2. Stările electrice şi magnetice ale corpurilor şi câmpului

Orice sistem fizic este constituit din corpuri (substantă) şi din câmp electromagnetic care există atât în interiorul corpurilor cât şi în spațiul dintre corpuri. Stările electrice şi magnetice ale unui sistem fizic sunt complet caracterizate prin următoarele mărimi primitive:

- q – *sarcina electrică*, caracterizează *starea de încărcare cu sarcină a* corpurilor electrice [C].
- i – *intensitatea curentului electric*, caracterizează *starea electrocinetică* a corpurilor [A].
- $\overline{p}$ – *momentul electric*, caracterizează *starea de polarizare* a corpurilor [Cm].
- $\overline{m}$ – *momentul magnetic*, caracterizează starea de *magnetizare a corpurilor* [Am^2].
- $\overline{E}$ – *intensitatea câmpului electric*, caracterizează *aspectul electric* al câmpului electromagnetic [V/m].
- $\overline{B}$ – *inducția magnetică*, caracterizează *aspectul magnetic* al câmpului electromagnetic [T].

Mărimile fizice (cele susceptibile de determinări cantitative) după modul cum sunt definite sunt de două feluri:

mărimi primitive - se definesc printr-un experiment, în orice teorie numărul lor este fix
mărimi derivate - se definesc printr-o relație, plecând de la mărimile primitive

Mărimile fizice se mai pot clasifica şi pe alte criterii:

mărimi de stare - acele mărimi care trebuiesc cunoscute pentru a determina univoc starea unui sistem fizic. Numărul lor creşte odată cu dezvoltarea ştiinței
mărimi de proces - acele mărimi care definesc interacțiunea dintre un sistem fizic şi alte sisteme (evoluția sa în timp şi spațiu)

mărimi extensive - valorile lor se adună la reuniunea a două sisteme fizice
(globale) (masă, volum, sarcină electrică);
mărimi intensive - caracterizează local (punct cu punct) un sistem fizic.
(locale) Nu se adună la reuniunea sistemelor fizice (temperatură, presiune, densitate de sarcină electrică).

Stările neelectrice ale corpurilor (geometrice, mecanice, termice) au un caracter intrinsec şi permanent iar stările electrice şi magnetice au un caracter extrinsec şi trecător (unei sfere metalice îi pot atribui din exterior stări electrice prin încărcarea sa cu sarcină electrică şi îi pot retrage aceste proprietăți prin descărcarea sa).

Definirea stărilor electrice şi magnetice ale corpurilor este mai dificilă, în astfel de stări corpurile interacționează cu alt sistem fizic - câmpul electromagnetic din jurul corpurilor.

Pentru fenomene staționare (invariabile în timp) sau cvasistaționare (lent variabile în timp, frecvențe mici) forțele ce se exercită între corpurile cu proprietăți electrice sau magnetice se transmit instantaneu de la un corp la altul (ca în mecanica clasică, unde corpurile sunt în contact).

Pentru fenomene nestaționare (variabile în timp) forțele se transmit de la un corp la altul cu viteză finită, prin intermediul câmpului electromagnetic ce le separă, deci au nevoie de un timp de propagare (aici acțiunea nu-i egală cu reacțiunea, ele nu acționează simultan).

Observație:

Noțiunea de *câmp* (sistem fizic, formă de existență a materiei) a fost introdusă în fizică de către Faraday în sec XIX prin formularea teoriei de acțiune prin contiguitate (din aproape în aproape, în spațiu şi timp şi a reprezentat un progres enorm în înțelegerea proceselor fizice, deşi mult timp a primit o interpretare mecanicistă (câmpul era privit ca o stare de deformare a unei substanțe ipotetice numită eter, care s-ar afla pretutindeni atât în corpuri cât şi în afara lor. Orice manifestare prin câmp era o întindere, comprimare, tăiere a liniilor de câmp.

Prin "câmp" vom înțelege în primul rând un sistem fizic care are propietăți materiale (posedă energie şi impuls) dar în acelaşi timp, în sens matematic, câmp este mulțimea valorilor unei funcții (scalare sau vectoriale). Câmp este şi regiunea din spațiu care posedă proprietăți speciale sau chiar "intensitatea câmpului electric E" este numită sub forma prescurtată *câmpul* $\overline{E}$.

2.1 Starea de încărcare electrică a corpurilor

Pentru corpuri de dimensiuni mici starea de încărcare este complet caracterizată prin sarcina electrică q. Obținerea stării de încărcare, numită şi *electrizarea* unui corp, se poate realiza prin mai multe procedee: frecare, încălzire, întindere, comprimare, contact cu alte corpuri electrizate, iradiere cu raze ultraviolete sau X. Sarcina q se defineşte pe baza forței electrice ce se exercită asupra sa atunci când este introdus corpul mic într-un câmp electric exterior $\bar{E}$:

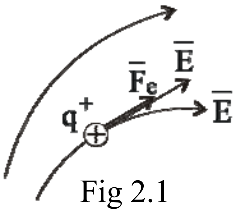

Fig 2.1

$$\bar{F}_e = q\,\bar{E} \qquad (2.1)$$

Sarcina q este (+) atunci când $\bar{F}_e$ şi $\bar{E}$ sunt omoparaleli şi este (–) cand sunt antiparaleli.

La scară microscopică, sarcina electrică se distribuie pe corp în mod discontinuu (discret); sarcina electrică ca şi masa de inerție sunt un atribut al particulelor elementare. Macroscopic, masa şi sarcina electrică se consideră mărimi fizice cu repartiție continuă în corpuri; un volum „$d\upsilon$” care este infinitezimal macroscopic, conține un număr foarte mare de particule elementare, deci sarcina se distribuie continuu în interiorul său.

Sarcina q se poate defini şi printr-un alt experiment, bazat pe forța Coulomb ce se exercită între două „sarcini punctiforme” q_1 şi q_2:

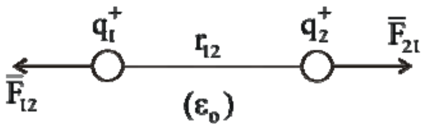

Fig 2.2

$$\bar{F}_{21} = -\bar{F}_{12} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_o}\frac{\bar{r}_{12}}{r_{12}^{\;3}} \qquad (2.2)$$

Sensul forței de tip Coulomb este astfel încât sarcinile de acelaşi semn se resping iar cele de semne contrare se atrag. $\varepsilon_o = \frac{1}{4\pi\cdot 9\cdot 10^9}\left[F/m\right]$ este *permitivitatea vidului* (constantă universală).

