8. Conductoare în câmp electric. Energie câmpului electric

8.1 Distribuţia sarcinilor electrice într-un conductor

Proprietăţile electrice ale conductorilor în electrostatică sunt determinate de comportarea electronilor de conducţie în câmpul electrostatic exterior. În lipsa acestui câmp, câmpurile electrice ale electronilor de conducţie şi a ionilor pozitivi se compensează reciproc şi conductorul este neutru din punct de vedere electric. În prezenţa câmpului exterior electronii liberi în conductor se redistribuie astfel ca în orice punct din interiorul lui, câmpul electric al electronilor de conducţie şi al ionilor pozitivi să compenseze câmpul exterior. **Fenomenul de redistribuire a sarcinilor în conductor sub influenţa câmpului electrostatic exterior se numeşte inducţie electrostatică.**

Sarcinile electrice care apar în acest caz pe suprafaţa conductorului egale numeric între ele dar de semn opus, se numesc **sarcini induse**. La scoaterea conductorului din câmpul electric sarcinile induse dispar. Vectorul $\vec{E}$ lângă suprafaţa conductorului, este orientat după normala la suprafaţă, în caz contrar componenta tangenţială ar provoca o deplasare a sarcinilor pe suprafaţa conductorului, ceea ce contrazice condiţiei de echilibru a sarcinilor. Aşadar, pentru conductorii plasaţi în câmp electrostatic sunt satisfăcute următoarele condiţii:

1) În interiorul conductorului intensitatea câmpului electric va deveni egală cu zero $\left(\vec{E}=0\right)$ iar la suprafaţă $\vec{E}=\vec{E}_n$, $\left(\vec{E}_\tau=0\right)$ unde $\vec{E}_n$ şi $\vec{E}_\tau$ sunt componentele normală şi tangenţială ale vectorului $\vec{E}$;
2) Suprafaţa conductorului este o suprafaţă echipotenţială (unde potențialul este acelaşi);
3) Toate sarcinile necompensate se află pe suprafaţa conductorului.

8.2. Capacitatea electrică a unui conductor izolat. Condensatoarele

Din cele menţionate anterior, cunoaştem deja că conductoarele au proprietatea de a acumula sarcina electrică. Este evident faptul, că sarcina concentrată pe un conductor izolat (în apropierea lui nu se află alţi conductori, corpuri sau sarcini), este proporţională cu potenţialul lui

$$q=C\varphi, \tag{8.4}$$

unde coeficientul de proporţionalitate C se numeşte **capacitatea electrică** a conductorului. De unde rezultă că

$$C=\frac{q}{\varphi}. \tag{8.5}$$

Deci, capacitatea electrică a unui conductor izolat este egală numeric cu sarcina electrică, care trebuie comunicată pentru ca potenţialul lui să crească cu 1 V. În SI capacitatea electrică se măsoară în farazi, $[C]=\dfrac{1\ \mathrm{C}}{1\ \mathrm{V}}=1\ \mathrm{F}$. Ea depinde de dimensiunile şi forma conductorului, dar nu depinde de materialul din care este confecţionat de starea de agregare, forma şi dimensiunile cavităţilor din interiorul conductorului.

Ca exemplu vom considera capacitatea unui conductor sferic de raza R care se află într-un mediu dielectric cu permitivitatea ε. Potenţialul suprafeţei acestui conductor ce posedă sarcina electrică q, este dat de relaţia

$$\varphi=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q}{\varepsilon R}.$$

Conform (3.55) obţinem

$$C=\frac{q}{\varphi}=4\pi\,\varepsilon_0\varepsilon R. \tag{8.6}$$

Dacă vom apropia de un conductor încărcat alte corpuri, atunci pe suprafaţa lor vor apărea sarcini induse (în cazul conductorilor) sau legate (în cazul dielectricilor). Aceste sarcini vor diminua câmpul electric, adică vor micşora potenţialul φ. Din definiţia capacităţii se poate conchide, că capacitatea conductorului va creşte.

În practică este necesară existenţa instalaţiilor, care ar acumula cantităţi considerabile de sarcină electrică, chiar şi în cazul când deţin un potenţial mic. Aşa dispozitive se numesc **condensatoare**, care au proprietatea de a stochează sarcina electrică.

