2} \approx \frac{u_1}{u_2} = \frac{N_1}{N_2},$$

sau în valori efective:

$$\frac{U_1}{U_2} \approx \frac{E_1}{E_2} = \frac{N_1}{N_2} = K. \quad (7.11)$$

Raportul  $K$  al tensiunilor de la bornele bobinelor transformatorului la funcționarea lui în gol este numit **coeficient de transformare**.

Pentru valoarea  $K < 1$  din (7.11) rezultă că  $U_2 > U_1$  și transformatorul este numit **ridicător de tensiune**, iar pentru  $K > 1$  rezultă  $U_2 < U_1$  și este numit **coborâtător de tensiune**. Transformatoarele caracterizate de raportul  $K \approx 1$  sunt folosite pentru separarea electrică a circuitelor, cuplajul realizându-se doar prin inducție. Asemenea transformatoare, de obicei, sunt folosite pentru acordarea circuitelor în radiotehnică.

Dacă la bornele bobinei secundare se conectează un consumator de rezistență  $R_2$ , prin circuitul secundar format apare un curent de intensitate  $i_2$ , care generează un flux magnetic variabil  $\Phi_2$ . Acest flux modifică valoarea fluxului magnetic total din miezul transformatorului și egalitatea aproximativă (7.10) nu se îndeplinește. Din această cauză valoarea efectivă  $I_1$  a intensității curentului din circuitul primar crește, generând un flux magnetic  $\Phi_1$  prin spirele bobinei primare care conform regulii lui Lentz este aproximativ în opoziție de fază față de fluxul  $\Phi_2$ . Cu cât rezistența  $R_2$  a consumatorului este mai mică (curentul  $I_2$  este mai mare), cu atât și curentul  $I_1$  din circuitul primar devine mai mare. În condiții de funcționare normală a transformatorului în miezul lui se stabilește o stare de echilibru dintre fluxurile magnetice  $\Phi_1$  și  $\Phi_2$ , astfel încât

$$\Phi_1 \approx \Phi_2. \quad (7.12)$$

În conformitate cu (5.14) fluxul magnetic este proporțional cu intensitatea curentului din bobină și numărul ei de spire, adică  $\Phi_1 \sim N_1 I_1$  și  $\Phi_2 \sim N_2 I_2$ . Înlocuind aceste relații în (7.12) și folosind coeficientul de transformare (7.11), obținem:

$$\frac{I_2}{I_1} \approx \frac{N_1}{N_2} = \frac{U_1}{U_2} = K. \quad (7.13)$$

Din (7.13) rezultă că dacă  $U_2 \ll U_1$ , atunci în secundarul transformatorului (coborâtător de tensiune) se obțin curenți foarte mari. Asemenea transformatoare se folosesc în dispozitivele destinate pentru sudură electrică.

Întrucât produsul dintre tensiune și intensitatea curentului semnifică puterea electrică, din (7.13) mai rezultă că puterea din circuitul primar este aproximativ egală cu puterea

din cel secundar  $P_1 \approx P_2$ . Rezultă că energia furnizată consumatorului la bornele bobinei secundare parvine de la sursa de alimentare a celei primare. Evident, egalitatea aproximativă a puterilor din circuitele primar și secundar este determinată de pierderile  $\Delta P = P_1 - P_2$ , care au loc în transformator. Acestea se compun din pierderi prin efect termic în bobinele transformatorului, numite **pierderi în cupru**  $P_{Cu} = I_1^2 R_1 + I_2^2 R_2$  și pierderi ce se produc la magnetizarea miezului de fier și încălzirea lui din cauza curenților turbionari, numite **pierderi în fier**,  $P_{Fe}$ . Cu cât pierderile în transformator sunt mai mici, cu atât randamentul lui  $\eta$  este mai mare:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{P_2}{P_2 + P_{Cu} + P_{Fe}}.$$

În scopul reducerii pierderilor descrise mai sus, la construirea transformatoarelor se întreprind anumite măsuri de prevenire a acestora. Bobinele de tensiune joasă prin care circulă curenți de intensitate înaltă se confecționează din sîrmă de diametru mare, astfel micșorîndu-se pierderile în cupru prin efect termic. Miezul transformatorului se construiește dintr-un aliaj special, numit **fierosiliciu**, luat sub formă de plăci subțiri izolate între ele, de obicei, cu lac. Aceasta reduce substanțial pierderile în fier, datorită diminuării efectelor de transformare a energiei în căldură la magnetizare și, respectiv, micșorării intensității curenților turbionari. Funcționînd în condiții nominale, transformatoarele au un randament foarte înalt, atingînd valori de pînă la 99%.

### ❓ Întrebări și probleme

1. De ce nu este rentabilă reducerea pierderilor de energie în liniile de transport prin micșorarea rezistenței conductoarelor?
2. Ce reprezintă randamentul unei linii de transport?
3. De ce transportul energiei electrice la distanțe mari se realizează la tensiuni înalte?
4. Care sunt elementele de bază ale unei linii de transport al energiei de la centrala electrică pînă la consumator?
5. Ce reprezintă transformatorul și care este construcția lui? Care este principiul de funcționare a transformatorului?
6. Ce se numește coeficient de transformare și cum se clasifică transformatoarele în funcție de valoarea lui?
7. Cum se definește randamentul transformatorului? Ce pierderi de energie sunt posibile la funcționarea transformatorului și care sunt măsurile luate pentru reducerea lor?
8. De ce "vuieste" transformatorul? Ce frecvență are sunetul produs?
9. Bobina primară a unui transformator conține 1000 spire și este conectată la o sursă de alimentare de 220 V. Determinați coeficientul de transformare și numărul de spire din bobina secundară, dacă la bornele ei tensiunea este de 1,1 kV.
10. Un transformator coborîtor de tensiune este conectat la o sursă de alimentare cu tensiunea de 220 V. Care este intensitatea curentului în circuitul primar, dacă în cel secundar circulă un curent de 22 A la o tensiune de 36 V?
11. Puterea consumată de un transformator este de 45 W. Determinați intensitatea curentului din circuitul bobinei secundare, dacă la bornele ei este o tensiune de 9 V, iar transformatorul funcționează cu un randament de 80%.

### 7.5°. Circuite RLC serie în curent alternativ

Elementele de bază ale oricărui circuit electric sunt rezistorul, condensatorul și bobina, caracterizate, respectiv, de rezistența  $R$ , capacitatea  $C$  și inductanța  $L$ . În realitate, fiecare dintre aceste elemente întotdeauna este caracterizat de combinația acestor mărimi, însă de multe ori ele pot fi considerate ideale. În acest caz, fiecare element este definit exclusiv printr-o singură mărime  $R$ ,  $L$  sau  $C$ . Pentru simplitate, în cele ce urmează, vom considera circuitele de curent alternativ compuse din elemente ideale.

### a°. Particularitățile circuitelor de curent alternativ

Spre deosebire de circuitele de curent continuu, în cele de curent alternativ se evidențiază anumite particularități importante specifice acestora. Vom menționa, în primul rând, că circuitele de curent alternativ reprezintă sisteme oscilatorii, în care au loc **oscilații forțate**. Tensiunea sinusoidală

$$u = U_m \sin \omega t, \quad (7.14)$$

aplicată la bornele circuitului, constituie acel sistem exterior, de la care se produce transferul de energie necesară pentru întreținerea oscilațiilor de pulsație  $\omega$  ale intensității curentului și tensiunii din circuit. Din această cauză, pentru studiul circuitelor de curent alternativ este foarte comodă utilizarea metodei diagramelor fazoriale (p.6.2, e°).

Cu toate, că legea lui Ohm și teoremele lui Kirchhoff au fost stabilite pentru curentul continuu, ele sunt valabile și pentru valorile instantanee ale tensiunii și intensității curentului alternativ. Pentru aceasta este necesar ca mărimile respective să rămână aproximativ aceleași în orice punct al circuitului. Curentul electric de frecvență industrială ( $\nu = 50$  Hz) îndeplinește această condiție cu un grad de precizie foarte înalt și de aceea se spune că este **cvasistaționar**.

Comportamentul condensatoarelor și al bobinelor în curent alternativ este calitativ diferit de cel în curent continuu. Dacă într-un circuit de curent continuu condensatorul se comportă ca un simplu întrerupător, atunci în curent alternativ el suportă un proces de încărcare – descărcare cu atât mai intens, cu cât este mai mare frecvența  $\nu$ . Din această cauză în circuit se stabilește un curent alternativ de aceeași frecvență. În curent continuu bobina se comportă ca un rezistor, în care se degajă prin efect Joule o cantitate de căldură proporțională cu rezistența ei, iar în curent alternativ ea determină apariția unei *t.e.m.* de autoinducție, care modifică intensitatea curentului din acest circuit.

Întrucât procesele și legile care au loc în circuitele de curent alternativ sunt mai complicate decât cele din curent continuu, vom începe cu analiza celor mai simple circuite, compuse din elemente individuale considerate ideale.

### b°. Rezistor ideal în curent alternativ

Cel mai simplu circuit electric se obține la aplicarea unei tensiuni la bornele rezistorului de rezistență  $R$  (fig. 7.9, a). Dacă tensiunea aplicată este continuă, atunci în circuit se stabilește un curent staționar determinat de legea lui Ohm (2.9), iar în rezistor se degajă o anumită cantitate de căldură.

Dacă însă se aplică tensiunea alternativă de forma (7.14), atunci prin rezistor circulă un curent alternativ (cvasistaționar), valoarea instantanee a căruia se determină tot din legea lui Ohm:

$$i = \frac{u}{R} = \frac{U_m}{R} \sin \omega t = I_m \sin \omega t. \quad (7.15)$$

Rezultă că  $I_m = U_m/R$  sau folosind relațiile (7.5) și (7.6) pentru valorile efective avem:

$$I = \frac{U}{R}. \quad (7.16)$$

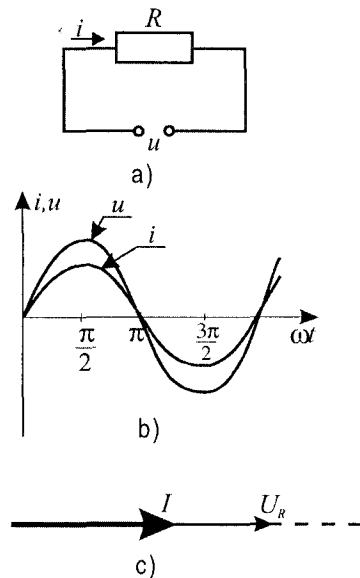


Fig. 7.9

Relația (7.16) coincide după formă cu legea lui Ohm (2.9), însă tensiunea și intensitatea reprezintă valorile efective ale mărimilor respective alternative. Din această cauză cantitatea de căldură degajată în rezistor la parcurgerea lui de un curent alternativ este aceeași ca și în cazul unui curent continuu.

În figura 7.9, *b* sunt reprezentate graficele tensiunii și intensității curentului alternativ în funcție de timpul  $t$  și faza  $\omega t$ . Se observă că aceste mărimi oscilează în aceeași fază, adică defazajul lor este nul. Atît intensitatea curentului, cît și tensiunea, ating valorile lor maxime la aceleași momente de timp.

Diagrama fazorială, în acest caz, este foarte simplă (fig. 7.9, *c*). Se alege o direcție arbitrară (linia întreruptă), de-a lungul căreia se depune vectorul intensității curentului de modul egal cu valoarea efectivă  $I$ . Întrucît tensiunea  $u$  și intensitatea curentului  $i$  oscilează în fază (fig. 7.9, *b*), vectorul tensiunii de modul egal cu valoarea efectivă  $U_R$  trebuie orientat de-a lungul aceleiași direcții.

### c°. Bobină ideală în curent alternativ

Considerăm o bobină ideală de inductanță  $L$ , conectată la sursa de tensiune alternativă  $u$  de forma (7.14). Prin circuitul format (fig. 7.10, *a*) circulă un curent  $i$  de asemenea alternativ, descris de relația (7.4), la trecerea căruia prin bobină se produce fenomenul de autoinducție. Astfel, de rînd cu tensiunea de alimentare  $u$ , în circuit mai acționează și *t.e.m.* de autoinducție (5.18), adică:

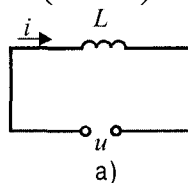
$$e_a = -L \frac{di}{dt}.$$

După derivarea relației (7.4) în raport cu timpul, avem:

$$e_a = -I_m \omega L \cos \omega t = -I_m \omega L \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right). \quad (7.17)$$

Din relațiile (7.14) și (7.17) rezultă, că:

**În circuitul de curent alternativ bobina se comportă ca un generator de tensiune, faza căreia este în avans cu  $\pi/2$  față de cea de alimentare.**



Deoarece rezistența bobinei se neglijează (ea este considerată ideală), teorema a doua a lui Kirchhoff pentru ochiul de rețea, format de sursa de alimentare și bobină (fig. 7.10, *a*), are aspectul:

$$u + e_a = 0. \quad (7.18)$$

Introducînd (7.17) în (7.18) obținem tensiunea instantanee din circuit și, totodată, de la bornele bobinei:

$$u = u_L = I_m \omega L \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right) = U_m \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right), \quad (7.19)$$

unde

$$U_m = I_m \omega L$$

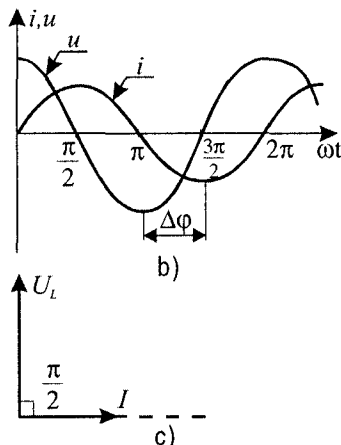


Fig. 7.10

este valoarea maximă sau de amplitudine a tensiunii la bornele bobinei, care poate fi prezentată prin valorile efective sub forma:

$$\frac{U}{I} = \omega L. \quad (7.20)$$

Din comparația relației (7.20) cu legea lui Ohm pentru curentul continuu (2.9) rezultă, că produsul dintre inductanță și pulsație are semnificația unei rezistențe. Într-adevăr, în SI avem:

$$[\omega L] = \text{s}^{-1} \cdot \text{H} = \frac{\text{V} \cdot \text{s}}{\text{s} \cdot \text{A}} = \frac{\text{V}}{\text{A}} = \Omega.$$

**Bobina introduce în circuitul de curent alternativ o rezistență aparentă  $X_L$ , numită reactanță inductivă**

$$X_L = \omega L. \quad (7.21)$$

Astfel, relația

$$I = \frac{U}{X_L} \quad (7.22)$$

reprezintă legea lui Ohm pentru circuitul compus dintr-o bobină ideală în curent alternativ.

Din relațiile (7.19) și (7.4) rezultă, iar din reprezentarea lor grafică (fig. 7.10, b) se observă, că faza tensiunii  $\varphi_u$  o avansează pe cea a intensității  $\varphi_i$  cu  $\pi/2$ . Deci,

$$\Delta\varphi = \varphi_u - \varphi_i = \omega t + \frac{\pi}{2} - \omega t = \frac{\pi}{2}.$$

**În circuitul de curent alternativ bobina introduce un defazaj al tensiunii față de intensitate în avans cu  $\pi/2$ .**

În figura 7.10, c este reprezentată diagrama fazorială a acestui circuit. Pe direcția aleasă arbitrar (linia întreruptă) este depus fazorul intensității curentului  $I$ , iar fazorul tensiunii  $U_L$  este aplicat sub un unghi de  $90^\circ$ , luat în sens trigonometric față de intensitatea curentului.

#### d°. Condensator ideal în curent alternativ

Considerăm circuitul reprezentat în figura 7.11, a. S-a menționat deja că unicul efect al tensiunii continue aplicată la bornele condensatorului este încărcarea acestuia pînă la o diferență de potențial egală cu tensiunea sursei. Evident, în decursul încărcării (descărcării) condensatorului în circuit există un curent de foarte scurtă durată care însă dispare odată cu terminarea procesului de încărcare (descărcare). Rezultă că pentru menținerea unui anumit curent în circuitul studiat trebuie să asigurăm un proces continuu de încărcare – descărcare a condensatorului, adică de variație a sarcinii de pe armăturile lui. Cu cît acest proces se desfășoară mai rapid, cu atît intensitatea curentului din circuit este mai mare.

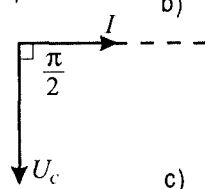
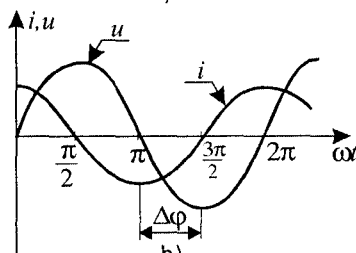
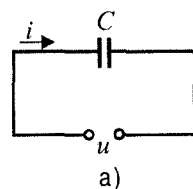


Fig. 7.11

Fie  $q$  sarcina de pe armăturile condensatorului la un moment oarecare al procesului de încărcare (descărcare) a lui. Luând în considerare că sarcina ce se acumulează pe armăturile condensatorului este egală cu produsul dintre tensiunea de încărcare și capacitatea lui ( $q = uC$ ), pentru intensitatea curentului obținem:

$$i = \frac{dq}{dt} = \frac{d(uC)}{dt} = C \frac{du}{dt}. \quad (7.23)$$

**Intensitatea curentului care parcurge circuitul format dintr-un condensator ideal este egală cu produsul dintre capacitatea lui și viteza de variație a tensiunii alternative aplicate.**

Din (7.23) rezultă că în cazul tensiunii constante la bornele condensatorului derivata este nulă, iar odată cu ea și intensitatea curentului  $i = 0$ , adică **condensatorul întrerupe circuitul de curent continuu**. Dacă însă circuitul este alimentat cu o tensiune variabilă în timp, de exemplu alternativă, de forma (7.14), atunci, după cum rezultă din (7.23), intensitatea curentului din circuit este:

$$i = U_m \omega C \cos \omega t = U_m \omega C \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right) = I_m \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right), \quad (7.24)$$

unde

$$I_m = U_m \omega C$$

este valoarea maximă sau de amplitudine a intensității curentului alternativ din circuit. Folosind exprimarea valorilor maxime prin cele efective relația precedentă se poate prezenta sub forma:

$$\frac{U}{I} = \frac{1}{\omega C}, \quad (7.25)$$

din care rezultă că mărimea inversă produsului dintre pulsația tensiunii alternative și capacitatea condensatorului are semnificația unei rezistențe. Într-adevăr, în SI avem:

$$\left[ \frac{1}{\omega C} \right] = \frac{1}{s^{-1} \cdot F} = \frac{s \cdot V}{C} = \frac{V}{A} = \Omega.$$

**Condensatorul introduce în circuitul de curent alternativ o rezistență aparentă  $X_c$ , numită reactanță capacitivă**

$$X_c = \frac{1}{\omega C} \quad (7.26)$$

Legea lui Ohm pentru circuitul de curent alternativ care conține numai un condensator ideal are același aspect ca și în cazul curentului continuu (2.9), dar cu altă semnificație a mărimilor respective:

$$I = \frac{U}{X_c} \quad (7.27)$$

Din relațiile (7.14), (7.24) și figura 7.11, b, unde acestea sunt reprezentate grafic, se observă că tensiunea și intensitatea curentului din circuitul cu condensator, de asemenea, sunt defazate una față de alta, și anume:

$$\Delta \varphi = \varphi_u - \varphi_i = \omega t - \omega t - \frac{\pi}{2} = -\frac{\pi}{2}.$$



### Condensatorul introduce în circuitul de curent alternativ un defazaj al tensiunii față de intensitatea curentului în devans cu $\pi/2$ .

Diagrama fazorială reprezentată în figura 7.11, c pentru circuitul cu condensator ideal, se deosebește de cea cu bobină ideală numai prin sensul fazorului tensiunii  $U_C$ . În acest caz el se construiește tot sub un unghi de  $90^\circ$  față de fazorul intensității curentului  $I$ , dar în sens opus celui trigonometric.

#### e<sup>o</sup>. Circuite RLC serie în curent alternativ. Legea lui Ohm

Elementele de circuit, considerate anterior, în mod individual pot forma diferite combinații prin legarea lor în serie, în paralel sau mixt. Considerăm mai întâi circuitul serie în curent alternativ reprezentat în figura 7.12, care este format din rezistorul de rezistență  $R$ , bobina de inductanță  $L$  și condensatorul de capacitate  $C$ . Dacă la bornele acestui circuit se aplică o tensiune alternativă de pulsație  $\omega$ , atunci prin elementele circuitului se stabilește un curent alternativ de aceeași pulsație  $i = I_m \sin \omega t$ . Este evident că valoarea de amplitudine sau cea efectivă și faza acestui curent trebuie să fie determinate de parametrii circuitului  $R$ ,  $L$  și  $C$ .

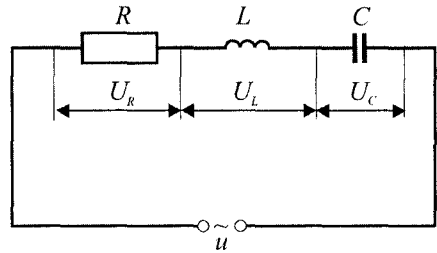


Fig. 7.12

Pe fiecare element al circuitului se produce o cădere de tensiune proporțională cu rezistența lor. În circuitul serie suma acestora trebuie să fie egală cu tensiunea de la bornele lui. Astfel, la orice moment de timp, pentru valorile instantanee ale tensiunilor se îndeplinește relația

$$u_R + u_L + u_C = u, \quad (7.28)$$

unde  $u_R$ ,  $u_L$  și  $u_C$  sunt tensiunile pe elemente respective de circuit, care, după cum rezultă din paragrafele precedente, au valorile:

$$\begin{aligned} u_R &= I_m R \sin \omega t, \\ u_L &= I_m \omega L \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right), \\ u_C &= \frac{I_m}{\omega C} \sin \left( \omega t - \frac{\pi}{2} \right), \end{aligned} \quad (7.29)$$

reprezentate grafic respectiv în figurile 7.9, b, 7.10, b și 7.11, b. Deoarece fazele acestor tensiuni sunt diferite, între tensiunea de la bornele circuitului și intensitatea curentului stabilit prin el va exista un defazaj  $\varphi$ , care poate lua valori atât pozitive și negative, cât și zero. Dacă faza intensității curentului se ia ca referință, atunci tensiunea este caracterizată de faza  $\omega t + \varphi$ , adică

$$u = U_m \sin(\omega t + \varphi). \quad (7.30)$$

Folosind definițiile reactanțelor inductivă și capacitivă, precum și exprimarea valorilor maxime ale intensității și tensiunii prin cele efective, după introducerea relațiilor (7.29) și (7.30) în (7.28) obținem (după simplificarea prin  $\sqrt{2}$ ):

$$U \sin(\omega t + \varphi) = RI \sin \omega t + X_L I \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right) + X_C I \sin \left( \omega t - \frac{\pi}{2} \right), \quad (7.31)$$

sau

$$U \sin(\omega t + \varphi) = U_R \sin \omega t + U_L \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) + U_C \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) \quad (7.32)$$

unde

$$U_R = RI, \quad U_L = X_L I = \omega LI, \quad U_C = X_C I = I/\omega C, \quad (7.33)$$

sunt, respectiv, tensiunile efective pe rezistor, bobină și condensator.

Pentru adunarea termenilor din partea dreaptă a ecuației (7.31) sau (7.32) se poate folosi metoda analitică însă mult mai simplă este metoda diagramelor fazoriale. De-a lungul direcției de referință aleasă arbitrar (linia întreruptă) se depune fazorul intensității curentului  $I$  și cel al tensiunii pe rezistor  $U_R = RI$ . Fazorii  $U_L = X_L I$  și  $U_C = X_C I$  se depun din aceeași origine pe direcția luată sub un unghi de  $\pi/2$  față de cea de referință în sens trigonometric și, respectiv, în sens opus (fig. 7.13). Întrucât fazorii  $U_L$  și  $U_C$  au faze opuse, modulele lor reprezintă doi termeni concurenți, care determină aspectul diagramei fazoriale. Sunt posibile trei situații:

1)  $U_L > U_C$ , adică  $\omega L > 1/\omega C$ . În acest caz se spune că circuitul este **preponderent inductiv**. Pe diagrama fazorială din figura 7.13, a se observă că tensiunea  $U$ , care reprezintă fazorul rezultat este în avans de fază cu unghiul  $\varphi$  față de intensitatea curentului, adică  $\varphi > 0$ .

2)  $U_C > U_L$ , adică  $1/\omega C > \omega L$  – circuitul este **preponderent capacitiv**. Diagrama

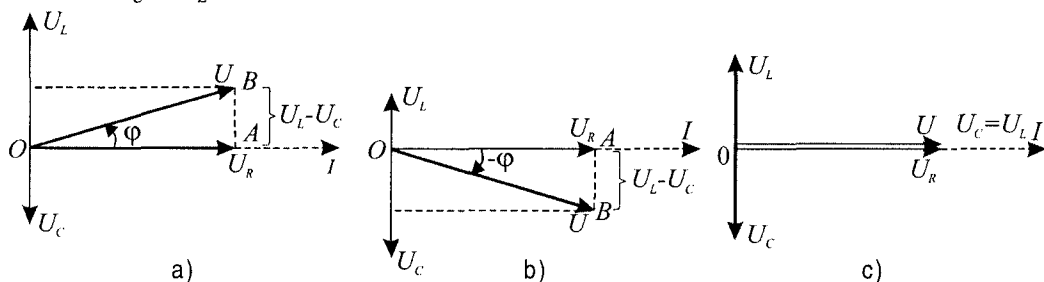


Fig. 7.13

fazorială este reprezentată în figura 7.13, b. În acest caz, tensiunea  $U$  este în devans de fază cu unghiul  $\varphi$  față de intensitatea curentului  $I$ , adică  $\varphi < 0$ .

