UNIVERSITATEA TEHNICA TIMISOARA

FACULTATEA DE ELECTROTEHNICA

T E Z A   D E   D O C T O R A T

CERCETARI TEORETICE SI EXPERIMENTALE PRIVIND TRADUCTOARELE DE FORTA DE TIP MAGNETOELASTIC

ing.Hărăguş Stefan

Conducător ştiinţific

Prof.dr.ing.Constantin Şora

-1993-

C U P R I N S

pag.

INTRODUCERE

Un rol important în cadrul automatizării proceselor industriale îl joacă traductoarele pentru măsurarea pe cale electrică a forţelor şi maselor.Printre tipurile de traductoare de forţă larg utilizate,îndeosebi în industria grea,se numără cele bazate pe efectul magnetoelastic [36,57,69,90,104] .

Efectul magnetoelastic reprezintă un aspect al interacţiunilor magnetoelastice (IME),reflectat prin modificarea proprietăţilor magnetice datorită unei solicitări mecanice.Celălalt aspect, numit efect magnetostrictiv,se manifestă prin modificarea dimensiunilor geometrice sub acţiunea unui cîmp magnetic. IME au fost studiate sistematic [8,11],domeniul rămînînd în actualitate datorită informaţiilor furnizate privind procesele de magnetizare, respectiv datorită aplicaţiilor tehnice asociate. O intensificare a cercetărilor în domeniu a fost determinată de apariţia,în ultimii ani,a materialelor feromagnetice cu structură amorfă,la care influenţa solicitărilor mecanice asupra proprietăţilor magnetice este deosebit de pronunţată [10,20] . In ţară IME au fost studiate la Iaşi,Cluj,Craiova şi Timişoara,în ultimul caz în cadrul catedrei de fizică a U.T.T. Rezultate deosebite privind traductoarele magnetoelastice (TME) de forţă s-au obţinut la Craiova [122].

O problemă importantă legată de proiectarea TME de forţă o constituie calculul electromagnetic al acestora. Deşi multe lucrări se ocupă de acest aspect [2,44,46,68,100,107] ,modul de rezolvare se bazează pe modele foarte simplificate,atît referitor la calculul propriu-zis al cîmpului magnetic cît şi al legilor de material folosite.

Teza de doctorat şi-a propus ca principal scop îmbunătăţirea metodei de calcul electromagnetic al TME bazate pe anizotropia magnetică indusă de forţa aplicată,numite şi TME cu cîmp liber,prin formularea şi rezolvarea unei probleme de tip Poisson pentru cîmp plan-paralel,mediul fiind considerat neliniar şi anizotrop. Ca un obiectiv secundar,dar nu lipsit de importanţă,teza şi-a propus cercetarea comportării magnetoelastice a unor aliaje amorfe,în vederea utilizării acestora la realizarea traductoarelor de forţă.

Teza este structurată în cinci capitole. In primul capitol sînt studiate bazele fizice ale IME,sub aspect termodinamic. S-a urmărit în special modelarea proceselor de magnetizare în corpuri solicitate mecanic. Capitolul al doilea se ocupă de studiul experimental al comportării magnetoelastice a unor materiale amorfe,în diferite condiţii de tratament termic. In capitolul al treilea accentul este pus pe formularea şi rezolvarea ecuaţiei Poisson în potenţialul vector $\bar{A}$ pentru cîmpul magnetic dintr-un TME cu cîmp liber. Rezolvarea se face numeric,prin metoda elementelor finite.Pe baza acestui calcul se determină caracteristica de transfer a TME. Rezultatele sînt apoi comparate cu măsurătorile efectuate pe un TME realizat în acest scop. Capitolul al patrulea prezintă o aplicaţie industrială a TME cu cîmp liber precum şi comportarea TME din aliaje amorfe la solicitări dinamice. In capitolul al cincilea sînt prezentate concluziile finale şi contribiţiile autorului.

x x x x x

Elaborarea lucrării s-a efectuat sub îndrumarea permanentă a conducătorului ştiinţific Prof.dr.ing.Constantin Şora,căruia autorul îi aduce şi pe această cale respectuoase mulţumiri.

Autorul mulţumeşte de asemenea d-lui Prof.dr.ing. Ioan de Sabata pentru unele sugestii referitoare la teză,iar d-lui Conf.dr.ing.Dumitru Radu pentru utilele discuţii legate de problema de cîmp.

D-lui Prof.dr.ing.Avram Heler autorul îi este recunoscător pentru sprijinul acordat în calitate de responsabil al colectivului de cercetare privind aplicaţiile industriale ale TME.

D-lui Lect.fiz.Aurel Ercuţa autorul îi mulţumeşte pentru asistenţa tehnică la unele măsurători magnetice iar d-lui Cercet.dr.ing.Viorel Serban pentru punerea la dispoziţie a unor benzi amorfe.

Autorul mulţumeşte de asemenea tuturor colegilor din cadrul colectivului Catedrei de Electrotehnică,de a căror sprijin a beneficiat în realizarea tezei.

CAPITOLUL I

ASPECTE TEORETICE PRIVIND INTERACŢIUNILE MAGNETOELASTICE INTR-UN CORP SOLID

1.1. Fundamentarea termodinamică a legilor de material pentru un corp magnetizabil şi deformabil

1.1.1. Forma generală a legilor de material

Variaţia densităţii energiei interne a unui corp plasat într-un cîmp magnetic şi solicitat de forţe externe într-un proces reversibil este, conform principiilor termodinamicii [93,103],

$$dU = TdS + \mu_0 H_k dM_k + \sigma_{ij} de_{ij} \qquad (1.1)$$

in care $M_k(k=\overline{1,3})$ sînt componentele vectorului magnetizaţie, H_k componentele intensităţii cîmpului magnetic; σ_{ij} şi e_{ij} $(i,j=\overline{1,3})$ sînt componentele tensorului tensiunilor elastice, respectiv ale tensorului deformaţiilor specifice iar T şi S sînt temperatura absolută respectiv entropia unităţii de volum.

La scrierea relaţiei (1.1) s-a folosit convenţia de însumare a lui Einstein (prezenţa într-un produs a doi factori cu indici identici impune o însumare după acei indici). Această convenţie va fi folosită pe tot parcursul capitolului.

Expresia (1.1) fiind o diferenţială totală, U trebuie să fie funcţie numai de variabilele independente e_{ij}, M_k şi S iar coeficienţii diferenţialelor acestor variabile sînt derivatele parţiale ale acestei funcţii, deci funcţii de aceleaşi variabile e_{ij}, M_k, S. Aceste funcţii reprezintă legile de material ale corpului respectiv, sub forma ecuaţiilor de stare asociate transformării reversibile considerate. Existenţa legilor de material este o consecinţă termodinamică a reversibilităţii [93].

Din motive practice se preferă alegerea mărimilor σ_{ij}, H_k, şi T drept variabile independente. In raport cu aceste variabile , în locul energiei interne U, este utilizat potenţialul termodinamic Gibbs

$$G = U - TS - \mu_0 H_k M_k - \sigma_{ij} e_{ij} \quad , \qquad (1.2)$$

a cărei diferenţială totală este

$$dG = -S\,dT - \mu_0 M_k\,dH_k - e_{ij}\,d\sigma_{ij} \quad . \qquad (1.3)$$

In acord cu precizările anterioare, formele generale ale legilor de material care rezultă din relaţia (1.3) sînt:

$$S = -\frac{\partial G}{\partial T} = S(H_k, \sigma_{ij}, T) \quad , \qquad (1.4)$$

$$M_k = -\frac{1}{\mu_0}\left(\frac{\partial G}{\partial H_k}\right) = M_k(H_k, \sigma_{ij}, T) \quad , \qquad (1.5)$$

$$e_{ij} = -\frac{\partial G}{\partial \sigma_{ij}} = e_{ij}(H_k, \sigma_{lm}, T) \quad . \qquad (1.6)$$

1.1.2. <u>Forme liniarizate ale legilor de material</u>

Experienţa dovedeşte că pentru o clasă foarte largă de materiale funcţiile (1.4) ÷ (1.6) sînt suficient de netede pentru a putea fi aproximate prin dezvoltări în serie Taylor în jurul unei stări de referinţă ($H_k=0$, $\sigma_{ij}=0$, $T=T_0$). Neglijînd termenii de ordinul doi şi mai mare, se obţin formele liniarizate ale legilor de material

$$\Delta S = -\left(\frac{\partial^2 G}{\partial T^2}\right)_0 \Delta T - \left(\frac{\partial^2 G}{\partial T\,\partial H_k}\right)_0 H_k - \left(\frac{\partial^2 G}{\partial T\,\partial \sigma_{kl}}\right)_0 \sigma_{kl} \quad , (1.7)$$

$$\mu_0 M_i = -\left(\frac{\partial^2 G}{\partial H_i\,\partial T}\right)_0 \Delta T - \left(\frac{\partial^2 G}{\partial H_i\,\partial H_k}\right)_0 H_k - \left(\frac{\partial^2 G}{\partial H_i\,\partial \sigma_{kl}}\right)_0 \sigma_{kl} \quad , (1.8)$$

$$e_{ij} = -\left(\frac{\partial^2 G}{\partial \sigma_{ij}\,\partial T}\right)_0 \Delta T - \left(\frac{\partial^2 G}{\partial \sigma_{ij}\,\partial H_k}\right)_0 H_k - \left(\frac{\partial^2 G}{\partial \sigma_{ij}\,\partial \sigma_{kl}}\right)_0 \sigma_{kl} \quad , (1.9)$$

dacă dezvoltarea se efectuează relativ la G, respectiv

$$\Delta S=\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_0 \Delta T+\left(\frac{\partial S}{\partial H_K}\right)_0 H_K+\left(\frac{\partial S}{\partial \sigma_{KL}}\right)_0 \sigma_{KL}, \quad (1.10)$$

$$M_i=\left(\frac{\partial M_i}{\partial T}\right)_0 \Delta T+\left(\frac{\partial M_i}{\partial H_K}\right)_0 H_K+\left(\frac{\partial M_i}{\partial \sigma_{KL}}\right)_0 \sigma_{KL}, \quad (1.11)$$

$$e_{ij}=\left(\frac{\partial e_{ij}}{\partial T}\right)_0 \Delta T+\left(\frac{\partial e_{ij}}{\partial H_K}\right)_0 H_K+\left(\frac{\partial e_{ij}}{\partial \sigma_{KL}}\right)_0 \sigma_{KL}, \quad (1.12)$$

dacă dezvoltarea se efectuează relativ la funcţiile

$$S(H_K,\sigma_{ij},T),\ M_i(H_K,\sigma_{ij},T),\ e_{ij}(H_K,\sigma_{lm},T).$$

Coeficienţii care apar în aceste relaţii se determină, într-o teorie fenomenologică, pe cale experimentală. Notaţiile şi semnificaţiile uzuale [48,105] pentru aceşti coeficienţi sînt următoarele:

- componentele tensorului susceptibilităţii magnetice

$$\chi_{iK}=-\frac{1}{\mu_0}\left(\frac{\partial^2 G}{\partial H_i \partial H_K}\right)_0=\left(\frac{\partial M_i}{\partial H_K}\right)_0, \quad (1.13)$$

- constantele elastice

$$s_{ijKL}=-\left(\frac{\partial^2 G}{\partial \sigma_{ij}\partial \sigma_{KL}}\right)_0=\left(\frac{\partial e_{ij}}{\partial \sigma_{KL}}\right)_0, \quad (1.14)$$

- coeficienţii piromagnetici

$$q_i=-\left(\frac{\partial^2 G}{\partial H_i \partial T}\right)_0=\left(\frac{\partial S}{\partial H_i}\right)_0=\left(\frac{\partial M_i}{\partial T}\right)_0, \quad (1.15)$$

- coeficienţii dilatarii termice

$$\alpha_{ij} = -\left(\frac{\partial^2 G}{\partial \sigma_{ij}\, \partial T}\right)_0 = \left(\frac{\partial S}{\partial \sigma_{ij}}\right)_0 = \left(\frac{\partial e_{ij}}{\partial T}\right)_0 \quad , \qquad (1.16)$$

- modulele piezomagnetice

$$d_{iKL} = -\left(\frac{\partial^2 G}{\partial H_i\, \partial \sigma_{KL}}\right)_0 = \mu_0 \left(\frac{\partial M_i}{\partial \sigma_{KL}}\right)_0 = \left(\frac{\partial e_{KL}}{\partial H_i}\right)_0 , \qquad (1.17)$$

- căldura specifică volumică

$$\frac{C}{T_0} = -\left(\frac{\partial^2 G}{\partial T^2}\right)_0 \quad . \qquad (1.18)$$

In cadrul relaţiilor (1.15), (1.16), (1.17) s-a ţinut cont de condiţia de integrabilitate a diferenţialei totale (1.5).

Cu notaţiile (1.13) ÷ (1.18) formele liniarizate ale legilor de material devin:

$$\Delta S = \frac{C}{T_0} \Delta T + g_K H_K + \alpha_{KL} \sigma_{KL} \quad , \qquad (1.19)$$

$$\mu_0 M_i = g_i \Delta T + \mu_0 \chi_{iK} H_K + d_{iKL} \sigma_{KL} \quad , \qquad (1.20)$$

$$e_{ij} = \alpha_{ij} \Delta T + d_{ijK} H_K + s_{ijKL} \sigma_{KL} \quad . \qquad (1.21)$$

Aceste relaţii pun în evidenţă interacţiunile termice, magnetice şi elastice dintr-un corp solid. In figura 1.1 sînt reprezentate schematic aceste interacţiuni împreună cu coeficienţii de material implicaţi. Prezenţa unui cîmp magnetic modifică starea de magnetizare a corpului (legea magnetizaţiei temporare), starea termică (efectul magnetocaloric) şi starea de deformare elastică(efectul piezomagnetic sau magnetostricţiune).

Prezenţa unui cîmp de tensiuni elastice modifică starea de deformare elastica a corpului (legea lui Hooke), starea termică (efectul piezocaloric) şi starea de magnetizare (efectul piezomagnetic direct sau efectul magnetoelastic).

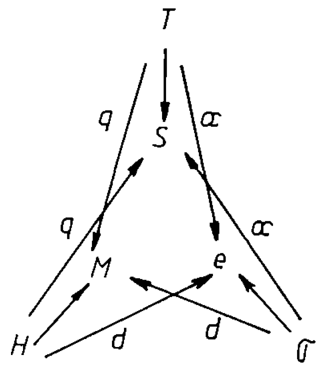


Fig. 1.1 Interacţiuni termomagnetoelastice într-un corp solid.

In baza relaţiei (1.17), la materialele care sub acţiunea unui cîmp magnetic îşi măreso dimensiunile (magnetostricţiune pozitiva) aplicarea unor eforturi de întindere are ca efect creşterea polarizaţiei magnetice. La materialele care prezintă magnetostricţiune negativă, acelaşi efect de creştere a polarizaţiei magnetice se obţine prin aplicarea unor eforturi de comprimare.

Relaţia (1.17) care corelează efectul magnetostrictiv cu cel magnetoelastic se verifică experimental destul de bine atunci cînd procesul de magnetizare are loc preponderent prin rotaţii ale vectorului magnetizaţie spontană [3,13,118].

Mecanismul interacţiunilor magnetoelastice poate fi explicat cu ajutorul unui model microscopic simplu, propus de Neel [13,19]. Modelul postulează anumite proprietăţi ale energiei de interacţiune a doi atomi vecini, fără să investigheze însă oroginea acestei energii.

Fig. 1.2. a) Momentele magnetice a doi atomi vecini;
b) Mecanismul interacţiunii magnetoelastice.

Cu notațiile din figura 1.2 a), expresia energiei de interacțiune a doi atomi vecini, după Neel, este

$$w = g_1(r)\,P_2(\cos\varphi) + g_2(r)\,P_4(\cos\varphi) + \dots \quad , \quad (1.22)$$

unde P_n sînt polinoame Legendre. Reținînd doar primul termen din dezvoltare și explicînd P_2 se obține

$$w = \frac{3}{2}\,g_1(r)\left(\cos^2\varphi - \frac{1}{3}\right) . \qquad (1.23)$$

Considerînd drept stare de referință starea nedeformată, pentru care r=R și $\varphi = \phi$, variația acestei energii la trecerea în starea deformată (r, φ) este

$$\Delta w = \frac{3}{2}\left[\left(\cos^2\phi - \frac{1}{3}\right) f'(R)\,\Delta r + f(R)\,\Delta(\cos^2\varphi)\right]. \quad (1.24)$$

Exprimînd variațiile Δr și $\Delta(\cos^2\varphi)$ înfuncție de deformațiile e_{ij} și de cosinușii directori α_i ai momentelor magnetice, se obține, după însumarea pe toate perechile vecine din unitatea de volum, o expresie de forma $g_{ij}(\alpha_k)\,e_{ij}$ reprezentînd un termen al densității de energie liberă dependent de condițiile locale. Acest termen, numit "energie magnetoelastică", exprimă cuplajul dintre starea de deformare și starea de magnetizare a corpului. Orice modificare a uneia din aceste stări, datorită unor acțiuni exterioare, determină modificarea celeilalte stări. Schematic, acest mecanism este reprezentat în figura 1.2. b.

O subclasificare a interacțiunilor magnetoelastice se poate face în funcție de tipul stării de deformare și de orientarea cîmpului magnetic în raport cu corpul (efect Joule, Villari, Matteuci, Wiedemann, Procopiu, Barrett, Guillemin [78]).

1.1.3. Efectele ΔE și $\Delta\chi$

Din cele prezentate în paragraful precedent rezultă că într-un corp, supus unor forțe mecanice exterioare, pe lîngă deformațiile elastice asociate acestor forțe apar, în prezența unui cîmp magnetic, deformații suplimentare, datorate modificării stării de magnetizare. Ca urmare coeficienții din legea lui Hooke, care descrie legătura dintre tensiunile mecanice şi deformaţiile specifice, se modifică în prezenţa cîmpului magnetic, datorită cuplajului magnetoelastic. Aceasta modificare este cunoscută în literatură sub denumirea de "efectul ΔE" [8,11,19,28].

In mod analog într-un corp plasat într-un cîmp magnetic, pe lîngă magnetizaţia asociată acestui cîmp, apare o magnetizaţie suplimentară dacă corpul este supus acţiunii unor forţe mecanice. Datorită cuplajului magnetoelastic, coeficienţii care apar în legea magnetizaţiei temporare se modifică în prezenţa forţelor exterioare. Acest fapt îl vom numi " efect $\Delta \chi$ ".

Vom stabili în continuare legătura dintre aceste efecte şi coeficienţii piezomagnetici în ipoteza unei aproximaţii liniare şi a unui proces reversibil izoterm.

Alegînd drept variabile independente σ şi M, potenţialul termodinamic asociat este

$$G' = U - TS - e_{ij}\sigma_{ij} \quad , \tag{1.25}$$

de unde rezultă

$$dG' = -e_{ij}\,d\sigma_{ij} + \mu_0 H_K\, dM_K \quad , \tag{1.26}$$

$$e = e(\sigma, M) \quad , \tag{1.27}$$

$$H = H(\sigma, M) \quad . \tag{1.28}$$

Dezvoltînd relaţia (1.28) în serie Taylor în jurul stării de referinţă şi reţinînd numai termenii liniari, se obţin

$$H_u = \left(\frac{\partial H_u}{\partial \sigma_{KL}}\right)_M \sigma_{KL} + \left(\frac{\partial H_u}{\partial M_v}\right)_\sigma M_v \tag{1.29}$$

Inlocuind (1.29) în (1.12) se obţine

$$e_{ij} = \left(\frac{\partial e_{ij}}{\partial H_u}\right)_\sigma \cdot \left[\left(\frac{\partial H_u}{\partial \sigma_{KL}}\right)_M \sigma_{KL}\right] +$$

$$+ \left(\frac{\partial e_{ij}}{\partial H_u}\right)_\sigma \cdot \left[\left(\frac{\partial H_u}{\partial M_v}\right)_\sigma M_v\right] + \left(\frac{\partial e_{ij}}{\partial \sigma_{KL}}\right)_H \sigma_{KL} \; . \tag{1.30}$$

Schimbînd ordinea de însumare în primul termen, se obţine

$$e_{ij} = \left[\left(\frac{\partial e_{ij}}{\partial \sigma_{KL}} \right)_H + \left(\frac{\partial e_{ij}}{\partial H_u} \right)_\sigma \cdot \left(\frac{\partial H_u}{\partial \sigma_{KL}} \right)_M \right] \sigma_{KL} +$$

$$+ \left(\frac{\partial e_{ij}}{\partial H_u} \cdot \frac{\partial H_u}{\partial M_v} \right)_\sigma M_v \qquad (1.31)$$

Cu notațiile (1.14) și (1.17) din relația (1.31) se obține

$$(s_{ijKL})_M = (s_{ijKL})_H + d_{iju} \cdot \left(\frac{\partial H_u}{\partial \sigma_{KL}} \right)_M . \qquad (1.32)$$

Ținînd cont că

$$\left(\frac{\partial H_u}{\partial \sigma_{KL}} \right)_M = \left(\frac{\partial H_u}{\partial e_{mn}} \right)_M \cdot \left(\frac{\partial e_{mn}}{\partial \sigma_{KL}} \right)_M \qquad (1.33)$$

și notînd cu

$$a_{uij} = \left(\frac{\partial H_u}{\partial e_{ij}} \right)_M = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial M_u} \right)_e , \qquad (1.34)$$

constantele de cuplaj piezomagnetic [75] (a doua egalitate rezultă din faptul că relația (1.1) este diferența totală), din (1.32) se obține

$$(s_{ijKL})_M = (s_{ijKL})_H + d_{iju} \left[a_{umn} (s_{mnKL})_M \right] , \qquad (1.35)$$

sau, după schimbarea ordinei de însumare

$$(s_{ijKL})_H = (s_{ijKL})_M - (s_{mnKL})_M \cdot (d_{iju} \cdot a_{umn}) . \qquad (1.36)$$

Relația (1.36) pune în evidență modificarea constantelor elastice datorită cuplajului magnetoelastic, descris prin coeficienții d și a.