Condensatoarele pot fi de diverse configuraţii, iar fiecare din ele constau din perechi de conductori între care se află un mediu dielectric (*Fig. 3.15a, b, c*). Asupra capacităţii condensatorului nu trebuie să influenţeze corpurile înconjurătoare. Din această cauză, armăturile au aşa o formă încât, câmpul creat de sarcinile acumulate pe armături să fie concentrat în spaţiul îngust dintre armături. Asemenea condiţii îndeplinesc 1) două plăci paralele, 2) două cilindre coaxiale, 3) două sfere concentrice, etc.



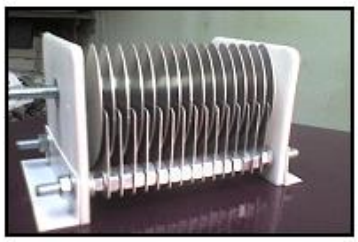


Fig. 3.15.a) **b)** **c)**

1. **Confesatorul plan** compus din două placi paralele cu aria S fiecare, încărcate cu sarcini de semn opus şi situate la o distanţă mică d una de alta (*Fig. 3.16a; 3.16b*).

Intensitatea câmpului electric între plăcile condensatorului

este $$E = \frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0}, \qquad (3.57)$$

unde ε este permitivitatea dielectrică a mediului dintre plăcile condensatorului; σ este densitatea superficială a sarcinilor, care în cazul unei distribuţii uniforme a sarcinii este

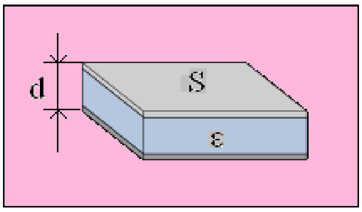


Fig. 3.16a.

$$\sigma = \frac{q}{S}. \qquad (8.8)$$

Substituind expresia de mai sus în (3.57) obţinem

$$E = \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0 S}. \qquad (8.9)$$

În conformitate cu relaţia $\varphi_1 - \varphi_2 = Ed = \frac{qd}{\varepsilon\varepsilon_0 S}$, unde diferenţa de potenţial dintre armături $\varphi_1 - \varphi_2$, se mai numeşte şi tensiune electrică U,

atunci: $$U = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{qd}{\varepsilon\varepsilon_0 S}. \qquad (8.10)$$

Aşa cum $C = \frac{q}{U}$, pentru **capacitatea condensatorului plan** obţinem

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}. \qquad (8.11)$$

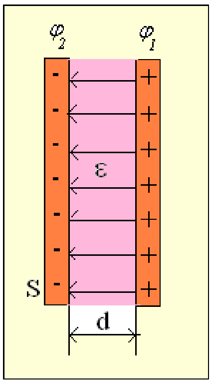


Fig. 3.16b.

2. **Condensatorul sferic** constă din două sfere concentrice cu razele r_1 şi r_2, unde $r_1 \neq r_2$ (*Fig. 3.17*). Intensitatea câmpului dintre armăturile condensatorului sferic este

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\frac{q}{r^2},$$

iar diferenţa de potenţial $$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right).$$

Substituind diferenţa de potenţial în relaţia $C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}$

obţinem: $$C = 4\pi\varepsilon\varepsilon_0 \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1}. \qquad (8.12)$$

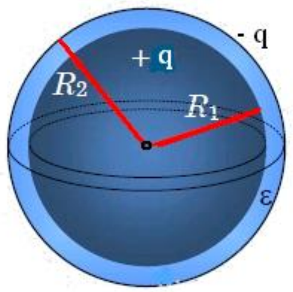


Fig. 3.17.

În cazul când $d = r_2 - r_1 \ll r_1$ atunci capacitatea condensatorului sferic se determină folosind relaţia capacităţii condensatorului plan.

Condensatoarele se mai caracterizează şi cu **tensiunea de străpungere,** adică la diferenţe de potenţial mari poate avea loc străpungerea electrică a dielectricului.