Din  $\Delta AOB$  al diagramelor fazoriale reprezentate în figura 7.13, numit și triunghiul tensiunilor, rezultă:

$$U = \sqrt{U_R^2 + (U_L - U_C)^2}$$

sau, folosind relațiile (7.33), avem:

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad \text{sau} \quad I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2}} \quad (7.34)$$

Relațiile (7.34) reprezintă legea lui Ohm pentru circuitul de curent alternativ  $RLC$  serie. Expresia din numitorul acestor relații constituie rezistența totală a circuitului în curent alternativ și este numită **impedanță**. Notînd impedanța cu

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad \text{sau} \quad Z = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2}, \quad (7.35)$$

legea lui Ohm capătă un aspect simplu:

$$I = \frac{U}{Z}. \quad (7.36)$$

Defazajul dintre tensiune și intensitatea curentului din circuit se determină ușor din același triunghi al tensiunilor (fig. 7.13):

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{U_L - U_C}{U_R}$$

sau înlocuind tensiunile din (7.33), obținem:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{X_L - X_C}{R}. \quad (7.37)$$

3)  $U_L = U_C$ , adică  $\omega L = 1/\omega C$ . În această situație efectele inductiv și capacitiv se compensează reciproc, iar defazajul dintre tensiune și intensitatea curentului  $\varphi = 0$  (fig. 7.13, c). Dacă admitem posibilitatea de variație a pulsației  $\omega$  sau a frecvenței  $\nu = \omega/2\pi$ , atunci indiferent de valorile inductanței  $L$  și capacității  $C$ , întotdeauna se poate găsi o astfel de pulsație (frecvență), pentru care reactanțele inductivă și capacitivă vor fi egale. În figura 7.14 este reprezentată intensitatea curentului  $I$  (7.34) în funcție de pulsația  $\omega$ . Se observă că în vecinătatea unei pulsații  $\omega_r$  intensitatea curentului crește brusc și

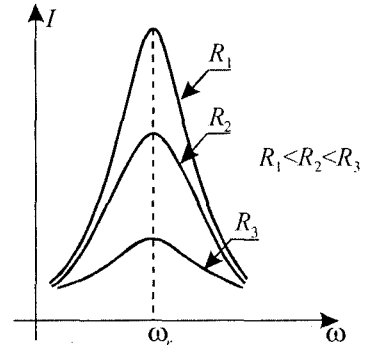


Fig. 7.14

pentru  $\omega = \omega_r$  devine maximă. Acest fenomen este numit **rezonanță**, iar frecvența la care acesta se produce este numită **frecvență de rezonanță**. Cu cât este mai mică rezistența ohmică a circuitului, cu atât curba de rezonanță este mai ascuțită, iar intensitatea curentului la rezonanță – mai mare.

Din egalitatea reactanțelor capacitivă și inductivă rezultă că  $\omega^2 = 1/LC$ , de unde pentru frecvența de rezonanță obținem:

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad \text{sau} \quad \nu_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}. \quad (7.38)$$

Prin eliminarea sau adăugarea (vezi problema rezolvată nr.3) de elemente în circuitul din figura 7.12, se obțin și alte circuite serie. Astfel, din (7.34) și (7.37) obținem:

Pentru circuitul  $RL$ :

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + X_L^2}}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{X_L}{R} \quad (7.39)$$

Pentru circuitul  $RC$ :

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + X_C^2}}, \quad \operatorname{tg} \varphi = -\frac{X_C}{R} \quad (7.40)$$

Pentru circuitul  $LC$ :

$$I = \frac{U}{|X_L - X_C|}, \quad X_L \neq X_C, \quad \operatorname{tg} \varphi \rightarrow \pm\infty, \quad \varphi \rightarrow \pm\frac{\pi}{2}. \quad (7.41)$$

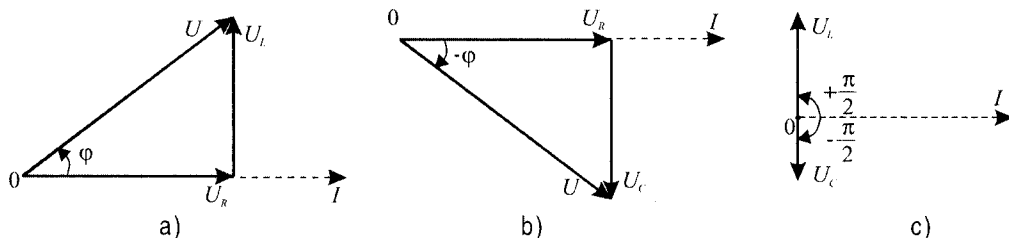


Fig. 7.15

Diagramele fazoriale pentru aceste circuite serie, construite după alt principiu, sunt reprezentate în figura 7.15. Dacă în diagramele din figura 7.13 toți fazorii au aceeași origine, atunci în figura 7.15 ei sunt amplasați astfel încât originea fiecăruia se află în vârful fazorului precedent.

### $f^*$ . Rezonanța tensiunilor. Factorul de calitate

Fie un circuit  $RLC$  serie în regim de rezonanță. S-a stabilit deja că în acest caz intensitatea curentului din circuit crește brusc. Valoarea acestui curent se determină ușor din legea lui Ohm (7.34), înlocuind pulsația  $\omega$  cu pulsația de rezonanță  $\omega_r$ , din relația (7.38). Astfel, obținem:

$$I_r = \frac{U}{R} \quad (7.42)$$

Din figura 7.13, c se observă că pentru realizarea rezonanței este necesară egalitatea tensiunilor pe bobină și condensator, oricare ar fi valorile lor. Să determinăm aceste tensiuni în condiții de rezonanță. Folosind (7.38) și (7.42) din (7.33) pentru cele două tensiuni obținem:

$$\begin{aligned} U_{L,r} &= \omega_r L I_r = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} U, \\ U_{C,r} &= I_r / \omega_r C = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} U. \end{aligned} \quad (7.43)$$

Observăm că tensiunile de la bornele bobinei și de la cele ale condensatorului devin maxime, iar valorile lor sunt cu atît mai mari, cu cît rezistența circuitului este mai mică. Din această cauză, rezonanța în circuitele serie mai este numită **rezonanța tensiunilor**.

#### Raportul

$$Q = \frac{U_{L,r}}{U} = \frac{U_{C,r}}{U} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (7.44)$$

arată de cîte ori tensiunea de la bornele bobinei sau condensatorului este mai mare decît tensiunea de alimentare a unui circuit serie în regim de rezonanță și se numește **factor de calitate** sau **factor de supratensiune**.

Fenomenul de rezonanță în circuitele  $RLC$  serie are o importanță deosebită în radiotehnică. Dacă în circuit se utilizează un condensator de capacitate variabilă sau/și o bobină de inductanță variabilă, atunci din (7.38) rezultă că circuitul poate fi acordat la diferite frecvențe de rezonanță. Astfel, de exemplu, se realizează acordarea aparatelor de radio și a televizoarelor la frecvența stației preferate.

Există însă și situații când sunt necesare măsuri pentru înlăturarea rezonanței. De exemplu, în instalațiile pentru transportarea și utilizarea curentului electric alternativ apariția supratensiunilor poate genera descărcări electrice între spirele bobinelor din transformatoare sau între armăturile condensatoarelor și, prin urmare, defectarea acestora.

### ▣ Probleme rezolvate

1. La o sursă de tensiune alternativă  $u = 60 \sin 100\pi t$  (V) este conectată o bobină. Intensitatea curentului prin circuitul format este  $i = 5 \sin 2\pi(50t + 1/8)$  (A). Determinați: a) frecvența și defazajul curentului din circuit, precum și valorile efective ale curentului și tensiunii; b) momentele de timp, la care intensitatea instantanee a curentului este egală cu valorile pozitivă și, respectiv, negativă ale celei efective; c) rezistența și inductanța bobinei.

Se dă:

$$u = 60 \sin 100\pi t \text{ (V)}$$

$$i = 5 \sin 2\pi(50t + 1/8) \text{ (A)}$$

$$a) v - ?, \varphi - ?, I - ?, U - ?;$$

$$b) t_1 - ?, t_2 - ?;$$

$$c) R - ?, L - ?$$

**Rezolvare. a)** Comparând tensiunea și intensitatea instantanee a curentului din problema dată cu cele de formă generală, obținem:

$$U_m = 60 \text{ V}, I_m = 5 \text{ A}, \omega = 100\pi \text{ (s}^{-1}\text{)}, \varphi = \pi/4.$$

Valorile maxime  $U_m$  și  $I_m$  se exprimă prin cele efective cu relațiile (7.5) și (7.6), iar  $\omega = 2\pi\nu$ . Așadar,

$$\nu = 50 \text{ Hz}, \varphi = \frac{\pi}{4}, U = \frac{60}{\sqrt{2}} \approx 42,4 \text{ V}, I = \frac{5}{\sqrt{2}} \approx 3,5 \text{ A}$$

b) Pentru valoarea pozitivă a intensității instantanee egală cu cea efectivă avem:

$$\frac{5}{\sqrt{2}} = 5 \sin 2\pi\left(50t_1 + \frac{1}{8}\right),$$

de unde,

$$\sin 2\pi\left(50t_1 + \frac{1}{8}\right) = \frac{\sqrt{2}}{2}.$$

Soluția acestei ecuații trigonometrice dă valorile timpului căutat:

$$t_1 = \frac{1}{400} \left[ (-1)^n + 4n - 1 \right] \text{ s.}$$

În mod analogic pentru momentul de timp  $t_2$ , la care intensitatea instantanee este egală cu valoarea negativă a celei efective, obținem:

$$t_2 = \frac{1}{400} \left[ (-1)^{n+1} + 4n - 1 \right] \text{ s.}$$

c) Din diagrama fazorială a circuitului cu rezistor și bobină (fig. 7.15, a) rezultă

$$U_R = U \cos \varphi \text{ și } U_L = U \sin \varphi.$$

Întrucît  $U_R = IR$ , iar  $U_L = I\omega L$ , din relația precedentă avem:

$$R = \frac{U}{I} \cos \varphi \text{ și } L = \frac{U}{2\pi\nu I} \sin \varphi.$$

Înlocuind valorile numerice se obține  $R \approx 8,6 \Omega$  și  $L \approx 27,3 \text{ mH}$ .

2. Un circuit serie, alcătuit dintr-un rezistor  $R$  și un condensator de capacitate egală cu  $100 \mu\text{F}$ , este alimentat cu un curent alternativ de frecvență  $\nu = 50 \text{ Hz}$  și este caracterizat de un defazaj  $\varphi = -60^\circ$ . Determinați: a) reactanța capacitivă; b) valoarea rezistenței  $R$ ; c) valoarea inductanței unei bobine ce trebuie introdusă în serie pentru a înlătura defazajul existent.

Se dă:

$$C = 10^{-4} \text{ F},$$

$$\nu = 50 \text{ Hz},$$

$$\varphi = -60^\circ.$$

a)  $X_C - ?$

b)  $R - ?$

c)  $L - ?$

**Rezolvare.** a) Luând în considerare, că  $\omega = 2\pi\nu$  din definiția reactanței capacitivă obținem:

$$X_C = \frac{1}{2\pi\nu C}; \quad X_C \approx 31,8 \Omega$$

b) Pentru circuitul  $RC$  serie, defazajul dintre tensiune și curent este dat de relația (7.40), din care avem:

$$R = -\frac{X_C}{\text{tg}\varphi} = \frac{31,8}{\sqrt{3}} \approx 18,4 \Omega.$$

c) La introducerea bobinei în circuit, defazajul dintre tensiunea de alimentare și intensitatea curentului se modifică. Deoarece circuitul devine de tipul  $RLC$  serie, defazajul este determinat de relația (7.37). Întrucît după introducerea în circuit a bobinei defazajul trebuie să fie egal cu zero, din (7.37) rezultă că  $X_L = X_C$  sau  $2\pi\nu L = X_C$ .

Din această relație obținem

$$L = \frac{X_C}{2\pi\nu} = \frac{31,8}{100\pi} \approx 0,1 \text{ H}.$$

3. În figura 7.16, a este reprezentată schema unui circuit serie în curent alternativ. Reactanțele și rezistențele elementelor de circuit sunt:  $X_L = 60 \Omega$ ,  $X_{C1} = 50 \Omega$ ,  $R_1 = 30 \Omega$ ,  $X_{C2} = 70 \Omega$ ,  $R_2 = 20 \Omega$ , iar tensiunea pe rezistorul  $R_2$  este de  $80 \text{ V}$ . Construiți diagrama fazorială a circuitului și determinați: a) impedanța circuitului; b) intensitatea curentului și tensiunea de alimentare; c) defazajul dintre intensitate și tensiune.

Se dă:

$$X_L = 60 \Omega,$$

$$X_{C1} = 50 \Omega,$$

$$R_1 = 30 \Omega,$$

$$X_{C2} = 70 \Omega,$$

$$R_2 = 20 \Omega,$$

$$U_{R2} = 80 \text{ V}.$$

a)  $Z - ?$

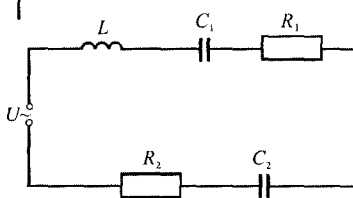
b)  $I - ?$ ,  $U - ?$

c)  $\varphi - ?$

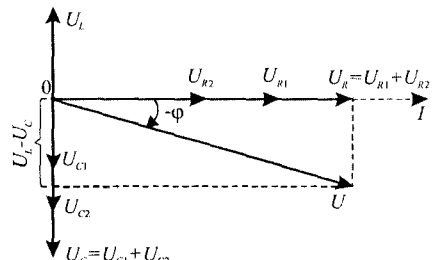
**Rezolvare.** Pentru construirea diagramei fazoriale se ia o direcție arbitrară, de-a lungul căreia din originea  $O$  este depus fazorul intensității curentului. De la aceeași origine (fig. 7.16, b) se depun mai întâi fazorii corespunzători fiecărui element individual de circuit, luând în considerare și defazajul introdus de bobină (cu  $\pi/2$  înainte) și condensator (cu  $\pi/2$  în urmă). Însumînd vectorial fazorii situați de-a lungul aceluiași direcții, obținem diagrama fazorială a circuitului analizat.

a) Din diagrama fazorială (fig. 7.16, b) rezultă:

$$U = \sqrt{(U_{R1} + U_{R2})^2 + (U_L - U_{C1} - U_{C2})^2}$$



a)



b)

Fig. 7.16

Întrucît circuitul este serie, intensitatea curentului este aceeași prin toate elementele. Atunci din relația precedentă obținem:

$$U = I\sqrt{(R_1 + R_2)^2 + (X_L - X_{C1} - X_{C2})^2} = IZ$$

Așadar,

$$Z = \sqrt{(R_1 + R_2)^2 + (X_L - X_{C1} - X_{C2})^2} \approx 78,1 \Omega$$

b) Tensiunea pe rezistorul  $R_2$  este cunoscută. Atunci intensitatea curentului prin acest rezistor și deci prin întreg circuitul este:

$$I = \frac{U_{R2}}{R_2} = 4 \text{ A},$$

iar tensiunea de alimentare  $U = IZ \approx 312,4 \text{ V}$

c) Tot din diagrama fazorială, avem:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{U_L - U_{C1} - U_{C2}}{U_{R1} + U_{R2}} = \frac{X_L - X_{C1} - X_{C2}}{R_1 + R_2} = -1,2$$

Atunci  $\varphi = -\arctg(1,2) \approx -0,88 \text{ rad}$ .

4. În figura 7.17, a este reprezentată diagrama fazorială a unui circuit serie de curent alternativ. Fazorii corespunzători elementelor circuitului sunt caracterizați de tensiunile efective:  $U_1 = 50 \text{ V}$ ,  $U_2 = 20 \text{ V}$ ,  $U_3 = 100 \text{ V}$ ,  $U_4 = 75 \text{ V}$ ,  $U_5 = 30 \text{ V}$ ,  $U_6 = 10 \text{ V}$ . În baza diagramei desenați schema circuitului. Calculați tensiunea de alimentare, intensitatea curentului și impedența circuitului, dacă se știe că rezistența ohmică ce corespunde elementului descris de fazorul  $U_5$  este de  $5 \Omega$ .

Se dă:

$$U_1 = 50 \text{ V},$$

$$U_2 = 20 \text{ V},$$

$$U_3 = 100 \text{ V},$$

$$U_4 = 75 \text{ V},$$

$$U_6 = 10 \text{ V},$$

$$U_5 = 30 \text{ V},$$

$$R_5 = 5 \Omega.$$

$$U - ?, I - ?,$$

$$Z - ?$$

**Rezolvare.** Fazorii  $U_1$ ,  $U_3$  și  $U_5$  sunt coliniari cu axa intensităților. Adică elementele 1, 2 și 5 ale circuitului nu introduc nici un defazaj și deci reprezintă rezistoare. Elementul patru este descris de fazorul  $U_4$  în avans de fază cu  $\pi/2$  față de intensitate, adică este o bobină, iar elementele 2 și 6 sunt în devans de fază cu  $\pi/2$  față de intensitatea curentului și reprezintă niște condensatori. Așadar, schema circuitului are aspectul din figura 7.17, b.

După stabilirea tipului elementelor de circuit, din diagrama fazorială (fig.7.17, a) rezultă:

$$U = \sqrt{(U_1 + U_3 + U_5)^2 + (U_4 - U_2 - U_6)^2} \approx 185,5 \text{ V}.$$

Intensitatea curentului din circuitul serie este aceeași în toate elementele lui. Atunci  $I = U_5/R_5 = 6 \text{ A}$  și din legea lui Ohm pentru impedența circuitului obținem:  $Z = U/I \approx 30,9 \Omega$

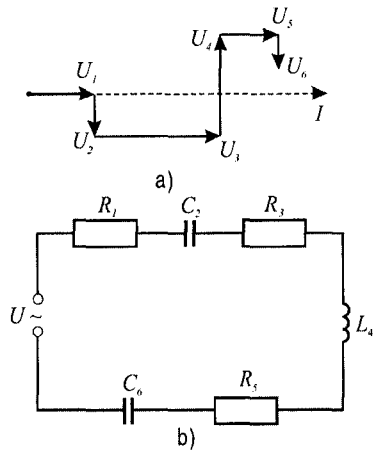


Fig. 7.17

## Întrebări și probleme

1. Ce reprezintă curentul alternativ din punctul de vedere al mișcării oscilatorii?
2. Ce condiție trebuie să îndeplinească curentul alternativ pentru ca legea lui Ohm și teoremele lui Kirchhoff să fie valabile?
3. Care sunt particularitățile comportamentului elementelor de circuit în curent alternativ față de cele în curent continuu?
4. Care este defazajul introdus în circuit de către fiecare element individual?
5. Ce se numește reactanță inductivă și care este semnificația ei?
6. Explicați diagrama fazorială a circuitului compus dintr-o bobină ideală.
7. Ce reprezintă reactanța capacitivă? Explicați diagrama fazorială în acest caz.
8. Cum se construiește diagrama fazorială în cazul circuitului  $RLC$  serie? Evidențiați cazurile circuitelor preponderent inductiv sau capacitiv.
9. Care este expresia legii lui Ohm în curent alternativ?
10. Ce se numește impedanță a circuitului și care este semnificația ei?
11. Care este expresia defazajului dintre tensiunea de alimentare și intensitatea curentului stabilit în circuitul  $RLC$  serie?
12. Ce reprezintă fenomenul de rezonanță în circuitul  $RLC$  serie și în ce condiții se manifestă? Cu ce este egal defazajul în regim de rezonanță?
13. Care este expresia frecvenței de rezonanță? De ce parametri depinde ea?
14. Care este intensitatea curentului la rezonanță? Ce se întâmplă cu tensiunile de pe elementele reactive ale circuitului?
15. Ce se numește factor de calitate și ce arată el?
16. La o sursă de curent alternativ cu valoarea efectivă a tensiunii de 220 V este conectat un rezistor cu rezistența de 11 k $\Omega$ . Care sunt valorile efective și de amplitudine ale intensității curentului?
17. Determinați reactanța inductivă a unei bobine cu inductanța de 20 mH la parcurgerea ei de către un curent alternativ de frecvență  $\nu = 50$  Hz.
18. Care este frecvența curentului alternativ printr-un condensator de capacitate  $C = 250$   $\mu$ F, dacă el este caracterizat de o reactanță capacitivă de 40  $\Omega$ ?
19. Un circuit  $RL$  serie cu rezistorul de rezistență  $R = 10$   $\Omega$  și o bobină ideală este conectat la o sursă de curent alternativ cu tensiunea de 36 V și frecvența  $\nu = 50$  Hz. Tensiunea efectivă la bornele rezistorului este de 20 V. Determinați impedanța circuitului, inductanța bobinei și defazajul dintre tensiune și intensitatea curentului.
20. Într-un circuit  $RC$  serie în curent alternativ de frecvență  $\nu = 50$  Hz, tensiunile efective la bornele rezistorului și condensatorului sunt respectiv de 90 V și 120 V. Știind, că intensitatea efectivă a curentului din circuit este de 0,5 A, determinați capacitatea condensatorului, defazajul din circuit și tensiunea de alimentare.
21. Un circuit  $RLC$  serie caracterizat de valorile  $R = 100$   $\Omega$ ,  $L = 25$  mH și  $C = 50$   $\mu$ F este conectat la o sursă de curent alternativ, avînd tensiunea efectivă de 220 V și frecvența  $\nu = 50$  Hz. Care este intensitatea curentului prin acest circuit?
22. Un rezistor de rezistență  $R = 20$   $\Omega$ , o bobina de inductanță  $L = 5$  mH și un condensator de capacitate  $C = 200$   $\mu$ F sunt legate în serie și conectate la o sursă de curent alternativ de tensiune  $U = 220$  V și frecvență  $\nu = 50$  Hz. Determinați intensitatea curentului și defazajul din acest circuit. Care este frecvența de rezonanță a acestuia?
23. În figura 7.18 este reprezentată diagrama fazorială a tensiunilor într-un circuit de curent alternativ serie, în care  $U_1 = U_8 = 10$  V,  $U_2 = U_7 = 5$  V,  $U_3 = U_6 = 30$  V,  $U_4 = 20$  V,  $U_5 = 15$  V. În baza diagramei desenați schema circuitului și calculați tensiunea de la bornele lui.
24. Un circuit  $RLC$  serie de rezistență  $R = 10$   $\Omega$  și inductanță  $L = 0,1$  H este conectat la o sursă de curent alternativ de tensiune  $U = 220$  V și frecvență  $\nu = 50$  Hz. Care trebuie să fie capacitatea condensatorului, pentru ca în acest circuit să se producă fenomenul de rezonanță? Determinați valoarea maximă a tensiunii pe condensator și factorul de calitate a circuitului.

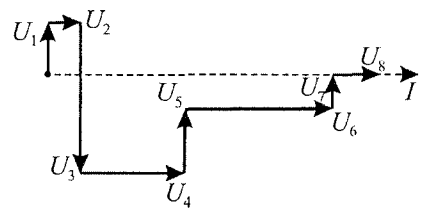


Fig. 7.18



### 7.6\*. Circuitul RLC paralel în curent alternativ. Rezonanța de curent

Considerăm circuitul, în care rezistorul, bobina și condensatorul considerate ideale sunt legate în paralel (fig. 7.19). În acest caz, tensiunea la bornele fiecărui element de circuit este aceeași, iar intensitatea curentului diferă de la o ramură la alta. Conform primei teoreme a lui Kirchhoff, pentru unul din cele două noduri de rețea, avem:

$$i = i_R + i_L + i_C \quad (7.45)$$

Pentru adunarea intensităților instantanee din (7.45) vom folosi metoda diagramelor fazoriale. Deoarece tensiunea pe elementele circuitului nu variază este convenabil să orientăm fazorul ei de-a lungul unei axe de referință luată arbitrar, iar fazorii intensităților curentilor să fie determinați în raport cu această direcție (fig. 7.20). Comportamentul individual al fiecărui element de circuit este cunoscut (vezi paragraful precedent). Condensatorul introduce un defazaj al tensiunii de  $\pi/2$  în urmă față de intensitate. Rezultă că în acest caz intensitatea va fi defazată cu  $\pi/2$  înainte față de tensiune, adică:

$$i_C = \sqrt{2}I_C \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right),$$

unde, după cum se observă din (7.25),  $I_C = U\omega C$ . Bobina introduce și ea un defazaj care, considerat în raport cu tensiunea, este de  $\pi/2$  în urmă. Așadar,

$$i_L = \sqrt{2}I_L \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right),$$

unde,  $I_L = U/\omega L$  [vezi relația (7.20)].

Rezistorul nu introduce defazaj și de aceea,

$$i_R = \sqrt{2}I_R \sin \omega t,$$

unde  $I_R = U/R$ .

Introducând relațiile de mai sus în (7.45), obținem (după simplificarea prin  $\sqrt{2}$ ):

$$I \sin(\omega t + \varphi) = I_R \sin \omega t + I_L \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) + I_C \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right), \quad (7.46)$$

unde  $\varphi$  este defazajul intensității totale din circuit față de tensiune.