Pentru a detalia aspectul reciproc, se aleg drept variabile independente mărimile e şi H. Potenţialul termodinamic asociat este

$$G'' = U - TS - \mu_0 M_K H_K \quad , \tag{1.37}$$

a cărui variaţie, ţinînd cont de (1.1), este

$$dG'' = \sigma_{ij}\, de_{ij} - \mu_0 M_K\, dH_K \quad , \tag{1.38}$$

de unde rezultă

$$\sigma = \sigma\,(e\,,H)\quad , \tag{1.39}$$

$$M = M\,(e\,,H)\quad . \tag{1.40}$$

După dezvoltarea relaţiei (1.39) în serie Taylor şi neglijarea termenilor de ordin superior se obţine

$$\sigma_{ij} = \left(\frac{\partial\sigma_{ij}}{\partial e_{KL}}\right)_H e_{KL} + \left(\frac{\partial\sigma_{ij}}{\partial H_v}\right)_e H_v \quad . \tag{1.41}$$

Inlocuind (1.41) în relaţia (1.11) rezultă

$$M_u = \left(\frac{\partial M_u}{\partial\sigma_{ij}}\right)_H \left[\left(\frac{\partial\sigma_{ij}}{\partial e_{KL}}\right)_H e_{KL}\right] +$$

$$+ \left(\frac{\partial M_u}{\partial\sigma_{ij}}\right)_H \left[\left(\frac{\partial\sigma_{ij}}{\partial H_v}\right)_e H_v\right] + \left(\frac{\partial M_u}{\partial H_v}\right)_\sigma H_v . \tag{1.42}$$

Schimbînd ordinea de însumare în termenul al doilea se obţine

$$M_u = \left[\left(\frac{\partial M_u}{\partial H_v}\right)_\sigma H_v + \left(\frac{\partial\sigma_{ij}}{\partial H_v}\right)_e \cdot \left(\frac{\partial M_u}{\partial\sigma_{ij}}\right)_H\right] H_v +$$

$$+\left(\frac{\partial M_u}{\partial \sigma_{ij}}\cdot\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial e_{KL}}\right)_H e_{KL} \quad . \qquad (1.43)$$

Cu notaţiile (1.13) şi (1.17), din relaţia (1.43) rezultă

$$(\chi_{uv})_e = (\chi_{uv})_\sigma + \frac{1}{\mu_0} d_{uij}\left(\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial H_v}\right)_e \qquad (1.44)$$

Tinînd cont de relaţia

$$\left(\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial H_v}\right)_e = \left(\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial M_\sigma}\right)_e \cdot \left(\frac{\partial M_\sigma}{\partial H_v}\right)_e \qquad (1.45)$$

şi de notaţia (1.34), relaţia (1.44) devine

$$(\chi_{uv})_e = (\chi_{uv})_\sigma + d_{uij}\left[a_{ij\sigma}(\chi_{\sigma v})_e\right]. \qquad (1.46)$$

După schimbarea ordinii de însumare se obţine

$$(\chi_{uv})_\sigma = (\chi_{uv})_e - (\chi_{\sigma v})_e\,(d_{uij}\,a_{ij\sigma}). \qquad (1.47)$$

Relaţia (1.47) evidenţiază modificarea susceptibilităţii magnetice datorată cuplajului magnetoelastic, descris prin coeficienţii d şi a.

In cazul particular cînd corpul are forma unei benzi subţiri şi înguste, iar cîmpul magnetic şi solicitarea mecanică sînt dirijate după axa benzii, între cele două efecte există o relaţie simplă. In aceste condiţii, din (1.36) şi (1.47) rezultă, după axa longitudinală a benzii,

$$\lambda_H = (1 - a\cdot d)\,\lambda_M \quad , \qquad (1.48)$$

$$\chi_\sigma = (1 - a\cdot d)\,\chi_e \quad , \qquad (1.49)$$

de unde

$$\frac{\lambda_H}{\lambda_M} = \frac{\chi_\sigma}{\chi_e} \qquad (1.50)$$

sau
$$\frac{E_M}{E_H} = \frac{\chi_\sigma}{\chi_e} \qquad (1.51)$$

unde $E = s^{-1}$ reprezintă modulul lui Young.

In literatura de specialitate [11,19] efectul ΔE este caracterizat prin expresia $(E_M - E_H)/E_H$. Putem, în mod analog, considera drept " efect $\Delta\chi$" expresia $(\chi_\sigma - \chi_e)/\chi_e$. Atunci din relația (1.51) se obține

$$\Delta E = \Delta \chi \qquad (1.52)$$

1.2 Ecuațiile de echilibru ale magnetizației și deformării într-un corp feromagnetic solicitat mecanic în cadrul teoriei micromagnetice.

1.2.1 Principiul extremal

Evoluția unui sistem termodinamic este descrisă, conform principiilor termodinamicii, de relația [13]

$$dU \leq T dS + X_\alpha dx_\alpha \quad , \qquad (1.53)$$

x_α fiind coordonatele generalizate iar X_α forțele generalizate, de origine externă.

In cazul unui proces în care sistemul este în echilibru (sau, cel puțin, oricît de aproape de echilibru) în orice stare intermediară

$$dU = T dS + X_\alpha dx_\alpha \quad . \qquad (1.54)$$

Energia internă U este funcție de x_α și S și de alți parametrii interni care însă rămin în cursul variației considerate, sistemul fiind în echilibru.

Considerînd x_α şi T drept variabile independente şi definind energia liberă $F = U - TS$, din (1.54) rezultă

$$dF = X_\alpha dx_\alpha - S dT \tag{1.55}$$

Cu X_α şi T drept variabile independente şi definind potenţialul termodinamic $G = F - X_\alpha x_\alpha$, din (1.54) se obţine

$$dG = -x_\alpha dX_\alpha - S dT . \tag{1.56}$$

Dacă se cunosc funcţiile $U(x_\alpha, S)$, $F(x_\alpha, T)$, $G(X_\alpha, T)$, atunci din relaţiile (1.54) ÷ (1.56) se pot obţine legăturile dintre variabilele dependente şi cele independente pentru un sistem în echilibru (ecuaţiile de echilibru).

Pentru a studia stabilitatea echilibrului, ne vom referi la un proces natural, pentru care

$$dU < T dS + X_\alpha dx_\alpha . \tag{1.57}$$

Dacă în cursul procesului se menţin x_α şi S constante, atunci din (1.57) rezultă

$$dU < 0 . \tag{1.58}$$

In aceste condiţii, starea de echilibru stabil este aceea în care energia internă U este minimă.

Dacă se menţin constante x_α şi T, din (1.57) se obţine

$$dF < 0 , \tag{1.59}$$

deci echilibrul stabil are loc cînd energia liberă F este minimă în raport cu parametrii de care depinde (inclusiv parametrii interni).

Dacă se menţin constante X_α şi T, relaţia (1.57) este echivalentă cu

$$dG < 0 , \tag{1.60}$$

ceea ce implică minimul potenţialului G.

Astfel, pentru fiecare set de condiţii controlate, condiţia de echilibru stabil implică minimul unui anumit potenţial termodinamic (şi anume acelea ale cărui variabile independente din relaţiile care descriu procesul reversibil sînt menţinute constante atunci cînd se caută echilibrul). Intr-o formulare variaţională, condiţia de echilibru este anularea primei variaţii a potenţialului termodinamic corespunzător. Astfel pentru echilibru la X_α şi T daţi, $\delta G = 0$, sau

$$\delta F - X_\alpha \delta x_\alpha = 0 \quad , \qquad (1.61)$$

Formal, aceasta este chiar relaţia (1.55), cu $dT = 0$. Diferenţa constă în aceea că în (1.55) variaţiile sînt reale, cu sistemul în echilibru în fiecare moment, în timp ce în (1.61) apar variaţii virtuale faţă de starea de echilibru, inclusiv variaţii arbitrare ale parametrilor interni, care în relaţia (1.55) au fost complet determinaţi.

După găsirea echilibrului, testarea stabilităţii se face pentru cazul considerat mai sus, verificînd condiţia $\delta^2 G = 0$.

1.2.2. Lucrul elementar al forţelor externe asupra unui corp magnetizabil şi deformabil

Considerînd un corp de volum V, plasat în cîmpul magnetic al unei bobine fixe şi rigide parcursă de curentul I (figura 1.3). Asupra elementului de masă acţionează forţa $\bar{f}dm$ iar asupra elementului de suprafaţă forţa $\bar{T}dS$.

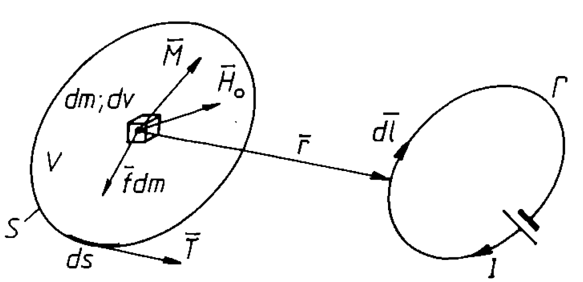


Figura 1.3 Corpul feromagnetic elastic plasat în cîmpul magnetic al unei bobine şi solicitat de forţe volumice şi superficiale.

Vom calcula lucrul mecanic elementar la o mică variație a stării de magnetizare și de deformare a corpului în condițiile în care I, $\bar{f}$, $\bar{T}$ se mențin constante în cursul acestei variații.

Lucrul mecanic efectuat de baterie în intervalul de timp dt datorită prezenței corpului este

$$\frac{dL_1}{dt} = - I u_e \quad , \qquad (1.62)$$

U_e fiind t.e.m. indusă datorită variației magnetizației corpului,

$$u_e = - \frac{d\Phi_m}{dt} \quad . \qquad (1.63)$$

Cu Φ_m s-a notat fluxul inducției $\bar{B}_1$ a corpului magnetizat prin suprafața bobinei,

$$\Phi_m = \int_{S_\Gamma} \bar{B}_1 d\bar{s} = \oint_\Gamma \bar{A}_1 d\bar{l} \qquad (1.64)$$

Ținînd cont că potențialul magnetic vector al corpului magnetizat este [23]

$$\bar{A}_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\bar{M} \times \bar{r}}{r^3} dv \quad , \qquad (1.65)$$

iar intensitatea cîmpului magnetic produs de curentul I este [112]

$$\bar{H}_0 = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_\Gamma \frac{d\bar{l} \times (-\bar{r})}{r^3} \quad , \qquad (1.66)$$

se obține

$$\frac{dL_1}{dt} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint_\Gamma d\bar{l} \int_V \frac{\frac{d\bar{M}}{dt} \times \bar{r}}{r^3} dv =$$

$$= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_V dv \oint_\Gamma \frac{d\bar{l} \times (-\bar{r})}{r^3} \frac{d\bar{M}}{dt} = \int_V \bar{H}_0 \frac{d\bar{M}}{dt} dv \, , \qquad (1.67)$$

sau

$$dL_1 = \int_V \overline{H}_0 \, d\overline{M} \, dv \quad . \qquad (1.68)$$

Lucrul forţelor $\overline{f}$ şi $\overline{T}$ în intervalul de timp dt este

$$dL_2 = \int_V \rho f_i \, dx_i \, dv + \int_S T_i \, dx_i \, ds \quad , \qquad (1.69)$$

dx_i fiind variaţia coordonatei i a centrului elementului de volum, respectiv de suprafaţă, iar ρ densitatea de masă.

Lucrul elementar total este deci

$$dL = \int_V \overline{H}_0 \, d\overline{M} \, dv + \int_V \rho f_i \, dx_i \, dv + \int_S T_i \, dx_i \, ds \quad . \qquad (1.70)$$

1.2.3. Ecuaţiile de echilibru ale magnetizaţiei şi deformării.

Inlocuind în relaţia (1.57) $X_\alpha \, dx_\alpha$ cu dL dinrelaţia (1.70) se obţine

$$dU < TdS + \int_V \overline{H}_0 \, d\overline{M} \, dv + \int_V \rho f_i \, dx_i \, dv + \int_S T_i \, dx_i \, ds \quad , \qquad (1.71)$$

sau, la $\overline{H}_0$, $\overline{f}$, $\overline{T}$, T constanţi, $dG < 0$, unde

$$G = F - \int_V \overline{H}_0 \overline{M} \, dv - \int_V \rho f_i x_i \, dv - \int_S T_i x_i \, ds \quad , \qquad (1.72)$$

iar $F = U - TS$ este energia liberă a corpului.

Condiţia de echilibru stabil, în condiţiile exterioare precizate anterior, este ca G să fie minim în raport cu parametrii interni, M_i şi x_i. Pentru a putea explica acest principiu trebuie să avem o expresie pentru F în funcţie de aceşti parametrii interni.

Considerînd corpul ca un ansamblu de dipoli magnetici în F trebuie inclus un termen care exprimă energia magnetostatica a acestui ansamblu [28] .

$$W_m = -\frac{1}{2}\int_V \overline{H}_1 \overline{M}\, dv \qquad (1.73)$$

La acest termen mai trebuie adăugată o energie liberă " locală" a cărei densitate masică $\mathbb{F}$ este o funcţie numai de variabilele locale, astfel că

$$F = W_m + \int \mathbb{F}\, dm \qquad (1.74)$$

Dacă X_A (A = 1,2,3) sînt coordonatele unui punct material al corpului în stare nedeformată iar x_i (i = 1,2,3) sînt coordonatele aceluiaşi punct în stare deformată, atunci funcţiile $x_i(X_A)$ descriu deformarea corpului ca un întreg iar derivatele parţiale ale acestor funcţii, $x_{i,A} = \frac{\partial x_i}{\partial X_A}$, numite gradienţii deformării, descriu local deformarea corpului [62] .

Un corp feromagnetic solid examinat la o scară suficient de mică (dar încă mult mai mare decît reţeaua atomică - astfel că rămîn valabile conceptele continuului) este caracterizat printr-o magnetizaţie $\overline{M}$ a cărei mărime, $|\overline{M}| = M_s(T)$ - - magnetizaţia spontană- este, cu o bună aproximaţie, o funcţie numai de temperatură; direcţia ei poate varia cu poziţia. Magnetizaţia spontană M_s este atribuită forţelor de schimb [118] care tind să alinieze spinii electronici vecini.

In cadrul teoriei domeniilor magnetice se postulează existenţa unor regiuni în care $\overline{M}$ este uniform - domeniile Weiss - respectiv existenţa unor zone de tranziţie, în care direcţia lui $\overline{M}$ variază sensibil - pereţii domeniilor.

Teoria micromagnetică [14] renunţă la postularea structurii de domenii, admiţînd doar că cosinuşii directori α_i ai magnetizaţiei sînt funcţii de coordonatele punctului în care se calculează $\overline{M}$:

$$\overline{M} = M_s \cdot \overline{u}(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) \quad ,$$

$$\alpha_i = \alpha_i(\overline{r}) \quad , \quad i = 1,2,3 .$$

BUPT

In urma acestor considerații, printre variabilele locale de care depinde $\mathbb{F}$ trebuie incluși cosinușii directori α_i ai lui $\overline{M}$ (sau echivalent, componentele M_i ale acestuia) și gradienții deformației $x_{i,A}$.

Un model microscopic simplu al interacțiunii de schimb [13] conduce la ideea că pentru a ține cont de forțele de schimb, ca argumente în $\mathbb{F}$ trebuie incluse derivatele $\alpha_{i,A} = \frac{\partial \alpha_i}{\partial X_A}$ ale cosinușilor directori ai lui $\overline{M}$ (sau echivalent $M_{i,A} = \frac{\partial M_i}{\partial X_A}$).

Intru-cît în cursul deformării corpului se modifică volumul acestuia, $|\overline{M}|$ nu rămîne constant; constant rămîne momentul magnetic al unității de masă $|\mathbb{M}| = \frac{|\overline{M}|}{\rho} = \mathbb{M}_S$.

In concluzie expresia potențialului care trebuie minimizat este

$$G = -\frac{1}{2}\int \rho \overline{H}_1 \overline{\mathbb{M}}\, dv - \int \rho\, \mathbb{F}(\mathbb{M}_i, x_{i,A}, \mathbb{M}_{i,A})\, dv -$$

$$-\int \rho \overline{H}_0 \overline{\mathbb{M}}\, dv - \int \rho f_i x_i\, dv - \int T_i x_i\, ds . \qquad (1.75)$$

Pentru a găsi condițiile de echilibru, conform procedeului variațional discutat în paragraful 1.2.1, se pune condiția ca prima variație a lui G, δG, să se anuleze pentru variații virtuale $\delta \mathbb{M}_i$ și δx_i. Intrucît variabila $\mathbb{M}_i$ este supusă constrîngerii $\mathbb{M}_i \cdot \mathbb{M}_i = \mathbb{M}_S^2$, cu ajutorul multiplicatorilor Lagrange $\lambda_1(x_i)$ în V și $\lambda_2(x_i)$ pe S, condiția impusă devine

$$\delta G - \int_V \lambda_1 \mathbb{M}_i\, \delta \mathbb{M}_i\, dv - \int_S \lambda_2 \mathbb{M}_i\, \delta \mathbb{M}_i\, ds = 0 , \qquad (1.76)$$

G fiind cel din relația (1.75).

După transformarea integralelor din (1.76) astfel încît să nu conțină decît variațiile $\delta \mathbb{M}_i$ și δx_i, în urma egalării cu zero a coeficientului lui $\delta \mathbb{M}_i$ se obțin [13] ecuațiile de echilibru magnetic

$$\rho \frac{\partial \mathbb{F}}{\partial \mathbb{M}_i} - \left(\rho \frac{\partial \mathbb{F}}{\partial \mathbb{M}_{i,A}} \cdot x_{j,A} \right)_{,j} - \rho H_i - \lambda_1 \mathbb{M}_i = 0 \text{ , în } V, \quad (1.77)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbb{F}}{\partial \mathbb{M}_{i,A}} \cdot x_{j,A} n_j - \lambda_2 \mathbb{M}_i = 0 \quad \text{, pe } S \text{ ,} \quad (1.78)$$

iar prin egalarea cu zero a coeficientului lui δx_i se obțin ecuațiile de echilibru mecanic

$$\left(\rho \frac{\partial \mathbb{F}}{\partial x_{i,A}} \cdot x_{j,A} \right)_{,j} + \rho \mathbb{M}_j H_{i,j} + \rho f_i = 0 \text{ , în } V \text{ ,} \quad (1.79)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbb{F}}{\partial x_{i,A}} \cdot x_{j,A} n_j - \frac{1}{2} \mu_0 \rho \mathbb{M}_n^2 n_i - T_i = 0 \text{ , pe } S. \quad (1.80)$$

Rezolvarea acestor ecuații, împreună cu ecuațiile cîmpului magnetic staționar

$$\operatorname{rot} \bar{H} = \bar{J} \quad , \qquad (1.81)$$

$$\operatorname{div} \bar{H} = - \operatorname{div} \bar{M} \quad , \qquad (1.82)$$

cu condițiile pe frontiera corpului asociate, determină distribuția spațială de echilibru a magnetizației și deformației elastice. După rezolvarea acestui sistem neliniar de ecuații trebuie testată stabilitatea soluției, arătînd că $\delta^2 G > 0$ pentru variații arbitrare $\delta \mathbb{M}_i$ și δx_i.

Pentru a putea efectua un astfel de calcul este necesar să introducem formule explicite pentru densitatea de energie liberă internă $\mathbb{F}$ în funcție de argumentele $\mathbb{M}_i$, $x_{i,A}$, $\mathbb{M}_{i,A}$.

Pentru unele situații particulare (de exemplu microparticule monodomeniu) ecuațiile de echilibru pot fi rezolvate analitic. In alte situații este posibilă asocierea lor cu metodele numerice de calcul ale cîmpului magnetic ([34], [35], [37]).

1.2.4. Formule explicite pentru densitatea de energie liberă locală F

Funcţia $F(M_i, x_{i,A}, M_{i,A})$ trebuie să satisfacă următoarea condiţie de natură fizică: energia liberă $F dm$ a unui element de masă dm nu se modifică dacă elementul de masă suferă o rotaţie rigidă împreună cu momentele magnetice ale particulelor din acel element.