Merită de menţionat, că pentru diferite scopuri aplicative bateriile de condensatori se obţin prin conectează a în paralel şi în serie:

1. Conectarea în paralel *(Fig. 3.18*). Admitem că sunt date *n* condensatoare cu capacităţile $C_1, C_2, ..., C_n$. Pe fiecare din cele două sisteme de armături se acumulează sarcina: $q_1 = C_1\Delta\varphi;\ q_2 = C_2\Delta\varphi;\ q_n = C_n\Delta\varphi.$

Ori sarcina sumară

$$q = \sum_{i=1}^{n} q_i = \Delta\varphi \sum_{i=1}^{n} C_i.$$

în baza comparaţiilor obșinem m:

$$C = C_1 + C_2 + ... + C_n = \sum_{i=1}^{n} C_i. \qquad (3.63)$$

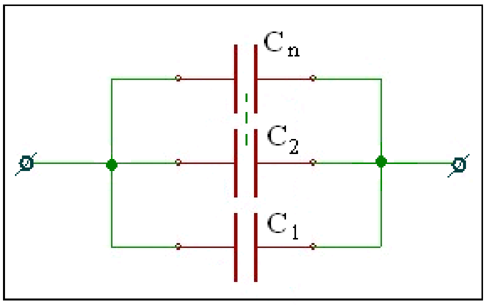


Fig. 3.18.

Deci, **capacitatea electrică a condensatoarelor la conectarea lor în paralel este egală cu suma capacităţilor acestor condensatoare.**

2. La **conectarea în serie** *(Fig. 3.19)* a condensatoarelor fiecare condensator are aceiaşi sarcină q datorită fenomenului de influenţă electrostatică, dar în schimb, diferenţa de potenţial $\Delta\varphi$ pe fiecare condensator este diferită, fiind invers proporţională cu capacitatea condensatoarelor astfel

$$\Delta\varphi = \sum_{i=1}^{n} \Delta\varphi_i = \sum_{i=1}^{n} \frac{q}{C_i} \ .$$

Pe de altă parte, avem

$$\Delta\varphi = \frac{q}{C} = q \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{C}.$$

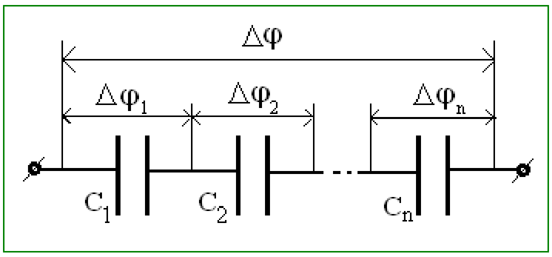


Fig. 3.19.

Prin urmare, comparând relaţiile de mai sus obţinem

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + ... + \frac{1}{C_n} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{C_i}. \qquad (3.64)$$

Aşadar, **la conectarea în serie mărimea inversă a capacității totale este egală cu suma mărimilor inverse ale capacităţilor condensatoarelor.**

3.8.3. Energia câmpului electric

1. Energia unui sistem de sarcini punctiforme imobile

În baza celor menţionate, cunoaştem că forţele de interacţiune dintre corpurile încărcate sunt conservative. Aşadar, un sistem de corpuri încărcate posedă energie potenţială.

Vom cerceta un sistem din două sarcini punctiforme q_1 şi q_2, situate una de alta la distanţa r_{12}. Fiecare sarcină aflându-se în câmpul celeilalte posedă energie potenţială

$$E_{p1} = q_1\varphi_{12}, \tag{8.15}$$

$$E_{p2} = q_2\varphi_{21}, \tag{8.16}$$

unde

$$\varphi_{12} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_2}{r}, \quad \varphi_{21} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1}{r}, \tag{8.17}$$

$$\Rightarrow \qquad E_{p1} = E_{p2} = E_p. \tag{8.17}$$

Atunci
$$E_p = q_1\,\varphi_{12} = q_2\,\varphi_{21} = \frac{1}{2}\left(q_1\,\varphi_{12} + q_2\,\varphi_{21}\right). \tag{8.18}$$

Pentru n sarcini
$$E_p = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n} q_i\,\varphi_i, \tag{8.19}$$

unde φ_0 este potenţialul câmpului creat de toate sarcinile sistemului în punctul unde se află sarcina q_i cu excepţia sarcinii q_i.