Diagrama fazorială se construiește cu ajutorul relației (7.46) după aceleași principii ca și cea de la circuitul serie și este reprezentată în figura 7.20. Din triunghiul intensităților format în această figură rezultă:

$$I = \sqrt{I_R^2 + (I_C - I_L)^2}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{I_C - I_L}{I_R}, \quad (7.47)$$

sau,

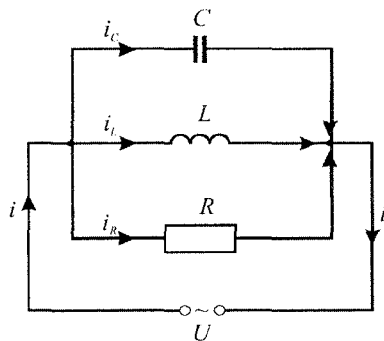


Fig. 7.19

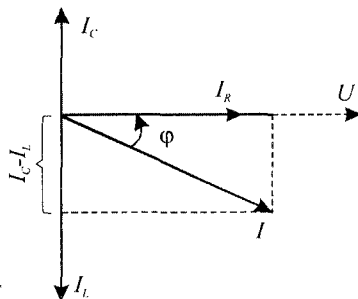


Fig. 7.20

$$I = U \sqrt{\frac{1}{R^2} + \left( \omega C - \frac{1}{\omega L} \right)^2}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega C - 1/\omega L}{1/R}. \quad (7.47, a)$$

Așadar, și în circuitul paralel legea lui Ohm are aspectul obișnuit  $I = U/Z$ , însă impedanța  $Z$  pentru acest circuit este alta, și anume:

$$Z = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{R^2} + \left( \frac{1}{X_C} - \frac{1}{X_L} \right)^2}}. \quad (7.48)$$

Din (7.47, a) și diagrama fazorială (fig. 7.20) se observă, că defazajul devine egal cu zero când

$$\omega_r C = \frac{1}{\omega_r L}.$$

Rezultă că la valoarea pulsației  $\omega_r = 1/\sqrt{LC}$  sau a frecvenței  $\nu_r = 1/(2\pi\sqrt{LC})$ , numite de rezonanță, impedanța circuitului devine maximă, iar intensitatea curentului total  $I_r = U/R$  – minimă. Aceasta se explică prin faptul că fazorii  $I_C$  și  $I_L$  sunt în opoziție de fază și la rezonanță se anulează reciproc. Totodată, intensitățile curenților prin elementele reactive ale circuitului  $I_C$  și  $I_L$ , la această pulsație (frecvență) au valori maxime și egale între ele. Într-adevăr,

$$I_{C,r} = U \omega_r C = I_r R \frac{C}{\sqrt{LC}} = R \sqrt{\frac{C}{L}} I_r, \quad I_{C,r} > I_r,$$

$$I_{L,r} = \frac{U}{\omega_r L} = \frac{I_r R}{L} \sqrt{LC} = R \sqrt{\frac{C}{L}} I_r.$$

Fenomenul creșterii bruste a intensității curentului prin elementele reactive ale circuitului la frecvențe apropiate de  $\nu_r$  este numit **rezonanță de curent**.

### ❓ Întrebări

1. Cum se construiește diagrama fazorială a unui circuit  $RLC$  paralel și prin ce se deosebește de cea a circuitului serie?
2. Care este expresia impedanței unui circuit  $RLC$  paralel?
3. În ce constă fenomenul de rezonanță într-un circuit  $RLC$  paralel și de ce este numit rezonanță de curent?

### 7.7°. Puterea în curent alternativ

Considerăm un circuit  $RLC$  arbitrar, la bornele căruia se aplică o tensiune alternativă  $u = U_m \sin \omega t$ . Prin acest circuit se stabilește un curent de intensitate  $i = I_m \sin(\omega t - \varphi)$ , unde  $\varphi$  este defazajul dintre intensitatea curentului și tensiune și poate lua valori atât pozitive, cât și negative.

Puterea instantanee din circuit se exprimă, conform definiției, prin produsul dintre intensitatea curentului și tensiune, adică

$$p = ui = U_m I_m \sin \omega t \cdot \sin(\omega t - \varphi).$$

Folosind relația trigonometrică  $\sin \alpha \cdot \sin \beta = \frac{1}{2} [\cos(\alpha - \beta) - \cos(\alpha + \beta)]$ , pentru puterea instantanee obținem:

$$p = \frac{1}{2} I_m U_m \cos \varphi - \frac{1}{2} I_m U_m \cos(2\omega t - \varphi) \quad (7.49)$$

Din (7.49) se observă că puterea instantanee este caracterizată de doi termeni: unul constant în timp și altul alternativ cu o pulsație dublă față de cea a curentului. Datorită termenului alternativ, puterea instantanee poate lua valori atât pozitive cât și negative însă într-un interval oarecare de timp în circuit se

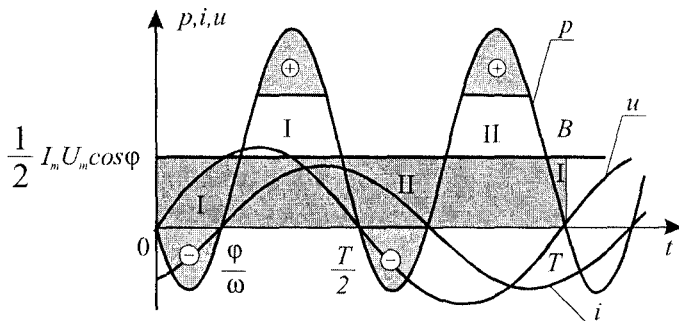


Fig. 7.21

va disipa o anumită putere medie. Valoarea medie a termenului constant este egală cu el însăși, iar a celui alternativ în decursul unei perioade este nulă. Cu alte cuvinte, puterea instantanee într-un circuit de curent alternativ reprezintă o variație periodică a valorii sale numerice în jurul unei valori medii. Aceasta se observă ușor din *figura 7.21* unde sunt reprezentate intensitatea, tensiunea și puterea curentului alternativ în funcție de timp. Pentru intervalul de timp egal cu o perioadă, suprafețele I și II situate deasupra liniei  $\frac{1}{2} I_m U_m \cos \varphi$

le completează pe cele dintre abscisă și această linie, iar suprafețele notate cu semnul „+” le anulează pe cele cu semnul „-” de sub axa absciselor (*fig. 7.21*). Astfel, aria dreptunghiului *OABT* reprezintă energia medie absorbită în circuitul de curent alternativ în decursul unei perioade:

$$W = \frac{1}{2} I_m U_m \cos \varphi \cdot T.$$

Așadar, valoarea medie a puterii dintr-un circuit de curent alternativ, numită și **putere activă** este:

$$P_a \equiv \bar{p} = \frac{W}{T} = \frac{1}{2} I_m U_m \cos \varphi,$$

sau, în valori efective ale curentului și tensiunii:

$$P_a = UI \cos \varphi. \quad (7.50)$$

Mărimea  $\cos \varphi$  din (7.50) este numită **factor de putere** și deoarece  $0 \leq |\varphi| \leq \pi/2$  el este întotdeauna pozitiv și subunitar.

Cu cât defazajul dintre tensiune și intensitatea curentului este mai mic, cu atât mai mare este puterea activă. Valoarea maximă a factorului de putere egală cu unitatea se obține când defazajul din circuit este nul, adică la rezonanță.

**Factorul de putere reprezintă o caracteristică a eficacității transferului de putere de la sursa de alimentare către circuit.**

După cum rezultă din (7.50), și din *figura 7.22*, a puterea activă este maximă și pentru circuitele pur rezistive (fără bobine și condensatoare). Într-adevăr, deoarece  $\varphi = 0$  pentru puterea activă avem:

$$P_a = \frac{1}{2} P_m = \frac{1}{2} I_m U_m = \frac{1}{2} I_m^2 R = I^2 R.$$

În cazul unui circuit ideal ce conține numai o bobină de inductanță  $L$  ( $\varphi = \pi/2$ ) sau numai un condensator de capacitate  $C$  ( $\varphi = -\pi/2$ ), pentru puterea instantanee disipată, din (7.49) obținem respectiv:

$$p_L = -\frac{1}{2} I_m U_{m,L} \cos\left(2\omega t - \frac{\pi}{2}\right) = -\frac{1}{2} I_m U_{m,L} \sin 2\omega t = -I^2 X_L \sin 2\omega t,$$

$$p_C = -\frac{1}{2} I_m U_{m,C} \cos\left(2\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = \frac{1}{2} I_m U_{m,C} \sin 2\omega t = I^2 X_C \sin 2\omega t.$$

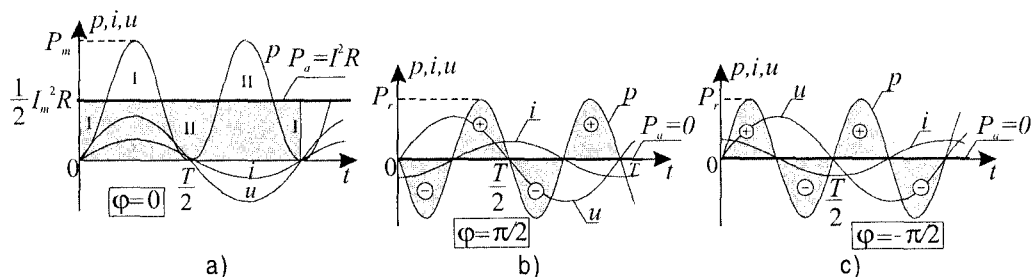


Fig. 7.22

Valorile medii ale acestor mărimi în decurs de o perioadă sunt nule, adică în astfel de circuite puterea activă este egală cu zero. Acest rezultat se observă ușor din *fig. 7.22, b, c*. Defazajul de  $\pi/2$  dintre intensitatea curentului și tensiune determină o alternare a sferurilor de perioadă în decursul cărora energia din circuit este sau pozitivă, sau negativă. Aceasta înseamnă că energia primită de bobină sau de condensator în timpul unei alternanțe pozitive este complet restituită generatorului în decursul alternanței negative. Evident că în circuitele reale (orice bobină sau condensator posedă și o rezistență oarecare) energia nu este restituită complet sursei de alimentare, ci numai parțial, în funcție de valoarea rezistenței active din circuit.

### Valoarea de amplitudine a puterii transferată alternativ între generator și elementele reactive ale circuitului se numește *putere reactivă*.

În diagramele fazoriale pentru circuitele  $RLC$  serie (*fig. 7.13*) și paralel (*fig. 7.20*) se evidențiază triunghiul dreptunghic al tensiunilor, și respectiv, al intensităților ce conțin defazajul  $\varphi$ . Dacă laturile acestor triunghiuri se înmulțesc cu  $I$ , în cazul circuitului serie, și cu  $U$ , în cazul celui paralel, atunci se obțin triunghiuri asemenea, numite triunghiul puterilor. În *figura 7.23* sunt reprezentate triunghiurile puterilor pentru circuitele  $RLC$  serie (*a*) și paralel (*b*) preponderent inductive. Din aceste triunghiuri rezultă că atât pentru conexiunea serie, cât și pentru cea în paralel puterea reactivă este dată de relația:

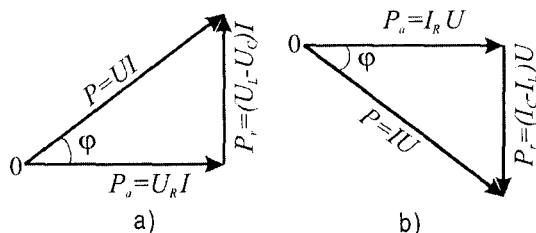


Fig. 7.23

$$P_r = UI \sin \varphi, \quad (7.51)$$

iar puterea maximă – debitată de sursa de alimentare a circuitului, numită **putere aparentă** – de relația

$$P = UI \quad (7.52)$$

Puterile aparentă, activă și reactivă se exprimă între ele prin intermediul relațiilor ce se obțin ușor din triunghiul puterilor (fig. 7.23):

$$P^2 = P_a^2 + P_r^2; P_r = P_a \operatorname{tg} \varphi; P_a = P \cos \varphi; P_r = P \sin \varphi. \quad (7.53)$$

Din (7.50) – (7.52) se observă că dimensiunile puterilor activă, reactivă și aparentă sunt aceleași –  $[U] \cdot [I] = \text{V} \cdot \text{A}$  însă pentru evitarea neclarităților la indicarea valorilor acestora pentru ele au fost adoptate unități de măsură diferite. Astfel, în SI pentru puterea activă se folosește unitatea de măsură tradițională – **wattul**:  $[P_a] = [U] \cdot [I] = \text{V} \cdot \text{A} \equiv \text{W}$ . Unitatea de măsură a puterii reactive a fost numită **volt-ampere-reactiv (VAR)**:  $[P_r] = [U] \cdot [I] = \text{V} \cdot \text{A} \equiv \text{VAR}$ , iar a puterii aparente – **volt-ampere (VA)**:  $[P] = [U] \cdot [I] = \text{V} \cdot \text{A} \equiv \text{VA}$ .

### Problemă rezolvată

Circuitul serie reprezentat în figura 7.24, a este parcurs de un curent alternativ de intensitate efectivă  $I = 10 \text{ A}$  și frecvența de  $50 \text{ Hz}$ . Cunoscând că  $R_1 = 2 \Omega$ ,  $R_2 = 4 \Omega$ ,  $R_3 = 6 \Omega$ ,  $L = (0,3/2\pi) \text{ H}$  și  $C = (1/\pi) \cdot 10^{-3} \text{ F}$ , determinați: a) factorul de putere al circuitului; b) puterile activă, reactivă și aparentă din circuitul menționat.

Se dă:

$$I = 10 \text{ A},$$

$$\nu = 50 \text{ Hz},$$

$$R_1 = 2 \Omega,$$

$$R_2 = 4 \Omega,$$

$$R_3 = 6 \Omega,$$

$$L = (0,3/2\pi) \text{ H},$$

$$C = (1/\pi) \cdot 10^{-3} \text{ F}$$

$$\text{a) } \cos \varphi = ?$$

$$\text{b) } P_a = ?; P_r = ?; P = ?$$

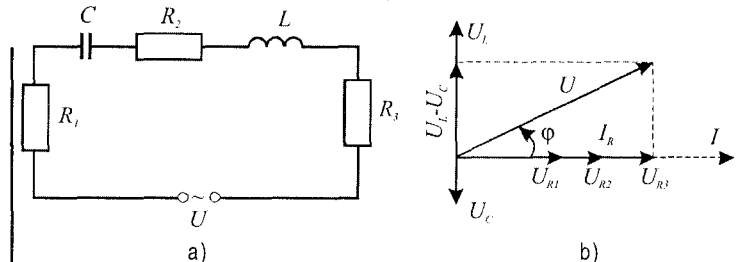


Fig. 7.24

**Rezolvare.** a) Luînd în considerare relațiile de definiție ale reactanțelor inductivă (7.21) și capacitivă (7.26), precum și legătura dintre pulsație și frecvență  $\omega = 2\pi\nu$ , avem:

$$X_L = 2\pi\nu L = 15 \Omega \text{ și } X_C = 1/(2\pi\nu C) = 10 \Omega.$$

Rezultă că circuitul studiat este preponderent inductiv și diagrama lui fazorială are aspectul reprezentat în figura 7.24, b. Din această diagramă, pentru factorul de putere, rezultă următoarea relație:

$$\cos \varphi = \frac{U_{R_1} + U_{R_2} + U_{R_3}}{U}.$$

Întrucît  $U_{R_1} = IR_1$ ,  $U_{R_2} = IR_2$ ,  $U_{R_3} = IR_3$ , și  $U = IZ$ , unde

$$Z = \sqrt{(R_1 + R_2 + R_3)^2 + (X_L - X_C)^2}$$

este impedanța circuitului, pentru factorul de putere obținem:

$$\cos \varphi = \frac{R_1 + R_2 + R_3}{Z} = \frac{12}{\sqrt{12^2 + 5^2}} \approx 0,92.$$

b) Tensiunea la bornele sursei de alimentare este  $U = IZ = 130$  V. Înlocuind valorile numerice în relațiile (7.50) și (7.52) pentru puterile activă și aparentă, obținem:  $P_a \approx 1,2$  kW și  $P = 1300$  VA. Puterea reactivă se determină ușor din (7.53) și anume:

$$P_r = \sqrt{P^2 - P_a^2} \approx 500 \text{ VAR.}$$

### 2| Întrebări și probleme

1. Care este semnificația puterii active a unui circuit de curent alternativ și cu ce este ea egală?
2. Ce reprezintă factorul de putere și care sunt valorile posibile ale acestuia?
3. De ce în circuitele compuse numai din elemente reactive puterea activă este egală cu zero?
4. Ce reprezintă puterea reactivă a circuitului de curent alternativ și cu ce este ea egală?
5. Cum se obține triunghiul puterilor?
6. Ce reprezintă puterea aparentă în circuitele de curent alternativ?
7. Care sunt unitățile de măsură adoptate în SI pentru puterea activă, reactivă și aparentă?
8. Un circuit serie format dintr-un condensator de capacitate  $C = (5/9\pi) \cdot 10^{-3}$  F și o bobină de inductanță  $L = (0,3/\pi)$  H și rezistență  $R = 16 \Omega$ , este alimentat la un generator cu tensiunea  $U = 120$  V și frecvența  $\nu = 50$  Hz. Calculați: a) impedanța circuitului; b) intensitatea curentului din circuit; c) factorul de putere al circuitului; d) puterile activă, reactivă și aparentă.
9. Un circuit serie este format dintr-un rezistor și o bobină cu rezistență neglijabilă. Dacă acest circuit este alimentat la o tensiune alternativă, avînd valoarea efectivă  $U = 240$  V, defazajul dintre tensiune și curent este  $\varphi_1 = \pi/3$ . Dacă, însă, în circuit se conectează în serie și un condensator cu reactanța  $X_C = 8\sqrt{3} \Omega$ , defazajul devine  $\varphi_2 = \pi/6$ . Determinați: a) rezistența rezistorului; b) reactanța bobinei; c) puterile activă, reactivă și aparentă pentru circuitul care conține și condensator, dacă se cunoaște, că acesta este preponderent inductiv.

## Capitolul 8

## Oscilații și unde electromagnetice

## 8.1. Oscilații electromagnetice

În capitolul precedent s-a demonstrat că mărimile electrice care descriu circuitele  $RLC$  alimentate la un generator de curent alternativ au caracter oscilatoriu. Acest comportament sugerează ideea cercetării proceselor ce pot avea loc în astfel de circuite când sursa de tensiune este înlăturată.

**Circuitul închis, compus dintr-un condensator de capacitate  $C$  și o bobină de inductanță  $L$  și rezistență  $R$  (fig. 8.1) este numit *circuit oscilant*.**

Pentru simplitate, vom analiza mai întâi un circuit compus dintr-o bobină și un condensator legate în serie, considerând ideale (fără rezistență) atât elementele lui, cât și firele de conexiune (fig. 8.2). Acest circuit este numit **circuit oscilant ideal**.

Studiind oscilațiile mecanice, s-a constatat că ele sunt însoțite de un continuu proces de transformare a energiei potențiale a oscilatorului (de exemplu, pendulul elastic sau cel gravitațional) în energie cinetică și invers. După cum vom vedea în acest capitol circuitul oscilant (fig. 8.2) reprezintă și el o sursă de oscilații, dar însoțite de transformarea energiei câmpului electric în cea a câmpului magnetic și invers. Din această cauză asemenea oscilații au fost numite **oscilații electromagnetice**.

## a. Circuitul oscilant ideal. Studiu calitativ

Să urmărim procesul de apariție a oscilațiilor electromagnetice într-un circuit oscilant ideal, comparându-l cu cel de apariție a oscilațiilor mecanice în cazul unui pendul elastic (fig. 8.3). Dacă în circuitul oscilant condensatorul nu este încărcat, atunci sistemul se află în stare de echilibru.

Fie la momentul de timp  $t = 0$  condensatorul de capacitate  $C$ , încărcat preventiv pînă la o tensiune  $U_m$ , are pe armături o sarcină  $q_m = CU_m$  și este legat la bornele unei bobine de inductanță  $L$ . Astfel, circuitului oscilant i s-a transmis o energie egală cu energia câmpului electric dintre armăturile condensatorului  $q_m^2/(2C)$ . Această stare a circuitului oscilant este echivalentă cu cea a pendulului elastic, scos din poziția de echilibru la distanța  $-x_m$ , fiindu-i transmisă energia potențială  $kx_m^2/2$ , unde  $k$  este constanta de elasticitate a resortului (fig. 8.3, a). Odată cu începerea descărcării condensatorului (micșorării sarcinii de pe armăturile lui), prin bobină circulă un curent, a cărui intensitate crește treptat tot așa cum în cazul pendulului elastic se mărește viteza lui. Micșorarea sarcinii și, respectiv, creșterea curentului nu se produce instantaneu din cauza fenomenului de autoinducție provocat de

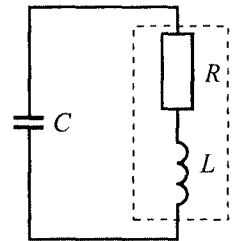


Fig. 8.1

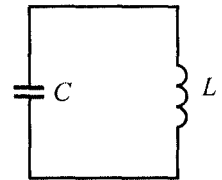


Fig. 8.2

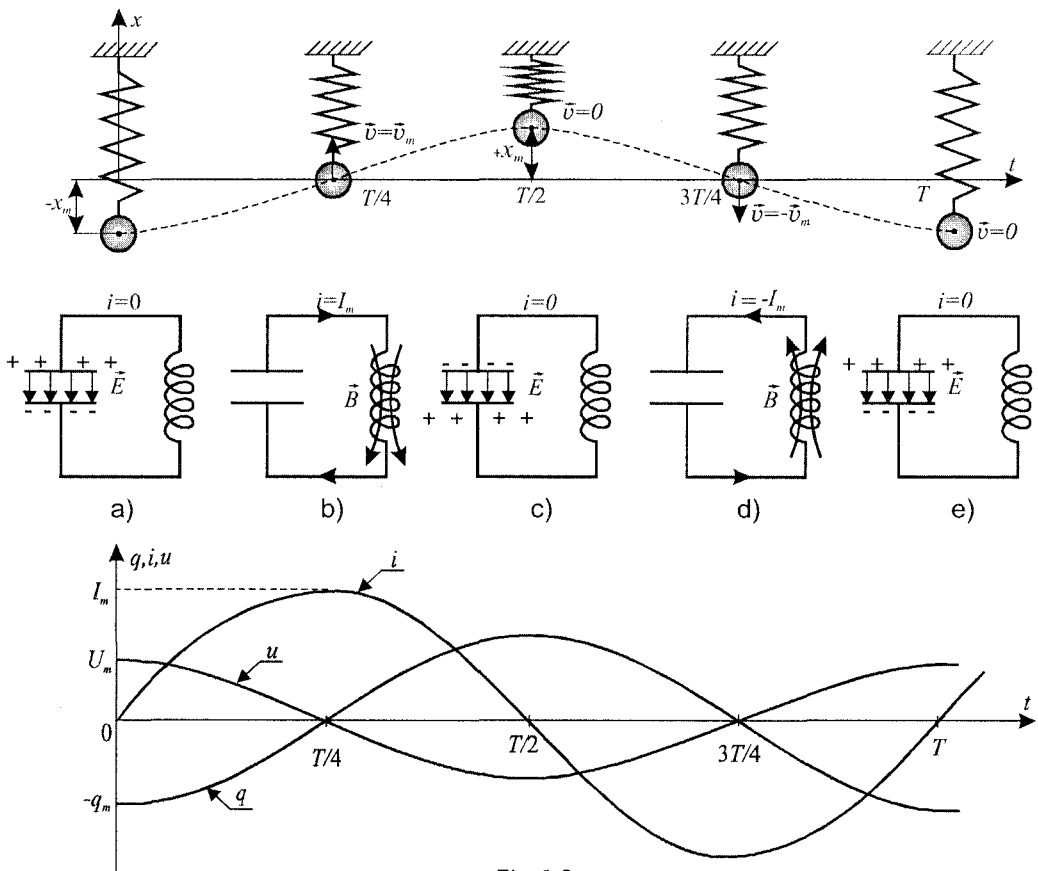


Fig. 8.3

variația în timp a curentului. Într-adevăr, creșterea curentului prin bobină determină apariția unui câmp magnetic variabil în timp. La rândul său, acest câmp magnetic generează un câmp electric turbionar, și respectiv, un curent indus, care conform regulii lui Lenz are un așa sens, încît fluxul magnetic produs de curentul indus se opune creșterii fluxului magnetic inductor, ceea ce împiedică descărcarea instantanee a condensatorului.

La momentul  $t = T/4$  (fig. 8.3, b) pendulul elastic revine la poziția de echilibru, unde viteza este maximă, iar energia potențială se transformă complet în energie cinetică  $mv_m^2/2$ . Analogic, la același moment, condensatorul este complet descărcat (sarcina de pe armături și tensiunea sunt nule), intensitatea curentului este maximă  $i = I_m$ , iar energia câmpului electric al condensatorului se transformă complet în energia câmpului magnetic al bobinei  $LI_m^2/2$ .

Continuînd analogia cu pendulul elastic observăm, că în intervalul de timp de la  $T/4$  pînă la  $T/2$  forța de elasticitate după inerție comprimă resortul pînă la o deformare egală cu cea inițială, dar în sens opus, adică cu  $x_m$ , iar energia cinetică a pendulului se transformă în energie potențială. În circuitul oscilant micșorarea intensității curentului în acest interval de timp conduce la apariția unui curent indus, al cărui flux magnetic, conform regulii lui Lenz, se opune micșorării fluxului magnetic inductor. În consecință, tensiunea electromotoare de

autoinducție  $e_a = -L \frac{di}{dt}$  de la bornele bobinei încarcă condensatorul cu sarcini de semne opuse față de cum a fost încărcat inițial. La momentul  $t = T/2$ , în circuitul oscilant tensiunea atinge valoarea maximă negativă  $-U_m$ , iar intensitatea curentului  $i = 0$  (fig. 8.3, c).



În intervalul  $(T/2, T)$  atît în cazul pendulului elastic, cît și în circuitul oscilant se produc în aceeași ordine fenomene ce au avut loc în intervalul  $(0, T/2)$ , însă în sens contrar. Începînd cu momentul  $t = T/2$  condensatorul se descarcă și energia cîmpului electric din circuitul oscilant egală cu  $q_m^2/(2C)$  descrește. Tensiunea și, respectiv, sarcina de pe armăturile condensatorului se micșorează, iar intensitatea curentului prin bobină crește. La momentul  $t = 3T/4$ , sarcina și tensiunea sunt nule, iar  $i = -I_m$ , adică curentul este maxim, dar de sens opus celui care traversa circuitul în primul sfert de perioadă. Energia circuitului oscilant este egală cu cea a cîmpului magnetic  $LI_m^2/2$  (fig. 8.3, d). După reîncărcarea condensatorului în intervalul de timp  $(3T/4, T)$ , energia cîmpului magnetic iarăși se transformă complet în energia cîmpului electric și circuitul oscilant revine la starea inițială (fig. 8.3, e), reluîndu-se apoi aceeași succesiune de fenomene.