Conform unei teoreme de invarianţă la rotaţie a lui Cauchy [13], această cerinţă este îndeplinită dacă în locul listei de argumente iniţiale M_i, $x_{i,A}$, $M_{i,A}$ se utilizează noua listă de argumente $M_i \cdot x_{i,A}$, $x_{i,A} \cdot x_{i,B}$, $M_{i,A} \cdot M_{i,B}$ (A,B=1,3) Ţinînd cont că

$$x_{i,A} \cdot x_{i,B} = C_{AB} = \delta_{AB} + 2E_{AB}$$

(C_{AB} fiind tensorul lui Green al deformaţiilor, E_{AB} – tensorul deformaţiilor finite iar δ_{AB}-simbolul lui Kronecker [52]) şi că expresia $M_i x_{i,A}$ reprezintă, cu excepţia unor factori de scară, componentele $\hat{M}_p$ ale lui $\bar{M}$ faţă de un sistem de axe locale, legate de elementul de masă şi care se rotesc odată cu acesta, se obţine în final

$$\mathbb{F} = \mathbb{F}\left(\hat{M}_p\,,\, E_{AB}\,,\, M_{i,A} \cdot M_{i,B}\right). \qquad (1.83)$$

Intru-cît argumentul $M_{i,A} M_{i,B}$ descrie interacţiunea de schimb, F poate fi separată în doi termeni, primul corespunzînd acestei interacţiuni şi avînd ca argumente $M_{i,A} M_{i,B}$ şi E_{AB} iar al doilea avînd ca argumente numai $\hat{M}_p$ şi E_{AB}:

$$\mathbb{F} = \mathbb{F}_{ex} + \mathcal{F}(\hat{M}_p\,,\, E_{AB}) \qquad (1.84)$$

Dezvoltînd $\mathcal{F}$ în serie Taylor în deformaţii, se obţine

$$\mathcal{F}(\hat{M}_p, E_{AB}) = g(\hat{M}_p) + g_{AB}(\hat{M}_p)E_{AB} + \frac{1}{2} g_{ABCD}(\hat{M}_p) E_{AB} E_{CD} + \cdots \qquad (1.85)$$

In această dezvoltare termenul de ordinul zero în deformaţii este denumit "energie de anizotropie", cel de ordinul unu -"energie magnetoelastică", iar cel de ordinul doi-"energie elastică".

Pentru coeficienţii g din această dezvoltare se admit de regulă funcţii polinomiale în $\widehat{\mathbb{M}}_p$ sau în cosinuşii directori ai acestui vector.

In literatura de specialitate sînt date expresii analitice explicite pentru componentele densităţii energiei libere locale, stabilite pe baza unor principiide simetrie şi invarianţă. In cele ce urmează vor fi prezentate succint aceste relaţii.

a). Energia de schimb $\mathbb{F}_{ex}$

Pentru un corp deformabil [13]

$$\mathbb{F}_{ex} = \frac{1}{2}\left(b_{AB}\, \alpha_{i,A}\, \alpha_{i,B} + b_{ABCD}\, E_{AB}\, \alpha_{i,C}\, \alpha_{i,D} \right), \qquad (1.86)$$

b_{AB} şi b_{ABCD} fiind constante de material. In cazul unui cristal cubic rigid, relaţia se reduce la

$$\mathbb{F}_{ex} = \frac{1}{2} C \left[(\nabla \alpha_1)^2 + (\nabla \alpha_2)^2 + (\nabla \alpha_3)^2 \right], \qquad (1.87)$$

C fiind o constantă de material iar $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, cosinuşii directori ai magnetizaţiei în raport cu axele cristalului.

b). Energia de anizotropie magnetică $\mathbb{F}_{an}$

Pentru un corp cu anizotropie uniaxială [19]

$$\mathbb{F}_{an} = K_{u1} \sin^2 \varphi + K_{u2} \sin^4 \varphi + \dots, \qquad (1.88)$$

unde φ este unghiul dintre $\mathbb{M}$ şi axa de uşoară magnetizare, iar k_{u1}, k_{u2} sînt constante de material.

Pentru un cristal cubic

$$\mathbb{F}_{an} = K_1 \left(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2 \right) + K_2\, \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots, \qquad (1.89)$$

α_1, α_2, α_3 fiind cosinuşii directori ai lui $\bar{M}$ în raport cu axele cristalului.

In mod uzual este suficient primul termen din relaţiile (1.88),(1.89).

c) Energia elastică F_{el}

Pentru un corp izotrop elastic, din teoria liniară a elasticităţii [63, 91] ,

$$F_{el} = \frac{1}{2} C_{11} (e_{xx}^2 + e_{yy}^2 + e_{zz}^2) + \frac{1}{2} C_{44} (e_{xy}^2 + e_{yz}^2 + e_{zx}^2) +$$

$$+ C_{12} (e_{xx} e_{yy} + e_{yy} e_{zz} + e_{zz} e_{xx}) , \qquad (1.90)$$

în care C_{11}, C_{12}, C_{44} sînt constantele elastice ($C_{11} - C_{12} = 2C_{44}$), iar e_{ij} $(i,j = x,y,z)$ sînt componentele tensorului micilor deformaţii.

Expresia (1.90) poate fi scrisă şi în alte forme dacă se folosesc relaţiile [91]

$$C_{12} = \lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} , \qquad (1.91)$$

$$C_{44} = \mu = \frac{E}{2(1+\nu)} = \frac{C_{11} - C_{12}}{2} , \qquad (1.92)$$

în care apar parametrii lui Lamé λ şi μ , modulul lui Young E şi coeficientul lui Poisson ν .

d) Energia magnetoelastică F_{me}

Pornind de la energia de interacţiune a unei perechi de atomi vecini (paragraful 1.1.2 - relaţia 1.23) se obţine [19], pentru o reţea cubică deformată,

$$F_{me} = B_1\left[e_{xx}\left(\alpha_1^2 - \frac{1}{3}\right) + e_{yy}\left(\alpha_2^2 - \frac{1}{3}\right) + e_{zz}\left(\alpha_3^2 - \frac{1}{3}\right)\right] +$$
$$+ B_2\left(e_{xy}\alpha_1\alpha_2 + e_{yz}\alpha_2\alpha_3 + e_{zx}\alpha_3\alpha_1\right), \quad (1.93)$$

$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ fiind cosinușii directori ai lui $\overline{M}$, e_{ij} micile deformații iar B_1, B_2 constante de material, numite constante de cuplaj magnetoelastic.

Ținînd cont de legea lui Hooke, relația (1.93) poate fi exprimată în funcție de tensiunile mecanice. Se obține o relație simplă dacă se aleg drept axe de coordonate direcțiile principale ale tensiunilor , adică acele direcții în raport cu care tensorul tensiunilor (și al deformațiilor - pentru un corp izotrop elastic) are o formă diagonală. După unele calcule simple și ținînd cont de relația (1.92) se obține

$$F_{me} = \frac{B_1}{C_{11}-C_{12}}\left(-\frac{\sigma_1+\sigma_2+\sigma_3}{3} + \sigma_1\alpha_1^2 + \sigma_2\alpha_2^2 + \sigma_3\alpha_3^2\right), \quad (1.94)$$

în care σ_1, σ_2, σ_3 sînt tensiunile principale iar α_1, α_2, α_3, cosinușii directori ai lui $\overline{M}$ în raport cu direcțiile principale.

Primul termen din relația (1.94) este independent de direcția lui $\overline{M}$, nejucînd astfel nici un rol în ecuațiile de echilibru magnetic. In aceste ecuații se poate utiliza deci expresia

$$F_{me} = \frac{B_1}{C_{11}-C_{12}}\left(\sigma_1\alpha_1^2 + \sigma_2\alpha_2^2 + \sigma_3\alpha_3^2\right). \quad (1.95)$$

In cazul unei stări plane de tensiune ($\sigma_3 = 0$) și considerînd $\overline{M}$ conținut în acest plan ($\alpha_1^2 + \alpha_2^2 = 1$), se obține

$$F_{me} = \frac{B_1}{C_{11}-C_{12}}\left(\sigma_1 - \sigma_2\right)\cos^2\theta, \quad (1.96)$$

θ fiind unghiul dintre $\overline{M}$ și prima direcție principală.

Pentru o stare uniaxială de tensiune relația devine

$$F_{me} = \frac{B_1}{C_{11} - C_{12}} \sigma_1 \cos^2\theta \quad . \tag{1.97}$$

Comparînd relaţiile (1.96) şi (1.97) cu relaţia (1.88) se constată că atît starea uniaxială de tensiune cît şi cea plană (atîta timp cît este valabilă ipoteza $\alpha_3 = 0$) determină o anisotropie magnetică uniaxială - numită anizotropie magnetoelastică - caracterizată prin constanta de anizotropie

$$K_u^\sigma = - \frac{B_1}{C_{11} - C_{12}} \sigma_1 \tag{1.98}$$

pentru starea uniaxială, respectiv

$$K_u^\sigma = - \frac{B_1}{C_{11} - C_{12}} (\sigma_1 - \sigma_2) \tag{1.99}$$

pentru starea plană de tensiune.

Axa de uşoară magnetizare coincide cu direcţia efortului principal σ_1 dacă $K_u^\sigma > 0$.

1.3 Modelul analitic al cuplajului magnetoelastic într-o bandă amorfă cu anizotropie transversală

Pentru a pune în evidenţă corelaţia dintre comportarea magnetoelastică a unui material şi parametrii de material fundamentali, cu ajutorul principiului extremal descris în paragraful 1.2 se poate formula un model analitic simplu al interacţiunilor magnetoelastice dacă se admite o structură de domenii magnetice idealizată.

Modelul se va referi la clasa materialelor feromagnetice cu structură atomică amorfă, a căror proprietăţi magnetice şi magnetoelastice vor fi examinate mai detaliat în capitolul 2 al lucrării. Aceste materiale se prezintă de regulă sub forma unor benzi înguste, foarte subțiri ($25 \div 40\,\mu m$),avînd o axă de ușoară magnetizare în lungul benzii, de natură magnetoelastică, datorită tensiunilor interne " înghețate " în cursul procesului de elaborare tehnologică, această anizotropie poate fi redusă considerabil prin tratamente termice de detensionare.

Efectele magnetoelastice sînt maxime dacă axa de ușoară magnetizare și direcția cîmpului magnetic formează un unghi de 90^o. In plus, în acest caz procesele de magnetizare au loc preponderent prin rotații ale vectorilor $\vec{M}$ [19]. Intrucît este ușor de realizat un cîmp magnetic în lungul benzii, este necesar, în acest caz, ca axa de ușoară magnetizare să fie după lățimea benzii. O astfel de axă se poate obține printr-un tratament termomagnetic în cîmp transversal (vezi cap.2).

Banda care a fost supusă unui astfel de tratament prezinta o structură de domenii reprezentată idealizat în figura 1.4 a, cu o lățime a domeniilor avînd ordinul de mărime de $100\,\mu m$ [71].

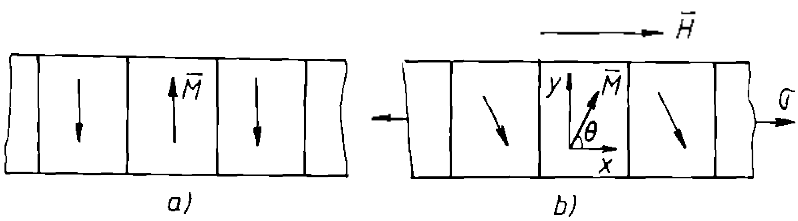


Figura 1.4 a) Structură de domenii pentru $H=0$, $\sigma=0$.
b) Structura de domenii pentru $H\neq0$, $\sigma\neq0$.

Dacă ne referim la un domeniu Weiss, densitatea de volum a energiei libere este

$$F = W_m + F_{an} + F_{me} + F_{el} \quad , \tag{1.100}$$

unde, în conformitate cu cele prezentate în paragraful 1.2.3. și 1.2.4. ,

$$W_m = -\frac{1}{2}\mu_0 \bar{H}_1 \cdot \bar{M} \quad , \qquad (1.101)$$

$$F_{an} = K_u \sin^2\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right), \qquad (1.102)$$

$$F_{me} = B_1\left[e_{xx}\left(\cos^2\theta - \frac{1}{3}\right) + e_{yy}\left(\sin^2\theta - \frac{1}{3}\right) - \frac{e_{zz}}{3}\right] + $$
$$+ B_2 e_{xy} \sin\theta\cos\theta \quad , \qquad (1.103)$$

$$F_{el} = \frac{1}{2}c_{11}\left(e_{xx}^2 + e_{yy}^2 + e_{zz}^2\right) + \frac{1}{2}c_{44}\left(e_{xy}^2 + e_{yz}^2 + e_{zx}^2\right) +$$
$$+ c_{12}\left(e_{xx}e_{yy} + e_{yy}e_{zz} + e_{zz}e_{xx}\right) . \qquad (1.104)$$

Presupunem, pentru început, că forțele exterioare aplicate benzii sînt nule iar intensitatea cîmpului magnetic aplicat $\bar{H}_0$ este menținută constantă. In aceste condiții starea de echilibru se obține din minimizarea potențialului termodinamic

$$G = F - \mu_0 \bar{H}_0 \cdot \bar{M} \quad . \qquad (1.105)$$

Ecuațiile de echilibru mecanic se obțin din

$$\delta G = \delta\left(F_{me} + F_{el}\right) = 0 \quad , \qquad (1.106)$$

pentru variații arbitrare δe_{ij} la θ dat. Inlocuind (1.103) și (1.104) în (1.106) rezultă

$$c_{11}e_{xx} + c_{12}\left(e_{yy} + e_{zz}\right) + B_1\left(\cos^2\theta - \frac{1}{3}\right) = 0 \quad , \qquad (1.107)$$

$$c_{11}e_{yy} + c_{12}\left(e_{xx} + e_{zz}\right) + B_1\left(\sin^2\theta - \frac{1}{3}\right) = 0 \quad , \qquad (1.108)$$

$$c_{11}e_{zz} + c_{12}\left(e_{xx} + e_{yy}\right) - \frac{B_1}{3} = 0 \quad , \qquad (1.109)$$

$$c_{44}e_{xy} + B_2 \sin\theta\cos\theta = 0 \; , \qquad (1.110)$$

$$c_{44}e_{yz} = 0 \; , \qquad (1.111)$$

$$c_{44}e_{zx} = 0 \; , \qquad (1.112)$$

Rezolvînd acest sistem de ecuaţii se obţine deformaţiile specifice

$$e_{xx} = -\frac{B_1}{C_{11}-C_{12}}\left(\cos^2\theta - \frac{1}{3}\right) , \quad (1.113)$$

$$e_{yy} = -\frac{B_1}{C_{11}-C_{12}}\left(\sin^2\theta - \frac{1}{3}\right) , \quad (1.114)$$

$$e_{zz} = \frac{B_1}{2(C_{11}-C_{12})} , \quad (1.115)$$

$$e_{xy} = -\frac{B_2}{C_{44}} \sin\theta \cos\theta , \quad (1.116)$$

$$e_{yz} = 0 \quad , (1.117) \; ; \quad e_{zx} = 0 \; . \quad (1.118)$$

Un parametru de material accesibil măsuratorilor îl constituie alungirea relativă după direcţia cîmpului magnetic pentru corpul saturat magnetic ($\theta = 0$). Parametrul se notează cu λ_s numindu-se magnetostricţiune de saturaţie. Din relaţia (1.113) rezultă

$$\lambda_s = -\frac{2}{3} \cdot \frac{B_1}{C_{11}-C_{12}} \; . \quad (1.119)$$

Relaţiile (1.113) ÷ (1.118) descriu starea de deformaţie a benzii datorată exclusiv cîmpului magnetic. Valorile acestor deformaţii depind de starea de magnetizare a corpului prin unghiul θ şi implicit de H.

Considerăm acuma situaţia în care $H_0 = 0$ iar asupra corpului acţionează forţe mecanice exterioare. Pentru simplitate presupunem că banda este solicitată axial la întindere de o forţă $\overline{F}$ după axa x. Starea de eforturi este uniaxială [113]:

$$\sigma_{xx} = \sigma = \frac{T}{S} \quad , \quad (1.120)$$

$$\sigma_{yy} = \tau_{xy} = 0 \quad , \qquad (1.121)$$

iar starea de deformaţie este plană:

$$e_{xx} = \frac{\sigma}{E_M} \quad , \qquad (1.122)$$

$$e_{yy} = e_{zz} = -\nu \frac{\sigma}{E_M} \quad , \qquad (1.123)$$

$$e_{xy} = e_{yz} = e_{zx} = 0 \quad , \qquad (1.124)$$

E_M fiind modulul de elasticitate în starea nemagnetizată. In prezenţa şi a cîmpului magnetic, la aceste deformaţii se adună deformaţiile magnetostrictive (1.113) ÷ (1.118), obţinîndu-se deformaţiile totale

$$e_{xx} = \frac{\sigma}{E_M} + \frac{3}{2}\lambda_s \left(\cos^2\theta - \frac{1}{3}\right) \quad , \qquad (1.125)$$

$$e_{yy} = -\nu \frac{\sigma}{E_M} + \frac{3}{2}\lambda_s \left(\sin^2\theta - \frac{1}{3}\right) , \qquad (1.126)$$

$$e_{zz} = -\nu \frac{\sigma}{E_M} - \frac{1}{2}\lambda_s \quad , \qquad (1.127)$$

$$e_{xy} = -\frac{B_2}{C_{44}} \sin\theta \cos\theta \quad , \qquad (1.128)$$

$$e_{yz} = e_{zx} = 0 \qquad (1.129)$$

La un material cu proprietăţi magnetoelastice bune λ_s este de ordinul 10^{-5} iar raportul $\frac{\sigma}{E_M}$ la limita comportării elastice este de ordinul 10^{-2}. Se observă că deformările magnetostrictive sînt cu 2 ÷ 3 ordine de mărime mai mici decît cele determinate de forţele aplicate. In aceste condiţii cele două aspecte ale interacţiunilor magnetoelastice, efectul piezomagnetic direct respectiv invers, pot fi decuplate, în sensul că starea de deformaţie este determinată numai de forţele explicate iar starea de magnetizaţie, de această stare de deformaţie şi de cîmpul magnetic aplicat.

Ecuaţia de echilibru magnetic se obţine din

$$\delta G = \delta\left(-\mu_0 \bar{H}_0 \cdot \bar{M} - \frac{1}{2}\mu_0 \bar{H}_1 \cdot \bar{M} + F_{an} + F_{me}\right) = 0 , \quad (1.130)$$

pentru variaţii arbitrare $\delta\theta$ la e_{ij} date.

Variaţia primilor doi termeni din (1.130) se poate scrie

$$-\mu_0 \bar{H}_0 \delta\bar{M} - \frac{1}{2}\mu_0 \bar{H}_1 \delta\bar{M} - \frac{1}{2}\mu_0 \bar{M}\delta\bar{H}_1 , \quad (1.131)$$

$\bar{H}_0$ fiind cîmpul curenţilor iar $\bar{H}_1$ cîmpul propriu al corpului magnetizat. Folosind teorema de reciprocitate [14] :

$$\bar{H}_1 \delta\bar{M} = \bar{M}\delta\bar{H}_1 , \quad (1.132)$$

relaţia (1.131) devine

$$-\mu_0 \bar{H}_0 \delta\bar{M} - \mu_0 \bar{H}_1 \delta\bar{M} = -\mu_0 \bar{H}\delta\bar{M} , \quad (1.133)$$

$\bar{H}$ fiind cîmpul total din corp.

Ţinînd cont că, în urma decuplării,

$$e_{xx} = \frac{\sigma}{E_M} , \quad e_{yy} = -\nu\frac{\sigma}{E_M} ,$$

$$e_{xy} = 0 ,$$

relaţia (1.130) conduce la ecuaţia

$$\mu_0 H M_s - 2\left[K_u + B_1 \frac{\sigma}{E_M}(1+\nu)\right]\cos\theta = 0 . \quad (1.134)$$

Folosind relaţiile (1.92) şi(1.119) se obţine în final poziţia de echilibru a magnetizaţiei

$$\cos\theta = \frac{\mu_0 M_s}{2K_u - 3\lambda_s\sigma} H \quad . \tag{1.135}$$

Echilibrul este stabil dacă

$$2K_u - 3\lambda_s\sigma > 0 \tag{1.136}$$

şi

$$2K_u - 3\lambda_s\sigma > \mu_0 M_s H \tag{1.137}$$

Pentru un material cu magnetostricţiune pozitivă ($\lambda_s > 0$) supus unor eforturi de întindere ($\sigma > 0$), condiţia (1.136) devine

$$\sigma < \sigma_c \quad , \tag{1.138}$$

unde

$$\sigma_c = \frac{2K_u}{3\lambda_s} \tag{1.139}$$

reprezint efortul critic. Relaţia (1.137) poate fi scrisă în forma

$$H < H_A - H_\sigma = H_A\left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_c}\right) \quad , \tag{1.140}$$

în care notaţiile

$$H_A = \frac{2K_u}{\mu_0 M_s} \quad , \tag{1.141}$$

$$H_\sigma = \frac{3\lambda_s\sigma}{\mu_0 M_s} = \frac{2\cdot\frac{3}{2}\lambda_s\sigma}{\mu_0 M_s} = \frac{2K_u^\sigma}{\mu_0 M_s} \tag{1.142}$$

reprezintă cîmpul de anizotropie iniţial respectiv cîmpul de anizotropie magnetoelastică.

Dacă $\sigma > \sigma_c$ sau $H > H_A - H_\sigma$ axa iniţială de uşoară magnetizare se roteşte rapid către axa benzii.

Pentru $\sigma < \sigma_c$ şi $H < H_A\left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_c}\right)$ magnetizaţia şi susceptibilitatea magnetică după axa benzii sînt

$$M = M_s \cos\theta = \frac{M_s}{H_A\left(1-\frac{\sigma}{\sigma_c}\right)} H \, , \qquad (1.143)$$

$$\chi_\sigma = \left(\frac{\partial M}{\partial H}\right)_\sigma = \frac{M_s}{H_A\left(1-\frac{\sigma}{\sigma_c}\right)} \, . \qquad (1.144)$$

Curbele M – H pentru diferite eforturi, rezultate din acest model, sînt reprezentate în figura 1.5.