2. Energia unui conductor izolat încărcat.

Pentru calcularea energiei unui conductor izolat încărcat cu sarcina q, aplicăm relaţia (8.19). Prin urmare, observăm că un conductor izolat cu sarcina q poate fi considerat drept un sistem de sarcini punctiforme Δq. Conform celor menţionate în cazul anterior, un astfel de sistem posedă energie, care şi reprezintă lucrul efectuat la deplasarea sarcinii la infinit.

Admitem că la mărirea sarcinii conductorului, transferând sarcina dq de la infinit pe suprafaţa lui, lucrul efectuat împotriva forţelor câmpului este

$$qL = dq\left(\varphi - \varphi_\infty\right), \tag{8.20}$$

unde φ este potenţialul conductorului, ori ţinând cont că $\varphi_\infty = 0$, atunci

$$qL = \varphi dq. \tag{8.21}$$

Aşa cum capacitatea condensatorului $C = \dfrac{q}{\Delta\varphi} \Rightarrow \Delta\varphi = \dfrac{q}{C}$, (8.21) ia forma

$$dL = \frac{q}{C}dq. \tag{8.22}$$

Deci, formula (8.22) redă lucrul care se consumă mărirea energiei conductorului

$$dE_p = dL = \frac{q}{C}dq, \tag{8.23}$$

$$E_p = \frac{1}{C}\int_0^q qdq = \frac{q^2}{2C}. \tag{8.24}$$

Astfel, pentru energia potenţială a unui conductor avem

$$E_p = \frac{q^2}{2C} = \frac{q\Delta\varphi}{2} = \frac{C\Delta\varphi^2}{2}. \tag{8.25}$$

3. Energia unui condensator încărcat.

Admitem că, condensatorul considerat este plan, capacitatea căruia este $C = \dfrac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}$, unde ε este permitivitatea dielectrică a mediului dintre armăturile condensatorului, S este aria suprafeţelor lor, d este distanţa dintre armături. Substituind relaţia de mai sus în (3.75), obţinem

$$E_p = \frac{C(\Delta\varphi)^2}{2} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S(\Delta\varphi)^2}{2d} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2}\left(\frac{\Delta\varphi}{d}\right)^2 Sd. \tag{8.26}$$

Considerând în ultima relaţie cazul condensatorului plan obţinem relația

$$E_p = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2}V, \tag{8.27}$$

unde $E = \dfrac{\Delta\varphi}{d}$, iar $V = S\,d$ este volumul spaţiului dintre plăcile condensatorului.

4. Energia câmpului electric

În continuare, vom nota energia câmpului electric prin W, iar relaţia (8.25) poate fi scrisă astfel

$$W = \frac{\varepsilon_0\varepsilon E^2}{2}V. \tag{8.28}$$

Atunci densitatea de volum a energiei câmpului electrostatic este

$$w=\frac{W}{V}=\frac{\varepsilon_0\varepsilon E^2}{2}. \tag{8.29}$$

Utilizând relaţia (8.24) $\vec{D}=\varepsilon\varepsilon_0\vec{E}$, expresia (8.27) se poate scrie

$$w=\frac{\varepsilon_0\varepsilon E^2}{2}=\frac{D^2}{2\varepsilon_0\varepsilon}=\frac{\vec{E}\vec{D}}{2}. \tag{8.30}$$

Prin urmare, formula (8.30) este valabilă pentru un dielectric izotrop.

9. Curentul electric continuu

9.1. Intensitatea şi densitatea curentului. Tensiunea electromotoare

Mişcarea ordonată a electronilor în metale şi a ionilor în unele lichide sau gaze, sub acţiunea câmpului electric se numeşte curent electric de conducţie. Această mişcare este un fenomen complex, deoarece purtătorii de sarcină electrică din conductor se află într-o continuă mişcare termică şi suferă multiple accelerări, frânări, devieri etc., datorită ciocnirilor. Din aceste considerente putem vorbi numai despre viteza medie a mişcării ordonate numită **viteză de antrenare**. O măsură cantitativă a curentului electric este intensitatea curentului. **Intensitatea curentului electric este o mărime fizică scalară, egală cu sarcina electrică care trece într-o unitate de timp prin secţiunea transversală a conductorului**

$$I=\frac{\Delta q}{\Delta t}. \tag{9.1}$$

În cazul când curentul electric nu variază în timp, atunci curentul se numeşte **curent staţionar** ori **continuu,** prin urmare, intensitatea căruia va fi

$$I=\frac{q}{t}. \tag{9.2}$$

Ca unitate de măsură în SI intensitatea curentului se măsoară în Amperi: $[I]=\frac{1\,\mathrm{C}}{1\,\mathrm{s}}$=1 A.