Din analiza făcută mai sus rezultă că procesul de încărcare-descărcare a condensatorului este periodic, iar mărimile ce caracterizează acest proces sunt oscilatorii. Din figura 8.3 observăm că dependențele de timp ale sarcinii  $q$ , tensiunii  $u$  și intensității curentului  $i$  din circuitul oscilant se descriu cu funcțiile „sinus” sau „cosinus”, adică sunt funcții armonice. Aceasta ne permite să afirmăm că în circuitul oscilant, ca și în cazul pendulului elastic, se produc oscilații armonice libere. Așadar,

**■ circuitul oscilant ideal reprezintă modelul electromagnetic al oscilatorului liniar armonic.**

**b. Analogia dintre oscilațiile mecanice și electromagnetice. Perioada și frecvența oscilațiilor electromagnetice**

Asemănarea dintre oscilațiile electromagnetice și mecanice constă în caracterul unic de variație a mărimilor ce le caracterizează, și se explică prin analogia condițiilor ce le provoacă. Revenirea la poziția de echilibru în cazul pendulului elastic este determinată de forța de elasticitate  $F_x = -kx$  dependentă liniar de deplasarea  $x$  de la această poziție. În circuitul oscilant revenirea la starea de echilibru corespunde procesului de descărcare a condensatorului determinat de tensiunea  $u = q/C$ , dependentă liniar de sarcina  $q$ .

Așadar, coeficientului de elasticitate  $k$ , în cazul oscilațiilor mecanice, îi corespunde mărimea inversă a capacității condensatorului  $1/C$  în cazul oscilațiilor electromagnetice. Așa cum inerția corpului de masă  $m$  a pendulului elastic împiedică creșterea bruscă a

Tabelul 1

Oscilații mecanice	Oscilații electromagnetice
Elongația $x = A \cos \omega t$	Sarcina $q = q_m \cos \omega t$
Viteza $v = \frac{dx}{dt} = -A\omega \sin \omega t$	Intensitatea curentului $i = \frac{dq}{dt} = -q_m \omega \sin \omega t$
Accelerația $a = \frac{dv}{dt}$	Viteza de variație a intensității curentului $\frac{di}{dt}$
Forța $F$	Tensiunea $U$
Masa $m$	Inductanța $L$
Constanta de elasticitate $k$	Mărimea inversă capacității $1/C$
Energia potențială $kx^2/2$	Energia cîmpului electric $q^2/(2C)$
Energia cinetică $mv^2/2$	Energia cîmpului magnetic $Li^2/2$

vitezei acesteia, curentul electric în circuitul oscilant se mărește treptat datorită fenomenului de autoinducție din bobina de inductanță  $L$ . Rezultă că inductanța  $L$  în cazul oscilațiilor electromagnetice are același rol ca și masa  $m$  în cazul celor mecanice. Asemenea analogie poate fi stabilită și pentru alte mărimi fizice. În *Tabelul 1* sunt prezentate mărimile fizice mecanice și electrice, precum și corespondența dintre ele la studiul oscilațiilor.

Folosind *Tabelul 1*, orice relație (obținută în capitolul 6, la studiul oscilațiilor mecanice) poate fi scrisă în limbajul oscilațiilor electromagnetice. De exemplu, relația (6.29), care exprimă legea conservării energiei mecanice în cazul oscilatorului liniar armonic, pentru circuitul oscilant are aspectul:

$$\frac{q_m^2}{2C} = \frac{LI_m^2}{2} = \frac{q^2}{2C} + \frac{Li^2}{2}. \quad (8.1)$$

Întrucît în circuitul oscilant ideal nu există pierderi de energie, oscilațiile electromagnetice se produc numai în baza transformărilor energetice din interiorul lui și sunt numite **proprii**. Relația pentru pulsația proprie a acestor oscilații se poate demonstra teoretic, însă este mai simplu să folosim *Tabelul 1* și formula (6.22)  $\omega_0 = \sqrt{k/m}$  pentru pulsația proprie a pendulului elastic. Așadar, folosind *Tabelul 1*, pentru pulsația proprie a oscilațiilor electromagnetice avem:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (8.2)$$

iar pentru valorile perioadei și frecvenței proprii obținem:

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC}, \quad (8.3)$$

și

$$\nu_0 = \frac{1}{T_0} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}. \quad (8.4)$$

Relația (8.3) a fost demonstrată pentru prima dată în anul 1853 de către fizicianul englez William Thomson și este numită **formula lui Thomson**.

Frecvența (perioada) proprie a circuitului oscilant depinde numai de parametrii acestuia și pentru valori mici ale capacității și inductanței se pot produce oscilații de frecvență foarte înaltă.

**William Thomson (Lord Kelvin) (1824 – 1907),**  
fizician englez



*Este unul dintre fondatorii termodinamicii. În anul 1851, independent de Clausius, a formulat principiul doi al termodinamicii, demonstrând imposibilitatea perpetuum mobile de speța a doua. În anul 1848 a introdus noțiunea de temperatură absolută, precum și scara temperaturii absolute, numită ulterior în cinstea lui – scara Kelvin. A efectuat cercetări în hidrodinamică, electromagnetism, matematică, tehnică etc. A formulat teoria termodinamică a fenomenelor termoelectrice. A descoperit efectul variației conductibilității electrice a fieromagneticeilor la magnetizare, numit ulterior efectul Thomson. În anul 1853 a demonstrat relația pentru perioada oscilațiilor electromagnetice proprii în funcție de capacitatea și inductanța circuitului oscilant.*

### c. Oscilații electromagnetice amortizate și forțate

Studiul circuitului oscilant ideal demonstrează că procesul de transformare a energiei câmpului electric al condensatorului în cea a câmpului magnetic al bobinei și invers poate continua la nesfârșit. Deoarece elementele circuitului nu posedă rezistență, nu există nici pierderi de energie prin efect Joule. De regulă, însă, orice circuit oscilant întotdeauna este caracterizat și de o anumită rezistență. Din această cauză energia acumulată inițial în condensator se transformă parțial în energia câmpului magnetic și parțial, datorită efectului termic al curentului – în energie internă, ce se degajă sub formă de căldură. După fiecare perioadă sarcina de pe armăturile condensatorului devine mai mică decât în cea precedentă, adică amplitudinea oscilațiilor electromagnetice se micșorează și în decursul unui număr oarecare de perioade ele se sting. Astfel de oscilații sunt numite **amortizate** (fig. 8.4). Așadar,

**Într-un circuit oscilant real sunt posibile doar oscilații electromagnetice amortizate.**

Existența oscilațiilor într-un circuit oscilant real este determinată de valoarea rezistenței lui. Se poate demonstra că ele există numai atunci când rezistența circuitului satisface inegalitatea  $R < 2\sqrt{L/C}$ . Dacă însă  $R \geq 2\sqrt{L/C}$ , atunci chiar în decursul primei perioade, practic toată energia circuitului oscilant este disipată prin efect Joule și oscilații nu se produc. Astfel se efectuează descărcarea **aperiodică** a condensatorului (fig. 8.5).

Pentru menținerea procesului de modificare oscilatorie a mărimilor electrice în circuitul oscilant este nevoie să compensăm pierderile de energie prin alimentarea lui la o sursă exterioară. Dacă compensarea se face periodic, atunci în circuit se stabilesc oscilații ale valorilor curentului și tensiunii, caracterizate de amplitudine constantă și frecvență egală cu cea a sursei de alimentare. Se realizează un transfer de energie din exterior spre circuitul oscilant. În asemenea cazuri oscilațiile sunt numite **oscilații forțate**.

Transferul de energie se poate realiza fie prin **cuplaj direct** la o sursă de tensiune alternativă (fig. 8.6), fie prin **cuplaj inductiv** între două circuite oscilante (fig. 8.7, a). În cazul cuplajelor directe se obțin circuitele de curent alternativ studiate în capitolul precedent, iar cuplajele inductive se folosesc pe larg în radiotehnică la acordarea amplificatoarelor, receptoarelor radio, generatoarelor etc.

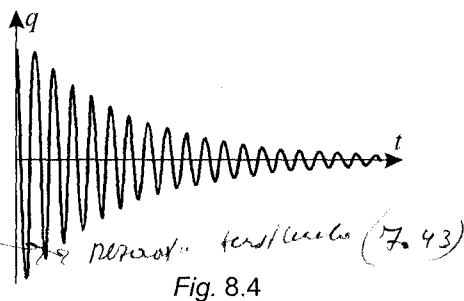


Fig. 8.4

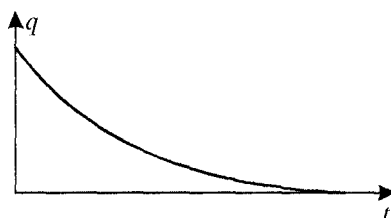


Fig. 8.5

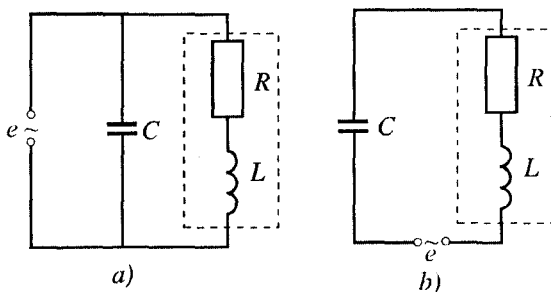


Fig. 8.6

### d °. Rezonanța. Selectivitatea circuitului oscilant

Ca și în sistemele oscilatorii mecanice, în circuitul oscilant se poate realiza fenomenul de rezonanță, adică de creștere bruscă a amplitudinii oscilațiilor când frecvența tensiunii alternative de alimentare a circuitului se apropie de frecvența proprie a acestuia. Fenomenul de rezonanță în cazul cuplajului direct al circuitului la sursa de tensiune alternativă a fost studiat în capitolul precedent (vezi p. 7.5 e, f și 7.6).

Să analizăm mai detaliat transferul de energie în cazul cuplajului inductiv. Circuitul de la care se face transferul este numit **excitator**, iar celălalt – **excitat**. Bobinele celor două circuite formează un transformator, care realizează transferul energetic prin intermediul fenomenului de inducție electromagnetică. Transferul de energie are loc pentru oricare din frecvențele proprii  $v_1$  și  $v_2$  ale circuitelor însă el devine maxim atunci când se îndeplinește condiția de rezonanță, adică

$$V_1 \approx V_2 \approx V_0. \quad (8.5)$$

Această condiție poate fi realizată prin acordarea circuitelor, adică prin modificarea parametrilor proprii. Dacă în circuitele respective se vor utiliza condensatoare de capacitate variabilă, atunci condiția (8.5) se îndeplinește ușor prin variația capacității lor. Astfel, circuitul excitat poate rezona la oscilații numai de anumite frecvențe, care sunt proprii pentru ambele circuite. Această proprietate a circuitelor oscilante este numită **selectivitate**. Întrucât curba de rezonanță este mai ascuțită (amplitudinea oscilațiilor este mai mare) când rezistența circuitului este mai mică, rezultă că în asemenea cazuri și selectivitatea frecvențelor este mai pronunțată.

Proprietatea de selectivitate se aplică în radiotehnică pentru acordarea receptorului la frecvențele stațiilor emițătoare. Unele radio de la diferite stații excită în circuitul antenei, cuplată inductiv cu circuitul oscilant al receptorului (fig. 8.7, b), curenți alternativi de diferite frecvențe. Modificând capacitatea condensatorului variabil se selectează frecvența stației dorite.

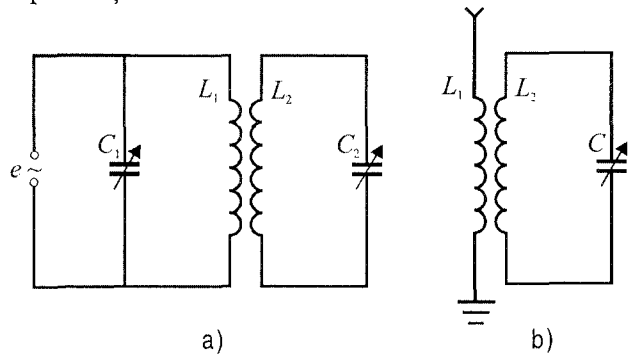


Fig. 8.7

O altă aplicare a selectivității este și analiza armonică a oscilațiilor compuse. Presupunem că circuitul excitator este alimentat la un generator cu o tensiune electromotoare alternativă de formă complicată, care constă dintr-o combinație de oscilații armonice

$$e = \mathcal{E}_{01} \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + \mathcal{E}_{02} \sin(\omega_2 t + \varphi_2) + \mathcal{E}_{03} \sin(\omega_3 t + \varphi_3) + \dots$$

cu pulsațiile proprii  $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \dots$  necunoscute. Modificând capacitatea condensatorului din circuitul excitat, acesta va rezona de fiecare dată când pulsația lui proprie cunoscută va coincide cu una din cele necunoscute.

### e\*. Circuitul oscilant. Studiu cantitativ

Considerăm circuitul oscilant ideal (fig. 8.2) și presupunem că la momentul inițial  $t = 0$  condensatorul de capacitate  $C$  era încărcat cu sarcina  $q_m = CU_m$ , unde  $U_m$  este tensiunea dintre armăturile lui la acest moment. Descărcarea condensatorului determină existența în acest circuit a unui curent  $i$ , datorită căruia în bobina de inductanță  $L$  apare

o t.e.m. de autoinducție  $e_a = -L \frac{di}{dt}$ . Întrucît în circuitul ideal nu există pierderi de energie, la orice moment tensiunea la bornele condensatorului  $u = q/C$  este egală cu t.e.m. de autoinducție  $e_a$ . Așadar,

$$\frac{q}{C} = -L \frac{di}{dt}.$$

Luînd în considerare că  $i = \frac{dq}{dt}$  obținem:

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{C}q = 0, \quad (8.6)$$

unde  $\frac{d^2q}{dt^2} \equiv \ddot{q}$  este derivata de ordinul II a funcției  $q = q(t)$  în raport cu timpul. Dacă introducem notația

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC}, \quad (8.7)$$

ecuația (8.6) obține aspectul

$$\ddot{q} + \omega_0^2 q = 0, \quad (8.8)$$

perfect analog și ca structură și ca formă matematică cu ecuația oscilatorului liniar armonic (6.33), studiat în cazul oscilațiilor mecanice. Anume analogia ecuațiilor ne permite evidențierea și altor analogii în comportamentul soluțiilor acestora. Astfel, soluția ecuației (8.8), ca și cea a ecuației (6.33), este descrisă de funcțiile „sinus” sau „cosinus” cu ajutorul relațiilor analoage cu (6.15, a) și (6.15, b):

$$q = q_m \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (8.9, a)$$

sau,

$$q = q_m \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (8.9, b)$$

unde  $q_m$  este valoarea de amplitudine a sarcinii de pe armăturile condensatorului, iar  $\varphi$  este faza inițială a oscilației acestei sarcini. Întrucît la momentul  $t = 0$ , sarcina pe armăturile condensatorului este maximă  $q = q_m$ , rezultă că faza inițială este  $\varphi_0 = \pi/2$  în cazul soluției (8.9, a), sau  $\varphi_0 = 0$  în cazul soluției (8.9, b). Din această cauză este mai comod să descriem procesul de oscilație a sarcinii de pe armăturile condensatorului cu funcția „cosinus”, adică

$$q = q_m \cos \omega t. \quad (8.10)$$

Valorile tensiunii la bornele condensatorului și a intensității curentului în circuitul oscilant sunt și ele oscilatorii. Într-adevăr, folosind (8.10), obținem

$$u = \frac{q}{C} = \frac{q_m}{C} \cos \omega t = U_m \cos \omega t, \quad (8.11)$$

și

$$i = \frac{dq}{dt} = -\omega q_m \sin \omega t = -I_m \sin \omega t = I_m \cos \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right). \quad (8.12)$$

Din aceste relații rezultă că intensitatea curentului  $i$  este în avans de fază cu  $\pi/2$  față de tensiunea  $u$ , ceea ce se observă și din figura 8.3 obținută în urma studiului calitativ al fenomenelor.

### II Problemă rezolvată

Intensitatea curentului din circuitul oscilant ideal alcătuit dintr-o bobină de inductanță  $L = 10 \text{ H}$  și un condensator variază în timp conform legii  $i = -0,1 \sin 100\pi t$  (A). Determinați: a) perioada oscilațiilor electromagnetice; b) capacitatea condensatorului; c) valoarea maximă a tensiunii la bornele condensatorului; d) energiile maxime ale câmpurilor electric și magnetic.

Se dă:

$$L = 10 \text{ H},$$

$$i = -0,1 \sin 100\pi t \text{ (A)}$$

$$a) T - ?; b) C - ?;$$

$$c) U_m - ?;$$

$$d) W_{m,E} - ?, W_{m,B} - ?$$

**Rezolvare. a)** Din comparația legii de variație a curentului dată în condițiile problemei cu forma sa generală  $i = -q_m \omega \sin \omega t$  (vezi Tabelul 1 din p.8.1, b) rezultă  $\omega = 2\pi\nu = 100\pi$  și frecvența este  $\nu = 50 \text{ Hz}$ . Atunci  $T = 1/\nu = 0,02 \text{ s}$ .

**b)** Capacitatea condensatorului se determină ușor din formula lui Thomson (8.3). Avem:

$$C = \frac{T^2}{4\pi^2 L} \approx 10^{-6} \text{ F} = 1 \mu\text{F}.$$

**c)** Tensiunea la bornele condensatorului este maximă atunci când sarcina pe armăturile lui este maximă  $U_m = q_m/C$ . Din aceeași comparație a legii de variație a curentului rezultă că  $q_m \omega \equiv I_m = 0,1 \text{ A}$ . Așadar,

$$U_m = \frac{I_m}{\omega C} \approx 318 \text{ V}.$$

**d)** Deoarece circuitul oscilant este ideal, conform legii conservării energiei, valorile maxime ale energiilor câmpurilor electric și magnetic sunt egale. Într-adevăr,

$$W_{m,E} = \frac{q_m^2}{2C} = \frac{1}{2C} \cdot \frac{I_m^2}{\omega^2} = \frac{I_m^2}{2C} \cdot LC = \frac{LI_m^2}{2} = W_{m,B},$$

iar numeric se obține  $W_{m,E} = W_{m,B} = 0,05 \text{ J}$ .

### III Întrebări și probleme

1. Ce se numește circuit oscilant?
2. Care sunt transformările energetice posibile într-un circuit oscilant și ce reprezintă oscilațiile electromagnetice?
3. În baza cărui fenomen este posibilă reîncărcarea condensatorului din circuitul oscilant? Descrieți procesele care au loc în acest circuit, comparându-le cu cele ce se produc în cazul pendulului elastic.
4. De ce circuitul oscilant ideal este considerat un model electromagnetic al oscilatorului liniar armonic?
5. Care este corespondența dintre mărimile fizice ce descriu oscilațiile mecanice și cele electromagnetice?
6. Care este formula lui Thomson pentru perioada proprie a oscilațiilor electromagnetice?
7. Cum se numesc oscilațiile electromagnetice care se produc într-un circuit oscilant real? Care este condiția pentru existența lor și când are loc descărcarea aperiodică a condensatorului?
8. Când oscilațiile dintr-un circuit oscilant sunt numite oscilații forțate?
9. Prin ce metode se poate realiza transferul de energie din exterior către circuitul oscilant?
10. Ce reprezintă fenomenul de rezonanță în circuitul oscilant?
11. Care este esența proprietății de selectivitate a circuitului oscilant și unde este ea aplicată?
- 12\*. Deduceți ecuația ce descrie oscilațiile sarcinii electrice pe armăturile condensatorului din circuitul oscilant. De ce este posibilă analogia oscilațiilor electromagnetice cu oscilațiile mecanice?
13. Determinați capacitatea condensatorului dintr-un circuit oscilant ideal, dacă bobina lui are inductanța  $L = 10 \text{ mH}$ , iar perioada oscilațiilor electromagnetice este de  $4 \text{ ms}$ .

14. Cum și de câte ori se modifică frecvența oscilațiilor electromagnetice dintr-un circuit oscilant, dacă bobina lui este înlocuită cu alta, avînd inductanța de 16 ori mai mare?

15. Un circuit oscilant este alcătuit dintr-un condensator și o bobină de inductanță  $L = 100 \mu\text{H}$ . Determinați capacitatea condensatorului, dacă sarcina de pe armăturile lui variază conform legii  $q = 0,1 \cos(10^5 t + \pi/3)$  ( $\mu\text{C}$ ).

16. O bobină de inductanță  $L = 5 \text{ mH}$  și un condensator plan cu aer, avînd armăturile de arie  $S = 100 \text{ cm}^2$ , formează un circuit oscilant. Determinați distanța dintre armăturile condensatorului, dacă perioada oscilațiilor electromagnetice este de  $3 \mu\text{s}$ .

## 8.2. Cîmpul electromagnetic

### a. Interdependența cîmpurilor electric și magnetic

Analiza fenomenelor electrice și magnetice studiate în capitolele precedente sugerează ideea existenței unei legături între ele. Într-adevăr, conform experiențelor lui Oersted, în jurul oricărui conductor parcurs de curent electric întotdeauna există un cîmp magnetic cu linii închise. Pe de altă parte, studiul fenomenului de inducție electromagnetică demonstrează că variația inducției cîmpului magnetic determină apariția unui cîmp electric turbionar, adică tot cu linii închise, datorită căruia apare curentul indus în spirele bobinei.

Generalizînd rezultatele experimentale referitoare la fenomenele electrice și magnetice, cunoscute la acel timp, fizicianul englez J. C. Maxwell a elaborat teoria **cîmpului electromagnetic** și a **undelor electromagnetice**. În anul 1865 el publică cea mai importantă lucrare a sa „*Tractat despre electricitate și magnetism*”, în care această teorie este pusă pe un suport matematic elegant sub forma unui sistem de ecuații care-i poartă numele.

Ecuațiile lui Maxwell au fost stabilite de el în baza a două ipoteze foarte importante. Din legea inducției electromagnetice descoperită experimental de către Faraday rezultă că într-o spiră conductoare curentul indus, apărut în urma variației inducției cîmpului magnetic, este determinat de existența unui cîmp electric turbionar (fig. 8.8, a). Maxwell

*James Clerk Maxwell (1831 – 1879),  
fizician englez.*



*Alături de Newton și Einstein este considerat unul dintre cei mai de vază fizicieni din toate timpurile. Este cunoscut prin lucrările sale în diferite domenii ale fizicii: electrodinamică, fizică moleculară, fizică statistică, optică, mecanică, teoria elasticității. Se consideră unul dintre fondatorii teoriei cinetico-moleculare a gazelor. În anul 1859 a stabilit legea statistică de distribuție a moleculelor după viteze, cunoscută în prezent sub numele de distribuție Maxwell. A dezvoltat teoria generală a fenomenelor de transport pentru explicarea proceselor de difuziune, conducție termică și frecare internă. În anul 1867, a fost primul care a demonstrat natura statistică a principiului doi al termodinamicii. Cele mai importante realizări, însă, au fost obținute în electrodinamică. În anii 1860 – 1865 a elaborat teoria cîmpului electromagnetic, care conține toate legitățile proceselor electromagnetice. A introdus noțiunea de curent de deplasare și a demonstrat teoretic existența undelor electromagnetice care se propagă în spațiul liber cu viteza luminii. A înaintat ipoteza despre natura electromagnetică a luminii.*

generalizează această lege, presupunând apariția câmpului electric chiar și în lipsa spirei conductoare (fig. 8.8, b), adică a substanței. Așadar,

**În jurul oricărui câmp magnetic variabil în timp întotdeauna există și un câmp electric variabil cu linii închise.**

Intensitatea câmpului electric  $E$  este cu atât mai mare cu cât variația câmpului magnetic este mai rapidă, iar sensul vectorului  $\vec{E}$  se determină de regula burghiului de stînga (fig. 8.8, b).

Analizînd procesul de încărcare-descărcare a condensatorului din circuitul oscilant, Maxwell înaintează a doua ipoteză:

**În jurul oricărui câmp electric variabil în timp întotdeauna există și un câmp magnetic variabil cu linii închise.**

Inducția magnetică a acestui câmp este cu atât mai mare cu cât intensitatea câmpului electric variază mai rapid, iar sensul vectorului  $\vec{B}$  este dat de regula burghiului de dreapta (fig. 8.9). Conform acestei ipoteze, într-un circuit de curent alternativ, de exemplu, de încărcare a condensatorului, câmpul magnetic este creat nu numai de conductoarele parcurse de curent, dar și de câmpul electric variabil dintre armăturile condensatorului (fig. 8.10). Rezultă că într-o regiune a spațiului unde există câmp electric variabil concomitent există neapărat și câmp magnetic variabil, deoarece aceste câmpuri nu pot exista separat. Generîndu-se reciproc, ele formează o unitate, numită **câmp electromagnetic**.

**Câmpul electromagnetic reprezintă o formă deosebită de existență a materiei. El este caracterizat de vectorii intensității câmpului electric  $\vec{E}$  și inducției celui magnetic  $\vec{B}$ , care variază simultan în plane reciproc perpendiculare.**

Câmpurile electric și magnetic staționare studiate în capitolele precedente reprezintă, după cum rezultă din teoria lui Maxwell, cazuri particulare ale câmpului electromagnetic unic.

### b°. Relativitatea câmpurilor electric și magnetic

Interdependența câmpurilor electric și magnetic, care rezultă din teoria lui Maxwell, semnifică, totodată, și imposibilitatea existenței separate a acestora, adică independența unuia față de altul. Într-un punct oarecare al spațiului nu poate fi creat un câmp electric variabil fără apariția simultană în același punct și a unui câmp magnetic variabil. Și invers, câmpul magnetic variabil nu poate exista fără cel electric variabil.