Expresia (2.2) este valabilă dacă:

- cele două sarcini sunt punctiforme (de fapt corpuri punctiforme încărcate cu sarcină – dimensiunile corpurilor mult mai mici ca distanța r_{12}).
- cele două corpuri să nu se mişte în spațiu (forța Coulomb rămâne doar o tendință, nu pune corpurile în mişcare).
- sarcinile q_1 şi q_2 să nu fie variabile în timp.

Unitatea de măsură a sarcinii electrice este *coulombul* [C], care este sarcina unui mic corp care exercită o forță de $9\cdot 10^9$ N (de tipul 2.2) asupra altui mic corp încărcat cu aceeaşi sarcină şi situat în vid la o distanță r_{12}=1m. Sarcina de 1 C este foarte mare, practic se lucrează cu subunități: μC, nC etc.

2.1.1 Distribuții de sarcină electrică

Pentru corpuri mici este suficient a cunoaşte sarcina q totală cu care este încărcat corpul. Pentru corpuri nepunctiforme (masive) sarcina se distribuie în volumul sau pe suprafața lor în diverse moduri şi trebuie cunoscută în acest caz *distribuția (densitatea) sarcinii*. Pe elementele dυ, ds, dl, sarcina se admite ca este distribuită uniform.

a) *Distribuție volumetrică de sarcină*. Este specifică corpurilor masive (nepunctiforme) din material *dielectric* (izolant) şi se defineşte:

$$\rho_v=\frac{dq}{dv}\quad\left[{C}/{m^3}\right] \tag{2.3}$$

Dacă ρ_v = ct – corpul este *încărcat uniform* cu sarcină electrică, iar dacă $\rho_v=\rho_v(\bar{r})$ – aceasta este legea de distribuție a sarcinii pe volumul corpului:

$$\begin{cases}\rho_v=ct & \longrightarrow q=\int_{V_{corp}}\rho_v d\upsilon=\rho_v V_{corp}\\ \rho_v=\rho_v(\bar{r}) & \longrightarrow q=\int_{V_{corp}}\rho_v(\bar{r})d\upsilon\end{cases} \tag{2.4}$$

b) *Distribuția superficială de sarcină*. Este specifică pentru corpuri cu două dimensiuni (o pânză foarte subțire având forma S în spațiu) sau în cazul corpurilor conductoare care se încarcă numai superficial cu sarcină (în acest caz S este suprafața exterioară a conductorului). Densitatea superficială de sarcină este:

$$\rho_s=\frac{dq}{ds}\quad\left[{C}/{m^2}\right] \tag{2.5}$$

$$\text{Dacă}\begin{cases}\rho_s=ct\text{ -}(\text{distribuție uniformă}) & \longrightarrow q=\int_S\rho_s ds=\rho_s S\\ \rho_s=\rho_s(\bar{r})\text{-}(\text{distribuție neuniformă}) & \longrightarrow q=\int_S\rho_s(\bar{r})ds\end{cases} \tag{2.6}$$

c) *Distribuția liniară de sarcină.* Este specifică corpurilor cu o singură dimensiune (este cazul firelor subțiri, curba C este axa firului):

$$\rho_\ell = \frac{dq}{d\ell} \left[\frac{C}{m} \right] \tag{2.7}$$

$$\text{Dacă } \begin{cases} \rho_\ell = ct \text{ - (distribuție uniformă)} \longrightarrow q = \int_C \rho_\ell d\ell = \rho_\ell \ell_C \\ \\ \rho_\ell = \rho_\ell(\overline{r}) \text{ - (distribuție neuniformă)} \longrightarrow q = \int_C \rho_\ell(\overline{r}) d\ell \end{cases} \tag{2.8}$$

2.2 Starea electrică de polarizare

Starea de polarizare electrică a unui corp este acea stare care determină apariția asupra corpului a unor *acțiuni ponderomotoare* (forțe, cupluri) atunci când este introdus într-un câmp electric exterior chiar dacă acel corp nu este încărcat cu sarcină electrică. Apariția unor cupluri arată că starea de polarizare are un caracter vectorial (starea de încărcare cu sarcină avea un caracter scalar). Doar materialele dielectrice se polarizează.

Corpurile polarizate pot fi în acelaşi timp şi încărcate cu sarcină electrică. Un corp polarizat introdus într-un câmp electric uniform este supus unor cupluri (este rotit) iar în câmp neuniform este supus la forțe şi cupluri.

$$\text{Polarizarea unui corp poate să fie } \begin{cases} \text{1. temporară} \begin{cases} \text{de deformare} \\ \text{de orientare} \end{cases} \\ \\ \text{2. permanentă} \end{cases}$$

1. *Polarizarea temporară* apare sub influența unui câmp electric exterior şi este specifică tuturor materialelor dielectrice. Intensitatea sa depinde de intensitatea câmpului electric în care a fost introdus corpul şi dispare la scoaterea corpului din câmp.

2. *Polarizarea permanentă* nu este cauzată de un câmp electric, are alte cauze neelectrice, care dau nume fenomenului:

-*piezoelectrică:* apare la materiale cu structură cristalină; prin deformarea unui cristal pe fețele sale apare o tensiune. Fenomenul este reversibil: aplicând o tensiune de o anumită frecvență între două fețe, cristalul se va deforma cu aceeaşi frecvență (generatoare de ultrasunete, etaloane de frecvență, măsurarea timpului).

- *piroelectrică*: cristalele încălzite se polarizează electric

- *electreții:* unele materiale (răşinoase) încălzite până se înmoaie şi lăsate apoi să se răcească într-un câmp electric exterior, vor rămâne polarizate pe direcția acelui câmp (sunt echivalentul electric al magneților permanenți)

- *feroelectrică:* materiale care se polarizează neliniar (după un ciclu D(E) de tip histerezis) rămân cu o polarizare remanentă.

Polarizarea de deformare este unul dintre mecanismele microscopice de producere a polarizării temporare şi este specifică materialelor cu molecule simetrice (*diaelectrice*). De exemplu, pentru atomul de hidrogen (fig 2.3), în stare neutră centrul acțiunii (–) a electronului orbital coincide în spațiu cu centrul acțiunii (+) a nucleului şi în exteriorul învelişului, atomul este neutru.

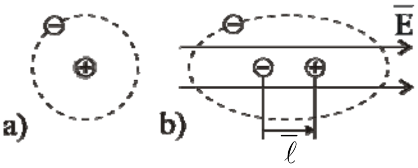

Fig 2.3

Prin introducerea atomului în câmpul exterior $\bar{E}$, orbita se deformează şi cele două centre (+) si (–) nu mai coincid, ele se vor găsi în focarele elipsei pe care are loc mişcarea electronului (figura 2.3 – b).