Aşa cum, curentul electric poate fi distribuit neuniform pe suprafaţa prin care circulă, el poate fi caracterizat cu ajutorul vectorului densităţii curentului $\vec{j}$. **Densitatea curentului electric este o mărime fizică vectorială**, orientată în sensul intensităţii curentului electric dI şi având modulul egal cu sarcina electrică care trece în unitatea de timp, prin unitatea de arie dS a secţiunii transversale a conductorului

$$j=\frac{dI}{dS_\perp}. \tag{9.3}$$

Aşadar, cunoscând vectorul densităţii curentului, se poate determina intensitatea curentului care circulă prin orice suprafaţă *S*

$$dI = jdS_{\perp} = jdS\cos\alpha\,,$$

$$dI = \left(\vec{j}d\vec{S}\right). \qquad (9.4)$$

Fie dată o porţiune de conductor, care conţine *N* purtători de sarcină *q*, în unitatea de volum.

În intervalul de timp Δt prin secţiunea a II a conductorului va trece sarcina

$$\Delta q = Nq = nV = nqS\upsilon_d\Delta t. \qquad (9.5)$$

Atunci $$j = \frac{\Delta q}{S\Delta t} = n\upsilon_d q,$$

sau $$\vec{j} = nq\vec{\upsilon}_d. \qquad (9.6)$$

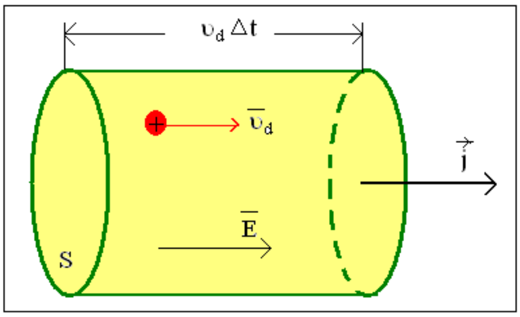


Fig. 3.20.

Prin convenţie, sensul curentului electric se consideră sensul deplasării ordonate a purtătorilor de sarcină electrică pozitivă.

Fie două corpuri conductoare *A* şi *B* cu sarcinile +q şi -q *(Fig. 3.21)* la care este aplicată o diferenţă de potenţiale *(Fig. 3.21)* φ_A şi φ_B .