Alungirea relativă după axa benzii se obţine înlocuind relaţia (1.135) în (1.125):

$$e = \frac{\sigma}{E_M} + \frac{3}{2}\lambda_s \left[\frac{H^2}{H_A^2\left(1-\frac{\sigma}{\sigma_c}\right)^2} - \frac{1}{3} \right] \qquad (1.145)$$

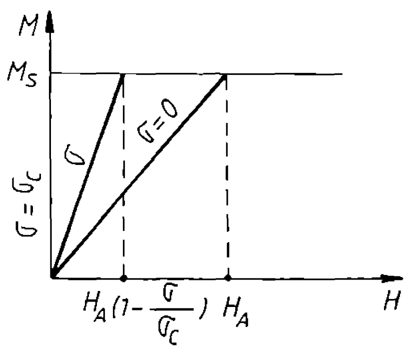


Figura 1.5 Curbele M - H

Relaţiile (1.143) şi (1.145) reprezintă ecuaţiile de echilibru, după axa benzii, ale magnetizaţiei şi deformaţiei, la H şi σ daţi, corespunzătoare modelului considerat. Pe baza acestor relaţii pot fi calculate o parte din mărimile definite în paragraful 1.2.

Modulul piezomagnetic d se obţine din relaţia (1.143) sau din (1.145):

$$d = \mu_0 \left(\frac{\partial M}{\partial \sigma}\right)_H = \left(\frac{\partial e}{\partial H}\right)_\sigma = \frac{3\lambda_s H}{H_A^2\left(1-\frac{\sigma}{\sigma_c}\right)^2} \, . \qquad (1.146)$$

Modulul de elasticitate E_H se obține din rel (1.145):

$$E_H = \left(\frac{\partial e}{\partial \sigma}\right)_H = E_M^{-1} + \frac{9\lambda_s^2 H^2}{\mu_0 M_s H_A^3 \left(1-\frac{\sigma}{\sigma_c}\right)^3} \qquad (1.147)$$

Pentru efectul ΔE se obține expresia

$$\frac{E_M - E_H}{E_H} = \frac{9\lambda_s^2 E_M H^2}{\mu_0 M_s H_A^3 \left(1-\frac{\sigma}{\sigma_c}\right)^3} \qquad (1.148)$$

Cu ajutorul relației (1.51) se obține

$$\chi_e^{-1} = E_M E_H^{-1} \chi_\sigma^{-1} = \frac{H_A\left(1-\frac{\sigma}{\sigma_c}\right)}{M_s}\left[1+\frac{9\lambda_s^2 E_M H^2}{\mu_0 M_s H_A^3 \left(1-\frac{\sigma}{\sigma_c}\right)^3}\right], \qquad (1.149)$$

iar din relația (1.49)

$$a = d^{-1}\left(1-\chi_e \chi_\sigma^{-1}\right) = -\frac{3\lambda_s E_M H}{\mu_0 M_s H_A \left(1-\frac{\sigma}{\sigma_c}\right)} \qquad (1.150)$$

Relațiile (1.146) și (1.148) permit evaluarea proprietăților magnetoelastice ale materialelor amorfe în scopul realizării unor traductoare de forță.

Din analiza efectuată în cadrul acestui capitol se desprinde clar concluzia că valorile de echilibru ale magnetizației $\overline{M}$ și a stării de deformare e_{ij} nu pot fi corelate analitic explicit cu anumiți parametrii de material fundamentați decît în cazul unor modele supersimplificate. Deși în cadrul teoriei micromagnetice, prezentată în paragraful 1.2, există posibilitatea determinării lui $\overline{M}$ și e_{ij} la $\overline{H}$ și σ_{ij} dați prin asocierea principiului extremal cu metodele numerice de calcul ale cîmpului magnetic, aplicarea acestei proceduri la materiale cu structură de domenii magnetice conduce la un volum de calcul prohibitiv. Calculul și proiectarea dispozitivelor magnetoelastice trebuie să se bazeze pe legile de material determinate experimental.

C A P I T O L U L II

PROPRIETATI MAGNETOELASTICE ALE METALELOR AMORFE.DETERMINARI EXPERIMENTALE.

2.1. Comparatie între materialele feromagnetice amorfe si cele cristaline.

Diferențele fundamentale dintre metalele amorfe și cele cristaline sînt generate de faptul că structura atomică a metalelor amorfe prezintă o ordonare locală, în genul sticlei, iar nu o ordonare la scară mare.

Absența anizotropiei magnetocristaline la scară macroscopică la materialele feromagnetice amorfe influențează în mod sensibil procesele de magnetizare, acestea fiind determinate în principal de anizotropia indusă prin tratament termic în prezența cîmpului magnetic, respectiv de anizotropia magnetoelastică.

Tehnologia cea mai răspîndită de elaborare a materialelor feromagnetice amorfe se bazează pe răcirea rapidă a topiturii metalice [38, 43, 114] . Metoda constă în principiu în ejectarea sub presiune, printr-un ajutaj calibrat, a aliajului topit conținut într-un creuzet, pe suprafața laterală a unui tambur cilindric din cupru, aflat într-o mișcare de rotație rapidă. Impactul jetului de topitură cu tamburul produce o răcire rapidă a acesteia (cca 10^6 °C/min.). In urma răcirii se obține o bandă foarte subțire, cu structură amorfă. Grosimea benzii (cca 20 ÷ 50 μm) este limitată superior de posibilitatea de răcire rapidă. Benzile elaborate prin această tehnologie au lățimi cuprinse între 1 ÷ 2 mm și 10 cm.

Deși destinate inițial unor aplicații pur mecanice, cercetări ulterioare au dovedit că aliajele amorfe prezintă o comportare de material feromagnetic moale [106]. Este cunoscut faptul că proprietățile magnetice sînt optime dacă materialul este omogen structural și izotrop magnetic [10]. Neomogenitățile structurale împiedică deplasarea pereților domeniilor magnetice iar anizotropiile împiedică, de regulă, rotațiile vectorilor magnetizație. Sursa principală a neomogenităților la un feromagnetic cristalin o constituie structura și dimensiunile cristalelor, în timp ce la un feromagnetic amorf neomogenitățile se datorează defectelor de suprafață și aglomerărilor de volume libere.

Principalele tipuri de anizotropii magnetice pe care le poate prezenta un feromagnetic au fost analizate în par. 1.2.4. iar ponderea acestora în procesul de magnetizare este apreciată prin valorile constantelor K_1 - pentru anizotropia magnetocristalină, K_U - pentru anizotropia uniaxială indusă, respectiv K_U^{σ} - pentru anizotropia indusă prin efect mecanic (anizotropie magnetoelastică). Ordinul de mărime al acestor constante rezultă din figura 2.1. [10] .

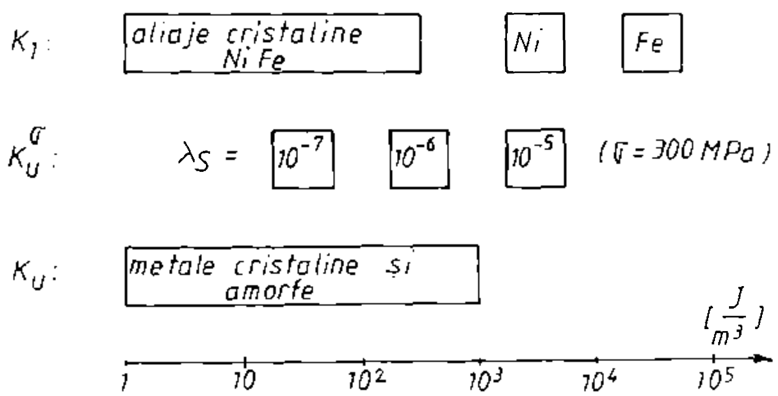


Figura 2.1. Ordinul de mărime al constantelor de anizotropie magnetică.

După cum se observă din această figură, K_1 este dominant la materialele cristaline și ferite. In unele cazuri prin aliere şi tratament termic corespunzător K_1 poate fi redus sensibil şi la această grupă de materiale. La aliajele amorfe, ordonarea structurală atomică locală determină anularea constantei K_1, la scară macroscopică.

Constanta de anizotropie magnetoelastică $K_U = \frac{3}{2}\lambda_S \sigma$ poate fi redusă, atunci cînd se urmăreşte obţinerea unui metal amorf cu permeabilitate mare, alegînd compoziţia aliajului astfel încît să rezulte λ_S mic, respectiv prin tratamente termice adecvate, care să reducă tensiunile interne "îngheţate" în cursul solidificării rapide. Aliajele amorfe cu compoziţia Co – (Fe,Ni)– metaloid, bogate în Co, au o comportare magnetostrictivă slabă ($\lambda_S \sim 10^{-7}$), prezentînd astfel şi o anizotropie magnetoelastică redusă.

Structura atomică cu ordonare locală a aliajelor amorfe poate fi uşor modificată prin tratament termic. Dacă acest tratament se efectuează în prezenţa unui cîmp magnetic sau a unui efort mecanic aplicat, anizotropiile magnetice locale, iniţial aleator orientate, tind să se alinieze după o direcţie determinată de direcţia cîmpului magnetic sau a efortului, rezultînd o anizotropie magnetică la scară macroscopică – anizotropia indusă, descrisă prin constanta K_U. Anizotropiile induse oferă posibilitatea de a "proiecta" forma ciclului de histerezis corespunzător unei aplicaţii dorite. Spre exemplu un ciclu de histerezis dreptunghiular se obţine prin tratament termic în cîmp magnetic dirijat în lungul benzii, iar un ciclu cu o porţiune liniară extinsă se obţine dacă cîmpul este după lăţimea benzii.

Datorită structurii lor metastabile, aliajele amorfe par a fi mai expuse fenomenelor de îmbătrînire decît feromagneticii cristalini, prin pierderea în timp a structurii amorfe. Cercetările efectuate [20, 31, 32] au arătat că printr-o alegere judicioasă a compoziţiei aliajului şi a tratamentului termomagnetic pot fi elaborate materiale a căror proprietăţi magnetice nu se degradează inacceptabil pe o durată de 10 ÷ 15 ani.

Principalii parametrii fizici ai unor grupe reprezentative de materiale amorfe şi cristaline sînt sintetizaţi în tabelul 2.1. Dacă alegem drept criterii de comparaţie pentru aliajele amorfe magnetizaţia de saturaţie M_S şi magnetostricţiunea de saturaţie λ_S, se observă din acest tabel că aliajele bogate în Fe au M_S şi λ_S mari în timp ce aliajele bazate pe Co şi M_S şi λ_S mici. Se remarcă rezistivitatea de cca 2-3 ori mai mare a metalelor amorfe în comparaţie cu a celor cristaline. Pierderile în fier, la unele tipuri de aliaje amorfe, sînt de cca 3 ori mai mici decît la tabla FeSi obişnuită, ceea ce deschide perspectiva aliajelor amorfe în construcţia transformatoarelor de forţă [53, 119] . Aplicaţiile în acst domeniu sînt frînate de dificultăţi de realizare a miezului feromagnetic datorită în principal grosimii reduse a benzilor amorfe.

Tabelul 2.1

Nr. crt.	aliaje amorfe	$\mu_0 M_S$ [T]	H_C [A/m]	λ_S [ppm]	$\rho \cdot 10^8$ [Ωm]	T_C °C	P_{Fe} 1,4 T 60Hz W/Kg	P_{Fe} 0,2T 20KHz mW/cm^3
0	1	2	3	4	5	6	7	8
1.	$Fe_{81}B_{13,5}Si_{3,5}C_2$ (Metglas 2605SC)	1,61	3,2	30	130	370	0,30	300
2.	$Fe_{78}B_{13}Si_9$ (Metglas 2605S-2)	1,56	2,4	27	130	415	0,23	-
3.	$Fe_{67}Co_{18}B_{14}Si_1$ (Metglas 2605Co)	1,80	4,0	35	130	415	0,55	-
4.	$Fe_{79}B_{16}Si_5$	1,58	8,0	27	125	405	1,20	58
5.	$Fe_{80}B_{20}$ (Metglas 2605)	1,50	18,0	27	130	382	-	-
6.	$Fe_{77}B_{16}Si_5Cr_2$ (Metglas 2605S3A)	1,41	4,8	20	130	358	-	-
7.	$Fe_{40}Ni_{38}Mo_4B_{13}$	0,88	1,2	12	160	353	-	200
8.	$Co_{67}Ni_3Mo_2B_{12}Si_{12}$	0,72	0,4	0,5	135	340	-	43
	Aliaje cristaline							
1.	FeSi	1,97	24	9	50	730	0,93	-
2.	50%Ni-Fe	1,60	8	25	45	480	0,70	3000
3.	80%Ni-Fe	0,82	0,4	1	60	400	-	100

Rezistivitatea mare a aliajelor amorfe şi grosimea redusă le recomandă pentru aplicaţii la frecvenţe ridicate în electronica de putere [53] .

In ceea ce priveşte comportarea magnetoelastică, în tabelul 2.2 se prezintă o comparaţie între aliajele amorfe pe bază de Fe şi două grupe reprezentative de materiale cristaline.

Tabelul 2.2 Comparaţie între principalele grupe de materiale magnetoelastice.

	Aliaje cristaline		Aliaje amorfe
	FeNi (5o-8o% Ni) 7	FeSi (2-4% Si) 7	pe bază de Fe
1.Sensibilitatea magnetoelastică	mare	mică	mare
2.Limita de elasticitate	mică	mare	mare
3.Sensibilitatea la eforturi mecanice parazite	mare	mică	mare
4.Adîncime de pătrundere a cîmpului electromagnetic	mică	medie	mare
5.Efectul tratamentului	puternic	slab	puternic
6.Prelucrabilitatea mecanică	dificilă	simplă	dificilă
7.Reproductibilitatea proprietăţilor magnetoelastice	dificil de realizat	bună	bună
8.Preţul de cost	ridicat	redus	mediu, în reducere

Aliajele cristaline din grupa FeNi, avînd anizotropie magnetocristalină şi tensiuni interne reduse, au o mare sensibilitate magnetoelastică. Din acest motiv sînt însă sensibile şi la mici tensiuni mecanice parazite, care apar de exemplu prin mici deformări plastice în urma unei suprasarcini. Reproductibilitatea proprietăţilor magnetoelastice poate fi realizată numai printr-un tratament termic atent condus. Rezistenţa electrică relativ redusă a acestor aliaje, conducînd la o adîncime de pătrundere redusă, este un alt dezavantaj. Variaţia relativa a permeabilităţii cu efortul (efectul de măsură) este mare ($\frac{\Delta\mu}{\mu} \sim 40\%$) şi se atinge la tensiuni mecanice relativ reduse (50 ÷ 80 MPa), cărora le corespund deformaţii specifice reduse ($2.10^{-4} \div 4.10^{-4}$), conducînd astfel la traductoare foarte rigide.

Aliajele cristaline din grupa FeSi sînt caracterizate printr-o anizotropie magnetocristalină mare, avînd astfel o sensibilitate magnetoelastică redusă. Corelat cu aceasta se reduce influenţa tensiunilor mecanice parazite. Efectul de măsură este mai redus decît la aliajele FeNi şi devine util la eforturi mai mari (100 ÷ 200 MPa), ceea ce conduce la traductoare cu corp activ mic.

Aliajele amorfe au proprietăţi magnetoelastice comparabile cu ale aliajelor din grupa FeNi. Astfel absenţa anizotropiei magnetocristaline determină o sensibilitate magnetoelastică ridicată, cu toate avantajele şi dezavantajele pe care acest fapt le implică. Materialele amorfe au însă proprietăţi elastice superioare faţă de ambele grupe de materiale analizate. Spre exemplu aliajul amorf METGLAS 2605 A are limita elastică la un efort de 2600 MPa şi o alungire relativă de 2.10^{-2} adică de 4 ÷ 5 ori mai mari decît la aliajul FeSi (cu 3% Si).

2.2. Efectul eforturilor uniaxiale de întindere asupra curbei de magnetizare la aliajul amorf $(Fe_{0,15}Co_{0,85})_{75}Si_{15}B_{10}$

Modificarea formei curbei de magnetizare pentru un material feromagnetic supus unor eforturi mecanice furnizează informaţii relevante privind comportarea magnetoelastică a acelui material.

Referindu-ne la o stare uniaxială de eforturi, după direcţia benzii, densitatea de energie magnetoelastică determinată de aceste eforturi are conform relaţiei(1.97)şi (1.119)expresia

$$F_{me} = -\frac{3}{2}\lambda_s \sigma \cos^2\theta \quad , \qquad (2.1)$$

θ fiind unghiul dintre magnetizaţie şi direcţia efortului mecanic. Dacă $\lambda_S \cdot \sigma > 0$, F_{me} este minimă pentru $\theta = 0$. Prin urmare pentru un material cu magnetostricţiune pozitivă ($\lambda_S > 0$) un efort de întindere ($\sigma > 0$) induce o axă de uşoară magnetizaţie în lungul benzii. Ciclul de histerezis în acest caz tinde să devină rectangular. Dacă $\lambda_S \cdot \sigma < 0$, F_{me} este minimă dacă $\theta = \frac{\pi}{2}$. Astfel la un material cu magnetostricţiune negativă ($\lambda_S < 0$), un efort de întindere induce o axă de uşoară magnetizare după lăţimea benzii. In această situaţie ciclul de histerezis se înclină către axa H.

Pentru a determina experimental modificările curbei de magnetizare datorită efortului s-au înregistrat ciclurile de histerezis pentru benzi amorfe avînd compoziţia:
$(Fe_{0,15}Co_{0,85})_{75}Si_{15}B_{10}$ şi dimensiunea: 140mmx0,65mmx40 μm, supuse la diferite eforturi de întindere.

2.2.1. Instalaţia folosită pentru ridicarea ciclului de histerezis.

Pentru înregistrarea ciclului de histerezis s-a folosit instalaţia reprezentată schematic în figura 2.2, de tip fluxmetru integrator [21] completată cu un dispozitiv simplu pentru tensionarea benzii.

Sonda amorfă BA este introdusă în cîmpul magnetic produs de bobina BC (N_1 = 2000 spire , l_1 = 40 cm), alimentată cu o tensiune liniar variabilă, de foarte joasă frecvenţă (f = 0,2 Hz) produsă de generatorul GTT şi amplificată de amplificatorul A. Bobina sondă BS este legată în opoziţie cu bobina de compensare BCO, identică cu axul bobinei BC.

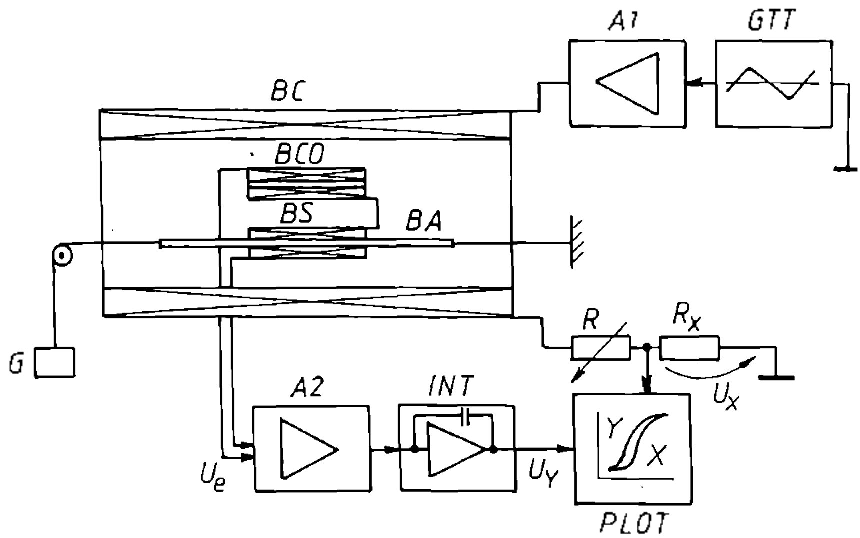


Figura 2.2. Schema fluxmetrului integrator.
BA - banda amorfă; BC - bobina de cîmp; BS - bobina sondă; BCO- bobina de compensare; A_1, A_2 - amplificatoare; GTT - generator de tensiune triunghiulară; INT - integrator activ; PLOT - ploter X,Y; G - greutăţi de încărcare.

Tensiunea indusă

$$u_e = N_2 \left(\frac{d\phi_{BS}}{dt} - \frac{d\phi_{BCo}}{dt} \right) \qquad (2.2)$$

care apare în circuitul serie al bobinelor BS şi BCO, are, ţinînd cont că

$$\phi_{BS} = \mu_0 S_p (M+H) + \mu_0 (S-S_p) H \quad , \qquad (2.3)$$

$$\phi_{BCo} = \mu_0 S H \quad , \qquad (2.4)$$

expresia finală

$$u_e = \mu_0 N_2 S_p \frac{dM}{dt} \quad , \qquad (2.5)$$

în care S_p este aria secțiunii transversale a probei, M este componenta longitudinală a magnetizației, iar N_2 este numărul de spire al bobinei sondă (N_2 = 20.000). După amplificare și integrare, la intrarea Y a ploterului este aplicat semnalul $U_y \sim \mu_0 M(t)$. La intarea X a ploterului este aplicat un semnal proporțional cu curentul din bobina de cîmp BC, deci cu intensitatea cîmpului magnetic din bobină, $U_x \sim H(t)$. In acest mod cursorul ploterului înregistrează ciclul de histerezis $\mu_0 M - H$.