În exteriorul său, atomul se comportă ca un dipol electric având momentul electric:

$$\bar{p}=q\bar{\ell} \tag{2.9}$$

Deplasarea celor două centre este foarte mică (ℓ<<), practic proporțională cu intensitatea câmpului electric exterior $\bar{E}$ şi momentul $\bar{p}$ obținut este pe direcția câmpului $\bar{E}$. Deformații analoage capătă şi atomii sau moleculele cu o constituție mai complicată.

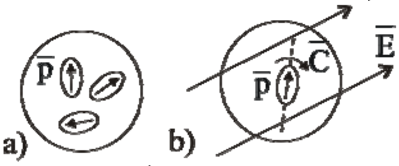

Fig 2.4

Polarizarea de orientare (rotație) este un mecanism microscopic specific substanțelor cu molecule polare, nesimetrice (*paraelectrice*) care posedă momente electrice $\bar{p}$ şi în lipsa câmpului exterior $\bar{E}$ (figura 2.4-a), numai că agitația termică determină o aşezare stohastică (dezordonată) a dipolilor elementari, astfel încât pentru un element dv din corp momentul electric rezultant este nul.

Sub acțiunea câmpului $\bar{E}$ dipolii vor fi rotiți de către câmp, cuplul exercitat este:

$$\bar{C}=\bar{p}\times\bar{E} \tag{2.10}$$

şi determină rotirea lor pe direcția câmpului. Când $\bar{p}\uparrow\uparrow\bar{E}$, cuplul va fi zero. Acestei acțiuni i se opune agitația termică: o menținere a momentelor $\bar{p}$ pe direcția câmpului $\bar{E}$ se obține ori în câmpuri electrice infinit de mari, ori temperatura corpului tinde spre zero absolut, când dispare agitația termică. De obicei, odată cu orientarea în câmp, momentul electric creşte, deci are loc şi o polarizare de deformare.

Acţiunea microscopică de deformare a orbitelor şi de orientare a momentelor electrice microscopice pe direcţia câmpului $\overline{E}$ este apreciată macroscopic ca "polarizarea substanţei" corpului pe direcţia câmpului $\overline{E}$.

Dacă intensitatea câmpului $\overline{E}$ depăşeşte o anumită valoare E_r (*rigiditatea dielectrică* a materialului respectiv), deci $E > E_r$ atunci materialul dielectric a fost străpuns, s-au desprins electronii de pe orbită, au devenit liberi şi materialul nu mai este dielectric, el a devenit material conductor.

Momentul electric $\overline{p}$ este mărimea primitivă care caracterizează macroscopic starea de polarizare a unui corp dielectric mic. Introdus într-un câmp electric neuniform, asupra sa se exercită un cuplu $\overline{C}$ (care-l va orienta pe direcţia câmpului $\overline{E}$) şi o fortă $\overline{F}$ care-l va deplasa spre regiunea unde câmpul $\overline{E}$ este mai intens.

$$\begin{cases} \overline{C} = \overline{p} \times \overline{E} \\ \overline{F} = \operatorname{grad}\left(\overline{p}\ \overset{\downarrow}{\overline{E}}\right) = \left(\overline{p}\ \operatorname{grad}\right)\overline{E} = \overline{p}\left(\dfrac{\partial \overline{E}}{\partial x}\overline{i} + \dfrac{\partial \overline{E}}{\partial y}\overline{j} + \dfrac{\partial \overline{E}}{\partial z}\overline{k}\right) \end{cases} \tag{2.11}$$

În câmpuri electrice uniforme nu există decât rotaţii ($\overline{F} = 0$).

Un corp masiv polarizat poate fi considerat ca o reuniune de mici corpuri polarizate, fiecare având momentul său electric $\overline{p}$. Starea locală de polarizare în jurul unui punct din corp este caracterizată prin densitatea momentelor electrice $\overline{p}$ în jurul acelui punct:

$$\overline{P} = \frac{d\overline{p}}{dv} \tag{2.12}$$

Mărimea $\overline{P}$ se numeşte *polarizaţie electrică* şi va avea şi ea (la fel ca şi $\overline{p}$) o componentă temporară ($\overline{P}_t$) şi una permanentă ($\overline{P}_p$) având cauze neelectrice:

$$\overline{P} = \overline{P}_p + \overline{P}_t \tag{2.13}$$

Dacă $\overline{P} =$ ct – corp uniform polarizat, iar dacă $\overline{P} = \overline{P}(\overline{r})$ – aceasta este legea de polarizare a corpului.

Cunoscând polarizaţia în orice punct din corp, momentul electric al corpului masiv $\overline{p}_{corp}$ va fi:

$$\overline{p}_{corp} = \int_{V_{corp}} \overline{P}\, d\upsilon \tag{2.14}$$

Observaţie:

Nu trebuie confundată *polarizarea* (fenomenul la care este supusă substanţa dielectrică) cu *polarizaţia* $\overline{P}$ (mărime de stare prin care apreciez punctual intensitatea fenomenului).

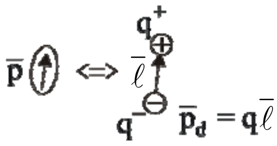

Fig 2.5

Un mic corp polarizat de moment electric $\overline{p}$ poate fi echivalat cu un dipol electric de moment $\overline{p}_d = q\,\overline{\ell}$ ca în figura 2.5. Ambele produc acelaşi câmp electric în jurul lor, respectiv introduse într-un câmp $\overline{E}_{ext}$ vor fi supuse la aceleaşi acţiuni (C,F) dacă $p = p_d$.

Dimensional: $[\overline{p}] = [q][\ell] = C \cdot m$

$$\overline{P} = \frac{d\overline{p}}{d\upsilon} \rightarrow [\overline{P}] = \frac{C \cdot m}{m^3} = \frac{C}{m^2};$$

Sarcinile ±q situate la extremităţile dipolului echivalent, la distanţa $\overline{\ell}$ se numesc *sarcini dipolare*.

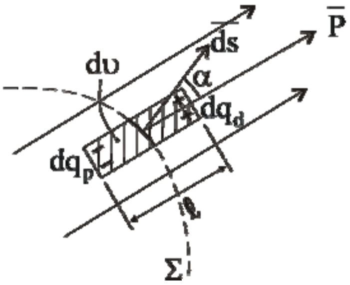

Fig 2.6

Pentru un corp masiv polarizat, un element $d\upsilon$ din corp are momentul electric $d\overline{p} = \overline{P}\,d\upsilon$, iar volumul său este $d\upsilon = \ell ds \cos\alpha$ (figura 2.6).