Cunoașteți din clasa a X-a (Fizica cl. a X-a, p. 2.8), că mișcarea în diferite sisteme de referință este diferită. Dacă într-un sistem de referință corpul se află în stare de repaus, atunci pot exista alte sisteme de referință în care același corp se va mișca cu accelerație. Astfel, o sarcină electrică (un magnet) în stare de repaus într-un anumit sistem de referință generează doar câmp electric (magnetic), iar aceeași sarcină (același magnet) observată

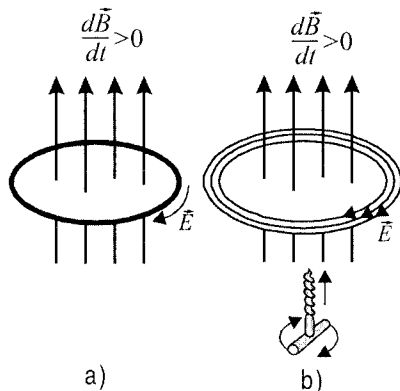


Fig. 8.8

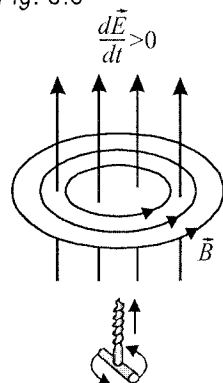


Fig. 8.9

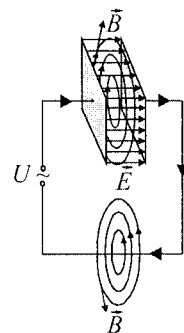


Fig. 8.10



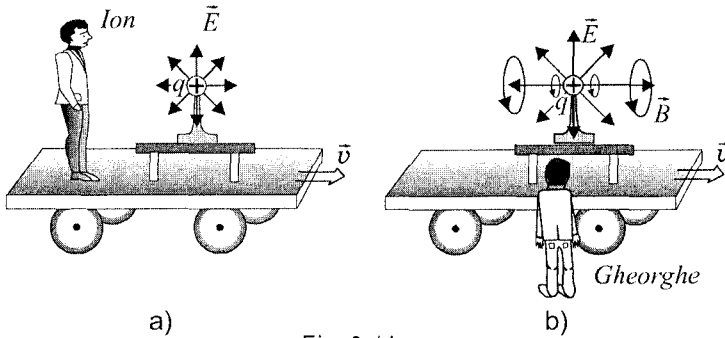


Fig. 8.11

din alte sisteme de referință este generatoare și de câmp magnetic (electric). De exemplu, Ion, aflându-se în sistemul de referință legat cu un cărucior în mișcare, pe care se află o sarcină electrică situată pe un suport izolator, detectează numai un câmp electric (fig. 8.11, a), iar Gheorghe, aflându-se în sistemul de referință legat cu Pământul, observă simultan și un câmp magnetic (fig. 8.11, b).

Așadar, afirmația despre existența separată într-un punct oarecare al spațiului numai a câmpului magnetic sau numai a celui electric este lipsită de sens, dacă nu se indică și sistemul de referință în care aceste câmpuri sunt cercetate. Întotdeauna există doar **câmpul electromagnetic**, care în anumite sisteme de referință se manifestă sub formă de câmp electric, iar în altele – sub formă de câmp magnetic.

### 2 Întrebări

1. Care sunt ipotezele lui Maxwell? Numiți esența lor.
2. Cum se determină sensul vectorilor intensității câmpului electric și inducției celui magnetic care apar la variația câmpului magnetic și, respectiv, a celui electric?
3. În ce constă interdependența câmpurilor electric și magnetic?
4. Ce reprezintă câmpul electromagnetic?
5. Cum se manifestă relativitatea câmpurilor electric și magnetic?
6. Ce se poate afirma despre existența separată a câmpurilor electric și magnetic?

## 8.3. Undele electromagnetice

Interdependența câmpurilor variabile electric și magnetic determină nu numai existența câmpului electromagnetic, dar și o proprietate fundamentală a acestuia de a se propaga în spațiu și timp. Într-adevăr, un câmp electric variabil generează în spațiul înconjurător un câmp magnetic, de asemenea variabil. Acesta, la rândul său, produce în regiunea imediat următoare alt câmp electric variabil ș.a.m.d. Așadar, o perturbație a câmpului electromagnetic (unul din câmpurile electric sau magnetic variabile în timp) se propagă în spațiu din aproape în aproape prin intermediul unui proces oscilatoriu.

### ■ Perturbația câmpului electromagnetic ce se propagă în spațiu se numește undă electromagnetică.

Distanța la care se propagă unda electromagnetică în timp ce sursa efectuează o oscilație completă, adică în timp de o perioadă  $T$ , este numită **lungime de undă**  $\lambda$ . Dacă viteza de propagare a undei este  $v$ , atunci

$$\lambda = vT = \frac{v}{\nu}, \quad (8.13)$$

unde  $\nu = 1/T$  este frecvența oscilațiilor. Este important să menționăm că viteza de propagare a undelor electromagnetice este foarte mare. De exemplu, în aer ea este practic egală cu viteza luminii în vid  $c$ . În acest caz, lungimea de undă este dată de relația

$$\lambda = cT = \frac{c}{\nu}. \quad (8.14)$$

### a°. Existența undelor electromagnetice

Din teoria lui Maxwell despre câmpul electromagnetic și propagarea lui în spațiu rezultă câteva proprietăți importante ale undelor electromagnetice, pe care le formulăm fără a le demonstra:

**I. Unda electromagnetică este o undă plană**, în care vectorii  $\vec{E}$  și  $\vec{B}$  sunt întotdeauna reciproc perpendiculari:  $\vec{E} \perp \vec{B}$  (fig. 8.12). Direcția și sensul de propagare a unei unde electromagnetice sunt determinate de regula burghiului de dreapta. Unda se propagă în sensul înaintării burghiului, atunci când el este rotit de la vectorul  $\vec{E}$  spre vectorul  $\vec{B}$  (fig. 8.12). Chiar dacă sensul vectorilor  $\vec{E}$  și  $\vec{B}$  se modifică continuu, unda electromagnetică are întotdeauna unul și același sens de propagare.

**II. Undele electromagnetice sunt unde transversale.** Din figura 8.12 se observă, că vectorii  $\vec{E}$  și  $\vec{B}$  întotdeauna sunt perpendiculari pe direcția de propagare și nu există componente ale lor paralele cu această direcție.

**III. Viteza de propagare a undelor electromagnetice este finită.** Maxwell a demonstrat că în medii omogene această viteză se determină din relația

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \mu_r}}, \quad (8.15)$$

unde  $\epsilon_0 = 1/(36\pi \cdot 10^9) \frac{F}{m} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m}$  și  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{m}$  sunt, respectiv, permitivitatea electrică și permeabilitatea magnetică ale vidului, iar  $\epsilon_r$  și  $\mu_r$  – cele relative ale mediului. Din (8.13) rezultă că în vid unda electromagnetică se propagă cu viteza

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = \sqrt{\frac{36\pi \cdot 10^9 \text{ m}^2}{4\pi \cdot 10^{-7} \text{ F} \cdot \text{H}}} = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} \equiv c. \quad (8.16)$$

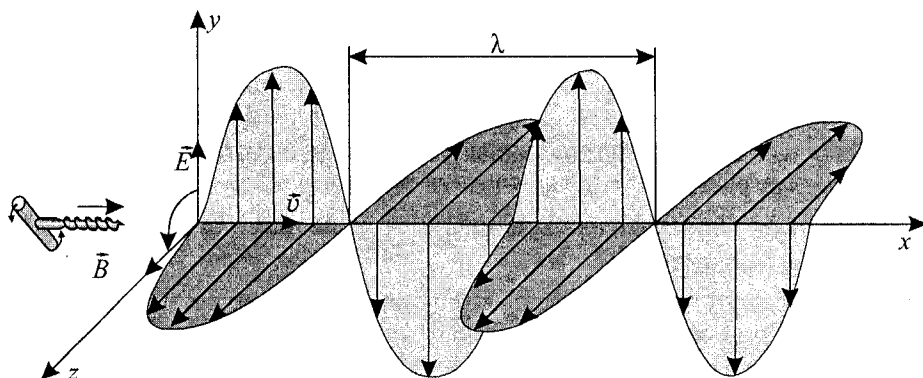


Fig. 8.12

Se observă, că în vid viteza unei electromagnetice este egală cu viteza luminii. Acest rezultat l-a determinat pe Maxwell să înainteze ipoteza despre natura electromagnetică a luminii.

Din (8.15) și (8.16) rezultă că viteza de propagare a unei electromagnetice într-un mediu este:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}. \quad (8.17)$$

**IV. Undele electromagnetice transportă energie.** Densitatea de energie a componentelor electrică și magnetică ale unei electromagnetice sunt egale între ele, adică  $w_e = w_m$ . Folosind relațiile (1.50) și (5.23) avem:

$$\frac{\epsilon_0 \epsilon_r E^2}{2} = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu_r},$$

de unde rezultă legătura dintre valorile intensității cîmpului electric și inducția celui magnetic

$$E^2 = v^2 B^2. \quad (8.18)$$

La studiul oscilațiilor electromagnetice a fost stabilită analogia lor cu cele mecanice. Este evident că această analogie poate fi continuată și în cazul undelor electromagnetice. Astfel, dependența temporal-spațială a componentelor electrică  $E$  și magnetică  $B$  din unda electromagnetică, prin analogie cu (6.51), vor avea forma:

$$E = E_0 \sin(\omega t - kx)$$

și

$$B = B_0 \sin(\omega t - kx),$$

unde  $k = 2\pi/\lambda$  este numărul de undă, iar  $\lambda$  – lungimea de undă, care mai reprezintă și distanța dintre două puncte succesive ale spațiului aflate în concordanță de fază (fig. 8.12).

### b. Propagarea undelor electromagnetice

Concluzia principală din teoria lui Maxwell despre existența undelor electromagnetice a fost confirmată experimental în anul 1888, după aproape zece ani de la moartea lui, de către fizicianul german H. Hertz.

Pentru obținerea undelor electromagnetice Hertz a folosit dispozitivul inventat de el numit **oscilator**, care constă din două tije, între capetele cărora se produce o descărcare electrică, adică se creează un cîmp electric variabil (fig.8.13). Se poate observa că oscilatorul lui Hertz este un **circuit oscilant deschis**. Într-adevăr, în circuitul oscilant studiat anterior (fig.8.14, a), cîmpurile electric și magnetic variabile nu se propagă în spațiu, deoarece sunt practic localizate în spațiul dintre armăturile condensatorului și, respectiv, cel din interiorul bobinei. Mai mult ca atât, în acest circuit curentul circulă în sensuri opuse și cîmpurile magnetic și electric generate de diferite porțiuni ale circuitului se compensează reciproc. Asemenea circuit mai este numit **circuit oscilant închis**. Dacă însă armăturile condensatorului se îndepărtează una de alta, iar spirele bobinei se întind, atunci liniile de cîmp ocupă regiuni tot mai mari ale spațiului, iar porțiunile de circuit în care sensul curentului este opus rămîn tot mai puține (fig. 8.14, b, c). Astfel, se obține circuitul

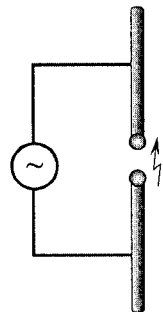


Fig. 8.13



**Heinrich Rudolf Hertz**  
(1857–1894), fizician german.

Este considerat unul dintre fondatorii electrodinamicii. A construit generatorul de unde electromagnetice (oscilatorul lui Hertz) și a propus metoda de înregistrare a lor cu ajutorul rezonanței (rezonatorul lui Hertz). Cu ajutorul vibratorului și rezonatorului în anul 1888 a demonstrat experimental existența undelor electromagnetice prezise de către Maxwell în teoria sa. A observat fenomenele de reflexie, refracție, interferență și polarizare a undelor electromagnetice și a stabilit experimental că ele au viteza de propagare egală cu viteza luminii. A dezvoltat teoria lui Maxwell și a obținut în anul 1890 o formă simetrică a ecuațiilor electrodinamicii, din care se observa ușor legătura dintre fenomenele electrice și magnetice (electrodinamica Maxwell – Hertz). În anul 1887 a observat efectul fotoelectric extern.

oscilant deschis, numit și **dipol**, care reprezintă un conductor drept, parcurs de curent doar într-o singură direcție (fig. 8.14, d).

Pentru excitarea oscilațiilor Hertz a tăiat conductorul, lăsând la mijloc un spațiu mic (fig. 8.13). La cele două părți ale conductorului se

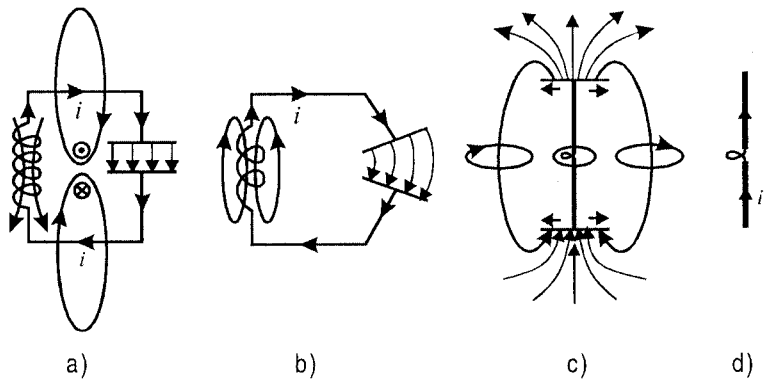


Fig. 8.14

aplică o diferență de potențial înaltă, astfel încât în spațiul mic să apară scînteia de descărcare, datorită căreia în dipol luau naștere oscilații ale curentului electric, deci și unde electromagnetice. Deoarece radiația undelor electromagnetice este însoțită de pierderi de energie, iar conductorul posedă o anumită rezistență, aceste oscilații erau amortizate și după disiparea energiei lor procesul de încărcare trebuia reluat. În prezent, pentru introducerea în dipol a curentului oscilant, acesta este cuplat inductiv cu un generator  $G$  de oscilații forțate de frecvență înaltă. Pentru reglarea frecvenței de emisie a undelor electromagnetice în circuitul oscilant deschis se introduce un condensator de capacitate variabilă (fig. 8.15, a).

Dipolul folosit pentru emisia în spațiu a undelor electromagnetice de o anumită frecvență sau pentru recepția lor este numit **antena**.

Antena de recepție se cuplează inductiv cu receptorul radio care conține un condensator de capacitate variabilă, cu ajutorul căruia se face acordarea receptorului la frecvența de emisie (fig. 8.15, b).

Procesul de propagare a cîmpului electromagnetic de la antenna de emisie pînă la cea de recepție este ilustrat în figura 8.16. Liniile

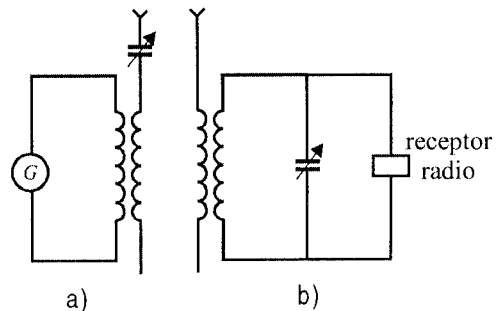


Fig. 8.15

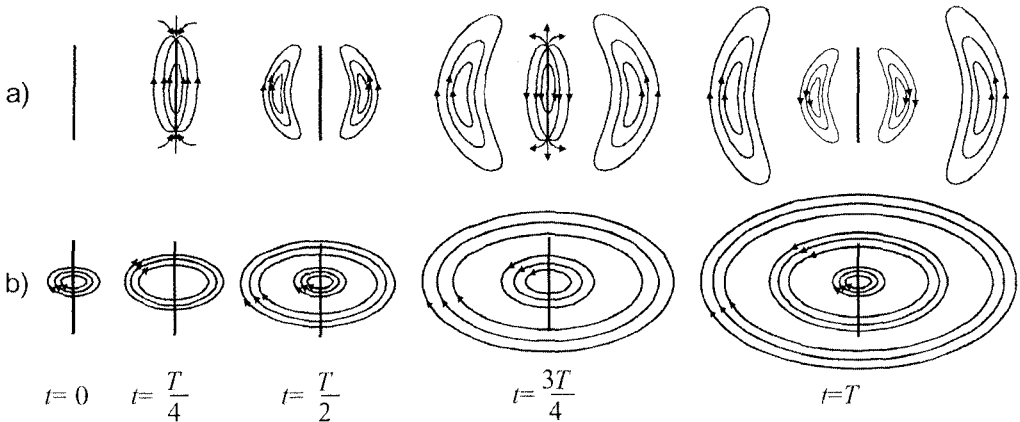


Fig.8.16

de câmp electric (fig. 8.16, a) și magnetic (fig. 8.16, b) sunt prezentate separat la diferite momente de timp în decursul unei perioade  $T$ . Evident, configurația liniilor de câmp în unda electromagnetică se obține prin suprapunerea figurilor 8.16, a și b.

Fie la momentul de timp  $t=0$  curentul în dipol este maxim și în jurul lui există un câmp magnetic variabil. În decursul primului sfert de perioadă intensitatea curentului în dipol se micșorează pînă la zero, iar variația în timp a câmpului magnetic determină apariția unui câmp electric variabil. La momentul  $t=T/4$  câmpul electric are intensitatea maximă, fiind înconjurat de câmpul magnetic generat de variația lui. După cum se observă și din figura 8.16, la acest moment câmpul magnetic se desprinde complet de dipol începînd propagarea sa în spațiu.

În următorul sfert de perioadă intensitatea câmpului electric legat de dipol se micșorează pînă la zero, concomitent producînd un câmp magnetic de inducție crescătoare, dar de sens opus celui inițial. Acesta, la rîndul său, generează un câmp electric cu linii închise. Astfel, la momentul  $t=T/2$  are loc desprinderea câmpului electric de dipol. În decursul celei de a doua semiperioade procesul descris se repetă, însă câmpurile electric și magnetic au sensul inversat.

### ❓ Întrebări și probleme

1. Ce se numește undă electromagnetică?
2. Care este relația dintre lungimea de undă, frecvență și viteza de propagare?
- 3<sup>o</sup>. Ce proprietăți ale undelor electromagnetice rezultă din teoria lui Maxwell?
4. Ce reprezintă oscilatorul lui Hertz? Cum se obține circuitul oscilant deschis?
5. Cum se realizează acordarea unei antene?
6. Cum se explică propagarea undei electromagnetice?
7. Un circuit oscilant deschis are capacitatea de 5 nF și inductanța de 0,2 mH. Determinați lungimea de undă emisă de acest circuit.

## 8.4. Clasificarea undelor electromagnetice

Undele electromagnetice, cu excepția celor luminoase, au fost observate pentru prima dată în experiențele lui Hertz. Undele obținute de el aveau proprietăți întru totul asemănătoare cu cele ale undelor luminoase, deosebindu-se doar prin frecvența mai mică (lungimea de undă mai mare).

În baza experiențelor lui Hertz au fost obținute unde electromagnetice de frecvențe din ce în ce mai mari și mai mici. S-a constatat, că din punctul de vedere al legilor fizicii nu există nici o restricție care ar limita valoarea frecvenței undelor electromagnetice și este nevoie doar de existența sursei de oscilații cu frecvență corespunzătoare.

Diapazonul undelor electromagnetice este foarte larg, din care cauză este necesară și o clasificare a lor. Această clasificare se poate face după diferite criterii, însă cea mai uzuală este gruparea radiațiilor electromagnetice după frecvență și lungimea de undă în vid. Spectrul undelor electromagnetice reprezentat în *figura 8.17* este împărțit convențional în opt grupe, intervalul de frecvențe (lungimi de undă) al cărora nu este strict delimitat.

**1. Undele de frecvență sonoră.** Sunt undele de cea mai joasă frecvență: de la câțiva herți pînă la  $2 \cdot 10^4$  Hz (cele mai mari lungimi de undă  $\lambda \in [1,5 \cdot 10^4 \text{ m}; \infty)$ ). Sursa acestor unde este curentul alternativ de frecvențe corespunzătoare.

**2. Undele radio.** Intervalul de frecvențe este cuprins între  $2 \cdot 10^4$  Hz și  $10^9$  Hz ( $\lambda \in [0,3 \text{ m}; 1,5 \cdot 10^4 \text{ m}]$ ). Sursa undelor radio, de asemenea, este curentul alternativ, dar de frecvență mai mare, ceea ce face posibilă emisia lor în spațiul înconjurător și sunt folosite pentru transmiterea informației la distanțe mari (comunicații radio și TV).

**3. Microundele**  $\nu \in [10^9 \text{ Hz}; 3 \cdot 10^{11} \text{ Hz}]$  ( $\lambda \in [1 \text{ mm}; 30 \text{ cm}]$ ). Sunt generate în circuite electronice speciale și datorită direcționării foarte bune cu ajutorul antenelor parabolice sunt folosite în comunicațiile prin satelit și radar.

**4. Radiația infraroșie (IR)**  $\nu \in [3 \cdot 10^{11} \text{ Hz}; 3,85 \cdot 10^{14} \text{ Hz}]$  ( $\lambda \in [780 \text{ nm}; 1 \text{ mm}]$ ). Aceste radiații sunt produse de oscilațiile atomilor și moleculelor, iar frecvența lor depinde de temperatura corpurilor. Din această cauză radiația IR mai este numită descori și **radiație termică**. Dependența intensității radiației infraroșii de temperatură face posibilă utilizarea acesteia la măsurarea temperaturii diferitor obiecte. De exemplu, în medicină cu ajutorul unui aparat special (termograf) se pot identifica țesuturile bolnave, care au o temperatură mai înaltă decât cele sănătoase. Tot cu ajutorul radiației IR se realizează și dirijarea la distanță a diferitelor aparate electronice (aparate radio, TV, videomagnetofone ș.a.).

**5. Radiația vizibilă** ocupă un interval foarte îngust de frecvențe  $\nu \in [3,85 \cdot 10^{14} \text{ Hz}; 7,89 \cdot 10^{14} \text{ Hz}]$  ( $\lambda \in [380 \text{ nm}; 780 \text{ nm}]$ ). Acesta este unicul interval al undelor electromagnetice perceput de ochiul uman și este cel mai important canal de obținere a informației despre lumea înconjurătoare. Radiația vizibilă este emisă în urma tranzițiilor electronilor din învelișul electronic al atomilor. În funcție de frecvența

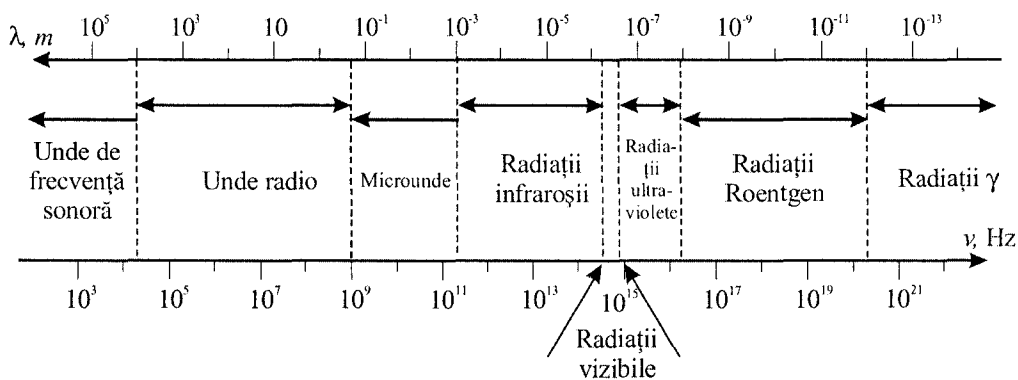


Fig. 8.17

acestor tranziții, radiațiile respective sunt percepute de diferite culori: roșu (750 – 620 nm); oranj (620 – 590 nm); galben (590 – 560 nm); verde (560 – 500 nm); albastru (500 – 480 nm); indigo (480 – 450 nm); violet (450 – 380 nm).

**6. Radiația ultravioletă UV**  $\nu \in [8 \cdot 10^{14} \text{ Hz}; 3 \cdot 10^{16} \text{ Hz}]$  ( $\lambda \in [10 \text{ nm}; 380 \text{ nm}]$ ). Este produsă prin tranzițiile electronilor din atomi de pe nivele cu energii mari pe nivele cu energii mici (de exemplu, la descărcările electrice în gaze). Soarele este o sursă foarte puternică de radiații UV, însă ele sunt considerabil absorbite în stratul superior de ozon al atmosferei. Radiația UV de intensitate înaltă este extrem de periculoasă pentru organismele vii, cauzând arsuri și chiar cancerul pielii. Totodată, dozele mici de radiație UV acționează benefic asupra sănătății omului prin activizarea anumitor procese din organism și prin pigmentarea pielii (bronzarea).

**7. Radiația X (Roentgen)**  $\nu \in [3 \cdot 10^{16} \text{ Hz}; 3 \cdot 10^{20} \text{ Hz}]$  ( $\lambda \in [1 \text{ pm}; 10 \text{ nm}]$ ). Este produsă prin frînarea electronilor accelerați la tensiuni foarte înalte, care bombardează un metal. Au o capacitate mare de penetrare, din care cauză sunt utilizate la studiul structurii rețelelor cristaline, în medicină (radiografia, fluorografia, tratarea anumitor forme de cancer) și în alte domenii.

**8. Radiația  $\gamma$**   $\nu > 3 \cdot 10^{20} \text{ Hz}$  ( $\lambda < 1 \text{ pm}$ ). Este radiația de cea mai înaltă frecvență (cele mai mici lungimi de undă) și este emisă în procesele de dezintegrare a nucleelor și în urma reacțiilor nucleare. Radiația  $\gamma$  are o capacitate de penetrare și mai mare decât a radiațiilor Roentgen fiind și mult mai periculoasă.