Sistemul de bobine este orientat pe direcția est - vest pentru a reduce influența cîmpului magnetic terestru (avînd în vedere valoarea redusă a cîmpului coercitiv H_c la aliajele amorfe).

Tensionarea mecanică a benzilor a fost realizată cu ajutorul unor greutăți etalonate prin intermediul unui fir flexibil și al unui scripete.

Din vîrfurile ciclurilor de histerezis pentru diferite valori ale lui H_{max} s-au construit curbele $\mu_0 M(H)$.

2.2.2. Efectul efortului de întindere asupra curbei de magnetizare la o bandă amorfă netratată termic.

Folosind instalația descrisă s-au ridicat curbele $\mu_0 M$ funcție de H pentru o probă amorfă cu compoziția menționată, netratată termic, supusă la diferite eforturi de întindere. Referirile la această probă le vom face prin codul B1 - NTT.

Curbele $\mu_0 M - H$ pentru această probă sînt reprezentate în figura 2.3.

Magnetizația de saturație a acestei probe, măsurată la H = 2600 A/m este $\mu_0 M_S$ = 0,76T.

Infigura 2.4 sînt prezentate ciclurile de histerezis $\mu_0 M - H$ în absența efortului aplicat respectiv la un efort σ = 146 MPa .

Efortul mecanic influențează în special cotul curbei de magnetizare, unde procesele de magnetizare au loc preponderent prin rotații ale vectorilor magnetizație.

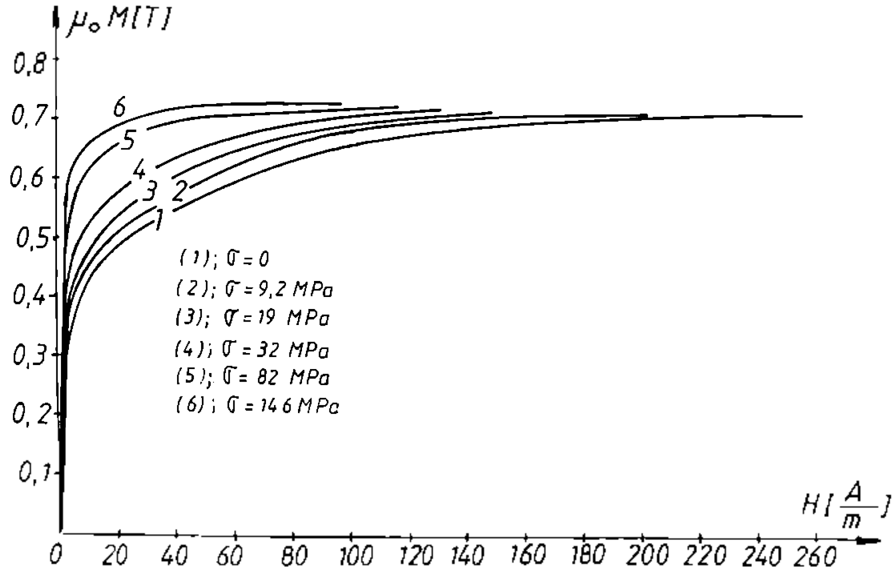
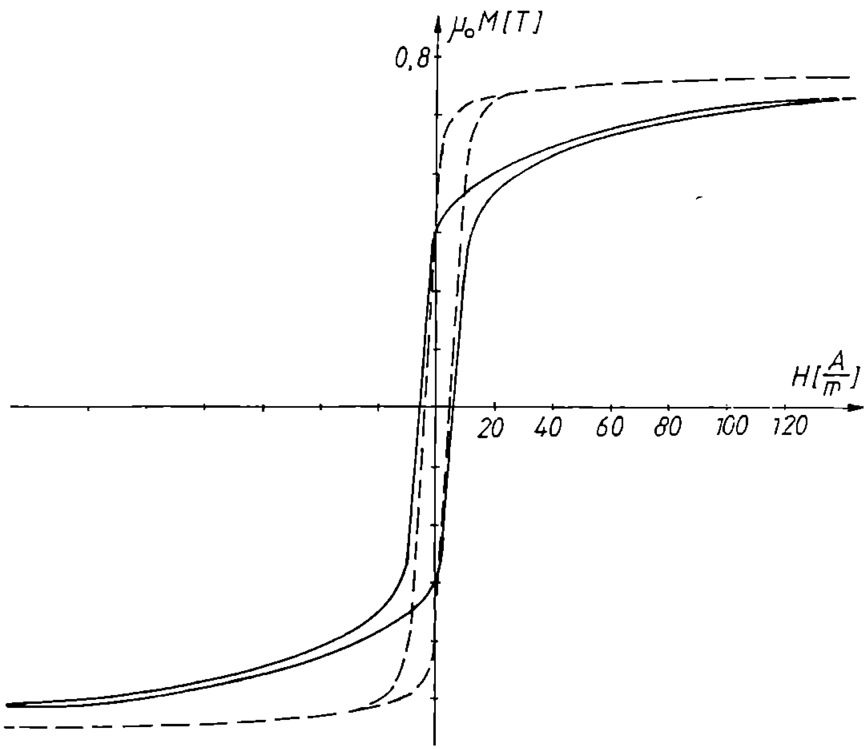


Figura 2.3. Curbele $\mu_o M$ funcţie de H pentru banda amorfă B_1 - NTT.



Comportarea aliajului studiat corespunde unei magnetostricțiuni de saturație pozitive.

Forma curbei corespunzătoare efortului aplicat $\sigma = 0$ diferă destul de sensibil de forma ideală, pe care ar trebui să o prezinte un material izotrop sau cu o axă de ușoară magnetizare în lungul benzii. Acest fapt sugerează prezența unor anizotropii locale, de origine preponderent magnetoelastică, datorită tensiunilor mecanice interne introduse în cursul procesului de fabricație.

Structura de domenii, observată prin efectul Kerr, la o probă netratată termic, pune în evidență două regiuni, de fracțiuni volumice $v_{\parallel}^{0}$ și $v_{\perp}^{0}$ în care este aproximativ paralel $\overline{M}$ cu axa longitudinală a benzii respectiv perpendicular pe această axă [117]. Considerînd că această structură este indusă de tensiunile interne "înghețate" prin răcirea rapidă, atunci pentru un material cu $\lambda_S > 0$ în regiunile $v_{\parallel}^{0}$ sînt prezente eforturi de comprimare. Presupunînd că aceste eforturi sînt dirijate în lungul benzii și că sînt repartizate după o distribuție Gauss, se poate stabili un model teoretic [117,101, 45] care să permită evaluarea valorii medii a eforturilor interne.

Datorită efortului de întindere aplicat benzii, regiunile $v_{\perp}^{0}$ devin tot mai reduse ca urmare a rotațiilor vectorilor $\overline{M}$ din aceste zone către axa longitudinală a benzii. Pe măsură ce efortul aplicat crește, compensînd eforturile de comprimare interne responsabile de anizotropia transversală, ciclul de histerezis tinde către forma ideală.

Variația susceptibilității magnetice χ_m cu efortul aplicat și cu intensitatea cîmpului magnetic este prezentată în figura 2.5.

Aprecierea comportării magnetoelastice a materialului se face calculînd variația relativă a susceptibilității magnetice în prezența respectiv absența efortului mecanic aplicat:

$$\eta = \frac{(\chi_m)_\sigma - (\chi_m)_{\sigma=0}}{(\chi_m)_{\sigma=0}} \qquad (2.6)$$

Dependența $\eta = \eta(\sigma)$ se numește caracteristică statică magnetoelastică [44]. Cu ajutorul acestei caracteristici

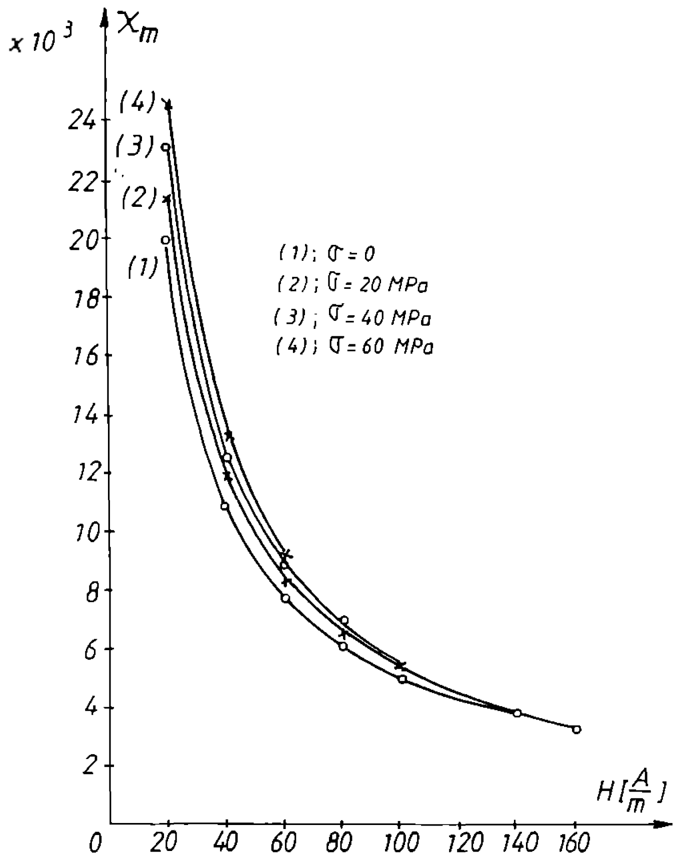


Figura 2.5. Susceptibilitatea magnetică pentru proba amorfă B1 - NTT.

se calculează sensibilitatea magnetoelastică statică:

$$S_{me} = \frac{\eta}{\sigma}\bigg|_{H=ct} \quad ; \tag{2.7}$$

respectiv dinamică

$$S_d = \left(\frac{\partial \eta}{\partial \sigma}\right)_{H=ct} \tag{2.8}$$

Caracteristicile $\eta = \eta(\sigma)$ şi $S = S(\sigma)$ pentru banda amorfă netratată termic sînt reprezentate în fig. 2.6 respectiv 2.7

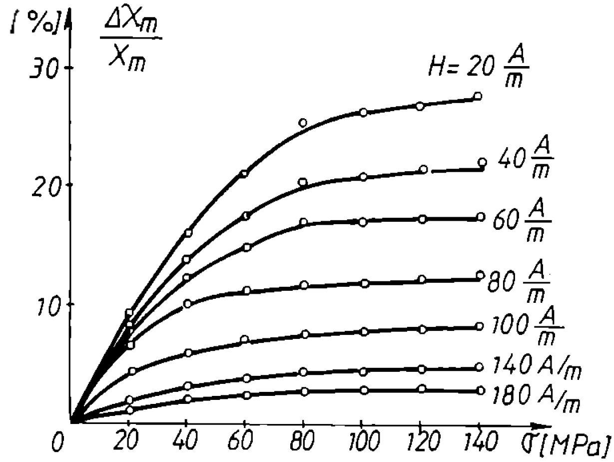


Figura 2.6. Caracteristicile statice magnetoelastice pentru proba B1 - NTF.

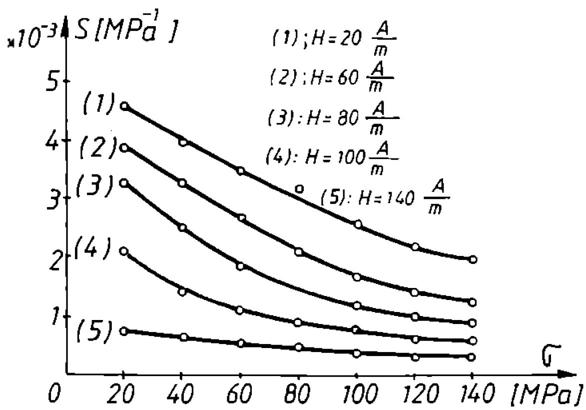


Figura 2.7. Sensibilitatea magnetoelastică statică pentru proba B1 - NTF.

2.2.3. Determinări experimentale pentru aliajul amorf pe bază de Co tratat termic în cîmp magnetic transversal față de axa benzii.

Sensibilitatea magnetoelastică a benzii amorfe se mărește dacă banda prezintă o axă de ușoară magnetizare după lățimea benzii [19] .

Această anizotropie transversală poate fi indusă printr-un tratament termic în cîmp magnetic transversal. Efectul cel mai pronunțat se obține la aliajele amorfe slab magnetostrictive, deci cele bazate pe Co [90, 120] .

Spre deosebire de benzile avînd axa de ușoară magnetizare în lungul benzii, la care procesele de magnetizare sînt dominate de deplasări de pereți în cazul benzilor cu anizotropie transversală predomină procesele de rotație. Această modificare în ponderea celor două tipuri fundamentale de procese de magnetizare determină, pe lîngă diferența în sensibilitatea magnetoelastică deja menționată, o comportare diferită cu frecvența a permeabilității inițiale. Astfel, pentru primul caz, se obține o permeabilitate relativ mare la frecvențe joase, care însă scade rapid cu creșterea frecvenței. In cazul al doilea, permeabilitatea inițială este relativ redusă, dar este independentă de frecvență [99] .

a) Instalația pentru efectuarea tratamentului termic în cîmp magnetic transversal.

Instalația constă dintr-un cuptor C (figura 2.8) plasat înrea polii unui electromagnet de tip Weiss. Cuptorul este format dintr-un tub de cuarț de diametru interior 4mm și lungime 200mm, pe care este înfășurată bifilar rezistența de încălzire. Izolația termică a cuptorului este realizată printr-un manșon de sticlă. Cuptorul este alimentat în c.a. de la un autotransformator ATR - 8, curentul necesar fiind $4 \div 6$ A. Controlul temperaturilor în interiorul cuptorului se realizează printr-un termocuplu Fe - Pt conectat la un voltmetru numeric de tip V541.

Electromagnetul Weiss, avînd 3200 spire, este alimen-

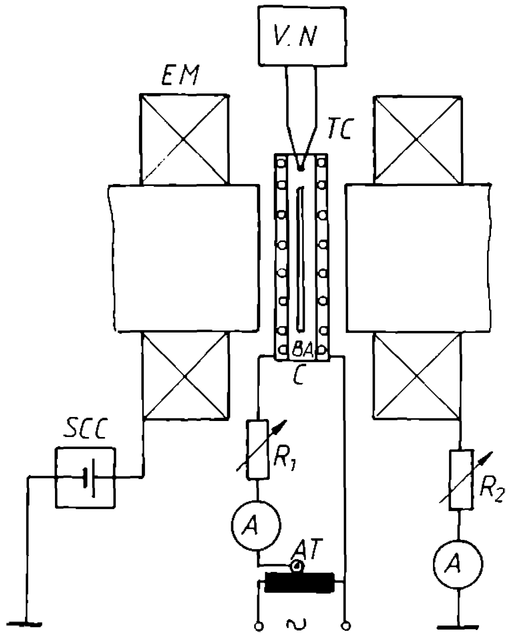


Figura 2.8. Schema instalaţiei pentru efectuarea tratamentului termomagnetic în cîmp transversal: C - cuptor cu element rezistiv; EM - electromagnet Weiss; BA - banda amorfă; TC - termocuplu; VN - voltmetru numeric; SCC - sursă de c.c.; AT - autotransformator.

tat în c.c. de la sursa SCC. La un curent de 4A şi o deschidere a polilor de 2mm corespunde un cîmp de 700kA/m, în aer. Este necesar un cîmp puternic pentru că în proba magnetizată transversal, datorită lăţimii reduse şi a permeabilităţii ridicate, cîmpul demagnetizant atinge valori mari.

Pentru alegerea temperaturii de tratament termic T_a trebuie cunoscute temperatura Curie T_c şi temperatura de cristalizare T_x. Aceasta din urmă reprezintă temperatura la care starea amorfă se transformă, în urma încălzirii, în stare cristalină. La majoritatea aliajelor amorfe $T_x > T_c$. In această situaţie se alege $T_c < T_a < T_x$.

La aliajul studiat T_c s-a determinat fixînd proba amorfă, în cuptorul plasat în poziţie verticală, cu ajutorul unui magnet permanent şi măsurînd temperatura la care are loc desprinderea probei de magnet.

Temperatura de cristalizare T_x s-a determinat înregistrînd variaţia rezistenţei probei, prin metoda celor patru contacte, cunoscînd faptul că apariţia stării cristaline este însoţită de o scădere a rezistivităţii.

Valorile medii obţinute pentru aliajul considerat sînt:

$T_c = 325\,°C$,

$T_x = 410\,°C$.

b) Rezultate experimentale.

O bandă amorfă cu compoziţia şi dimensiunile identice cu ale benzii B1 - NTT (par. 2.2.2.) a fost încălzită pînă la $T_a = 320\,^{o}C$, menţinută timp de 10 minute la această temperatură într-un cîmp transversal $H_{\perp} = 390$ KA/m apoi încălzită la $T_a = 350\,^{o}C$, menţinută timp de 40 minute la această temperatură la un cîmp $H_{\perp} = 700$ KA/m şi răcită în prezenţa cîmpului magnetic. Timpul de răcire a fost 20 minute.

Proba care a fost supusă acestui tratament termomagnetic va fi denumită B2 - TTM.

Cu ajutorul instalaţiei descrise în paragraful 2.3.1. s-au ridicat ciclurile de histerezis pentru proba B2 - TTM pentru diferite eforturi aplicate. In figura 2.9. este reprezentată modificarea ciclului de histerezis sub acţiunea efortului aplicat, iar în figura 2.10. curbele $\mu_0 M - H$.

Magnetizaţia de saturaţie a crescut la valoarea $\mu_0 M_S \cong 0{,}81$ T (măsurată la H = 2600 A/m).

Constanta de anizotropie indusă prin tratamentul termomagnetic, obţinută prin planimetrarea ariei de deasupra curbei $\mu_0 M - H$ corespunzătoare lui $\sigma = 0$ [19], are valoarea $K_u = 52\ J/m^3$.

Forma curbei $\mu_0 M - H$ pentru $\sigma = 0$ relevă transformarea axei benzii într-o axă de dificilă magnetizare, ca urmare a anizotropiei transversale induse prin tratamentul termomagnetic. Procesele de magnetizare preponderente fiind cele de

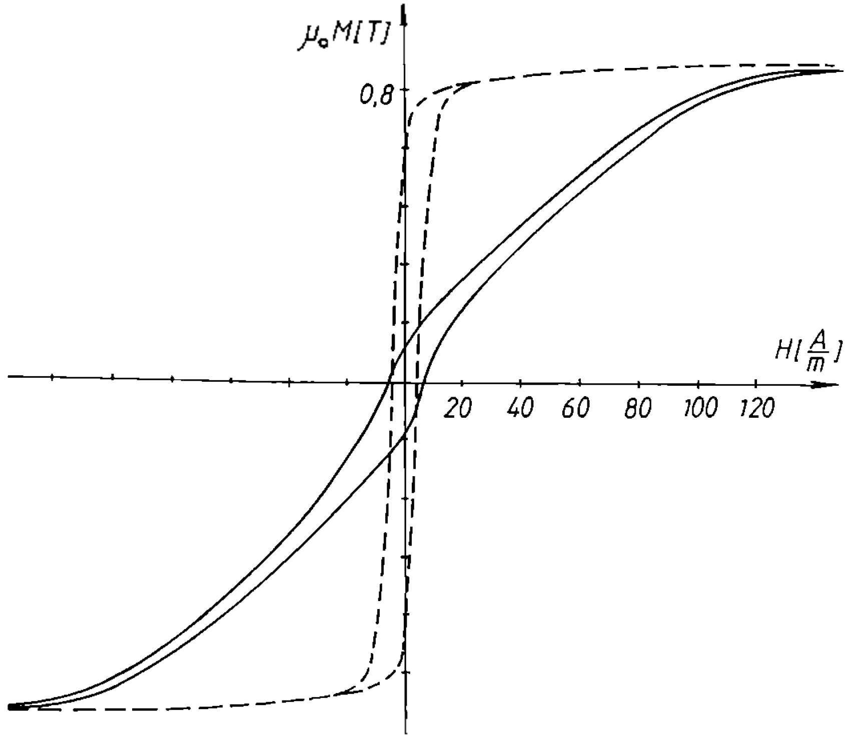


Figura 2.9. Ciclurile $\mu_o M$ - H pentru banda B2 - TTM
——— σ = 0; - - - σ = 5o MPa.

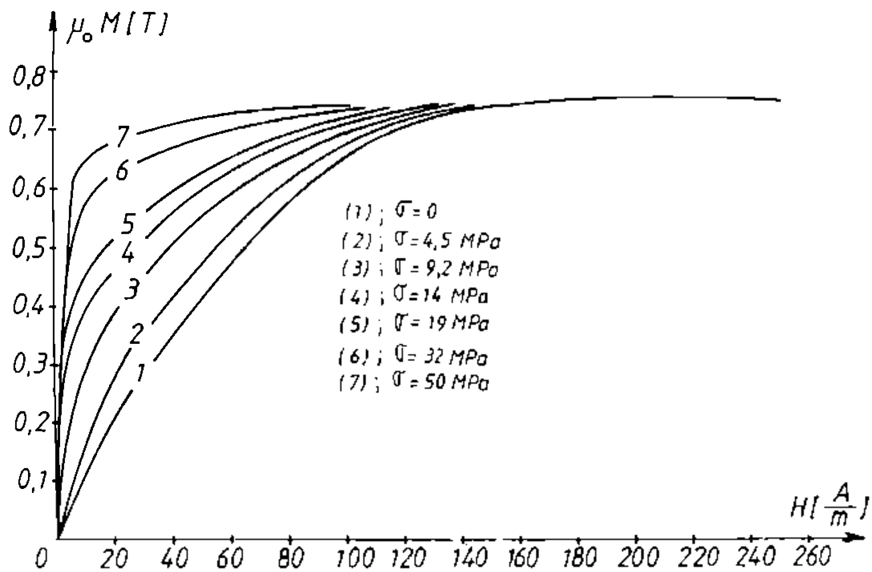


Figura 2. lo. Curbele $\mu_o M$ - H pentru banda B2 - TTM,
la diferite eforturi de întindere.

rotaţii ale magnetizaţiei, comportarea materialului poate fi descrisă, cu limitările respective, de către modelul prezentat în paragraful 1.3. Efortul de întindere, prin cuplajul magnetoelastic, induce o axă de uşoară magnetizare care compensează treptat anizotropia iniţială.