Sarcina dipolară este:

$$dq_d = \frac{d\overline{p}}{\ell} = \frac{\overline{P}\,d\upsilon}{\ell} = P\,ds\,\cos\alpha = \overline{P}\,\overline{ds} \qquad (2.15)$$

Sarcina dipolară rămasă în interiorul suprafeţei închise Σ, arbitrară ca formă, numită *sarcină de polarizaţie* va fi:

$$dq_p = -dq_d = -\overline{P}\,\overline{ds}$$

Sarcina totală de polarizaţie din interiorul suprafeţei Σ este:

$$q_p = \int_{\Sigma} dq_p d\upsilon = -\int_{\Sigma} \overline{P}\,\overline{ds} \qquad (2.16)$$

deci egală cu (–) fluxul polarizaţiei $\overline{P}$ prin suprafaţa închisă Σ.

Dacă admitem că această sarcină fictivă (*sarcina de polarizaţie*) se distribuie în volumul delimitat de Σ cu o densitate volumetrică ρ_{v_p}, atunci se poate scrie:

$$\left.\begin{aligned} q_p &= \int_{V_\Sigma} \rho_{V_p} d\upsilon \\ q_p &= -\int_{V_\Sigma} \overline{P}\,d\upsilon = -\int_{V_\Sigma} \mathrm{div}\overline{P}\,d\upsilon \end{aligned}\right\rangle \xrightarrow[v_\Sigma = \text{arbitrar}]{} \rho_{V_p} = -\mathrm{div}\overline{P} \qquad (2.17)$$

Relaţia (2.17) pune în evidenţă faptul că liniile lui $\overline{P}$ încep pe sarcinile de polarizaţie (–) şi se termină pe cele (+). Dacă un corp este uniform polarizat $\overline{P}$=ct, div$\overline{P}$=0, atunci ρ_{v_p}=0.

Dacă în volumul corpului există suprafețe S_{12} de discontinuitate, acestea se vor încărca cu distribuții superficiale de sarcină:

$$\rho_{S_p} = -\operatorname{div}_s \overline{P} = -\overline{n}_{12}(\overline{P}_2 - \overline{P}_1) = P_{n_2} - P_{n_1} \quad (2.18)$$

unde $\overline{P}_1$ şi $\overline{P}_2$ sunt valorile polarizației pe cele două fețe a lui S_{12} iar $\overline{n}_{12}$ este versorul normal (local) la S_{12} dinspre fața 1 spre 2.

Dacă nu există discontinuități în corp, atunci cel puțin suprafața exterioară a corpului este o discontinuitate între corp şi mediul exterior şi aceasta se va încărca cu sarcină de polarizație superficială de tipul (2.18).

Observație:

Sarcinile de polarizație sunt *sarcini fictive* care echivalează starea reală de polarizare a substanței corpului. Elimin substanța corpului (rămâne vid), deci omogenizez domeniul şi în locul substanței pun distribuțiile ρ_{V_p} şi ρ_{S_p} .

În vid (sau aer uscat, apropiat de vid) un câmp electric este caracterizat prin intensitatea sa $\overline{E}$ iar în interiorul unui corp a cărui substanță se poate polariza (deci modifică valoarea câmpului) el este caracterizat printr-o pereche de mărimi de stare ($\overline{E}$ şi $\overline{D}$):

$\overline{E}$ – *intensitatea câmpului electric* în punctul M (figura 2.7), este valoarea câmpului în acel punct înainte de a plasa acolo substanța corpului (creat de surse exterioare).

$\overline{D}$ – *inducția electrică* în punctul M, este valoarea câmpului în acel punct după ce substanța corpului a modificat câmpul existent inițial.

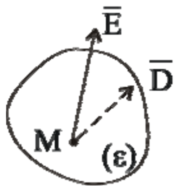

Fig 2.7

Dacă materialul corpului este izotrop (cu aceleaşi proprietăți pe toate direcțiile) atunci cele două mărimi $\overline{E}$ şi $\overline{D}$ au aceeaşi direcție, iar dacă este anizotrop (au proprietați diferite pe diverse direcții) atunci $\overline{E}$ şi $\overline{D}$ au direcții diferite (figura 2.7). Între cele două mărimi de stare a aceluiaşi sistem fizic (câmpul electric din interiorul corpului) există o legatură:

$$\overline{D} = \varepsilon_0 \overline{E} + \overline{P} \quad (2.19)$$

numită *legea legăturii în câmp electric* (legea legăturii dintre mărimile: $\overline{D}$ - inducția electrică, $\overline{E}$ - intensitatea câmpului electric şi $\overline{P}$ - polarizația electrică).

2.3 Starea electrocinetică a corpurilor

Regimul electrocinetic defineşte starea de conducție a liniilor de curent de către materialele conductoare. Un câmp electric existent într-o piesă conductoare determină apariția unui curent electric de conducție (determinând o mişcare ordonată a sarcinilor electrice libere din conductor). Un conductor parcurs de curent este însoțit de efecte speciale:

- *efecte mecanice* - interacționează mecanic cu alte conductoare parcurse de curent sau cu un câmp magnetic extern.
- *efecte magnetice* - interacțiunea cu alte conductoare parcurse de curent, cu un magnet permanent sau cu $\overline{B}_{ext}$ se datorează câmpului magnetic care s-a produs în jurul conductorului parcurs de curent.
- *efecte chimice* - trecerea curentului printr-un mediu conductor poate fi însoțit sau nu de reacții chimice. La conductoare de speța I-a (metale, cele cu conducție electronică) nu apar reacții chimice dar la conductoare de speța II-a (soluții, cele cu conducție ionică) fenomenul de conducție este însoțit de reacții chimice (electroliză).
- *efecte calorice* - conductoarele parcurse de curent se încălzesc (efect Joule).
- *efecte luminoase* - apar fie ca urmare a celor termice care duc la incandescență, fie ca urmare a descărcărilor în gaze (tuburi luminoase).
- *efecte electrice* - un conductor încărcat cu sarcină ca în figura 2.8-a, are suprafața sa echipotențială şi $\overline{E}$ este perpendicular pe conductor. Când este parcurs de curent, potențialul conductorului scade în lungul liniilor de curent şi $\overline{E}$ iese înclinat din suprafața conductorului , iar liniile echipotențiale sunt ca în (figura 2.8-b).