## ?

### Întrebări

1. Care sunt cele opt grupe convenționale în care se împarte spectrul undelor electromagnetice?
2. Care sunt sursele de radiație ale undelor de frecvență sonoră, radio, a microundelor și a celor infraroșii? Cum sunt utilizate aceste radiații?
3. Cum se împarte domeniul radiațiilor vizibile și care sunt limitele de lungimi de undă ce corespund anumitor culori?
4. Care sunt sursele radiațiilor ultraviolete, Roentgen și  $\gamma$ ? Caracterizați acțiunea acestora asupra țesuturilor vii.

## 8.5°. Comunicații prin unde electromagnetice

Experimentele lui Hertz referitoare la emisia și recepția undelor electromagnetice au condus la ideea despre posibilitatea folosirii lor la codificarea și transmiterea informației. După aproximativ opt ani de la efectuaarea acestor experimente cu ajutorul undelor electromagnetice au fost realizate primele comunicații la distanță.

Astfel în anul 1896 fizicianul și inginerul italian Guglielmo Marconi (1874–1937) a obținut brevetul de invenție pentru metoda de semnalizare la distanță cu ajutorul emițătorului și receptorului radio și a realizat o comunicare la distanța de 3 km. Perfecționând aparatele de emisie-recepție în anul 1901 el a stabilit prima comunicare fără conductoare de conexiune peste oceanul Atlantic. Pentru activitatea sa în dezvoltarea tehnicii radio și pentru propagarea radioului în calitate de mijloc de comunicare, în anul 1909 lui G. Marconi i s-a decernat premiul Nobel.

În același timp, independent de Marconi, aparate de emisie-recepție au fost inventate și de fizicianul și inginerul rus A. Popov (1859–1906). Cu regret, însă, prima transmisiune radio la o distanță de 250 m demonstrată de Popov nu a fost înregistrată documentar, iar afirmațiile martorilor oculari despre acest eveniment erau contradictorii. Unii afirmău că

transmisiunea a avut loc la începutul anului 1896, adică înaintea lui Marconi, iar alții considerau că Popov a demonstrat rezultatele sale la sfârșitul anului 1897.

### a°. Principiile radiocomunicației

În funcție de procedeul folosit la codificarea semnalului transmis se deosebesc câteva tipuri de comunicații radio: **radiotelegrafia**, **radiotelefonie** și **radiodifuziunea**, **televiziunea**, **radiolocația**.

Primele aparate de emisie-recepție funcționau în regim telegrafic. Codificarea semnalului în acest caz este foarte simplă: emițătorul, prin conectare și deconectare, transmite semnale de durată diferită corespunzătoare codului Morse (fiecare literă sau cifră reprezintă o combinație de puncte și liniuțe, adică semnale scurte și lungi) (fig. 8.18).

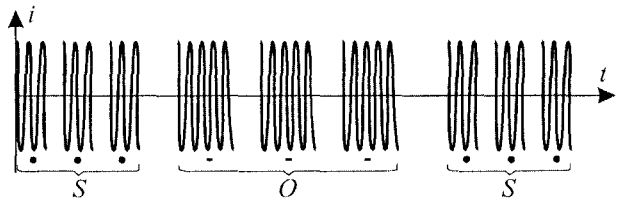


Fig. 8.18

Următoarea etapă în dezvoltarea radiocomunicației a fost transmiterea semnalelor audio (radiotelefonie și radiodifuziunea) și video (televiziunea). Întrucât aceste semnale reprezintă oscilații de frecvență joasă, iar puterea de emisie a undelor electromagnetice depinde de frecvență, ele practic nu se propagă la distanță mare. De aceea este nevoie de un semnal de frecvență înaltă, numit **semnal purtător**, care se compune cu cel de frecvență joasă ce trebuie transmis.

Acest proces este numit **modulație** și reprezintă modificarea codificată a unuia din parametrii semnalului purtător.

Cele mai simple tipuri de modulație sunt: **modulația în amplitudine** (AM – abrevierea cuvintelor din engleză „amplitude modulation”) și **modulația în frecvență** (FM – „frequency modulation”). Ele reprezintă modificarea codificată a amplitudinii și, respectiv, a frecvenței semnalului purtător în funcție de legea de variație a celui transmis. În figura 8.19 sunt reprezentate semnalele: purtător (a); de frecvență sonoră (b); AM (c) și FM (d). Principiile de transmitere atât a semnalelor audio, cât și a celor video sunt aceleași. Diferă doar dispozitivele electronice de transformare a acestor semnale în oscilații electrice de joasă frecvență. Schema-bloc a unui radioemițător este prezentată în figura 8.20 și conține următoarele elemente obligatorii ce realizează transmiterea informației.

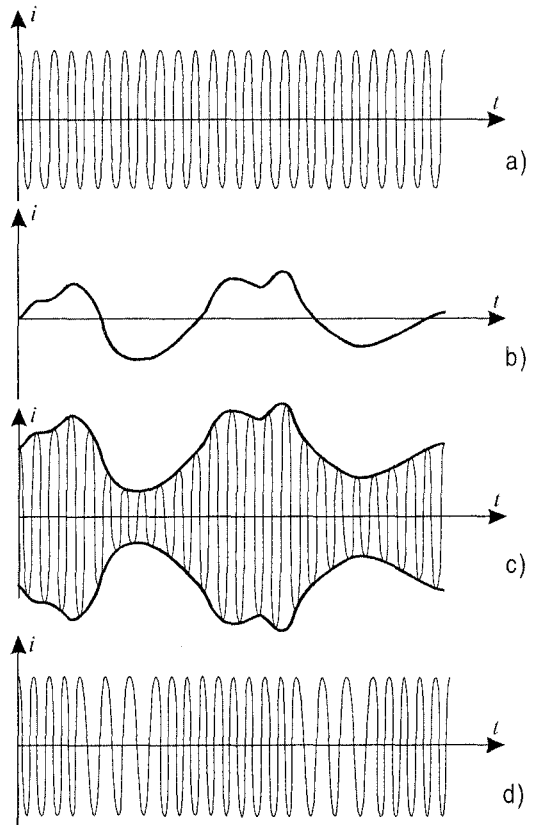


Fig. 8.19



• **Generatorul de înaltă frecvență (G.Î.F.)** – produce oscilații autoîntreținute de amplitudine constantă și frecvență înaltă care constituie semnalul purtător.

• **Microfonul (M)** – transformă semnalele audio în oscilații electrice de joasă frecvență.

• **Dispozitivul de modulație (D.M.)** – realizează codificarea semnalului de joasă frecvență prin compunerea lui cu cel purtător de înaltă frecvență.

• **Amplificatorul de putere (A.P.)** – amplifică semnalul modulat.

• **Antena de emisie (A.E.)** – transformă oscilațiile modulate în unde electromagnetice.

Pentru recepționarea informației transmise de emițător, aceasta trebuie mai întâi decodificată, adică este nevoie de extragerea semnalului sonor din cel modulat.

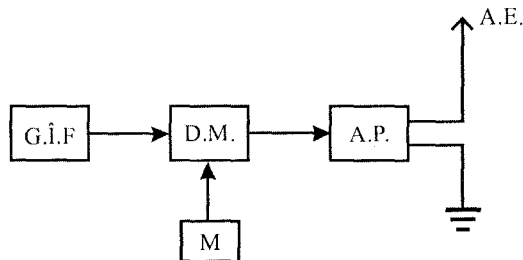


Fig. 8.20

**Procesul de separare a oscilațiilor de joasă frecvență din oscilațiile modulate de înaltă frecvență se numește demodulare sau detectare, iar dispozitivul ce realizează acest proces – demodulator sau detector.**

Elementul principal al oricărui demodulator este dioda semiconductoră studiată în capitolul 3 sau alt element de conducție unilaterală (dioda cu vid sau trioda). Să analizăm funcționarea demodulatorului în baza celui mai simplu radioreceptor, a cărui schemă electrică este reprezentată în figura 8.21, a. Semnalul modulat de înaltă frecvență (fig. 8.19, c) este captat de antena de recepție cu ajutorul circuitului oscilant LC acordat în regim de rezonanță la frecvența purtătoare a stației de emisie. La trecerea semnalului recepționat prin dioda  $D$  are loc redresarea lui, obținându-se un curent alcătuit doar din pulsații pozitive (fig. 8.21, b). Aceste pulsații sunt însă tot de înaltă frecvență și de aceea următoarea etapă în realizarea demodulării este ondularia sau netezirea lor cu ajutorul unui filtru. Cel mai simplu filtru este condensatorul conectat în paralel la elementul prin care trece curentul pulsatoriu. În intervalele de timp când dioda este deschisă, impulsurile de curent trec parțial prin căștile audio care transformă oscilațiile electrice în oscilații sonore și parțial prin condensatorul  $C_1$  conectat în paralel cu ele, încărcându-l cu o tensiune  $u_c = iX_c = i/(2\pi\nu C_1)$ . Întrucât această tensiune este mică, prin condensator circulă un curent de înaltă frecvență ( $u_c \sim 1/\nu$ ), iar prin căștile audio – de joasă frecvență ( $u_l = u_c \sim \nu$ ). Ramificarea curentului în  $i_1$  și  $i_2$  conduce pe de o parte la micșorarea intensității lui prin căștile audio, însă pe de altă parte în in-

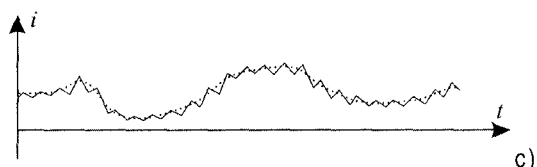
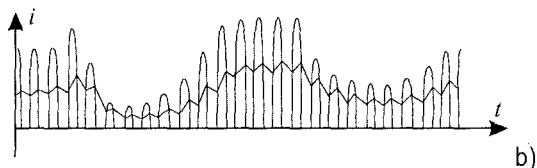
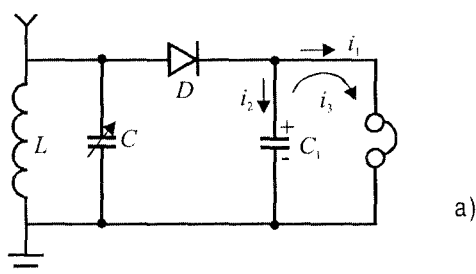


Fig. 8.21

tervalele de timp dintre impulsuri, când dioda este blocată, condensatorul se descarcă dînd naștere unui curent  $i_3$  ce trece prin căști în același sens cu  $i_1$  (fig. 8.21, a). Astfel, prin căștile audio trece un curent de frecvență sonoră, ale cărui oscilații au forma aproape identică cu cea a semnalului de joasă frecvență transmis de emițător (fig. 8.21, c). Întrucît în căștile audio sunetul provine de la vibrațiile membranelor care oscilează cu frecvența curentului ce trece prin bobinele lor, pulsațiile mici rămase după filtru practic nu influențează asupra auzului.

Radioreceptoarele contemporane sunt construite după același principiu, însă pentru recepționarea unui număr mai mare de stații cu o calitate mai înaltă a sunetului, ele sunt înzestrate cu diferite amplificatoare. În figura 8.22 este prezentată schema-bloc a unui radioreceptor și elementele lui de bază:

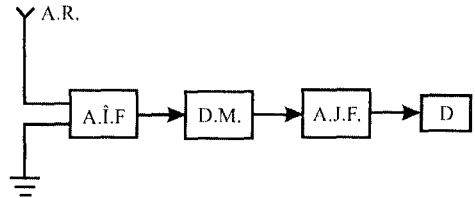


Fig. 8.22

- **Antena de recepție (A.R.)** – recepționează semnalele de înaltă frecvență emise de diferite stații prin unde electromagnetice.
- **Amplificator de înaltă frecvență (A.Î.F.)** – amplifică semnalele modulate induse în A.R.
- **Demodulatorul (DM)** – separă oscilațiile electrice de joasă frecvență din semnalul purtător.
- **Amplificator de joasă frecvență (A.J.F.)** – amplifică semnalul de joasă frecvență.
- **Difuzorul (D)** – transformă oscilațiile electrice în sunete.

În funcție de particularitățile circuitelor electronice folosite pentru emisie-recepție și a propagării undelor radio și TV, ele sunt împărțite convențional în câteva benzi: unde **lungi** ( $\lambda > 1$  km); **medii** ( $100 \text{ m} < \lambda < 1$  km); **scurte** ( $10 \text{ m} < \lambda < 100$  m) și **ultracurte** ( $\lambda < 10$  m).

### b<sup>0</sup>. Radiolocația. Radioastronomia

Proprietatea de reflexie a undelor electromagnetice este folosită pe larg la determinarea existenței și poziției în spațiu a diferitelor obiecte.

**Localizarea în spațiu a unui obiect cu ajutorul undelor electromagnetice se numește radiolocație, iar dispozitivul electronic folosit în acest scop – radar sau radiolocator.**

Orice dispozitiv de tip radar constă dintr-un emițător de unde electromagnetice, un receptor al acestora și o antenă direcțională. Emițătorul emite în spațiu grupuri de unde separate prin pauze și concentrate în fascicule cât mai înguste. Din această cauză antena de emisie este așezată în focarul unei oglinzi metalice concave, care asigură propagarea unei electromagnetice într-o singură direcție. În timpul pauzelor dispozitivul radar este trecut la funcționarea în regim de recepție, înregistrînd undele reflectate de obiectul întîlnit eventual în calea lor. Cunoscînd intervalul de timp  $t$  de la momentul trimiterii semnalului pînă la momentul recepționării celui reflectat și viteza de propagare a unei electromagnetice egală cu cea de propagare a luminii în vid  $c$ , se determină ușor distanța  $d$  pînă la obiect. Într-adevăr, deoarece semnalele emis și recepționate parcurg drumul de la stația radar pînă la obiect și înapoi pînă la stație, avem  $2d = ct$ , de unde obținem:

$$d = \frac{ct}{2}.$$

Întrucît undele electromagnetice de frecvențe mari pot fi ușor direcționate și în același timp sunt bine reflectate și de obiectele mici, în radiolocație se folosesc cu precădere

undele ultrascurte  $\nu \in [10^8, 10^{11}]$  Hz. Pentru a mări cîmpul de observație a stației radar, antena ei se rotește atît în plan orizontal, cît și în plan vertical. Raza de acțiune a stațiilor radar este de ordinul sutelor de kilometri.

Odată cu perfecționarea dispozitivelor radar aria de utilizare a lor devine tot mai variată. Cu ajutorul radarelor moderne se poate determina viteza, dimensiunile și forma obiectelor. Radarul este folosit în navigație la stabilirea poziției și vitezei navelor maritime și aeronavelor, în aeroporturi la dirijarea decolării și aterizării avioanelor în condiții de vizibilitate redusă, în securitatea rutieră la verificarea vitezei automobilelor. Navele maritime și aeronavele, de asemenea, sunt înzestrate cu dispozitive radar pentru asigurarea securității de navigație.

Radarele sunt folosite pe larg și în meteorologie. Cu ajutorul lor se obțin informații atît despre poziția maselor de nori, cît și despre viteza acestora, ceea ce este foarte important pentru precizarea prognozelor meteo.

Un capitol aparte în dezvoltarea radiolocației îl constituie extinderea în astronomie. Radioastronomia studiază corpurile cerești cu ajutorul undelor radio și milimetrice emise de acestea, folosind receptori de tip radar. Astfel, au fost localizate corpuri cerești aflate la distanțe inaccesibile pentru telescoapele optice. Instalațiile moderne folosite în acest scop sunt numite radiotelescoape. Informațiile obținute cu ajutorul lor oferă posibilități excepționale pentru studiul structurii și evoluției Universului.

### **?** Întrebări

1. Care sunt tipurile de comunicații radio? Ce reprezintă radiotelegrafia?
2. În ce constă procesul de modulație a semnalelor și care este deosebirea dintre modulațiile AM și FM?
3. Care sunt elementele unui radioemițător și care este destinația lor?
4. Ce se numește demodulare și cum se realizează acest proces?
5. Care sunt elementele de bază ale unui radioreceptor?
6. Ce se numește radiolocație și ce reprezintă radarul?
7. Cum se determină distanța pînă la un obiect cu ajutorul radarului?
8. Unde sunt folosite radarele? Ce reprezintă radioastronomia?

## Capitolul 9

# Lucrări de laborator

### Aparate electrice de măsură

#### a. Caracteristica aparatelor electrice de măsurat și clasificarea lor

Studiul experimental al fenomenelor electrice și magnetice este determinat, în primul rând, de aparatele electrice de măsurat. Cu ajutorul lor mărimile fizice care descriu aceste fenomene sunt transformate în altele, direct accesibile observatorului. Procesul de stabilire a unei relații între mărimea de măsurat și cea vizualizată este numit **etalonare** a aparatului de măsurat, iar calitatea etalonării lui reprezintă o caracteristică importantă numită **precizie**.

Constructiv aparatele electrice de măsură se compun din părți fixe și părți mobile, în care mărimea de măsurat produce un cuplu activ de forțe electromagnetice, punând în mișcare un ac indicator. Pentru asigurarea unei deplasări lente el este echilibrat cu ajutorul unui dispozitiv special, care dă naștere unui moment de rotație ce acționează în sens opus celui produs de cuplul activ de forțe asupra părții mobile. După stabilirea relației dintre unghiul de deviație a acului indicator și valoarea mărimii de măsurat se construiește o scară gradată de pe care se citesc indicațiile aparatului.

**Mărimea  $S$  egală cu raportul dintre valoarea creșterii deplasării unghiulare a acului indicator  $\Delta\varphi$  exprimată în diviziuni și cea a creșterii mărimii de măsurat  $\Delta X$  se numește *sensibilitate* a aparatului de măsură**

$$S = \frac{\Delta\varphi}{\Delta X}. \quad (9.1)$$

Rezultă că aparatul de măsurat este cu atât mai sensibil cu cât este mai mare creșterea unghiului de deviație pentru una și aceeași creștere a mărimii fizice măsurate. Cu alte cuvinte, sensibilitatea aparatului arată cât de apropiate pot fi două valori distincte ale mărimii fizice măsurate. Dacă intervalul  $\Delta\varphi$  este împărțit în  $N$  diviziuni, atunci din (9.1) rezultă că mărimea inversă sensibilității

$$C = \frac{1}{S} = \frac{\Delta X}{N}$$

reprezintă **valoarea unei diviziuni**. De exemplu, microampermetrul din *figura 9.1* poate măsura intensități ale curentului de pînă la  $100 \mu\text{A}$ , avînd scara împărțită în 50 diviziuni și, deci, are sensibilitatea  $S = 0,5 \text{ div}/\mu\text{A}$  și valoarea unei diviziuni  $C = 2 \mu\text{A}/\text{div}$ .

Odată cu dezvoltarea tot mai intensă a

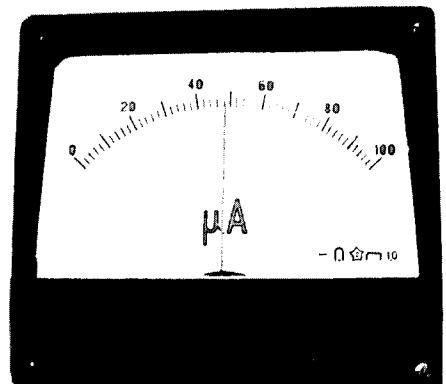


Fig. 9.1

electronicii și, mai ales, odată cu miniaturizarea ei, a devenit posibilă construirea aparatelor electrice de măsurat **digitale** (fig. 9.2). În aparatele electrice digitale mărimile fizice măsurate sunt vizualizate cu ajutorul unui **dispozitiv indicator numeric**, compus din blocul de memorie, generatorul de cifre, blocul de iluminare a cifrelor și panoul de indicație. Rezultatele măsurătorilor se acumulează în blocul de memorie și pe măsura necesității sunt transmise mai întâi generatorului, care determină aspectul cifrei (de la 0 pînă la 9), iar mai apoi – blocului de iluminare, care stabilește locul ei în șirul de cifre de pe panoul de indicație.

Aparatele electrice de măsurat pot fi clasificate după următoarele criterii de bază.

După **mărimea de măsurat**: *ampermetre*, pentru măsurarea intensității curentului; *voltmetre*, pentru măsurarea tensiunii; *ohmmetre*, pentru măsurarea rezistenței electrice, *wattmetre*, pentru măsurarea puterii ș.a.

După **natura curentului**: aparate în curent continuu, aparate în curent alternativ, aparate în curent continuu și alternativ.

După **principiul de funcționare**: aparate *magneto-electrice*, *feromagnetice*, *electrodinamice*, *termice*, *de inducție* etc.

După **clasa de precizie**: 0,1; 0,2; 0,5; 1,0; 1,5; 2,5; 4,0.

Pentru comoditate scala aparatelor electrice de măsurat este înzestrată cu un șir de semne convenționale. Principiul de funcționare este indicat cu unul din cele reprezentate în tabelul 1; natura curentului – cu (–) pentru curentul continuu sau (∩) pentru cel alternativ; poziția aparatului în timpul măsurării – cu (↑) sau (⊥) verticală, cu (→) sau (↔) orizontală, cu (∠) înclinată sub un anumit unghi, de exemplu  $60^\circ$ , tensiunea de străpungere a izolației – cu (☆) în interiorul căreia este indicată această tensiune în kV, de exemplu (1,5☆); clasa de precizie – cu valoarea respectivă, de exemplu 1,5

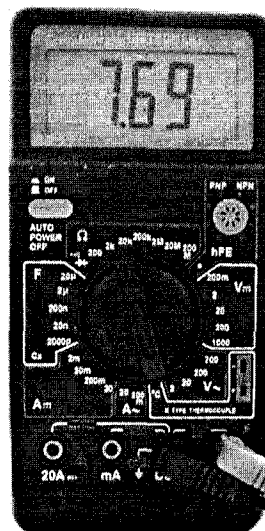






Fig. 9.2

Tabelul 1

Principiul de funcționare a aparatului	Semnul convențional
Magnetoelectric	
Feromagnetic	
Electrodinamic	
Termic	

În funcție de necesități deseori sunt folosite **aparate electrice cu mai multe limite de măsurare și aparate multifuncționale**. Schema electrică a acestora poate fi comutată atât în scopul modificării intervalului de măsurare, cât și în scopul măsurării diferitelor mărimi fizice. De exemplu, aparatul electric digital, prezentat în figura 9.2, poate măsura în funcție de poziția comutatorului mai multe mărimi fizice: tensiunea și intensitatea curentului atât continuu, cât și alternativ, rezistența electrică și capacitatea electrică cu posibilitatea modificării

limitelor de măsurare, precum și coeficientul de amplificare a tranzistoarelor și temperatura.

### b. Principiile de funcționare a aparatelor electrice de măsurat

În aparatele electrice cu ac indicator, mișcarea părților mobile se realizează în baza transformării diferitelor tipuri de energie în energie mecanică. Pentru obținerea cuplului activ de forțe în aparatele magnetoelectrice, feromagnetice, electrodinamice etc. se folosește energia câmpului electromagnetic, în cele termice – efectul termic al curentului electric etc. În cele ce urmează vom cerceta particularitățile și caracteristicile de bază ale celor mai răspândite aparate electrice de măsurat.

Principiul de funcționare a aparatelor **magnetoelectrice** se bazează pe interacțiunea câmpului magnetic al unui magnet permanent cu cel al unui cadru mobil parcurs de curentul de măsurat (fig.9.3). Capetele 1 ale polilor magnetului fix în formă de potcoavă sunt prelucrate astfel, încât formează cu miezul cilindric de metal 2 un spațiu circular îngust. Elementul de bază al aparatului de măsurat este cadrul mobil 3, alcătuit dintr-o bobină din sîrmă subțire care se află pe miezul cilindric și se poate roti în spațiul dintre acesta și polii magnetului. Acul indicator 4 este fixat pe axul miezului și se menține la indicația zero a scalei aparatului cu ajutorul a două arcuri spiralate 5 din material nemagnetic, prin care este introdus curentul în bobina cadrului.

În timpul măsurării, asupra laturilor cadrului parcurs de curent situate perpendicular pe liniile de câmp magnetic acționează un cuplu de forțe Ampere, care produce un moment de rotație  $M_1$  proporțional cu intensitatea acestuia  $I$ :

$$M_1 = k_1 I \quad (9.2)$$

unde  $k_1$  este un coeficient de proporționalitate ce depinde de calitatea magnetului, dimensiunile cadrului și numărul de spire ale acestuia. La rotirea acului indicator cu unghiul  $\alpha$  arcurile spirale produc și ele un moment de rotație

$$M_2 = k_2 \alpha, \quad (9.3)$$

dar de sens opus momentului  $M_1$  echilibrându-l. Coeficientul de proporționalitate  $k_2$  reprezintă o constantă ce depinde de proprietățile elastice ale arcurilor. Acul indicator se oprește la o anumită diviziune a scalei când momentele  $M_1$  și  $M_2$  sunt egale, adică

$$k_2 \alpha = k_1 I,$$

de unde

$$\alpha = \frac{k_1}{k_2} I = k I. \quad (9.4)$$

La aparatele magnetoelectrice unghiul de deviație a acului indicator este proporțional cu intensitatea curentului prin cadru. Întrucît schimbarea sensului acestuia ar conduce la inversarea sensului de rotire a cadrului, adică la mișcarea acului indicator în sens opus, aceste aparate nu pot fi folosite la măsurarea intensității curentului alternativ. Așadar,

**aparatele magnetoelectrice au scala uniformă și pot fi folosite numai la măsurători în curent continuu.**

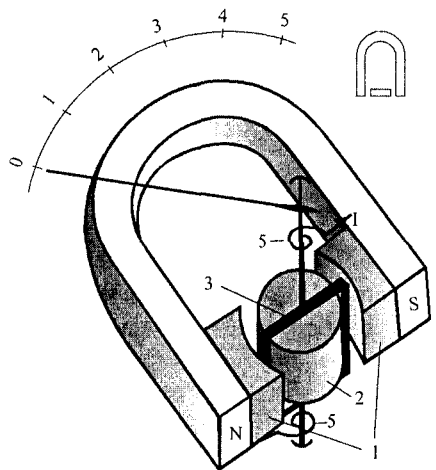


Fig. 9.3

Funcționarea aparatelor **feromagnetice** are la bază interacțiunea cîmpului magnetic, creat de bobina 1, prin care circulă curentul de măsurat cu miezul 2 confecționat din fier moale și care reprezintă partea mobilă a aparatului (fig. 9.4).