Caracteristicile statice magnetoelastice (figura 2.11) evidenţează un efect de măsură mai pronunţat decît la banda B1 – NTT şi o sensibilitate magnetoelastică mai mare (figura 2.12) îndeosebi la cîmpuri şi eforturi mici.

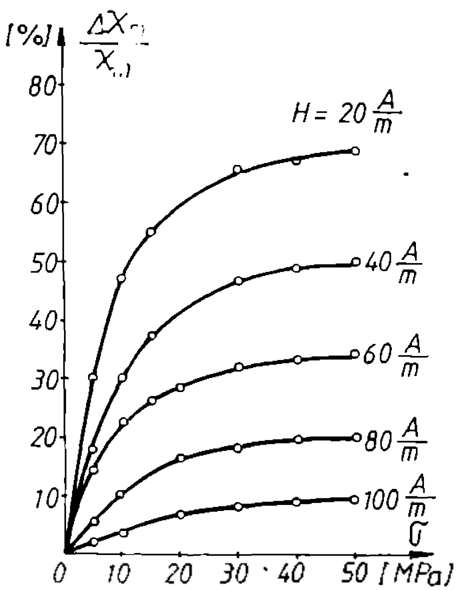


Figura 2.11. Caracteristicile statice magnetoelastice ale probei B2 – TTM.

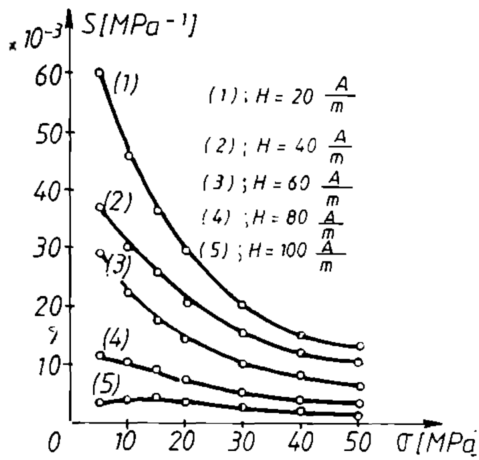


Figura 2.12. Sensibilitatea magnetoelastică a probei B2 – TTM.

In urma tratamentului termomagnetic benzile amorfe devin casante. Efectul se datorează prezenţei cîmpului magnetic şi nu are încă o explicaţie satisfăcătoare.

O bandă amorfă, avînd compoziţia şi dimensiunile identice cu B1 – NTT a fost supusă la un tratament termomagnetic diferit întrucîtva de cel aplicat benzii B2 – TTM. Astfel, proba a fost încălzită la 300 °C, menţinută la această temperatură 6o minute, apoi încălzită la 35o ^{0}C şi menţinută la această temperatură timp de 15 minute, în prezenţa unui cîmp magnetic transversal $H_{\perp}$ = 7oo.KA/m. Răcirea a durat 4o minute, tot în prezenţa cîmpului magnetic. Banda astfel tratată este notată B3 - TTM. Faţă de tratamentul termic aplicat benzii B2 - TTM, la banda B3 - TTM timpul de menţinere în cîmp magnetic la T > 3oo ^{o}C este mult mai redus (15 minute la B3 - TTM) faţă de 5o minute la B2 - TTM). După cum se observă din ciclul de histerezis (figura 2.13) şi din curbele $\mu_0 M$ - H (figura 2.14.) anizotropia transversală indusă prin acest tratament este mai mare decît la banda B2 - TTM.

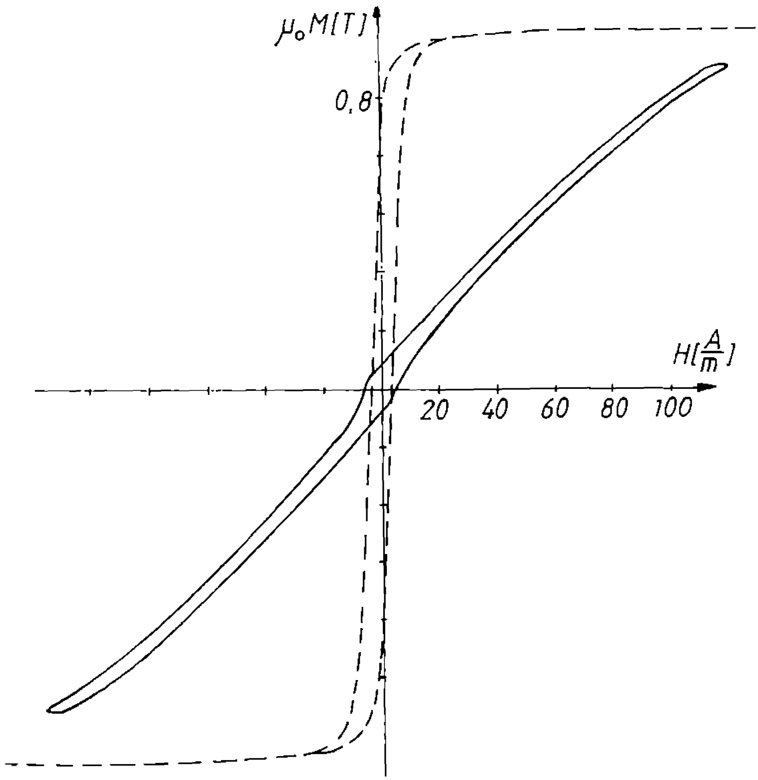


Figura 2.13. Ciclul de histerezis $\mu_0 M$ - H la proba B3 - TTM.
____ σ = 0; - - - σ = 146 MPa.

Din planimetrarea ariei de deasupra curbei $\mu_0 M$ - H la σ = o se obţine K_U = 64 J/m^3. Acest tratament termomagnetic, în care se efectuează mai întîi un tratament termic obişnuit de detensionare iar apoi tratamentul termomagnetic propriuzis, de durată relativ scurtă, este mai eficace decît cel precedent, în care proba era supusă direct tratamentului termomagnetic.

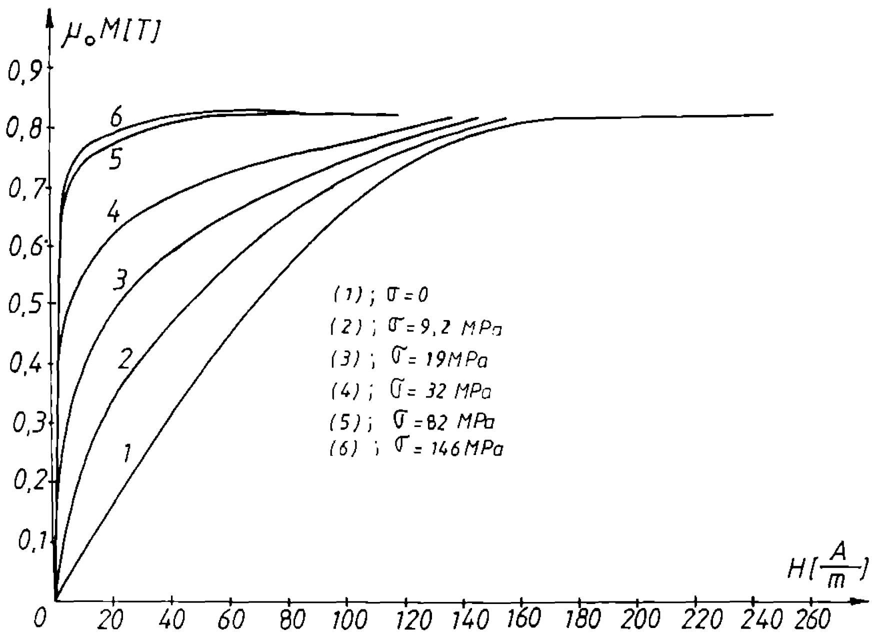


Figura 2.14. Curbele $\mu_0 M$ - H pentru proba amorfă B3 - TTM.

Această concluzie este întărită şi de faptul că magnetizaţia de saturaţie a crescut la valoarea $\mu_0 M_s$ = 0,88 T (la H = 2600 A/m) faţă de 0,81 T cît era la proba B2 - TTM, cît şi de faptul că efectul de măsură (figura 2.15) şi sensibilitatea magnetoelastică (figura 2.16) sînt mai pronunţate la această bandă.

De asemenea s-a constatat experimental că benzile tratate în acest mod sînt mai puţin casante.

In figura 2.17 este reprezentată susceptibilitatea magnetică a benzii pentru diferite eforturi.

Cu excepţia situaţiei σ = 0 , susceptibilitatea este o funcţie pronunţat neliniară de H, ceea ce constituie o aba-

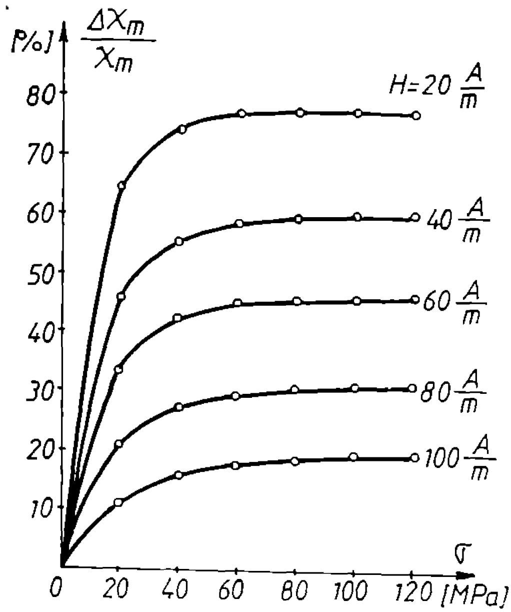


Figura 2.15. Caracteristicile magnetoelastice la proba B3 - TTM.

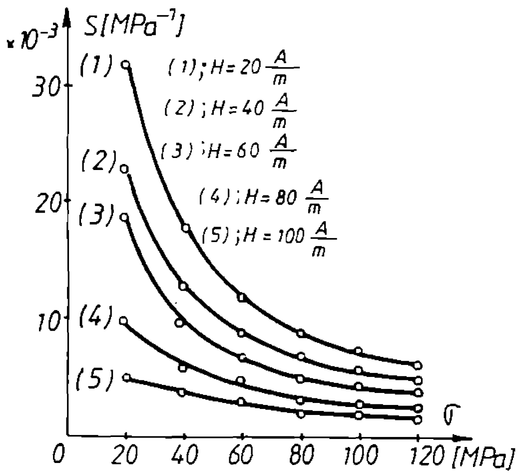


Figura 2.16. Sensibilitatea magnetoelastică la proba B3 - TTM.

tere semnificativă față de comportarea descrisă de modelul prezentat în paragraful 1.3.

La toate cele trei probe analizate, caracteristicile statice prezintă "saturație magnetoelastică". Acest fenomen

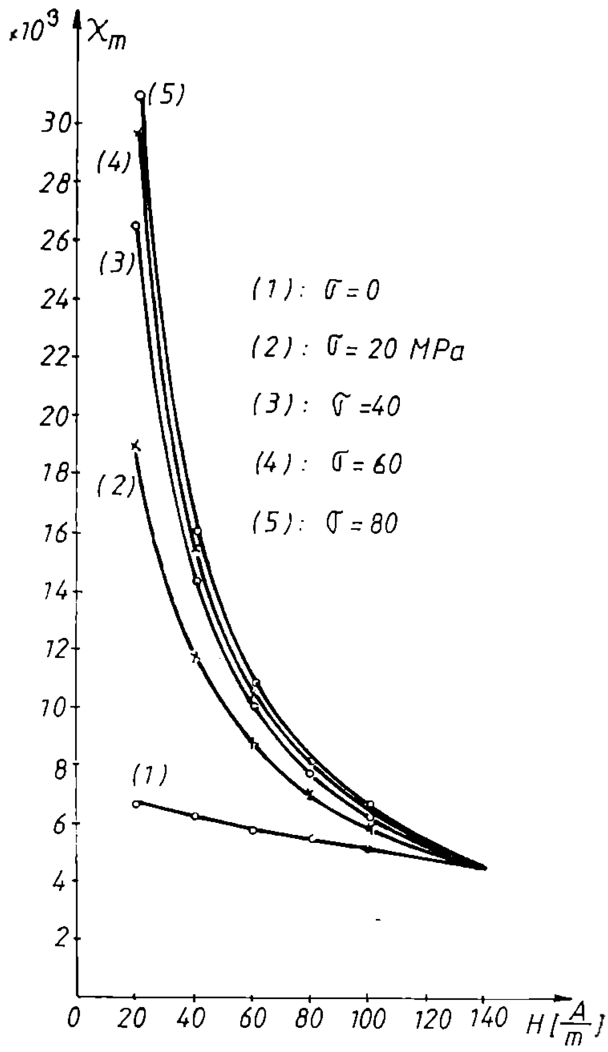


Figura 2.17. Susceptibilitatea magnetică la proba B3 - TTM pentru diferite eforturi de întindere.

apare la banda netratată termic atunci cînd anizotropia longitudinală $\frac{3}{2}\lambda_s\sigma$ indusă de efortul aplicat compensează anizotropia transversală $\frac{3}{2}\lambda_s\overline{\sigma_c}$ indusă de eforturile interne de compresiune, plus o anizotropie K_0 de altă origine decît cuplajul magnetoelastic.

La benzile cu anizotropie transversală indusă prin tratament termomagnetic, saturaţia magnetoelastică apare atunci cînd anizotropia longitudinală $\frac{3}{2}\lambda_s \sigma$ indusă de efortul aplicat compensează anizotropia indusă prin tratament, K_u, la care se adaugă anizotropia K_0 de alte origini decît cele amintite. In urma tratamentului de detensionare, anizotropia $\frac{3}{2}\lambda_s \overline{\sigma}_c$ indusă de efprturile interne de comprimare, are valori neglijabile. Pe baza acestor consideraţii, se poate estima valoarea magnetostricţiunii de saturaţie la benzile analizate ca fiind $\lambda_s \sim 10^{-6}$. Din rezultatele prezentate se observă că deşi s-a studiat un aliaj slab magnetostrictiv, efectul eforturilor mecanice asupra proprietăţilor magnetice este foarte mare.

2.3. Determinarea experimentală a magnetostricţiunii de saturaţie la benzile amorfe.

Magnetostricţiunea de saturaţie λ_s, adică alungirea relativă după direcţia magnetizaţiei a unui corp saturat magnetic, face parte, împreună cu magnetizaţia de saturaţie M_s şi temperatura Curie - T_c - din parametrii de material fundamentali ai unui material feromagnetic. La aliajele amorfe, la care absenţa anizotropiei magnetocristaline conferă anizotropiei magnetoelastice $\frac{3}{2}\lambda_s \sigma$ un rol deosebit în procesele de magnetizare, magnetostricţiunea de saturaţie este o mărime de primă importanţă, a cărei cunoaştere este imperios necesară pentru evaluarea proprietăţilor magnetoelastice.

Metodele de măsurare a magnetostricţiunii de saturaţie la benzile amorfe pot fi grupate în două categorii:

1°. Metode bazate pe măsurarea alungirii relative a probei saturate.

2°. Metode bazate pe determinarea anizotropiei magnetoelastice induse de un efort aplicat.

Prima grupă de metode utilizează pentru măsurarea alungirii traductori rezistivi (timbre tensometrice miniatură [110]), capacitivi [24, 56, 116] sau optici [42,81,92]. Aceste metode sînt folosite, din motive de sensibilitate, la materiale cu λ_s mare ($\lambda_s \sim 10^{-5}$).

Magnetostricţiunea de saturaţie la materialele slab magnetostrictive se determină de obicei pe baza dependenţei liniare a anizotropiei magnetoelastice K_u^{σ} de efortul aplicat σ :

$$K_u^{\sigma} = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \quad . \tag{2.9}$$

Cu presupunerea că magnetostricţiunea este izotropă, ceea ce este rezonabil pentru aliajele amorfe, prin măsurarea modificării densităţii de energie a anizotropiei datorită efortului, se poate calcula, cu relaţia (2.9), valoarea lui λ_s:

$$\lambda_s = \frac{2}{3} \frac{K_u^{\sigma}}{\sigma} = \mu_0 M_s \frac{H_{\sigma}}{3\sigma} \tag{2.10}$$

în care

$H_{\sigma} = \dfrac{2K_u^{\sigma}}{\mu_0 M_s}$ este cîmpul de anizotropie magnetoelastică (vezi relaţia 1.142.).

Constanta de anizotropie magnetoelastică K_u^{σ} se calculează făcînd diferenţa constantelor de anizotropie magnetică corespunzătoare stării nesolicitate respectiv solicitate.

$$K_u^{\sigma} = \left| (K_u)_{\sigma \neq 0} - (K_u)_{\sigma = 0} \right| , \tag{2.11}$$

K_u determinîndu-se prin calculul ariei :

$$K_u = \mu_0 \int_0^{\mu_0 M_s} H \, dM \tag{2.12}$$

delimitate de aria $\mu_0 M - H$ în cele două stări. Metoda este aplicată frecvent la materialele cu $\lambda_s < 0$, [45,54,117,120] şi mai rar la cele cu $\lambda_s > 0$, [45].

Pentru benzile amorfe studiate în paragraful 2.2 , rezultatele obţinute pentru λ_s prin această metodă sînt reprezentate în figura 2.18.

Dependenţa magnetostricţiunii de saturaţie de efortul aplicat σ este un fenomen specific materialelor amorfe slab magnetostrictive [102, 103].

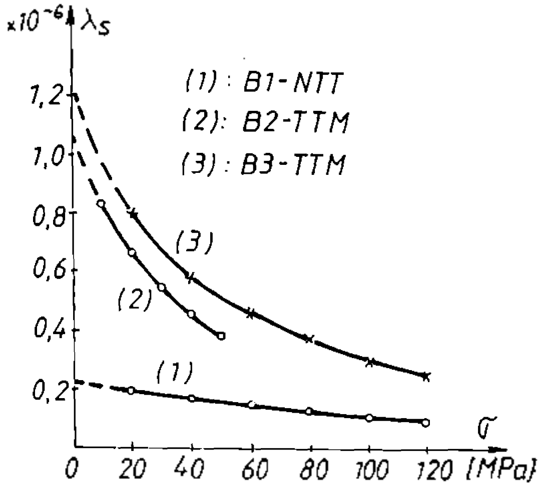


Figura 2.18. Magnetostricţiunea de saturaţie pentru benzile amorfe $(Fe_{0,15}Co_{0,85})_{75}Si_{15}B_{10}$

O metodă bazată pe determinarea cîmpului de anizotropie magnetoelastică H_{σ} este propusă de K.Narita ş.a, [85], sub denumirea de "metoda rotaţiilor de unghi mic ale magnetizaţiei" - SAMR. Asupra benzii amorfe acţionează un cîmp magnetic longitudinal $H_{\parallel}$ continuu şi un cîmp magnetic transversal coplanar cu banda, cu variaţie sinusoidală, $H_{\perp} = H_{\perp max} \times \sin\omega t$ (figura 2.19).

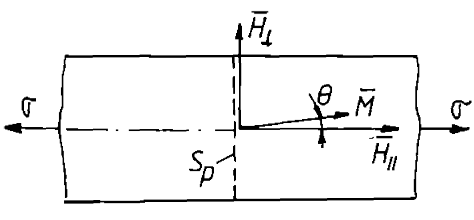


Figura 2.19. Principiul metodei SAMR.

Banda este adusă în stare de saturaţie magnetică de către cîmpul $H_{\parallel}$. Vectorul magnetizaţie are în acest caz mărimea M_s. Sub acţiunea cîmpului transversal $H_{\perp}$ acest vector execută oscilaţii în jurul axei longitudinale a benzii. T.e.m. indusă într-o bobină coaxială cu banda este în acest caz

$$u_e = -N S_p \frac{d}{dt}\left(\mu_0 M_s \cos\theta\right) = \mu_0 M_s N S_p \sin\theta \frac{d\theta}{dt} , \tag{2.13}$$

în care N este numărul de spire al bobinei, S_p este secțiunea transversală a benzii iar θ unghiul dintre $\overline{M}$ și axa benzii.

Valoarea unghiului θ la un moment dat se obține (conform paragrafului 1.2) din condiția $\delta G = 0$ pentru variații virtuale $\delta\theta$, unde

$$G = \frac{3}{2}\lambda_s\sigma - \mu_0 M_s H_{\parallel}\cos\theta - \mu_0 M_s H_{\perp}\sin\theta + $$
$$+ \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2\left(N_{\parallel}\cos^2\theta + N_{\perp}\sin^2\theta\right) , \tag{2.14}$$

unde $N_{\parallel}$ și $N_{\perp}$ sînt factorii de demagnetizare după direcțiile respective.