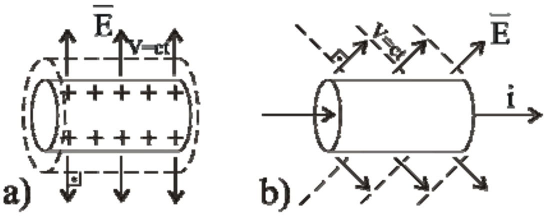

Fig 2.8

Microscopic, starea electrocinetică este dată de mişcarea ordonată a sarcinilor libere față de structura corpului conductor.

Starea electrocinetică este caracterizată macroscopic printr-o singură mărime primitivă i – *intensitatea curentului electric de conducție*. Această mărime poate fi pusă în evidență prin diverse experimente.

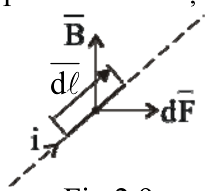

Fig 2.9

a) Asupra unui element $\overline{d\ell}$ dintr-un conductor parcurs de curent şi plasat în câmpul exterior având inducția magnetică $\overline{B}$ se exercită o forță magnetică (de tip Laplace).

$$d\overline{F} = i(\overline{d\ell} \times \overline{B}) \tag{2.20}$$

Elementul $\overline{d\ell}$ este orientat în *sensul* curentului i. Dacă o sarcină q se miscă cu viteza $\overline{v}$ în câmpul $\overline{B}$, asupra sa se exercită o forţă de tip Lorentz: $\overline{F}=q(\overline{v}\times\overline{B})$. Comparând această expresie a forţei cu (2.20) se constată că „$i\cdot\overline{d\ell}$” şi „$q\cdot\overline{v}$” au aceeaşi dimensiune şi semnificaţie (o sarcină q în mişcare cu viteza $\overline{v}$ înseamnă un curent electric). Dimensional se obţine:

$$[i]=\frac{[q][v]}{[dl]}=\frac{C\frac{m}{s}}{m}=\frac{C}{s}=A \text{ (Ampere)} \tag{2.21}$$

Sensul curentului (sensul lui $\overline{d\ell}$) corespunde sensului de mişcare a unei particule q încărcată (+) cu viteza $\overline{v}$. Cum la metale particulele libere sunt electronii liberi (deci sarcini (–)), sensul de referinţă al curentului este invers cu sensul de mişcare a electronilor liberi.

Unitatea de măsură (Amperul) s-a definit pe baza forţei electrodinamice (de tip Ampère) ce se exercită între două conductoare filiforme paralele, parcurse de curenţii i_1 şi i_2 (figura 2.10):

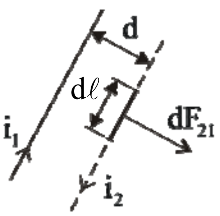

Fig 2.10

$$dF_{21}=\frac{\mu_o i_1 i_2}{2\pi d}d\ell=B_1 i_2 d\ell \tag{2.22}$$

fiind forţă de atracţie când curenţii i_1 şi i_2 au acelaşi sens şi de respingere în caz contrar. Dacă $i_1=i_2=1A$ şi $\mu_o=4\cdot\pi\cdot10^{-7}\,H/m$ este *permeabilitatea vidului,* atunci asupra unui segment de lungime 1m din conductorul 2 se exercită o forţă de $2\cdot10^{-7}$ N/m. Cum *amperul absolut* este bazat pe efecte mecanice (mai greu de controlat), *amperul internaţional* se bazează pe efectul chimic al curentului electric: dacă un curent de 1A trece printr-o soluţie de azotat de argint, depune la catod într-o secundă 1,118 mg Ag.

a) *Curentul de conducţie:*

Intensitatea curentului de conducţie printr-o secţiune a conductorului reprezintă sarcina ce traversează secţiunea respectivă într-o secundă.

$$i=\frac{dq}{dt}\quad\left[\frac{C}{s}=A\right] \tag{2.23}$$

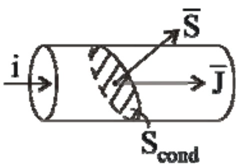

Fig 2.11

Curentul i se distribuie pe secţiunea conductorului cu densitatea $\overline{J}$ (figura 2.11):

$$i=\int_{S_{cond}}\overline{J}\,\overline{ds} \tag{2.24}$$

$\overline{J}$ – *densitatea curentului de conducție* [A/m²] caracterizează local (în fiecare punct) starea electrocinetică. Fluxul său (relația 2.24) printr-o secțiune este chiar intensitatea curentului electric de conducție i.

Liniile vectorului $\overline{J}$ se numesc *linii de curent*, sensul său corespunde cu sensul curentului.

• dacă $\overline{J}$ este $\perp$ pe suprafața S şi uniform (J = ct) atunci:

$$i = \int_{S_{cond}} \overline{J}\,\overline{ds} = \overline{J}\,\overline{S} = J\,S$$ şi conductorul se numeşte *filiform*.

• Dimensional: $[J] = \dfrac{[i]}{[S]} = \left[{}^{A}\!/\!{}_{m^2}\right]$

• dacă $\overline{J}$ nu se distribuie uniform pe secțiunea transversală a conductorului, acesta este *nefiliform* (sau *masiv*). Aceasta depinde şi de grosimea conductorului dar în primul rând de frecvența curentului.

O bară groasă, în joasă frecvență (sau curent continuu) este filiformă, iar un fir subțire în înaltă frecvență este masiv (efecte peliculare).

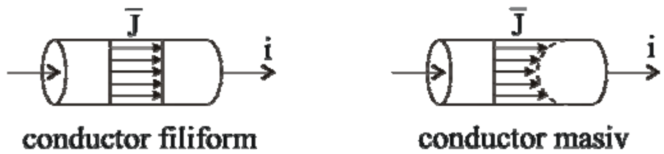

Fig 2.12

În general, dacă printr-o suprafață deschisă S_Γ, mărginită de curba Γ (figura 2.13) trece un curent electric, atunci prin elementul de suprafață orientat $\overline{ds}$ va trece curentul:

$$di = \overline{J}\,\overline{ds} \qquad (2.25)$$

iar prin toată suprafața S_Γ va trece:

$$i_{S_\Gamma} = \int_{S_\Gamma} \overline{J}\,\overline{ds} \qquad (2.26)$$

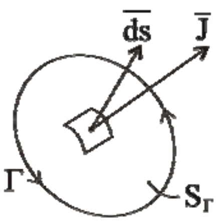

Fig 2.13

Dacă prin S_Γ trec mai multe conductoare parcurse de curent (filiforme sau nu) în diferite sensuri, atunci i_{S_Γ} este un curent de conducție generalizat numit *solenația* prin suprafața S_Γ.