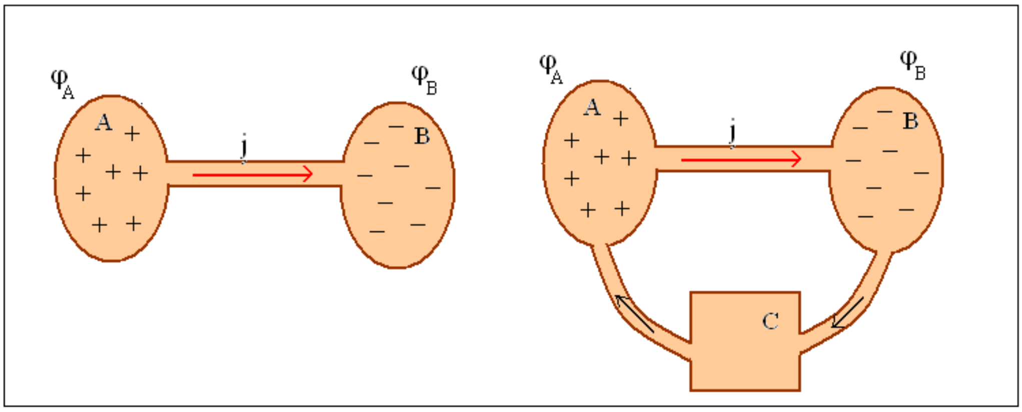


Fig. 3.21. **Fig. 3.22.**

Dacă legăm cele două corpuri printr-un conductor, datorită diferenţei de potenţial $\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_B$ prin firul conductor vom avea un curent electric de conducţie. După un timp relativ scurt potenţialele φ_A şi φ_B se vor egala şi curentul electric se va întrerupe. Pentru menţinerea unui curent electric staţionar trebuie să avem un circuit închis, de la A la B şi apoi de la B la A prin alt fir conductor. Însă pe porţiunea BCA *(Fig. 3.22)* sarcinile electrice ar trebui să se deplaseze împotriva forţelor electrice şi deci, aceasta nu poate avea loc fără o intervenţie exterioară a unei aşa numite surse electrice. Această sursă comunică purtătorilor de sarcină electrică energia necesară ca aceştia să poată trece prin firul conductor BCA. Deci pentru menţinerea curentului electric staţionar sunt necesare forţe imprimate (exterioare) care acţionează fie pe întregul circuit, fie pe o porţiune a acestuia. Forţele imprimate pot fi caracterizate de lucrul mecanic efectuat de acestea pentru deplasarea sarcinilor electrice pe întregul circuit. **Mărimea fizică, egală cu lucrul mecanic efectuat de forţele imprimate pentru deplasarea unei unităţi de sarcină electrică pozitivă prin circuit se numeşte tensiune electromotoare (t.e.m.)**

$$\mathscr{E} = \frac{L_{ex}}{q}, \tag{9.7}$$

de unde rezultă că t.e.m. în SI se măsoară în $[\mathscr{E}] = \frac{1\ \text{J}}{1\ \text{C}} = 1\ \text{V}(Volt)$.

Forţele imprimate care acţionează asupra sarcinii sunt

$$\vec{F}_i = q\vec{E}_i, \tag{9.8}$$

unde $\vec{E}_i$ este intensitatea câmpului electric imprimat.

Pe un circuit închis avem

$$L = \oint \vec{F}_i d\vec{l} = q\oint \vec{E}_i d\vec{l} = q\mathscr{E}. \tag{9.9}$$

Aşa cum t.e.m. pe întregul circuit se determină ca circulaţia câmpului electric imprimat

$$\mathscr{E} = \oint \vec{E}_i d\vec{l}. \tag{9.10}$$

Atunci pentru o porţiune de circuit avem

$$\mathscr{E}_{12} = \int_1^2 \vec{E}_i d\vec{l}. \tag{9.11}$$

Dacă în circuit mai acţionează şi forţele electrostatice, atunci

$$\vec{F} = \vec{F}_i + F_C = q\left(\vec{E}_i + \vec{E}_c\right). \tag{9.12}$$

Pentru lucrul mecanic putem scrie

$$L_{12} = q\int_1^2 \vec{E}_i d\vec{l} + q\int_1^2 \vec{E}_c d\vec{l} = q\mathscr{E}_{12} + q(\varphi_1 - \varphi_2) = q\left[\mathscr{E}_{12} + (\varphi_1 - \varphi_2)\right] = qU,$$

$$L_{12} = qU$$

ori (9.13)

Mărimea fizică egală numeric, cu lucrul mecanic efectuat de forţele electrostatice şi de forţele imprimate asupra unei unităţi de sarcină pozitivă se numeşte cădere de tensiune sau tensiunea U pe porţiunea respectivă de circuit

$$U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}. \tag{9.14}$$

Căderea de tensiune este egală cu diferenţa de potenţial numai pe porţiunea de circuit în care nu acţionează forţe exterioare (imprimate).

9.2. Legea lui Ohm. Rezistenţa conductoarelor.

Fizicianul german Ohm a stabilit experimental că, intensitatea curentului electric printr-un conductor este proporţională cu tensiunea U electrică aplicată pe conductor $I = \dfrac{U}{R}$, unde R este rezistenţa a electrică a conductorului. Această relaţie reprezintă legea lui Ohm pentru o porţiune omogenă de circuit sub formă integrală. Mărimea

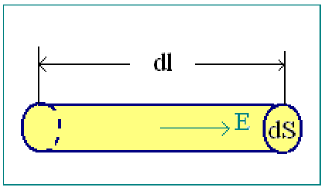
$$G = \frac{1}{R}, \tag{9.15}$$

unde G este un coeficient de proporţionalitate şi se numeşte **conductanţă electrică.** În SI are unitatea de măsură $1S = \dfrac{1}{\Omega} = \dfrac{1\text{ A}}{1\text{ V}} = 1\text{ Sm}$ (Siemens).