Miezul de fier 2 de formă specială este fixat excentric pe axul 3 și poate intra în interiorul bobinei prin deschizătura îngustă 4. La trecerea curentului de măsurat prin bobina 1 în interiorul ei se formează un cîmp magnetic care atrage miezul de fier, rotind axul 3 împreună cu acul indicator 5. Deoarece atât cîmpul magnetic, cît și magnetizarea miezului de fier sunt proporționale cu intensitatea curentului, se poate considera că momentul de rotație, determinat de acțiunea cîmpului, este proporțional cu pătratul intensității curentului. Așadar,

$$M_1 = k_1 I^2, \quad (9.5)$$

unde  $k_1$  este un coeficient de proporționalitate dependent de construcția aparatului.

Totodată, acțiunea momentului  $M_1$  conduce la comprimarea arcului 6 și, în consecință, la apariția unui moment de rotație de sens opus  $M_2$ , ce echilibrează acul indicator la deviația lui cu unghiul  $\alpha$ .

Starea de echilibru a părții mobile a aparatului de măsurat se determină de egalitatea momentelor  $M_1$  și  $M_2$ , ce acționează în sensuri opuse. Din (9.3) și (9.5) obținem

$$\alpha = k I^2, \quad (9.6)$$

unde coeficientul  $k = k_1/k_2$  este numit constantă a aparatului.

Din (9.6) rezultă că **scala aparatelor feromagnetice este neliniară. Ele pot fi utilizate atât la măsurătoare în curent continuu, cît și alternativ.** Într-adevăr, schimbarea alternativă a sensului curentului prin bobină conduce la modificarea concomitentă atât a sensului inducției magnetice, cît și a polarității magnetizării miezului de fier, efectul de atracție a lui rămînînd același.

Principiul de funcționare a aparatelor **electrodinamice** este bazat pe interacțiunea curenților ce trec prin două bobine: una fixă și alta mobilă (fig. 9.5). Prin bobina fixă 1 trece axul 3 pe care sunt fixate bobina mobilă 2, acul indicator 4 și arcu 5. În funcție de destinația aparatului de măsurat bobinele 1 și 2 pot fi conectate atât în serie, cît și în paralel.

În cazul ampermetrelor și voltmetrelor electrodinamice bobinele 1 și 2 sunt conectate în serie, deci parcurse de același curent. Rezultă că momentul de rotație ce acționează asupra bobinei mobile este proporțional cu pătratul intensității curentului de măsurat, iar unghiul de deviație a acului indicator este dat de expresia (9.6), în care constanta  $k$  este determinată de particularitățile constructive ale acestor aparate. Din această cauză **scala ampermetrelor și voltmetrelor electrodinamice este neliniară.**

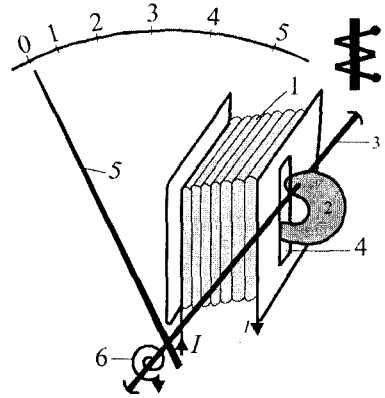


Fig. 9.4

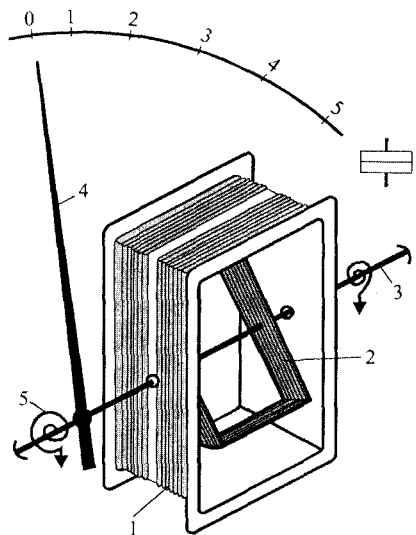


Fig. 9.7

Aparatele electrodinamice se mai utilizează și la măsurarea puterii curentului electric, adică în calitate de **wattmetre**. În acest caz bobina fixă se conectează în circuit consecutiv, iar cea mobilă, prin intermediul unui rezistor, este conectată în paralel cu consumatorul de energie. Momentul de rotație ce acționează asupra părții mobile a aparatului este proporțional cu produsul intensităților curenților prin cele două bobine. Curentul care circulă prin bobina fixă este cel din circuit, iar curentul din bobina mobilă este determinat de tensiunea de la bornele consumatorului. Astfel, momentul de rotație este

$$M_1 = k_1 I I_c = k_1 I \frac{U}{R} = k_{11} I U = k_{11} P, \quad (9.7)$$

unde  $k_{11}$  este un coeficient de proporționalitate. La rotirea acului indicator cu un unghi  $\alpha$  arcul 5 creează un moment (9.3) de sens opus momentului (9.7), echilibrându-l. Așadar

$$\alpha = kP \quad (9.8)$$

unde  $k = k_{11}/k_2$  este o constantă ce depinde de construcția aparatului dat.

Wattmetrele au câte patru borne – două pentru intensitatea curentului și două pentru tensiune, iar scala lor, după cum rezultă din (9.8), este liniară.

### c. Erorile aparatelor electrice de măsurat

Datorită frecărilor ce se produc la mișcarea părților mobile, orice aparat de măsură introduce în măsurătoarea efectuată o anumită eroare. Aceasta reprezintă una dintre cele mai importante caracteristici ale aparatelor electrice de măsurat.

Fie valoarea adevărată a mărimii fizice cercetate este  $X_0$ , iar  $X$  este valoarea citită pe scala aparatului la măsurarea ei. Atunci modulul diferenței lor

$$\Delta X = |X - X_0| \quad (9.9)$$

este numit **eroare absolută** a aparatului de măsurat, iar raportul dintre eroarea absolută și **calibrul scalei** (valoarea maximă  $X_{\max}$  care poate fi citită pe scala aparatului)

$$\varepsilon = \frac{\Delta X}{X_{\max}} \quad (9.10)$$

se numește **eroare relativă** a acestuia.

**|| Eroarea relativă exprimată în procente, corespunde clasei de precizie a aparatului electric de măsurat, indicată pe scala lui.**

Dacă se cunoaște clasa de precizie a aparatului și calibrul scalei, atunci din (9.10) se determină ușor eroarea absolută a măsurării

$$\Delta X = \varepsilon X_{\max}, \quad (9.11)$$

care este independentă de valoarea citită, adică nu depinde de poziția acului indicator. Din (9.11) rezultă că eroarea absolută este cu atât mai mică, cu cât clasa de precizie a aparatului utilizat este mai mică. Aparatele care au clasa de precizie subunitară, adică 0,1; 0,2; 0,5, sunt folosite la măsurări precise și se numesc **aparate de precizie**. În tehnică însă se utilizează aparate mai puțin precise având clasa 1; 1,5; 2,5; 4, cele mai uzuale fiind aparatele de clasa 1,5 sau 2. Majoritatea aparatelor folosite în laboratoarele școlare au clasa de precizie 2,5.

Să analizăm un exemplu de calcul a erorii absolute. Un voltmetru, prevăzut cu borne de ieșire ce corespund calibrelor 3 V, 15 V și 45 V, are clasa de precizie 2, adică  $\varepsilon = 0,02$  și scala gradată de la 0 la 15 (fig.9.6). Fiind conectat într-un circuit la borna de ieșire ce corespunde calibrului 3 V, acul indicator s-a abătut la gradația 12. În acest caz valoarea unei



diviziuni este de 0,2 V, iar conform relației (9.11) eroarea absolută de citire a tensiunii constituie  $\Delta U = 0,02 \cdot 3 \text{ V} = 0,06 \text{ V}$ . Astfel, tensiunea citită este  $U = (2,40 \pm 0,06) \text{ V}$ .

Dacă, însă, pentru măsurarea acestei tensiuni vom folosi calibrul 45 V, atunci valoarea unei diviziuni este de 3 V, acul indicator se abate în limitele unei diviziuni, iar eroarea absolută devine mult mai mare  $\Delta U = 0,02 \cdot 45 \text{ V} = 0,9 \text{ V}$ . Așadar,

**pentru micșorarea erorii de citire a indicațiilor aparatelor electrice de măsurat este necesară utilizarea unui astfel de calibru ce corespunde celei mai mari deviații a acului indicator.**

Dacă pe scala aparatului de măsurat nu este indicată clasa de precizie, atunci eroarea absolută de citire a indicației lui se ia egală cu jumătate din valoarea celei mai mici diviziuni. De exemplu, un miliampermetru de calibru 150 mA, avînd pe scală 50 diviziuni, este caracterizat de o eroare absolută  $\Delta I = 0,5 \cdot (150 \text{ mA} : 50) = 1,5 \text{ mA}$ .

### Întrebări

1. Ce reprezintă procesul de etalonare a unui aparat de măsură?
2. Cum se definește sensibilitatea unui aparat de măsură? Ce reprezintă valoarea unei diviziuni a acesteia?
3. După care criterii se clasifică aparatele electrice de măsurat?
4. Care sunt principiile de funcționare a aparatelor magnetoelectrice, feromagnetice și electrodinamice? Prin ce se deosebesc ele?
5. De ce wattmetrele au cîte patru borne?
6. Ce reprezintă eroarea absolută a aparatului electric de măsurat? Dar cea relativă?
7. Care este relația de legătură dintre eroarea relativă și clasa de precizie?
8. Cum trebuie efectuată o măsurare pentru a avea o eroare de citire a indicațiilor cît mai mică?
9. Cum se calculează eroarea absolută cînd pe scala aparatului nu este indicată clasa de precizie?

## LUCRAREA DE LABORATOR nr.1

### Determinarea rezistenței interne și a t.e.m. a unei surse de tensiune

**Scopul lucrării:** Studiul experimental al legii lui Ohm pentru un circuit simplu și măsurarea t.e.m. și rezistenței interne a unei surse de tensiune.

**Aparate și materiale necesare:** sursă de tensiune, reostat sau rezistență variabilă, ampermetru, voltmetru, întrerupător, fire de conexiune.

#### Considerații teoretice

Dacă un voltmetru se conectează la bornele sursei de tensiune, atunci indicația lui  $U_v$  diferă de valoarea t.e.m. a acesteia. Într-adevăr,

$$U_v = IR_v,$$

unde  $R_v$  este rezistența internă a voltmetrului. Luînd în considerare legea lui Ohm pentru un circuit simplu (2.26), din relația precedentă avem:

$$U_v = \frac{\mathcal{E}}{R_v + r} \cdot R_v \quad (9.12)$$

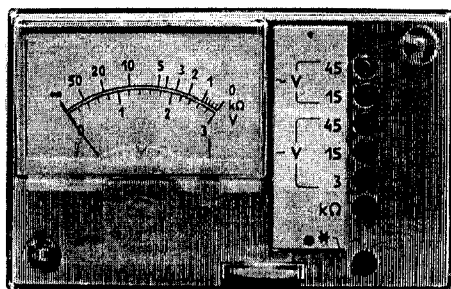


Fig. 9.6

Astfel, cu cât  $R_v$  este mai mică decât  $r$ , cu atât  $U_v$  se deosebește mai mult de  $\mathcal{E}$ . De obicei, rezistența internă a sursei de tensiune este foarte mică, iar cea a voltmetrului – mare, astfel încît, practic, întotdeauna  $R_v \gg r$ . După cum rezultă din (9.12), în asemenea situații voltmetrul indică valoarea aproximativă a *t.e.m.*, adică  $U_v \approx \mathcal{E}$ . Din legile lui Ohm pentru o porțiune de circuit (2.9) și pentru un circuit simplu care conține o rezistență  $R$  (2.26), rezultă

$$U = \mathcal{E} - Ir \quad (9.13)$$

Se observă că dependența  $U = f(I)$  este **liniară** (fig. 9.7), însă trebuie să menționăm că în realitate, pentru valori mari ale intensității curentului (apropiate de cea a intensității de scurtcircuit) ea devine **neliniară**. Aceasta se datorează modificării în acest caz atât a *t.e.m.*  $\mathcal{E}$ , cât și a rezistenței interne  $r$  ale sursei de tensiune.

Pentru două valori arbitrare ale tensiunii de pe porțiunea liniară (fig. 9.7) din (9.13) avem:

$$U_1 + I_1 r = U_2 + I_2 r,$$

de unde,

$$r = \frac{U_2 - U_1}{I_1 - I_2} = -\frac{\Delta U}{\Delta I}. \quad (9.14)$$

Așadar, rezistența internă a sursei de tensiune este determinată de panta graficului. Din grafic și din relația (9.13) se mai observă, că valoarea tensiunii obținută la intersecția axei ordonatei cu prelungirea porțiunii liniare a graficului ( $I = 0$ ) coincide cu *t.e.m.* Această valoare este echivalentă cu cea care s-ar obține la măsurarea *t.e.m.* a sursei de tensiune cu un voltmetru de rezistență internă infinită. Dacă se prelungște graficul pînă la intersecția cu axa absciselor ( $U = 0$ ), atunci valoarea obținută a intensității curentului este echivalentă cu cea a intensității de scurtcircuit  $I_{s.c.}$  (fig. 9.7)

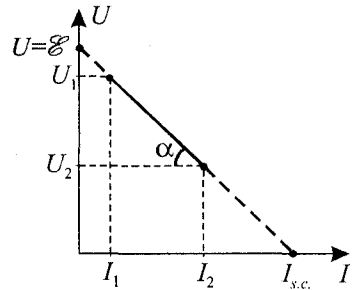


Fig. 9.7

#### Modul de lucru:

1. Măsurăți *t.e.m.*  $\mathcal{E}_0$  a sursei de tensiune conectînd voltmetrul direct la bornele ei.
2. Realizați montajul din figura 9.8 și deplasați cursorul reostatului în poziția cu rezistență maximă.
3. Închideți întrerupătorul  $K$  și deplasînd cursorul reostatului pe o distanță de aproximativ  $3/4$  din lungimea lui, citiți valorile tensiunii  $U$  și intensității curentului  $I$  pentru cel puțin cinci poziții ale cursorului.
4. Introduceți datele experimentale în tabelul de mai jos.

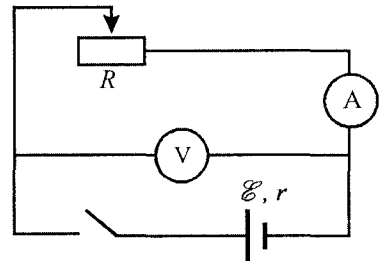


Fig. 9.8

Nr.	$U$ (V)	$I$ (A)	$\mathcal{E}_0$ (V)	$R$ ( $\Omega$ )	$\mathcal{E}$ (V)	$I_{s.c.}$ (A)
1						
2						
3						
4						
5						

5. Construiți pe hîrtie milimetrică graficul tensiunii  $U$  în funcție de intensitatea curentului  $I$  și determinați rezistența internă a sursei de tensiune, calculînd cu ajutorul relației (9.14) panta dreptei obținute.
6. Prelunghiți porțiunea liniară a graficului pînă la intersecția cu axele de coordonate și determinați  $t.e.m.$   $\mathcal{E}$  a sursei de tensiune și valoarea intensității de scurtcircuit  $I_{s.c.}$ . Comparați valoarea căpătată din grafic a  $t.e.m.$   $\mathcal{E}$  cu cea obținută la măsurarea directă  $\mathcal{E}_0$ .
7. Faceți concluziile, privind rezultatele obținute.

### ❓ Întrebări

1. Care sunt legile lui Ohm pentru o porțiune de circuit și pentru un circuit simplu?
2. Cum trebuie să fie rezistența internă a voltmetrului? Explicați.
3. De ce se recomandă folosirea minim a 3/4 din lungimea reostatului, adică excluderea rezistențelor mici?

## LUCRAREA DE LABORATOR nr.2\*

### Verificarea teoremelor lui Kirchhoff și determinarea rezistenței interioare a sursei de curent

**Scopul lucrării:** Determinarea experimentală a rezistenței interioare a unei surse de curent și verificarea teoremelor lui Kirchhoff.

**Aparate și materiale necesare:** o sursă de curent, două rezistoare, trei întrerupătoare, un ampermetru și un voltmetru.

#### Considerații teoretice

Cercetăm circuitul ramificat din figura 9.9, care conține două noduri 1 și 2 și trei ochiuri de rețea:  $A12DA$ ,  $1BC21$  și  $ABCD$ . Notînd intensitățile curenților prin ramurile rețelei cu  $I$ ,  $I_1$  și  $I_2$  și indicînd arbitrar sensurile lor (fig. 9.9), din prima teoremă a lui Kirchhoff (2.39) pentru nodul 1 avem

$$I = I_1 + I_2. \quad (9.15)$$

Alegem arbitrar sensurile de parcurgere a ochiurilor de rețea  $A12DA$  și  $1BC21$ . După aplicarea celei de a doua teoreme a lui Kirchhoff (2.40) pentru ochiurile de rețea menționate obținem

$$Ir + I_1 R_1 = \mathcal{E}, \quad (9.16)$$

$$I_1 R_1 - I_2 R_2 = 0. \quad (9.17)$$

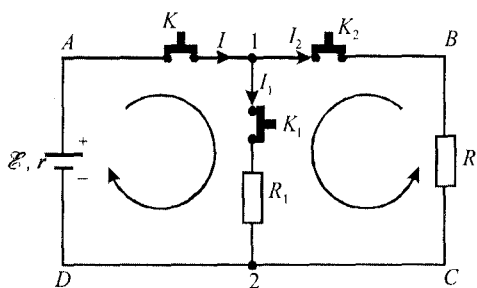


Fig. 9.9

Ecuatiile (9.15) și (9.17) se verifică direct introducînd valorile măsurate ale curenților și cele ale rezistențelor cunoscute, iar din ecuația (9.16) se determină rezistența interioară a sursei de curent:

$$r = \frac{\mathcal{E}}{I} - \frac{I_1}{I} R_1. \quad (9.18)$$

**Modul de lucru:**

- Măsurăți *t.e.m.*  $\mathcal{E}$  a sursei de curent, conectînd voltmetrul direct la bornele ei. Înscriseți valoarea obținută în tabelul de mai jos.
- Realizați montajul din figura 9.9 cu întrerupătoarele  $K$ ,  $K_1$  și  $K_2$  în poziția "deconectat".
- Conectați ampermetrul la bornele întrerupătorului  $K$  și închideți întrerupătoarele  $K_1$  și  $K_2$ . Înregistrați intensitatea curentului  $I$  din ramura 2DA1 trecînd-o în tabelul de mai jos.
- Conectați pe rînd ampermetrul la bornele întrerupătoarelor  $K_1$  și  $K_2$ , închizînd, respectiv, întrerupătoarele  $K_2$ ,  $K$  și  $K_1$ ,  $K$ . În ambele cazuri întrerupătorul  $K$  se închide ultimul. Înregistrați intensitățile curenților din ramurile 1-2 și, respectiv, 1BC2 și introduceți-le în tabel.
- Repețiți de 3 ori procedeele de lucru de la punctele 1, 3 și 4.
- Verificați justetea ecuațiilor (9.15) și (9.17), introducînd în tabel rezultatele obținute.

Nr.	$\mathcal{E}$ (V)	$I$ (A)	$I_1$ (A)	$I_2$ (A)	$(I_1, I_2)$ (A)	$I_1 R_1$ (V)	$I_2 R_2$ (V)	$r$ ( $\Omega$ )	$\Delta r$ ( $\Omega$ )
1									
2									
3									
Valoarea medie									

- Cu ajutorul relației (9.18) calculați valoarea medie a rezistenței interioare a sursei de curent.
- Estimați erorile absolută și relativă ale determinării rezistenței interioare, folosind următoarele relații:

$$\varepsilon = \frac{\Delta \bar{r}}{\bar{r}} = \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E} - I_1 R_1} \cdot \frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} + \frac{I_1 R_1}{\mathcal{E} - I_1 R_1} \left( \frac{\Delta I_1}{I_1} + \frac{\Delta R_1}{R_1} \right) + \frac{\Delta I}{I},$$

$$\Delta \bar{r} = \varepsilon \cdot \bar{r}.$$

9. Prezentați rezultatul final sub forma  $r = (\bar{r} \pm \Delta \bar{r}) \Omega$ ;  $\varepsilon = \dots \%$ .

10. Formulați concluziile cu referire la rezultatele obținute.

**?** Întrebări

- Ce reprezintă un nod de rețea? Formulați prima teoremă a lui Kirchhoff.
- Ce se numește ochi de rețea? Formulați a doua teoremă a lui Kirchhoff.

**LUCRAREA DE LABORATOR nr.3****Determinarea echivalentului electrochimic**

**Scopul lucrării:** Studiul curentului electric în electroliți și determinarea echivalentului electrochimic al substanței.

**Aparate și materiale necesare:** sursă de curent continuu, un vas cu soluție apoasă de sulfat de cupru ( $CuSO_4$ ), doi electrozi, unul de cupru și altul de aluminiu, care se pot fixa de capacul vasului, ampermetru, reostat, întrerupător, fire de conexiune, reșou, cronometru, balanță cu greutateți marcate.

**Considerații teoretice**

Din prima lege a lui Faraday pentru electroliză (3.14) echivalentul electrochimic se determină de relația

$$k = \frac{m_{Cu}}{It}, \tag{9.19}$$

unde  $m_{Cu}$  este masa de substanță (în cazul dat de  $Cu$ ) depusă pe catod,  $I$  – intensitatea curentului care trece prin soluția electrolică, iar  $t$  – durata procesului de depunere a substanței.

**Modul de lucru:**

1. Realizați montajul experimental din figura 9.10.
2. Închideți întrerupătorul  $K$ , stabiliți cu ajutorul reostatului o intensitate a curentului de 0,5 – 1 A și întrerupeți circuitul.
3. Scoateți din vas catodul (de aluminiu), curățați-l minuțios cu hîrtie de șmirghel, spălați-l și uscați-l deasupra reșoului. Determinați cu ajutorul balanței masa inițială a catodului  $m_i$ .
4. Introduceți catodul în vasul cu soluția de sulfat de cupru și închideți întrerupătorul  $K$ , declanșînd la același moment de timp și cronometrul.
5. Mențineți cu ajutorul reostatului o valoare constantă a intensității curentului pe toată durata experimentului (15 – 20 minute).
6. Întrerupeți circuitul și notați intervalul de timp în care s-a produs electroliza.

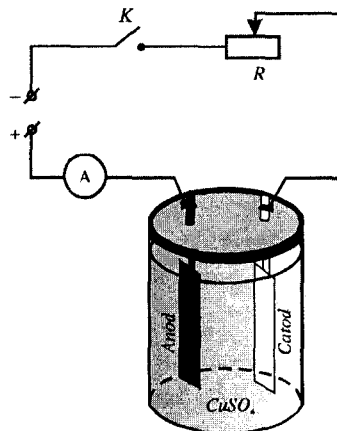


Fig. 9.10

7. Scoateți catodul din vas, uscați-l deasupra reșoului și, cîntărindu-l, determinați masa lui finală  $m_f$ . Constatînd diferența  $m_f - m_i$  determinați masa de cupru depusă pe catod.
8. Calculați cu ajutorul relației (9.19) valoarea echivalentului electrochimic al cuprului și comparați-o cu cea tabelară.
9. Estimați erorile (absolută și relativă) ale determinării echivalentului electrochimic, folosind relațiile

$$\varepsilon = \frac{\Delta k}{k} = \frac{\Delta m_{Cu}}{m_{Cu}} + \frac{\Delta I}{I} + \frac{\Delta t}{t}, \quad \Delta k = \varepsilon \cdot k.$$

10. Introduceți rezultatele măsurărilor și calculelor în tabelul de mai jos.

$m_i$ (g)	$m_f$ (g)	$m_{Cu}$ (g)	$I$ (A)	$t$ (min.)	$k$ $\left(10^{-6} \frac{\text{kg}}{\text{C}}\right)$	$\Delta k$ $\left(10^{-6} \frac{\text{kg}}{\text{C}}\right)$

11. Prezentați rezultatul sub forma  $k = (k \pm \Delta k) \frac{\text{kg}}{\text{C}}$ ;  $\varepsilon = \dots\%$ .
12. Formulați concluziile, privind rezultatele obținute și comparați-le cu valoarea tabelară.

**? Întrebări**

1. Ce se numește disociație electrolică? Formulați legile lui Faraday pentru electroliză.
2. Ce reprezintă echivalentul electrochimic al substanței?
3. De ce este necesar să uscăm catodul deasupra reșoului?

## LUCRAREA DE LABORATOR nr. 4

### Studiul acțiunii câmpului magnetic asupra conductorilor parcurși de curent

**Scopul lucrării:** Studiul forței electromagnetice și determinarea componentei verticale a câmpului magnetic creat de un magnet permanent.

**Aparate și materiale necesare:** conductor de cupru sau aluminiu de 10 – 15 cm lungime și diametru 2 – 3 mm, fire conductoare de cupru de 30 – 40 cm lungime de masă neglijabilă, sursă de curent continuu, ampermetru, reostat, un magnet puternic (de exemplu, de la un difuzor), stativ cu clește, balanță cu greutate marcate.