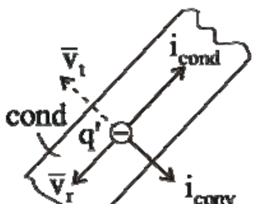

Fig 2.14

b) *Curentul de convecție (transport)*

Mişcarea ordonată a particulelor libere ($-q'$) cu viteza relativă $\overline{v}_r$ determină un *curent de conducție* (i_{cond}) prin piesa conductoare (figura 2.14).

Dacă conductorul este mobil în spațiu cu viteza de transport $\overline{v}_t$, această mişcare a sarcinii $(-q')$ determină un curent de convecție (transport).

Practic, un curent de convecție apare prin mişcarea cu viteza $\overline{v}$ a unui corp încărcat în exces de sarcină (+) sau (–).

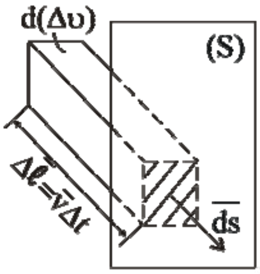

Fig 2.15

Considerăm un element de volum $d(\Delta\upsilon)$ dintr-un corp încărcat cu densitatea de sarcină ρ_v, care se mişcă cu viteza $\overline{v}$ şi traversează suprafața S (figura 2.15). Dorim să evaluăm curentul de convecție prin suprafața S.

Elementul de volum având expresia:

$$d(\Delta\upsilon) = \Delta\overline{\ell}\,\overline{ds} = \overline{ds}\,\overline{v}\,\Delta t \qquad (2.27)$$

încărcat uniform cu densitatea ρ_v, trece prin S în timpul Δt. Curentul de convecție prin elementul ds, odată cu trecerea lui $d(\Delta\upsilon)$ se poate scrie succesiv sub forma:

$$di_C = \frac{d(\Delta q)}{\Delta t} = \frac{\rho_V \cdot d(\Delta\upsilon)}{\Delta t} = \frac{\rho_V \overline{ds}\,\overline{v}\,\Delta t}{\Delta t} = \rho_V \overline{ds}\,\overline{v} = \overline{J}_c \overline{ds} \qquad (2.28)$$

Densitatea curentului de convecție este:

$$\overline{J}_C = \rho_v \overline{v}\ ; \quad \left[\overline{J}_C\right] = [\rho_v][v] = \frac{C}{m^3}\,\frac{m}{s} = A/m^2 \qquad (2.29)$$

Ea depinde de densitatea sarcinii din corpul mobil (ρ_V) dar şi de viteza cu care acesta se mişcă.

Curentul de convecție (transport) prin toată suprafața S este:

$$i_C = i_T = \int_S \overline{J}_C\,\overline{ds} = \int_S \rho_v \overline{v}\,\overline{ds} \qquad (2.30)$$

Dacă are loc mişcarea unei distribuții superficiale de sarcina ρ_S cu viteza $\overline{v}$, se va defini o distribuție superficială de curent (pânza de curent) cu densitatea:

$$\overline{J}_S = \rho_S\,\overline{v}\ \left[\frac{A}{m}\right] \qquad (2.31)$$

La fel cum şi pentru curentul de conducție există “pânză de curent” atunci când liniile de curent sunt conținute pe o suprafața subțire (la suprafața conductorului sau pe o discontinuitate interioară).

c) *Curentul de deplasare*

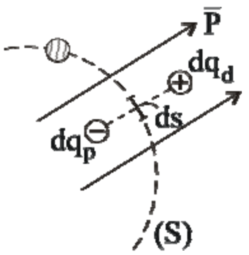

Fig 2.16

La variaţia în timp a câmpului $\overline{E}$, variază şi polarizaţia $\overline{P}$, care va antrena o mişcare a particulelor elementare infinitezimale şi orice mişcare de sarcini înseamnă curent electric. Dar în dielectrici sarcinile nu sunt libere, ele pot numai să se deplaseze limitat, acest curent numindu-se *curent de deplasare*.

O particulă (cea haşurată) aşezată pe suprafaţa S din dielectric (figura 2.16) este neutră. Ca urmare a polarizării substanţei ea se transformă într-un dipol electric, sarcina dipolară dq_d s-a deplasat prin suprafaţa ds. Conform cu (2.15) sarcina dipolară cu expresia $dq_d = \overline{P}\ \overline{ds}$ determină curentul:

$$di_d = \frac{dq_d}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\overline{P}\ \overline{ds}\right) = \frac{d\overline{P}}{dt}\overline{ds} = \overline{J}_d^{/}\ \overline{ds} \tag{2.32}$$

Mărimea $\overline{J}_d^{/} = \dfrac{d\overline{P}}{dt}$ este *densitatea curentului de deplasare în substanţă.*

Din legea legăturii în câmp electric (2.19): $\overline{D} = \varepsilon_o\overline{E} + \overline{P}$,dacă o derivăm în raport cu timpul, vom obţine:

$$\frac{\partial\overline{D}}{\partial t} = \varepsilon_o\frac{\partial\overline{E}}{\partial t} + \frac{\partial\overline{P}}{\partial t} \tag{2.33}$$

Fiecare termen din (2.33) are dimensiunea unei densităţi de curent:

$$\begin{cases} \overline{J}_{d_o} = \varepsilon_o\dfrac{\partial\overline{E}}{\partial t} = \dfrac{\partial\overline{D}_o}{\partial t} & \text{- este densitatea curentului de deplasare în vid} \\ \overline{J}_d = \dfrac{\partial\overline{D}}{\partial t} & \text{- este densitatea curentului (total) de deplasare} \end{cases}$$

Componenta $\overline{J}_{d_o}$, în stadiul actual al ştiinţei, nu are o interpretare foarte explicită; acest curent de deplasare în vid nu are multe dintre atributele unui curent (fiind în vid el nu este însoţit de nici o mişcare de sarcini electrice sau de corpuri încărcate, nu produce căldură – vidul nu are o astfel de caracteristică) dar are caracteristica fundamentală a oricărui curent – aceea de a produce câmp magnetic în jurul său. De altfel, prin acest curent se propagă unda electromagnetică prin vid, câmpul electric variabil $\varepsilon_o\dfrac{\partial\overline{E}}{\partial t}$ produce câmp magnetic în jurul său.