Dacă $H_{\perp}$ are valoarea astfel încît unghiul θ să fie mic, atunci cu ipoteza $\cos\theta \cong 1$, $\sin\theta \cong \theta$, se obține

$$\theta = \frac{H_{\perp\,max}}{H_{\parallel} + \dfrac{3\lambda_s\sigma}{\mu_0 M_s} + M_s\left(N_{\perp} - N_{\parallel}\right)} \sin\omega t , \tag{2.15}$$

iar din (2.13)

$$u_e = \frac{1}{2}\mu_0 M_s N S_p \left(\frac{H_{\perp\,max}}{H_{\parallel} + H_{\sigma} + H_s}\right)^2 \sin 2\omega t , \tag{2.16}$$

în care

$$H_{\sigma} = \frac{3\lambda_s\sigma}{\mu_0 M_s} , \tag{2.17}$$

$$H_s = M_s\left(N_{\perp} - N_{\parallel}\right) , \tag{2.18}$$

sînt cîmpul de anizotropie magnetoelastică respectiv cîmpul de anizotropie de fprmă.

După cum se observă din relația (2.16) pulsația t.e.m. induse este dublă față de cea a cîmpului transversal iar amplitudinea depinde de efortul aplicat σ . La σ = o

$$U_e = \text{const} \cdot \left(\frac{H_{\perp max}}{H_{\parallel} + H_s} \right)^2 , \qquad (2.19)$$

iar la $\sigma \neq 0$

$$U_e' = \text{const} \cdot \left(\frac{H_{\perp max}}{H_{\parallel} + H_{\sigma} + H_s} \right)^2 \neq U_e \qquad (2.20)$$

Reglînd mărimea cîmpului longitudinal pentru proba solicitată la valoarea $H_{\parallel}'$ se poate aduce U_e' la valoarea inițială, corespunzătoare probei nesolicitate, dacă este indeplinită condiția

$$H_{\parallel}' + H_{\sigma} + H_S = H_{\parallel} + H_s . \qquad (2.21)$$

Se obține astfel

$$H_{\sigma} = H_{\parallel} - H_{\parallel}'$$

iar din relația (2.1o) λ_s.

Datorită simplității și operativității, metoda descrisă este frecvent folosită pentru determinarea magnetostricțiunii de saturație la benzi amorfe [4, 86, 1o2, 1o3] .

Schema instalației pentru măsurarea magnetostricțiunii de saturație prin această metodă, realizată în cadrul lucrării este reprezentată în figura 2.2o.

Bobina BL care produce cîmpul magnetic $H_{\parallel}$ este un solenoid cu 2ooo spire, lungime 3oo mm și diametru interior 4o mm. Cîmpul magnetic $H_{\perp}$ este produs de două bobine dreptunghiulare BH, cu dimensiunile 1oo x 35 mm, avînd 1oo spire fiecare, dispuse în configurație Helmholtz [12] . Intre aceste bobine este plasată bobina de măsură BM, de lungime 3o mm, diametru exterior 14 mm și diametru interior 4 mm, avînd 2o.ooo spire. Detalii constructive sînt reprezentate în figura 2.21.

Bobina BL este alimentată de la sursa de c.c. STC iar curentul este măsurat prin căderea de tensiune de pe șuntul calibrat R_s.

Bobinele BH sînt alimentate de la generatorul de

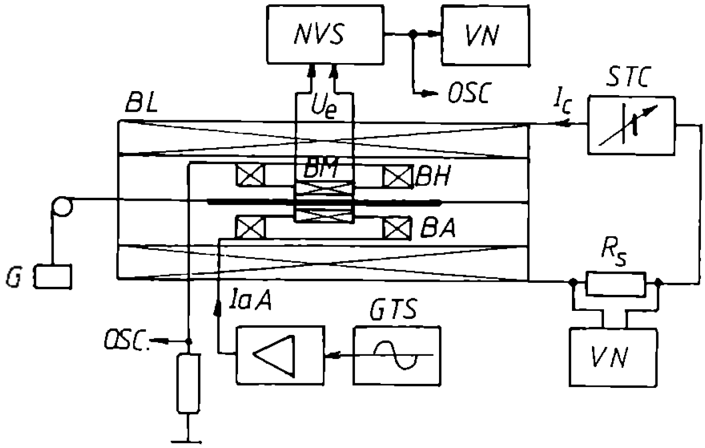


Figura 2.20 Instalația pentru măsurarea magnetostricțiunii de saturație : BL – bobina pentru $H_{\parallel}$; BH – – bobinele pentru $H_{\perp}$; BM – bobina de măsură; BA – banda amorfă; GTS – generator sinusoidal; STC – sursă de c.c.; NVS – nanovoltmetru selectiv; VN – voltmetru numeric.

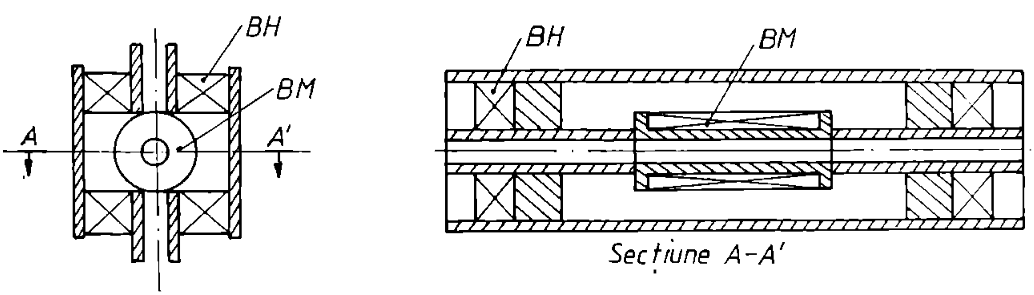


Figura 2.21 Detalii constructive privind bobinele BH și BM

tensiune sinusoidală GTS printr- un amplificator A. Măsurarea amplitudinii t.e.m. u_e se realizează cu ajutorul nanovoltmetrului selectiv NVS, acordat pe pulsația 2ω. In acest mod se elimină componenta de pulsație ω care apare datorită neortogonalității perfecte a bobinelor BH și BM.

Banda amorfă este încărcată mecanic folosind greutăți etalonate, prin intermediul unui fir flexibil și un scripete.

In continuare se prezintă rezultatele obținute cu această instalație pentru o bandă amorfă netratată termic, cu compoziția $Fe_{75}Cr_9P_{11}C_5$ și dimensiunile 140 mm x 1,3 mm x 25 μm, pentru care, cu ajutorul fluxmetrului integrator, s-a determinat $\mu_0 M_s = 1,3$ T.

Oscilogramele $H_\perp(t)$ și $u_e(t)$ pentru această bandă, în condițiile $H_\parallel = 8000$ A/m, $H_{\perp max} = 400$ A/m (în absența probei), f = 2 KHz, $\sigma = 0$, sînt reprezentate în figura 2.22.

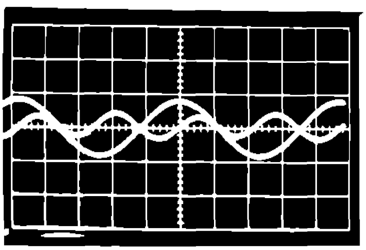


Figura 2.22 Oscilogramele $H_\perp(t)$ și $u_e(t)$.

Incărcînd banda cu diferite greutăți și determinînd în fiecare stare H_σ cu relația (2.22) se obține graficul $H_\sigma(\sigma)$ din figura 2.23.

Dependanța liniară $H_\sigma - \sigma$ obținută este în acord cu rezultatele cunoscute în literatură [102, 103] privind comportarea magnetoelastică a aliajelor amorfe bogate în Fe, în sensul că la această grupă de aliaje amorfe λ_s nu depinde de σ. Pentru compoziția considerată, cu ajutorul relației (2.10), se obține valoarea $\lambda_s = 12,4 \times 10^{-6}$.

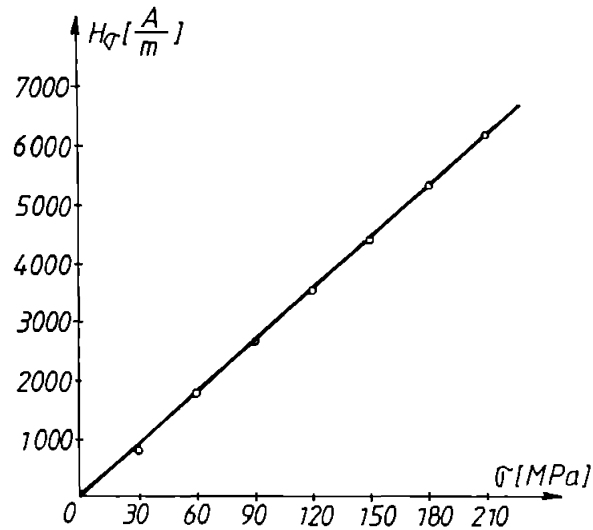


Figura 2.23 Dependenţa cîmpului de anisotropie magnetoelastică de efort la banda $Fe_{75}Cr_9P_{11}C_5$.

CAPITOLUL III

CALCULUL CIMPULUI MAGNETIC LA UN TRADUCTOR DE FORTA CU ANIZOTROPIE MAGNETOELASTICA

3.1. Traductoare de forţă bazate pe efectul magnetoelastic

3.1.1. Efectul magnetoelastic ca măsură a stării de deformare elastică determinată de acţiunea unei forţe aplicate

Analiza relaţiei (1.21) relevă faptul că deformarea unui corp elastic şi magnetizabil este determinată de doi factori şi anume forţa exterioară aplicată corpului, respectiv cîmpul magnetic în care este plasat corpul. Tensorul deformaţiei elastice e_{ij} poate fi reprezentat ca o sumă de doi termeni corespunzînd celor două acţiuni:

$$e_{ij} = (e_{ij})_{el} + (e_{ij})_{ms}$$

Starea de magnetizare a corpului este influenţată de deformarea totală e_{ij} (Figura 3.1).

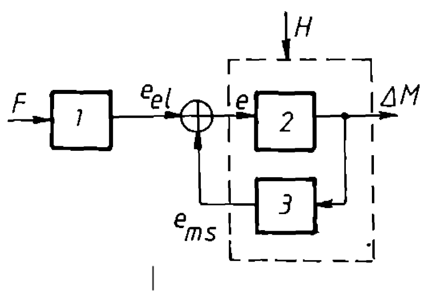


Fig. 3.1 Modificarea stării de magnetizare a unui corp sub acţiunea unei forţe exterioare: 1-deformare elastică datorită acţiunii forţei aplicate; 2-efect magnetoelastic; 3-efect magnetostrictiv.

Dacă se urmăreşte ca starea de magnetizare să reprezinte o măsură a forţei aplicate (cazul traductoarelor de forţă), este necesar ca termenul din deformare asociat acţiunii cîmpului magnetic (e_{ms}) să fie neglijabil în raport cu cel asociat acţiunii forţei aplicate (e_{el}).

Pentru a compara ordinele de mărime ale celor două componente e_{el} şi e_{ms} ale deformaţiei specifice totale e, ne vom referi la deformarea unui singur domeniu magnetic (Fig. 3.2). In absenţa unei forţe exterioare deformarea specifică, de natură magnetostrictivă, după direcţia x este [11,19]:

$$e_1 = \frac{3}{2} \lambda_s \left(\cos^2 \theta_1 - \frac{1}{3}\right) . \qquad (3.1)$$

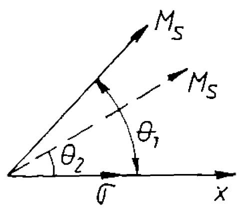


Fig. 3.2. Poziţiile de echilibru θ_1 şi θ_2 ale magnetizaţiei spontane în absenţa respectiv prezenţa efortului σ .

In prezenţa unei forţe exterioare, noua poziţie de echilibru devine θ_2 iar deformarea magnetostrictivă

$$e_2 = \frac{3}{2} \lambda_s \left(\cos^2 \theta_2 - \frac{1}{3}\right) . \qquad (3.2)$$

Alungirea de natură magnetostrictivă a domeniului, după direcţia forţei exterioare este:

$$e_{ms} = e_2 - e_1 = \frac{3}{2} \lambda_s \left(\cos^2 \theta_2 - \cos^2 \theta_1\right) , \qquad (3.3)$$

care însumată cu alungirea elastică e_{el} determinată de forţa aplicată reprezintă alungirea totală e. Cele două componente au acelaşi semn. De exemplu, dacă forţa este de întindere, deci $e_{el} > 0$, iar materialul are $\lambda_s > 0$, atunci $\theta_2 < \theta_1$ (v. Cap. 1) iar din relaţia (3.3) se obţine $e_{ms} > 0$.

Un material amorf de tipul METGLAS 2605, avînd parametrii [80]

$$\lambda_s = 30 \cdot 10^{-6},$$
$$E = 1{,}4 \cdot 10^5 \, MPa,$$
$$\sigma_\ell = 2600 \, MPa,$$

prezintă la limita de elasticitate σ_ℓ o deformație specifică elastică de ordinul de mărime 10^{-2} în timp ce deformația specifică magnetostrictivă este de ordinul 10^{-5}. Există deci un domeniu larg de variație a forței aplicate în care se pot neglija deformările magnetostrictive în raport cu cele de natură elastică. In această situație modificarea stării de magnetizare a corpului constituie o măsură a deformației elastice a corpului, respectiv a cauzelor care determină această deformare - forțe sau cupluri mecanice - permițînd realizarea unor traductoare, numite traductoare magnetoelastice (TME).

Elementul principal al unui TME (Figura 3.3), îl constituie corpul feromagnetic în care are loc cuplajul dintre cîmpul de deformări elastice și cîmpul magnetic.

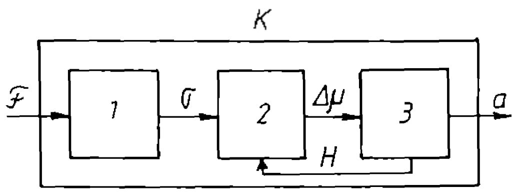


Fig. 3.3. Schema bloc funcțională a unui TME: 1 -ansamblu elastic; 2 -corpul feromagnetic activ; 3 -grup de bobine; F -forțe sau momente aplicate; a -parametru global (L sau M_{12}).

Forțele exterioare ce determină deformarea pot fi aplicate direct corpului feromagnetic sau indirect, prin intermediul unor piese cu funcțiune pur mecanică. Traductorul mai este prevăzut cu un grup de bobine pentru crearea cîmpului magnetic respectiv pentru transformarea modificărilor proprietăților magnetice locale ($\overline{M}, \mu$) în modificări ale unor mărimi globale mai acesibile măsurării (inductivității proprii sau mutuale). In realizările practice ale TMS, blocurile funcționale reprezentate în figura 3.3 se pot suprapune parțial sau total[7].

Calculul unui TMS prezintă două aspecte. In primul rînd, cunoscînd forțele aplicate, trebuie determinată starea de deformare elastică a corpului feromagnetic. In al doilea rînd, cunoscînd starea de deformare elastică, sursele cîmpului magnetic și legile de material, trebuie determinat cîmpul magnetic din care apoi se calculează mărimile globale de interes.

Calculul elastic al TMS se bazează pe ecuațiile teoriei elasticității [63, 91, 113]:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0 , \qquad (3.4)$$

$$\sigma_{ij} n_j = T_i , \qquad (3.5)$$

$$e_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) , \qquad (3.6)$$

$$e_{ij} = \frac{1}{E}\left[(1+\nu)\sigma_{ij} - \nu\sigma_{kk}\delta_{ij}\right] , \qquad (3.7)$$

în care T_i reprezintă componentele forței exterioare ce acționează asupra ariei unitate a suprafeței corpului, n_j -componentele normalei exterioare pe suprafața corpului, u_i -componentele vectorului deplasare, δ_{ij} -simbolul lui Kronecker iar E și ν sînt modulul lui Young respectiv coeficientul lui Poisson. Ca și în capitolul 1, s-a folosit convenția de însumare a lui Einstein. Intr-un număr restrîns de cazuri, cu geometrii simple și forțe cu direcții de acțiune particulare, sînt cunoscute soluții analitice exacte ale acestor ecuații. In celelalte situații se folosesc metodele de rezolvare aproximative, analitice sau numerice [91,113].

Calculul electromagnetic al TMS se bazează pe ecuațiile lui Maxwell la care se adaugă legea de material, care include acuma și efectul magnetoelastic. Legea de material poate fi inclusă în calcule prin procedeul variațional descris în paragraful 1.2. Rezolvînd ecuațiile de echilibru magnetic (1.77),(1.78) ale teoriei micromagneticii se obține distribuția spațială a magnetizației. Intr-un număr restrîns de situații, puternic idealizate, se obțin soluții analitice (de ex. tratarea din paragraful 1.3). Exceptînd aceste cazuri, pentru rezolvarea problemei sînt necesare tehnici numerice [13], dintre care foarte adecvata este metoda elementului finit [64]. Şi în acest caz apar dificultăţi majore legate în principal de alegerea parametrilor variaţionali care apar în procedura de extremizare din cadrul metodei elementului finit. Dacă aceşti parametrii includ cosinuşii directori ai vectorului magnetizaţie spontană $\vec{M}_s$ (conform teoriei micromagneticii), atunci discretizarea în elemente finite trebuie să fie extrem de fină pentru a reprezenta corect distribuţia spaţială a acestui vector, avînd în vedere că orientarea lui se poate modifica sensibil la un pas de ordinul micronilor. O astfel de abordare, posibilă doar pentru corpuri de dimensiuni de ordinul micronilor, este prezentată în lucrarea [37].

Un alt mod de abordare se bazează pe rezolvarea, prin metoda elementului finit, a ecuaţiei

$$\frac{1}{\mu_0}\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\bar{A} - \mathrm{rot}\,\bar{M} = \bar{J} \quad ,$$

corespunzătoare cîmpului magnetic staţionar, $\bar{A}$ fiind potenţialul magnetic vector iar $\bar{M}$ vectorul magnetizaţie. Pe un element finit $\bar{M}$ este definit ca media unui ansamblu de momente magnetice $\bar{m}_i$, $m_i = M_s$. Orientarea acestor momente magnetice este dependentă de cîmpul magnetic şi de efortul mecanic de pe acel element finit şi se determină din condiţia de minim a energiei $F_{mgel} - \mu_0\,\bar{m}\,\bar{H}$ (conform par. 1.2). Procedeul decurge iterativ în sensul că se porneşte de la o distribuţie dată a direcţiilor momentelor $\bar{m}_i$, se calculează apoi $\bar{M}$ prin mediere, se calculează $\bar{A}$ prin metoda elementului finit, respectiv $\bar{H}$ iar apoi noile direcţii ale momentelor, respectiv noua valoare a lui $\bar{M}$, care se compară cu cea precedentă ş.a.m.d. Acest procedeu este utilizat în lucrările [34,35] pentru calculul ciclului de histerezis al unui eşantion dreptunghiular, nesolicitat mecanic. Punctul slab al acestui procedeu constă în utilizarea unei funcţii statistice de distribuţie unghiulară a ansamblului de momente magnetice, necesară calculului magnetizaţiei $\bar{M}$. În lucrările menţionate se adoptă o funcţie uniformă pentru mediul izotrop, respectiv o funcţie Gauss pentru mediul anizotrop magnetic, care conţine două constante a căror determinare se face prin "potrivire".

In multe lucrări dedicate calculului traductoarelor magnetoelastice [2,44,46,68,81,82,83,104,107,108,109], comportarea magnetoelastică a materialului este descrisă prin relaţii obţinute impunînd condiţia de minim energiei asociate unui domeniu Weiss considerînd apoi prin extrapolare, că întreg materialul se comportă ca un singur domeniu magnetic. Această tratare este justificată doar la cîmpuri intense, cînd structura de domenii dispare iar magnetizarea are loc prin rotaţii ale vectorilor $\overline{M}_s$. Aceste rotaţii nu sînt însă coerente [14] ceea ce are efecte negative asupra corectitudinii relaţiilor folosite în lucrările menţionate.

Analiza succintă a principalelor posibilităţi de descriere a comportării magnetoelastice a unui material conduce la concluzia că pentru calculul electromagnetic al unui traductor magnetoelastic legea de material trebuie determinată experimental, în prezenţa solicitării mecanice.

3.1.2. Traductoare de forţă cu anizotropie magnetoelastică

Forma relaţiilor pentru densitatea de energie magnetoelastică prezentate în paragraful 1.2.4.a., relevă prezenţa în corpul deformat elastic, a unei anizotropii magnetice, numită şi anizotropie magnetoelastică. Axele ușoare de anizotropie magnetoelastică coincid cu direcţiile principale ale tensorului $\bar{\bar{\varepsilon}}$ (respectiv $\bar{\bar{\sigma}}$, dacă corpul este elastic izotrop). La nivel macroscopic tehnic, permeabilitatea magnetică a unui corp feromagnetic, izotrop magnetic în absenţa unei forţe aplicate, devine un tensor de rangul doi atunci cînd corpul este solicitat mecanic. Direcţiile principale ale tensorului $\bar{\bar{\mu}}$ coincid cu cele ale tensorului $\bar{\bar{\sigma}}$.