#### Considerații teoretice

Asupra unui conductor orizontal parcurs de curent, situat în câmp magnetic, acționează numai componenta perpendiculară pe conductor a forței electromagnetice (p. 4.2, a):

$$F_{em} = BIl \sin \alpha = B_{\perp} l I \quad (9.20)$$

Considerăm conductorul  $AC$  de masă  $m$  parcurs de curentul  $I$  și suspendat în câmpul magnetic al unui magnet permanent. Datorită componentei  $\vec{B}_{\perp}$  a acestui câmp asupra conductorului acționează forța electromagnetică  $\vec{F}_{em}$ , care îl deviază de la poziția verticală sub un unghi mic  $\beta$  și are sensul determinat de regula mâinii stângi. Totodată, asupra conductorului mai acționează forța de greutate  $m\vec{g}$  și forțele de tensiune  $\vec{T}_1 = \vec{T}_2 = \vec{T}$  din firele de suspensie (fig. 9.11). Conductorul rămâne în echilibru, când suma tuturor forțelor ce acționează asupra lui este egală cu zero. În proiecții pe axele de coordonate (fig. 9.11) avem:

$$\begin{aligned} F_{em} - 2T \sin \beta &= 0, \\ 2T \cos \beta - mg &= 0, \end{aligned}$$

de unde

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{F_{em}}{mg} \quad (9.21)$$

Pentru valori mici ale unghiului de deviație  $\operatorname{tg} \beta \approx \beta$ , iar lungimea arcului  $OA$  descris de mișcarea conductorului este aproximativ egală cu deplasarea  $d$  pe orizontală. Așadar  $\beta \approx d/L$  și folosind relațiile (9.20) și (9.21) obținem

$$d = \beta L = \frac{F_{em}}{mg} L = \frac{B_{\perp} l_a L}{mg} I, \quad (9.22)$$

unde  $g$  este accelerația gravitațională,  $L$  – lungimea firelor de suspensie, iar  $l_a$  – lungimea activă a conductorului, adică cea aflată în câmpul magnetic.

Relația (9.22) reprezintă o dependență liniară a deplasării  $d$  de intensitatea curentului  $I$  (fig. 9.12). Întrucât deplasarea  $d$  este proporțională cu forța  $F_{em}$ , verificarea

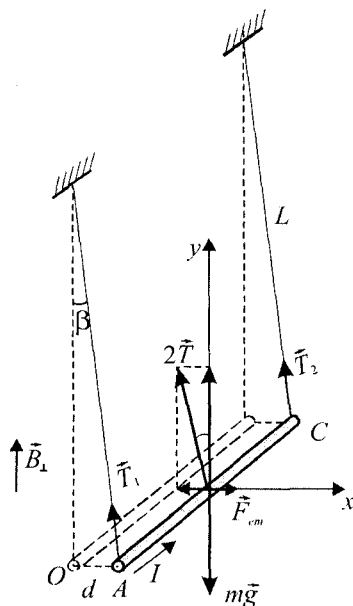


Fig. 9.11

experimentală a acestei relații este echivalentă cu verificarea expresiei (9.20) pentru forța electromagnetă.

Coefficientul de proporționalitate din relația (9.22) reprezintă panta  $\Delta d/\Delta I$  a graficului din figura 9.12, adică „tangenta” unghiului  $\varphi$  de înclinare a dreptei obținute. Astfel, evaluând panta graficului, se poate determina componenta verticală a cîmpului magnetic al magnetului permanent folosit în experiment. Pentru două puncte arbitrare ale dreptei din figura 9.12 cu coordonatele  $(d_1, I_1)$  și  $(d_2, I_2)$ , conform relației (9.22), avem

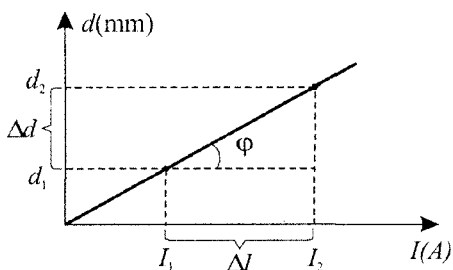


Fig. 9.12

Pentru două puncte arbitrare ale dreptei din figura 9.12 cu coordonatele  $(d_1, I_1)$  și  $(d_2, I_2)$ , conform relației (9.22), avem

$$d_1 = \frac{B_{\perp} l_a L}{mg} I_1 \quad \text{și} \quad d_2 = \frac{B_{\perp} l_a L}{mg} I_2.$$

Analizînd diferența acestor două relații, obținem

$$\Delta d = \frac{B_{\perp} l_a L}{mg} \Delta I,$$

de unde

$$B_{\perp} = \frac{mg}{l_a L} \operatorname{tg} \varphi = \frac{mg}{l_a L} \cdot \frac{\Delta d}{\Delta I}. \quad (9.23)$$

Cîmpul magnetic al magnetului de la difuzor nu este omogen, iar sub acțiunea forței electromagnetice conductorul este deviat în altă regiune deasupra magnetului unde diferă atît inducția cîmpului magnetic, cît și lungimea activă a conductorului. Pentru a păstra constante aceste mărimi trebuie de fiecare dată să deplasăm și magnetul, astfel încît poziția lui față de conductor să rămîna aceeași.

### Modul de lucru:

1. Cîntăriți conductorul cu ajutorul balanței și introduceți valoarea masei lui în tabelul de mai jos.
2. Lipiți pe magnetul de la un difuzor hîrtie milimetrică și trasați un diametru. Lungimea acestuia este egală cu lungimea activă a conductorului  $l_a$ . Introduceți valoarea acestei lungimi în tabel.
3. Legați firele conductoare de capetele conductorului și suspențați-l de tija izolată prinsă cu cleștele de stativ.
4. Realizați circuitul electric din figura 9.13, fixînd cursorul reostatului în poziția rezistenței maxime a acestuia.
5. Așezați magnetul cît mai aproape de conductor, așa încît acesta să se suprapună peste diametrul trasat.
6. Închideți întrerupătorul  $K$  și citiți indicația ampermetrului. Dacă conductorul oscilează, așteptați pînă cînd se stabilește starea de echilibru sau acționați atent din exterior asupra conductorului pentru a o stabili.
7. Deplasați magnetul pînă cînd diametrul trasat pe hîrtia milimetrică ajunge sub conductor. Întrerupeți

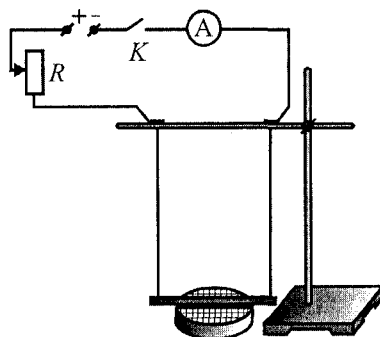


Fig. 9.13

circuitul și după stabilirea poziției inițiale de echilibru a conductorului, numărați cu câți milimetri a fost deplasat magnetul. Această valoare coincide cu distanța de la care s-ar fi deplasat conductorul în câmpul magnetic din regiunea centrală a magnetului.

**8.** Repetați procedeele de lucru descrise în p. 5 – 7 pentru cel puțin 5 valori ale intensității curentului, deplasând cursorul reostatului în diferite poziții. Introduceți datele experimentale obținute în tabel.

Nr.	$I$ (A)	$d$ ( $10^{-3}$ m)	$m$ ( $10^{-3}$ kg)	$l_a$ ( $10^{-2}$ m)	$L$ ( $10^{-2}$ m)	$B_{\perp}$ ( $10^{-3}$ T)
1						
2						
⋮						

**9.** Construiți graficul dependenței  $d(I)$  și evaluați panta lui.

**10.** Folosind expresia (9.23), calculați valoarea componentei perpendiculare a inducției câmpului magnetic, creat de piesa magnetică folosită.

**11.** Formulați concluziile referitoare la rezultatele obținute.

### ❓ Întrebări

- Cum se determină sensul forței electromagnetice?
- Ce reprezintă panta graficului unei dependențe liniare? Cum se calculează ea?
- De ce câmpul magnetic creat de magnetul unui difuzor nu este omogen? Cum ar trebui să fie magnetul pentru a avea un câmp omogen?
- Ce reprezintă lungimea activă a conductorului și cum se determină ea în această lucrare de laborator?

## LUCRAREA DE LABORATOR nr. 5

### Studiul fenomenului inducției electromagnetice

**Scopul lucrării:** Determinarea inducției unui magnet permanent în baza fenomenului inducției electromagnetice

**Aparate și materiale necesare:** magnet bară sau potcoavă, bobină cu numărul de spire cunoscut, voltmetru, ohmmetru, microampermetru, sursă de curent continuu, comutator, întrerupător, condensator, riglă milimetrică.

#### Considerații teoretice

Conform legii inducției electromagnetice *t.e.m.*, indusă într-un cadru metalic (bobină) cu  $N$  spire, este proporțională cu viteza de variație a fluxului magnetic  $\Delta\Phi/\Delta t$  prin acesta și este determinată de relația (5.9). Împărțind această relație la valoarea rezistenței electrice  $R$  a bobinei și aplicând legea lui Ohm, se obține expresia pentru valoarea intensității curentului de inducție

$$I_i = -\frac{N\Delta\Phi}{R\Delta t} \quad (9.24)$$

La o mișcare bruscă a magnetului față de bobină sau invers, prin spirele ei se deplasează sarcina electrică  $\Delta q = I \cdot \Delta t$ . Dacă în starea inițială magnetul se află în interiorul bobinei cu aria secțiunii transversale  $S$ , adică fluxul ce o străbate este  $\Phi_1 = BS$ , după înlăturarea bruscă a magnetului  $\Phi_2 = 0$  și pentru variația fluxului magnetic avem:

$$\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 = -BS.$$

Atunci din (9.24) obținem:



$$\Delta q = \frac{NBS}{R},$$

de unde rezultă

$$B = \frac{R}{NS} \Delta q. \quad (9.25)$$

Pentru determinarea sarcinii  $\Delta q$  se poate folosi procesul de descărcare a unui condensator. Se conectează condensatorul la sursa de curent continuu și i se transmite sarcina  $\Delta q_0$ , determinată, conform relației (1.34), de produsul dintre tensiunea aplicată  $U$  și capacitatea cunoscută  $C$ :  $\Delta q_0 = CU$ . La descărcarea condensatorului prin microampermetru, acul acestuia se abate cu un număr de diviziuni  $n_0$ , după care foarte repede revine la zero. Așadar,

$$\Delta q_0 = CU = kn_0,$$

unde  $k$  este un coeficient de proporționalitate ce depinde de construcția microampermetrului. Dacă la același microampermetru se conectează și bobina, în interiorul căreia se deplasează rapid magnetul, atunci în mod analog avem

$$\Delta q = kn,$$

unde  $n$  este numărul de diviziuni la abaterea maximă a acului indicator, datorită variației fluxului magnetic. Făcând raportul ultimelor două relații, obținem:

$$\Delta q = \frac{n}{n_0} \Delta q_0 = \frac{n}{n_0} CU.$$

Pentru inducția cîmpului magnetic din (9.25) rezultă

$$B = \frac{R}{NS} \cdot \frac{n}{n_0} CU \quad (9.26)$$

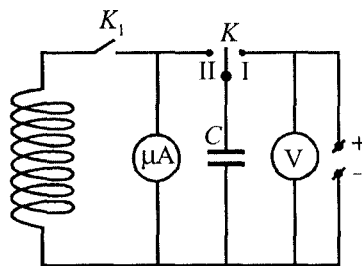


Fig. 9.14

**Modul de lucru:**

1. Întrucît circuitul închis străbătut de fluxul magnetic este format din bobină și microampermetru, rezistența totală a circuitului este egală cu suma rezistențelor lor. Măsurăți rezistența bobinei și adunați-o cu cea a microampermetrului, luată din pașaportul lui. Măsurăți cu rigla milimetrică aria secțiunii transversale a bobinei. Treceți rezultatele obținute în tabelul de mai jos.
2. Realizați montajul experimental din figura 9.14.
3. Lăsînd comutatorul  $K$  în poziție neutră închideți întrerupătorul  $K_1$ . Introduceți magnetul bară sau potcoavă în interiorul bobinei, după care înlăturați-l cu viteză cît mai mare din spațiul ei, înregistrînd numărul de diviziuni la devierea maximă a acului indicator al microampermetrului. Repetați experimentul de 5 ori trecînd de fiecare dată rezultatul în tabel.
4. Citiți indicația voltmetrului și valoarea nominală a capacității condensatorului, trecîndu-le în tabel.
5. Deschideți întrerupătorul  $K_1$  și treceți comutatorul  $K$  în poziția I pentru încărcarea condensatorului. Descărcați condensatorul prin microampermetru, trecînd comutatorul în poziția II. Înregistrați numărul de diviziuni la abaterea maximă a acului indicator și, repetînd procedeul descris de 5 ori, introduceți rezultatele în tabel de pe pagina următoare.
6. Estimați erorile (absolută și relativă) ale determinării inducției cîmpului magnetic folosind relațiile

$$\varepsilon = \frac{\Delta \bar{B}}{\bar{B}} = \frac{\Delta \bar{n}}{\bar{n}} + \frac{\Delta \bar{n}_0}{\bar{n}_0} + \frac{\Delta N}{N} + \frac{\Delta R}{R} + \frac{\Delta S}{S} + \frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta C}{C}, \quad \Delta \bar{B} = \varepsilon \cdot \bar{B}.$$

Nr.	$n$	$n_0$	$N$	$R (\Omega)$	$S (\text{cm}^2)$	$U (\text{V})$	$C (\mu\text{F})$	$B (\text{mT})$	$\Delta B (\text{mT})$
1									
2									
3									
4									
5									
Val. med.									

7. Prezentați rezultatul final sub forma

$$B = (\bar{B} \pm \Delta \bar{B}) \text{mT}, \quad \varepsilon = \dots \%$$

8. Faceți concluziile cu privire la rezultatul obținut.

### ?

 Întrebări

1. Care este esența fenomenului inducției electromagnetice? Formulați legea lui Faraday pentru inducția electromagnetică.
2. De ce este necesară o viteză cât mai mare de mișcare a magnetului în interiorul bobinei?
3. În ce constă metoda determinării sarcinii care trece prin bobină la variația fluxului magnetic?

## LUCRAREA DE LABORATOR nr. 6

### Studiul pendulului elastic

**Scopul lucrării:** Determinarea experimentală a perioadei proprii în cazul oscilațiilor unui pendul elastic.

**Aparate și materiale necesare:** stativ cu două clește, resort, set de mase marcate, riglă milimetrică, cronometru (sau ceasornic cu secundar).

#### Considerații teoretice

Perioada oscilațiilor proprii  $T_0$  a pendulului elastic este determinată de relația (6.23). Se observă că ea este direct proporțională cu masa sistemului oscilator  $m$  și invers proporțională cu constanta de elasticitate  $k$ . Pentru unul și același resort de masă neglijabilă perioada proprie este cu atât mai mare, cu cât masa corpului suspendat este mai mare.

Determinarea perioadei se poate realiza în două moduri: fie cu ajutorul relației (6.23), stabilind mai întâi constanta de elasticitate  $k$ , fie măsurând intervalul de timp  $t$ , în care se produc un număr  $N$  de oscilații complete, adică,

$$T = \frac{t}{N}. \quad (9.27)$$

Constanta de elasticitate  $k$  se determină din condiția de echilibru a corpului de masă  $m$  aflat la capătul resortului, adică  $mg = kx$  de unde rezultă  $k = mg/x$ . Introduscând această relație în (6.23), obținem:

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{g}{x}}, \quad (9.28)$$

unde  $x$  este alungirea resortului când corpul suspendat se află în echilibru.

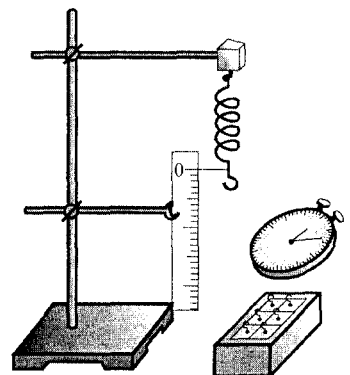


Fig. 9.15

**Modul de lucru:**

1. Realizați montajul experimental din figura 9.15, avînd grijă ca indicația „0” de pe rigla milimetrică să coincidă cu capătul resortului în starea nedeformată.
2. Ațirmați la capătul liber al resortului o masă marcată și, după stabilirea poziției de echilibru, citiți pe rigla milimetrică alungirea  $x$  a acestuia.
3. Scoateți pendulul elastic din poziția de echilibru, deplasîndu-l cu 2 – 3 cm și măsurați cu cronometrul intervalul de timp  $t$ , în care se produc  $N$  oscilații armonice, adică oscilații de aproximativ aceeași amplitudine.
4. Repetați încă de 1 – 2 ori măsurările descrise în punctele 2 și 3, adăugînd de fiecare dată noi mase marcate.
5. Calculați perioada oscilațiilor proprii a pendulului elastic, folosind relațiile (9.27) și (9.28). Introduceți rezultatele măsurărilor și determinărilor în tabelul de mai jos.

Nr.	$m$ (kg)	$x$ (m)	$T_0$ (s)	$\Delta T_0$ (s)	$N$	$t$ (s)	$T$ (s)	$\Delta T$ (s)
1								
2								
3								

6. Estimați erorile (absolută și relativă) ale determinării perioadei proprii în cele două cazuri, folosind relațiile

$$\varepsilon_1 = \frac{\Delta T_0}{T_0} = \frac{\Delta \pi}{\pi} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta g}{g} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta x}{x}, \quad \Delta T_0 = \varepsilon_1 \cdot T_0,$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta t}{t}, \quad \Delta T = \varepsilon_2 \cdot T.$$

7. Prezentați rezultatul final sub forma

$$T_0 = (T_0 \pm \Delta T_0) \text{s}, \quad \varepsilon_1 = \dots \%$$

$$T = (T \pm \Delta T) \text{s}, \quad \varepsilon_2 = \dots \%$$

8. Comparați valorile perioadei oscilațiilor proprii obținute prin cele două metode și faceți concluziile referitor la rezultatele măsurătoarelor.

**?** Întrebări

1. Ce reprezintă oscilațiile armonice? Care este legea mișcării oscilatorii a pendulului elastic?
2. De care parametri depinde frecvența proprie a pendulului elastic?
3. Cum se explică faptul că frecvența proprie nu depinde de amplitudinea oscilațiilor?

**LUCRAREA DE LABORATOR nr.7**

**Determinarea accelerației gravitaționale cu ajutorul pendulului gravitațional**

**Scopul lucrării:** determinarea experimentală a accelerației gravitaționale.

**Aparate și materiale necesare:** stativ, bilă cu diametrul de 20 – 30 mm legată de un fir cu lungimea de 50 – 70 cm, cronometru, șubler, riglă.

**Considerații teoretice**

Dacă pendulul gravitațional este deviat de la poziția de echilibru cu un unghi mic (aproximativ  $10^0$ ), atunci el efectuează oscilații armonice avînd perioada determinată de

relația (6.25). Perioada oscilațiilor  $T$  se poate determina măsurând timpul  $t$ , în care au loc un anumit număr de oscilații  $N$ . Atunci din (6.25) avem

$$\left(\frac{t}{N}\right)^2 = 4\pi^2 \frac{l}{g},$$

de unde

$$g = 4\pi^2 l \left(\frac{N}{t}\right)^2,$$

unde  $l$  este lungimea pendulului gravitațional.

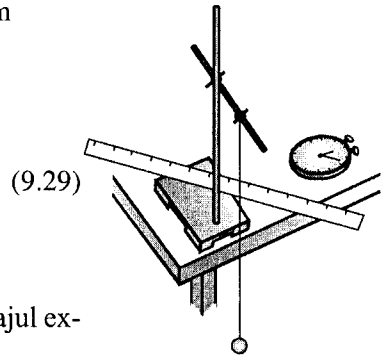


Fig. 9.16

### Modul de lucru:

1. Așezați stativul la marginea mesei și realizați montajul experimental din figura 9.16.
2. Aduceți pendulul în stare de oscilație, deviind bila de la poziția de echilibru la o distanță de aproximativ 5 cm și eliberând-o.
3. Măsurați cu ajutorul cronometrului timpul în care se produc un număr mare de oscilații (de exemplu, 50). Repetați aceste măsurări de 3 ori.
4. Măsurați cu rigla lungimea firului de la punctul de suspensie pînă la bilă, iar cu șublerul – diametrul ei. Însușind valorile măsurate ale lungimii firului și razei bilei, obțineți lungimea pendulului.
5. Repetați procedeele descrise în punctele 2 – 4 pentru încă 2 lungimi diferite ale pendulului.
6. Calculați accelerația gravitațională cu ajutorul relației (9.29) și introduceți rezultatele măsurărilor și determinărilor în tabelul de mai jos.

Nr.	$l$ (m)	N	$t$ (s)	$\bar{t}$ (s)	$g$ (m/s <sup>2</sup> )	$\bar{g}$ (m/s <sup>2</sup> )	$\Delta\bar{g}$ (m/s <sup>2</sup> )
1							
2							
3							

7. Estimați erorile (absolută și relativă) ale determinării accelerației gravitaționale folosind relațiile

$$\varepsilon = \frac{\Delta\bar{g}}{\bar{g}} = 2 \frac{\Delta\pi}{\pi} + \frac{\Delta l}{l} + 2 \frac{\Delta t}{t}, \quad \Delta\bar{g} = \varepsilon \cdot \bar{g}.$$

8. Prezentați rezultatul final sub forma

$$g = (\bar{g} \pm \Delta\bar{g}) \frac{\text{m}}{\text{s}^2}, \quad \varepsilon = \dots\%.$$

9. Faceți concluziile cu privire la rezultatele obținute

### ❓ Întrebări

1. Ce reprezintă pendulul gravitațional și care este perioada lui de oscilație?
2. De ce este nevoie ca unghiul de abatere de la poziția de echilibru al pendulului să fie mic?

- pag. 119: **7.** 0,1 T; **8.** 0,72 N; **9.** 0,36 N; **10.** În funcție de sensul curentului prin conductor forța electromagnetică se adună la cea de greutate sau se scade din ea; respectiv tensiunea fiecărui fir este egală cu 0,055 N și cu 0,025 N;  
**11.**  $7,2 \cdot 10^{-3} \text{ N} \cdot \text{m}$ ; **12.**  $0,3 \text{ N} \cdot \text{m}$ .
- pag. 123: **3.**  $8\pi \mu\text{T}$ ; **4.** 3,77 mT; **5.**  $30 \mu\text{T}$  dacă curenții au sensuri opuse și  $10 \mu\text{T}$  în cazul curenților de același sens; **6.**  $16,5 \mu\text{T}$ .
- pag. 125: **4.**  $3,2 \cdot 10^{-14} \text{ N}$ ;  $2,77 \cdot 10^{-14} \text{ N}$ ; **5.**  $5,3 \cdot 10^{16} \text{ m/s}^2$ ; **6.**  $3,1 \cdot 10^{-14} \text{ N}$ .
- pag. 131: **9.** 2,5 mT; **10.** 3380 V; **11.** 1,25 m; **12.** 4 mT; **13.** 1,25 mT; **14.**  $1,6 \cdot 10^7 \text{ m/s}$ .

### Capitolul 5. Inducția electromagnetică

- pag. 143: **13.** 3 mWb; **14.** 1 mC; **15.**  $45,4 \mu\text{C}$ ; **16.** 10 mA.
- pag. 147: **5.** 50 mH; **6.** 100 V; **7.** 40 V.
- pag. 149: **4.** a) 0,5 A; b) 40 mWb; **5.** 7,5 mT; 10,2 mH;  $22,4 \text{ J/m}^3$ .

### Capitolul 6. Oscilații și unde

- pag. 154: **8.** 8 cm; **9.** 3s; **10.** 2 Hz.
- pag. 171: **17.** 0,2 m; 0,628 s;  $\pi/2$ ;  $x(t) = 0,2 \sin(10t + \pi/2) (\text{m})$ ; **18.** 0,13 m;  $-0,40 \text{ rad}$ ; **19.** 0,4 kg; **20.** 0,25 m; **21.** 1,57 s; **22.** Lungimea pendulului la mișcarea ascensorului în sus trebuie să fie de 3 ori mai mare decât la mișcarea lui în jos; **23.** 0,24 N/m; 6,4 Hz; **24.** a) 0,042 s; b)  $0,1 \mu\text{J}$ ; c) 0,2 mN; **25.** a) 0,71 cm; b) 0,25 (0,75).
- pag. 174: **4.**  $x = 7 \sin(2\pi t + 1,43) (\text{cm})$ ; **5.** 2,24 cm; 1,11 rad.
- pag. 189: **8.** 3,67 km/s; **9.** 267 N; **10.** 0,7 m/s.
- pag. 191: **4.**  $\pi (\text{rad.})$ ; **5.**  $y = 2 \sin\left(40\pi t - \frac{\pi}{6} x\right) (\text{cm})$ ;  $\frac{43\pi}{6} (\text{rad.})$ ;  $-1 \text{ cm}$ ; **6.**  $\pi/30 (\text{m}^{-1})$ .
- pag. 201: **12.** a) 1,5 m; b) 0,75 m; **13.** maxim – 1000 m; minim – 1250 m; **14.** 495,7 Hz.

### Capitolul 7. Curentul alternativ sinusoidal

- pag. 213: **4.** 311,13 V; **5.** 2 A; 1,41 A.
- pag. 216: **9.** 0,2; 5000; **10.** 3,6 A; **11.** 4 A.
- pag. 228: **16.** 20 mA; 28,3 mA; **17.** 6,28  $\Omega$ ; **18.** 16 Hz; **19.** 18  $\Omega$ ; 47,6 mH; 0,97 rad;  
**20.** 13,3  $\mu\text{F}$ ;  $-0,91 \text{ rad}$ ; 150 V; **21.** 1,92 A; **22.** 8,94 A;  $-0,63 \text{ rad.}$ ; 159 Hz;  
**23.** 65 V; **24.** 100  $\mu\text{F}$ ; 696 V; 3,2.
- pag. 234: **8.** a) 20  $\Omega$ ; b) 6 A; c) 0,8; d) 576 W; 432 VAR; 720 VA; **9.** a) 12  $\Omega$ ;  
b)  $12\sqrt{3} \Omega$ ; c) 3,6 kW; 2,08 kVAR; 4,16 kVA.

### Capitolul 8. Oscilații și unde electromagnetice

- pag. 242: **13.** 40  $\mu\text{F}$ ; **14.** Se micșorează de 4 ori; **15.** 1  $\mu\text{F}$ ; **16.** 1,97 mm.
- pag. 249: **7.** 1885 m.