Densitatea curentului de deplasare $\overline{J}_d = \dfrac{\partial \overline{D}}{\partial t}$ nu are direcția câmpului $\overline{D}$, ci are direcția variației lui $\overline{D}$, respectiv ($d\overline{D}$) ca în figura 2.17.

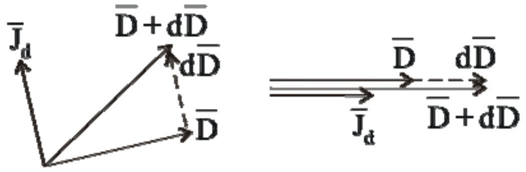

Fig 2.17

Observație:

În afară de curenții electrici de conducție, convecție şi deplasare, mai există *curentul electric de tip Röntgen* (vezi relația 3.34), creat prin mişcarea cu viteza $\overline{v}$ a corpurilor polarizate, el este creat de sarcinile fictive de polarizație în mişcarea lor odată cu corpul. Densitatea acestui curent este :

$$\overline{J}_R = \text{rot}\left(\overline{D} \times \overline{v}\right) \tag{2.34}$$

Dimensional: $$\left[\overline{J}_R\right] = [\text{rot}][D][v] = \frac{1}{m}\frac{C}{m^2}\frac{m}{s} = \frac{A}{m^2} \tag{2.35}$$

2.4 Starea de magnetizare a corpurilor

Starea de magnetizare a unui corp de dimensiuni mici este caracterizată printr-o mărime primitivă vectorială: $\overline{m}$ - *momentul magnetic*. Direcția lui $\overline{m}$ e direcția de magnetizare a corpului.

Corpul magnetizat de moment $\overline{m}$ introdus într-un câmp exterior de inducție $\overline{B}$ va fi supus unor acțiuni ponderomotoare (forțe, cupluri) de către acesta:

$$\begin{cases} \overline{C} = \overline{m} \times \overline{B} \\ \overline{F} = \text{grad}(\overline{m}\ \overset{\downarrow}{\overline{B}}) \end{cases} \tag{2.36}$$

analog cu acțiunile unui câmp electric $\overline{E}$ asupra unui corp polarizat (2.11)

Sub acțiunea cuplului $\overline{C}$ corpul magnetizat va fi rotit pe direcția câmpului $\overline{B}$, această orientare la nivel micro este interpretată la nivel macro prin *magnetizarea corpului pe direcția câmpului* $\overline{B}$. La fel ca momentul elecric $\overline{p}$ şi momentul magnetic $\overline{m}$, poate avea o componentă temporară şi una permanentă: $\overline{m} = \overline{m}_t + \overline{m}_p$.

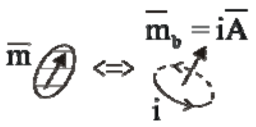

Fig 2.18

Un mic corp magnetizat de moment $\overline{m}$ poate fi echivalat cu o buclă de curent (figura 2.18) dacă au acelaşi moment magnetic: $\overline{m}=\overline{m}_b$. Momentul unei bucle de curent este:

$$\overline{m}_b = i\,\overline{A} \tag{2.37}$$

unde i este curentul din buclă iar $\overline{A}$ este aria orientată a buclei (în raport cu sensul curentului din buclă).

$$\text{Dimensional:}\quad \begin{cases} [m]=[m_b]=[i]\ [A]=\text{A m}^2 \\ [m]=\dfrac{[C]}{[B]}=\dfrac{\text{N m}}{\text{N}/\text{A m}}=\text{A m}^2 \end{cases} \tag{2.38}$$

Starea de magnetizare a unui corp masiv (privit ca o reuniune de mici corpuri, fiecare având momentul $\overline{m}$) într-un punct P din volumul său este caracterizată prin densitatea momentelor magnetice din jurul punctului P:

$$\overline{M}=\frac{d\overline{m}}{d\upsilon} \tag{2.39}$$

Mărimea aceasta $\overline{M}$ se numeşte *magnetizaţia corpului* şi ea caracterizează local starea de magnetizare din orice punct interior P.

$$\text{Dimensional:}\quad [M]=\frac{[dm]}{[d\upsilon]}=\frac{\text{A m}^2}{\text{m}^3}=\frac{\text{A}}{\text{m}} \tag{2.40}$$

Dacă $\overline{M}$ = ct, avem un corp uniform magnetizat, iar dacă se cunoaşte $\overline{M}$ în orice punct din corp, atunci momentul magnetic al corpului va fi:

$$\overline{m}_{corp} = \int_{V_{corp}} \overline{M}\, d\upsilon \tag{2.41}$$

Curentul i care parcurge bucla echivalentă poartă numele de *curent de magnetizare* sau *curent amperian*.

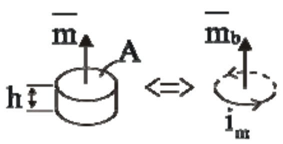

Fig 2.19

Momentul magnetic al unui mic corp cilindric de înălţime h este:

$$\begin{cases} m = M\ \upsilon = M\ A\ h \\ m_b = i_m A \text{ - momentul buclei echivalente} \end{cases} \tag{2.42}$$

Deci curentul amperian are valoarea: $i_m = M\,h$.

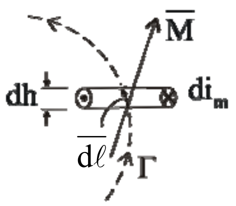

Fig 2.20

Pentru un corp masiv, un element infinitezimal cu înălţimea dh va avea echivalent curentul amperian (figura 2.20):

$$di_m = M\,dh = \overline{M}\,d\overline{\ell} \tag{2.43}$$

Curentul amperian, prin suprafața curbei Γ (figura 2.20) este dat de toate buclele elementare tăiate de curba Γ:

$$i_{m_\Gamma} = \oint_\Gamma \overline{M}\,\overline{d\ell} \qquad (2.44)$$

Pentru corpuri magnetizate neuniform, valoarea locală a densității curentului amperian este:

$$\underbrace{\int_{S_\Gamma} \overline{J}_m\,\overline{ds}}_{i_{m_\Gamma}} = \oint_\Gamma \overline{M}\;\overline{d\ell} \;\leftrightarrow\; \overline{J}_m = \mathrm{rot}\,\overline{M} \qquad (2.45)$$

Pe suprafața corpului magnetizat (care este o discontinuitate pentru $\overline{M}$) se poate defini o repartiție superficială de curent (pânză de curent):

$$\overline{J}_{m_s} = \mathrm{rot}_s\overline{M} = \overline{n}_{12}x(\overline{M}_2 - \overline{M}_1) = \overline{M}_{t_2} - \overline{M}_{t_1} \qquad (2.46)$$

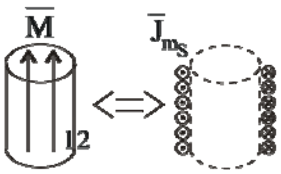

Fig 2.21

care apare ca o bobină cu spire foarte subțiri aşezate pe suprafața corpului (figura 2.21). Dacă în exterior $\overline{M}_{t_2}$ = 0 atunci intensitatea pânzei de curent este: $\overline{J}_{m_S} = \overline{M}_{t_1}$.