Rezistenţa conductorului omogen depinde atât de forma şi dimensiunile lui, cât şi de proprietăţile şi starea materialului din care acesta este confecţionat. Pentru un conductor omogen

$$R = \rho \frac{l}{S}, \tag{9.16}$$

$$\rho(t) = \rho_0 (1 + \alpha t), \tag{9.17}$$



unde ρ este rezistivitatea electrică a conductorului (constantă de material).

Fig.3.33.

Pentru **conductibilitatea electrică** a conductorului putem scrie

$$\sigma = \frac{1}{\rho}. \tag{9.18}$$

Prin urmare

$$I = \frac{US}{\rho l} \quad \Rightarrow \quad \frac{I}{S} = \frac{1}{\rho}\frac{U}{l}.$$

Deoarece $\frac{U}{l} = E$ şi $\frac{I}{S} = j$ atunci obținem

$$j = \frac{1}{\rho} E. \tag{9.19}$$

Conform relaţiei (9.18) luând în consideraţie faptul că vectorii $\vec{j}$ şi $\vec{E}$ coincid ca sens obţinem

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}. \tag{9.20}$$

Relaţia obţinută reprezintă legea lui Ohm pentru o porţiune omogenă de circuit sub formă diferenţială. Pentru o porţiune neomogenă de circuit legea lui Ohm are forma

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}}{R}, \tag{9.21}$$

unde R este rezistenţa totală a circuitului (include şi rezistenţa sursei electrice). **Pentru un circuit închis** $\varphi_1 = \varphi_2$ **şi legea lui Ohm** devine

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}. \tag{9.22}$$

9.3. Lucrul şi puterea curentului electric. Legea lui Joule - Lentz

Fie un conductor omogen la capetele căruia este aplicată tensiunea U. În timpul t prin secţiunea transversală a conductorului considerat va trece sarcina $dq = I\,dt$. Lucrul efectuat pentru deplasarea sarcinii dq prin conductor este

$$dL = Udq = IUdt = I^2Rdt = \frac{U^2}{R}dt. \tag{9.23}$$

După definiţie puterea este

$$P = \frac{dL}{dt} = \frac{U\,dq}{dt} = IU = I^2R = \frac{U^2}{R}. \tag{9.24}$$

Dacă curentul trece printr-un conductor metalic în stare de repaos, tot lucrul mecanic efectuat de curent se consumă pentru încălzirea lui. Din legea conservării energiei avem **cantitatea de căldură care se degajă la trecerea curentului va fi egală cu mărimea acestui lucru**

$$dQ = dL = IUdt = I^2Rdt = \frac{U^2}{R}dt, \tag{9.25}$$

ori

$$Q = \int_0^t RI^2(t)\,dt. \tag{9.26}$$

Aceste relaţii reprezintă **legea lui Joule - Lentz sub formă integrală**. Într-un element de conductor în timpul dt în volumul $dV = dS\,dl$ se va degaja căldura

$$dQ = I^2Rdt = \frac{\rho\,dl}{dS}\left(j\,dS\right)^2 dt = \rho j^2 dS\,dl\,dt = \rho j^2 dV\,dt. \tag{9.27}$$

Cantitatea de căldura degajată dQ, într-o unitatea de volum, în unitatea de timp se numeşte **putere specifică a curentului** şi este

$$W = \frac{dQ}{dVdt} = \rho j^2. \tag{9.28}$$

Substituind în formula (3.108) legea lui Ohm sub formă diferenţială $\vec{j} = \sigma\vec{E}$ şi relaţia $\sigma = \frac{1}{\rho}$,

obţinem $$W = jE = \sigma E^2. \tag{9.29}$$

Formulele (9.28) şi (9.29) reprezintă legea lui **Joule - Lentz sub formă diferenţială.**