Observație:

1. Analogia unui mic corp magnetizat cu o buclă de curent (introdusă de Ampere.) este adevarată şi azi, la nivel micro. Un electron descrie o orbită (o buclă orbitală cu momentul orbital $\overline{m}_o$) dar şi o mişcare de spin în jurul orbitei (care determină un moment magnetic de spin $\overline{m}_s$. Suma vectorială a acestora ne dă momentul magnetic al unui atom.

2. Materialele *diamagnetice* (cupru, bronz, etc) n-au moment magnetic inițial. Câmpul $\overline{B}_{ext}$ le induce un moment magnetic (de sens opus cu $\overline{B}_{ext}$). Ele slăbesc câmpul $\overline{B}_{ext}$.

Materialele *paramagnetice* (Al) au momente spontane $\overline{m}$ pe care câmpul $\overline{B}_{ext}$ le orientează pe direcția sa. Aceste materiale întăresc câmpul exterior $\overline{B}_{ext}$.

2.5 Stările câmpului electric şi magnetic

Explorarea unui câmp electric se face cu un mic *corp de probă* conductor încărcat cu sarcina q. Corpul de probă trebuie să fie mic pentru a explora câmpul electric punctual (altfel fac media pe o regiune în jurul punctului) iar q să fie mic pentru ca prin câmpul său propriu, corpul de probă să nu modifice valoarea câmpului de explorat:

$$\overline{F}_e = q\,\overline{E} \qquad (2.47)$$

Sarcina q are unitatea de măsură stabilită experimental prin alte metode [q]= C, iar din relația (2.47) rezultă:

$$[E]=\frac{[F]}{[q]}=\frac{N}{C} \doteq \frac{V}{m} \tag{2.48}$$

În orice punct dintr-un domeniu, câmpul electric $\bar{E}$ defineşte local starea câmpului electric din acel punct.

Explorarea unui câmp magnetic se poate face cu un corp de probă care poate fi o sarcină q în mişcare cu viteza $\bar{v}$.

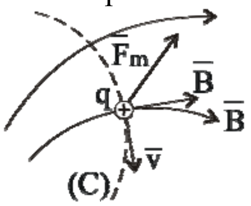

Fig 2.22

Dacă în regiune există şi câmp electric, acesta va exercita o forță electrică $\bar{F}_e = q\,\bar{E}$, iar câmpul magnetic $\bar{B}$ va acționa cu o forță magnetică tip Lorentz:

$$\bar{F}_m = q\left(\bar{v} \times \bar{B}\right) \tag{2.49}$$

În repaus măsurăm forța electrică $\bar{F}_e$, iar în mişcare măsurăm:

$$\bar{F}_t = q\,\bar{E} + q\left(\bar{v} \times \bar{B}\right) \tag{2.50}$$

Forța suplimentară, forța magnetică $\bar{F}_m$, este cea care apare la mişcarea sarcinii pe curba C cu viteza $\bar{v}$ (figura 2.22)

Mărimea explorată $\bar{B}$ definită printr-un produs vectorial (2.49) îi atribuie lui $\bar{B}$ caracterul de *vector axial,* spre deosebire de $\bar{E}$ care are caracter de *vector polar*. Explorarea mărimii $\bar{B}$ se poate face şi pe baza altor experimente:

$$d\bar{F} = i\left(\overline{d\ell} \times \bar{B}\right) \quad \text{sau} \quad \bar{C} = \bar{m}_b \times \bar{B} \tag{2.51}$$

Toate aceste moduri de definire pentru $\bar{B}$ sunt echivalente între ele.

Dimensional pentru inducția magnetică rezultă unitatea de măsură din relația sa de definiție:

$$\begin{cases} d\bar{F} = i\left(\overline{d\ell} \times \bar{B}\right) \longrightarrow [B] = \dfrac{[dF]}{[i][d\ell]} = \dfrac{N}{A\,m} = T(\text{Tesla}) \\ \bar{C} = \bar{m} \times \bar{B} \qquad \longrightarrow [B] = \dfrac{[C]}{[m]} = \dfrac{N\,m}{A\,m^2} = T = \dfrac{1Wb}{m^2} \end{cases} \tag{2.52}$$

Observație:

Ca orice formă de materie, câmpul electromagnetic are energie şi impuls pe care le poate transmite corpurilor cu care este în contact. Deosebirea față de substanța corpurilor constă în faptul că pentru câmp nu este proprie starea de mişcare mecanică.

În vid un câmp magnetic este univoc determinat prin inducția sa magnetică $\bar{B}$ în orice punct. În interiorul corpurilor materiale, sub influența câmpului magnetic exterior substanța corpului se magnetizează şi va modifica valoarea câmpului. Într-un punct din substanță câmpul magnetic este caracterizat printr-o pereche de mărimi $\overline{B}$ şi $\overline{H}$:

$\overline{B}$ - *inducția magnetică* în punctul P este valoarea câmpului ce exista în punctul P înainte de a plasa corpul, având o substanță de permeabilitate μ şi este creat de surse externe corpului.

$\overline{H}$ - *intensitatea câmpului magnetic* în punctul P şi este o caracteristică a câmpului ce ține seama de modificarea pe care substanța corpului a adus-o câmpului inițial.

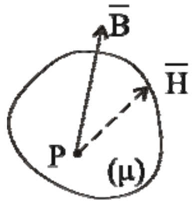

Fig 2.23

Dacă materialul corpului este izotrop, cei doi vectori sunt coliniari iar dacă este anizotrop (figura 2.23) atunci $\overline{B}$ şi $\overline{H}$, în orice punct P, fac un unghi între ei.

Între cele două mărimi de stare ale câmpului magnetic din interiorul corpurilor există o legătură:

$$\overline{B}=\mu_o\left(\overline{H}+\overline{M}\right) \tag{2.53}$$

numită *legea legăturii în câmp magnetic* (sau legea legăturii dintre mărimile $\overline{B}$-inducția magnetică, $\overline{H}$-intensitatea câmpului magnetic şi $\overline{M}$-magnetizația corpului).