Referindu-ne, pentru simplitate, la un corp plan, solicitat pe contur de forţele $\overline{T}$ (Figura 3.4), direcţiile şi valorile principale ale tensorului $\bar{\bar{\sigma}}$ sînt date de relaţiile [11]:

$$\theta = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{2\tau_{xy}}{\sigma_x - \sigma_y} , \tag{3.8}$$

$$\sigma_{1,2} = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\sigma_x - \sigma_y}{2}\right)^2 + \tau_{xy}^2} , \tag{3.9}$$

$\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy} = \tau_{yx}$ fiind componentele tensorului $\bar{\bar{\sigma}}$ în raport cu axele x, y.

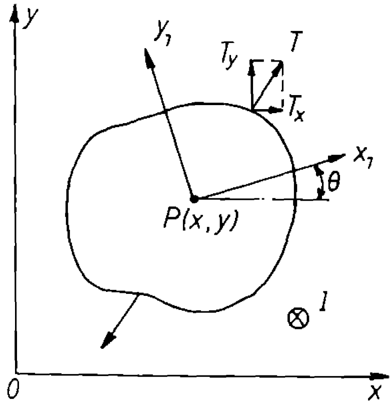


Fig. 3.4. Axele de anizotropie magnetoelastică (x_1, y_1).

In sistemul de coordonate (x_1, y_1), dirijat după aceste direcţii principale, considerate direcţii de anizotropie magnetoelastică, tensorul $\bar{\bar{\mu}}$ are forma diagonală:

$$\bar{\bar{\mu}}_1 = \begin{bmatrix} \mu_{x_1} & 0 \\ 0 & \mu_{y_1} \end{bmatrix} . \qquad (3.10)$$

Aşa cum s-a menţionat anterior corpul este presupus izotrop magnetic în stare nesolicitată mecanic.

Valorile principale μ_{x1} şi μ_{y1} ale acestui tensor depind de valorile principale ale efortului şi de cîmpul magnetic dacă materialul este neliniar.

Dacă starea de eforturi este neuniformă, direcţiile de anizotropie se modifică de la punct la punct.

Faţă de sistemul de coordonate x,y tensorul $\bar{\bar{\mu}}$ este dat de relaţia

$$\bar{\bar{\mu}} = R^T \bar{\bar{\mu}}_1 R \quad , \qquad (3.11)$$

R -fiind matricea de rotaţie

$$R = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} . \qquad (3.12)$$

Datorită caracterului tensorial al permeabilității magnetice, determinat de anizotropia magnetoelastică, forma liniilor de cîmp magnetic se poate modifica sensibil în urma unei solicitări mecanice, dacă extinderea spațială a corpului feromagnetic permite acest lucru.

Un traductor de forță care exploatează acest efect de modificare a spectrului cîmpului magnetic a fost realizat de O.Dahle [21] și dezvoltat cu succes de o serie de firme [36,69,122]. Corpul feromagnetic al acestui traductor este realizat dintr-un pachet de tole, în care sînt practicate patru orificii, dispuse în colțurile unui pătrat (Figura 3.5a). In găurile de pe diagonale sînt plasate cîte o bobină, una fiind folosită pentru producerea cîmpului magnetic iar cealaltă pentru măsurare. In absența solicitării mecanice și în ipoteza unui mediu magnetic izotrop, spectrul cîmpului magnetic este simetric față de planul bobinei de măsură (Figura 3.5 b) iar fluxul magnetic ce o străbate este zero. Sub acțiunea unei forțe F apare anizotropia magnetoelastică, spectrul cîmpului magnetic se modifică, fluxul magnetic prin bobina de măsură fiind acuma diferit de zero (Figura 3.5 c).

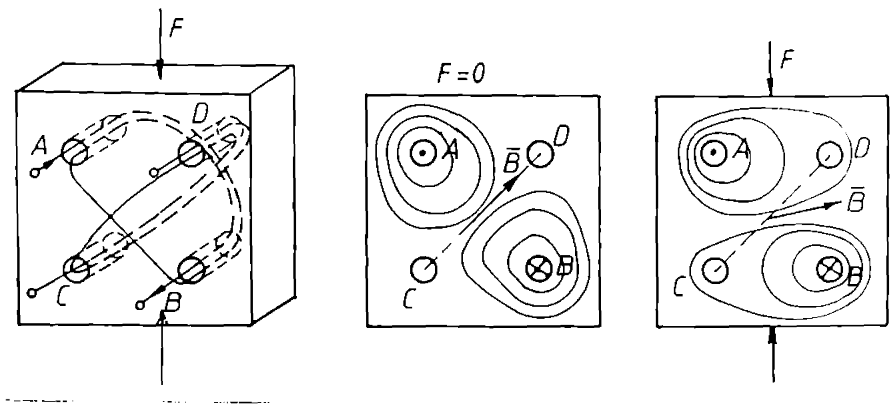


Fig. 3.5 Principiul de funcționare al traductorului cu anizotropie magnetoelastică:

a). Forma constructivă simplificată;

b). Spectrul cîmpului în absența forței aplicate;

c). Spectrul cîmpului în prezența forței.

Dacă cîmpul magnetic   este variabil în timp, în bobina de măsură se induce o tensiune electromotoare care este o măsură a forţei aplicate. Traductorul se comportă ca un transformator electric la care factorul de cuplaj este comandat de forţa aplicată F.

Sînt posibile şi alte moduri de plasare a înfăşurărilor în raport cu direcţia forţei dar cea prezentată mai sus asigură caracteristici optime [7, 122].

Dacă corpul activ (circuitul magnetic) este realizat sub forma unor porţiuni rectilinii sau curbilinii de secţiune mică, modificarea formei spectrului cîmpului magnetic este nesemnificativă. In acest caz efectul încărcării mecanice se reflectă în modificarea doar a mărimii inducţiei magnetice, nu şi în a direcţiei acesteia.

Două forme tipice de realizare a unor astfel de traductoare, numite TME, cu cîmp condus [7], sînt reprezentate în figura 3.6.

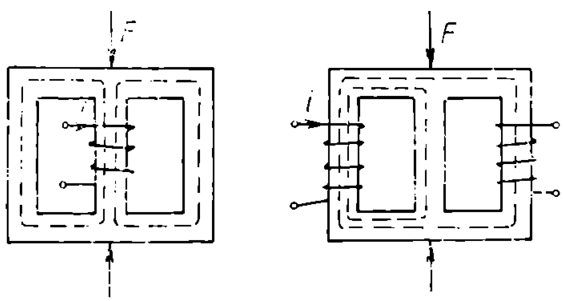


Fig. 3.6. Traductoare magnetoelastice cu cîmp condus. Efectul magnetoelastic reflectat în modificarea: a) inductivităţii proprii; b) inductivităţii mutuale.

TME cu anizotropie sînt mult mai răspîndite comparativ cu cele cu cîmp condus în principal datorită semnalului de ieşire mare pe care îl pot da aceste traductoare. TME cu anizotropie sînt numite şi TME cu cîmp liber [122] deoarece forma masivă a corpului feromagnetic nu impune restricţii severe asupra spectrului liniilor de cîmp magnetic.

3.2. Modelul de cîmp magnetic la un traductor de forță cu anizotropie magnetoelastică

3.2.1. Modele calitative

O descriere simplificată a comportării traductorului cu anizotropie magnetoelastică se poate face dacă diferitele porțiuni ale spectrului cîmpului magnetic se modelează prin reluctanțe magnetice [46]. In figura 3.7. este reprezentată forma idealizată a liniilor de cîmp magnetic iar în figura 3.8.a, circuitul electric echivalent, în care apar reductanțele magnetice ale porțiunilor notate în figura 3.7.

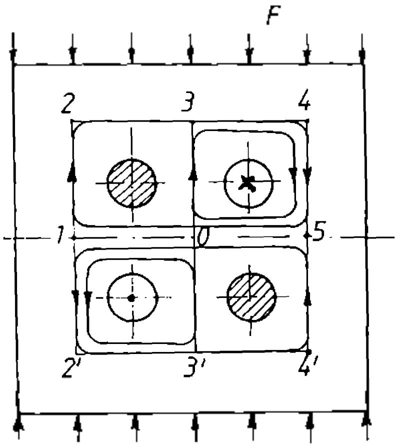


Fig. 3.7 Spectrul idealizat al cîmpului magnetic la traductorul cu anizotropie magnetoelast.

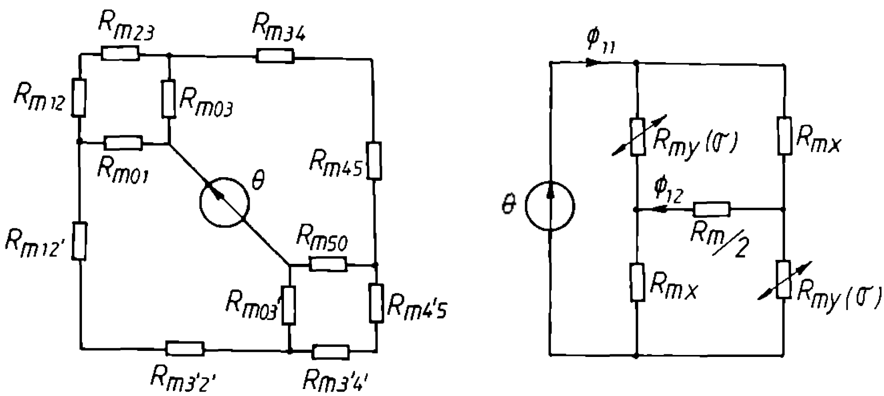
Bobina de măsură este presupusă în gol. Cu Θ s-a notat solenația $N_1 i_1$ iar cu Φ_{12} fluxul mutual al celor două înfășurări.

Ținînd cont de simetria circuitului magnetic și renotînd reluctanțele, se poate scrie:

$$R_{m12} + R_{m23} = R_{m3'4'} + R_{m4'5} = R_m \quad ,$$

$$R_{m03} = R_{m03'} = R_{my} \quad ,$$

$$R_{m01} = R_{m05} = R_{mx} \quad .$$



a) b)

Fig. 3.8 Schema echivalentă a circuitului magnetic
a) completă; b) simplificată.

Neglijînd reductanţele căilor exterioare 3-4-5, respectiv 1-2'-3', se obţine schema echivalentă din figura 3.8b. Presupunînd că numai componenta după direcţia de acţiune a forţei exterioare a tensorului $\bar{\bar{\mu}}$ depinde de valoarea acestei forţe, $\mu_y = \mu_y(\sigma)$, traductorul are o comportare analoagă unei punţi de măsură. Datorită simetriei geometrice $R_{my} = R_{mx}$ dacă $\mu_y = \mu_x$. Prin urmare, presupunînd că mediul este izotrop în absenţa solicitării mecanice, puntea este echilibrată iar $\Phi_{12} = 0$. Atunci cînd mediul devine anizotrop ca urmare a solicitării mecanice, puntea se dezechilibrează iar $\Phi_{12} \neq 0$.

Fluxul mutual Φ_{12} se poate calcula pe baza schemei din figura 3.8b. Presupunem că valoarea solenaţiei este astfel aleasă încît zona dintre găuri să fie saturată (justificarea acestei ipoteze va fi prezentată ulterior). In această situaţie se poate neglija R_m în raport cu R_{mx} şi R_{my}, obţinînd expresia simplă,

$$\Phi_{12} = \frac{\Theta}{2} \cdot \frac{R_{my} - R_{mx}}{R_{my} \cdot R_{mx}} \quad . \tag{3.13}$$

Admițînd pentru reluctanțele R_{mx} și R_{my} relațiile (cu notațiile din figura 3.9a):

$$R_{mx} = \frac{\ell}{\mu_x S'} \quad , \quad R_{my} = \frac{\ell}{\mu_y S'} \quad , \qquad (3.14)$$

relația (3.13) devine:

$$\Phi_{12} = \frac{N_1 i_1}{2} (\mu_x - \mu_y) \cdot \frac{S'}{\ell} \quad . \qquad (3.15)$$

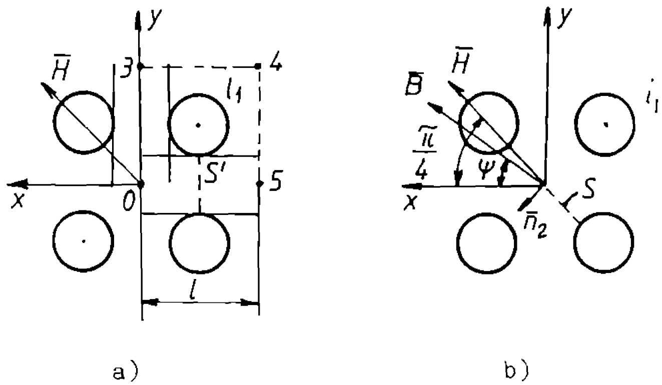


Fig. 3.9. Desen explicativ pentru calculul fluxului mutual Φ_{12}: a) S',l - secțiunea respectiv lungimea tubului de cîmp 05; b) S, $\bar{n}_2$ - suprafața respectiv normala înfășurării de măsură.

Aplicînd legea circuitului magnetic pe conturul o - 3 - 4 - 5 - o și neglijînd căderea de tensiune magnetică pe porțiunea 3 - 4 - 5 se obține, în ipoteza unui cîmp uniform, $\Theta = Hl\sqrt{2}$. Ținînd cont că $S' \cong S\cos\frac{\pi}{4}$, relația (3.14) devine

$$\Phi_{12} = \frac{S}{2} (\mu_x - \mu_y) H \quad . \qquad (3.15')$$

La aceeași relație se ajunge și prin calculul direct al fluxului Φ_{12}, în ipoteza unui cîmp uniform în zona dintre găuri (Figura 3.9b):

$$\Phi_{12} = B\,S\cos\left(\psi + \frac{\pi}{4}\right) = B\,S\,(\cos\psi - \sin\psi)\,\frac{\sqrt{2}}{2} =$$
$$= S\,(B_x - B_y)\,\frac{\sqrt{2}}{2} = S\,(\mu_x H_x - \mu_y H_y)\,\frac{\sqrt{2}}{2} =$$
$$= S\,\left(\mu_x \cos\frac{\pi}{4} - \mu_y \sin\frac{\pi}{4}\right)H = \frac{S}{2}\,(\mu_x - \mu_y)H \tag{3.16}$$

Cu o singură excepţie notabilă ([89]), toate metodele de calcul ale acestui tip de traductor, întîlnite în literatură, sînt variante ale acestui model. Cu ajutorul relaţiei (3.15) se poate evalua calitativ modul în care cîmpul magnetic şi solicitarea mecanică influenţează forma de variaţie în timp a fluxului mutual Φ_{12} respectiv a tensiunii U_{20} de la bornele bobinei secundare (în gol). In acest scop vom presupune că materialul este descris, în prezenţa solicitării mecanice, de curbele de magnetizare după cele două direcţii de anizotropie, aproximate prin porţiuni liniare (Figura 3.10). Curba "y" corespunde direcţiei de acţiune a forţei iar curba "x", direcţiei transversale.

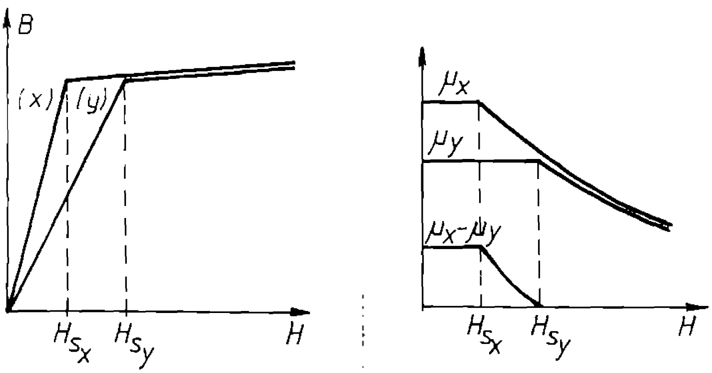


Fig. 3.10 a). Curbele de magnetizare după cele două direcţii de anizotropie;
b). Permeabilităţile magnetice, respectiv diferenţa lor, după cele două direcţii.

Dependența termenului $\mu_x - \mu_y$ de intensitatea cîmpului magnetic este reprezentată în figura 3.10b. Prin multiplicarea acestei funcții cu H se obține dependența fluxului mutual (prin unitatea de suprafață) de H, reprezentată în figura 3.11a. Pentru o altă valoare a solicitarii mecanice panta porțiunii nesaturate a curbei (y) se modifica și printr-un raționament similar se obține dependența $\Phi_{12} = \Phi_{12}(H)$ corespunzătoare. In figura 3.11.b, sînt reprezentate două situații corespunzînd unui material cu $\lambda_s > 0$ supus comprimării după direcția y.

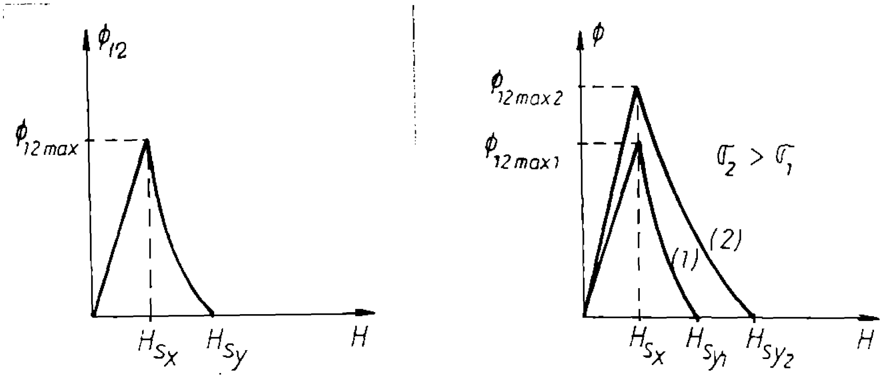


Fig. 3. 11 a) Dependența $\Phi_{12}(H)$ la o stare de solicitare mecanică dată;
b) Dependențele $\Phi_{12}(H)$ pentru două stări de solicitare diferite.

Alimentînd bobina primară de la un generator de curent constant, cu variație sinusoidală în timp, cîmpul H va avea de asemenea o variație sinusoidală, $H(t) = H_{max} \sin \omega t$. Dacă $H_{max} < H_{sx}$ (H_{sx} reprezentînd cimpul de saturație după direcția x) atunci, cu ajutorul figurii 3.11a, se observă că $\Phi_{12}(t)$ este o sinusoidă, iar $U_{20}(t) = N_2\, d(\Phi_{12})/dt$ o cosinusoidă (Figura 3.12a). Dacă $H_{max} > H_{sx}$ atunci $\Phi_{12}(t)$ devine o funcție nesinusoidală, cu două maxime identice pe o semiperioadă iar $U_{20}(t)$ are forma unor impulsuri (Figura 3.12b).

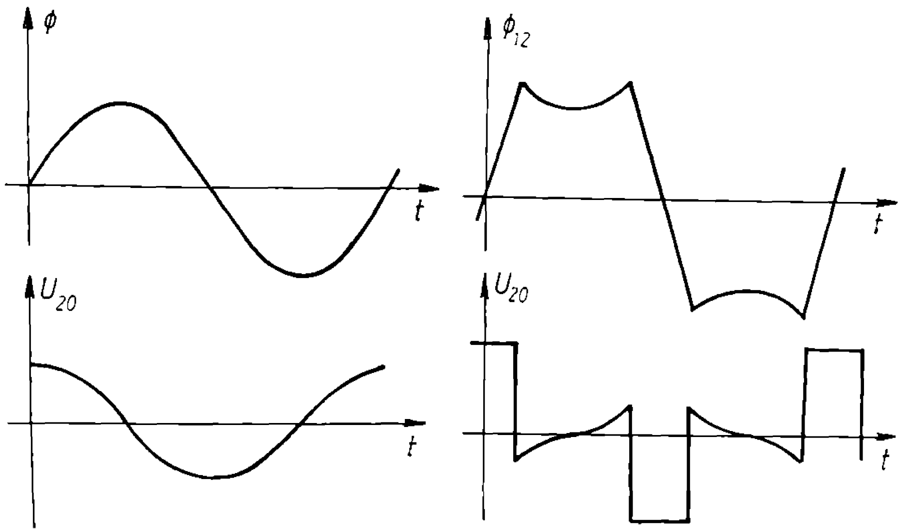


Fig. 3.12 Dependențele $\Phi_{12}(t)$ și $U_{20}(t)$ în situațiile: a) $H_{max} < H_{sx}$; b) $H_{max} > H_{sx}$.

La traductoarele cu anizotropie magnetoelastică utilizate în practică, amplitudinea curentului primar se alege astfel încît zona dintre cele patru găuri să fie saturată magnetic. In această situație procesele de magnetizare din această zonă au loc preponderent prin rotații reversibile ale vectorilor magnetizație spontană, avînd drept efect o sensibilitate magnetoelastică mărită [19] precum și un histerezis magnetic redus [7].

Din analiza prezentată rezultă că traductorul cu anizotropie magnetoelastică este în esență un dispozitiv electromecanic neliniar și anizotrop, ceea ce face ca metodele de calcul ale acestui traductor întîlnite în literatura de specialitate să nu fie satisfăcătoare. In acest context trebuie menționată lucrarea [89] , în care calculul acestui traductor este abordat în mod corect prin rezolvarea ecuației lui Poisson în potențialul magnetic vector, în ipoteza,însă, a unui mediu liniar. In lucrarea menționată se obține o soluție analitică aproximativă, sub forma unei serii de funcţii.

3.2.2. Modelul de cîmp plan-paralel considerînd mediul feromagnetic neliniar şi anizotrop

Procedeul de calcul al cîmpului magnetic, respectiv a mărimilor globale de interes, pentru un traductor cu anizotropie magnetoelastică, care va fi prezentat în continuare, se bazează pe rezolvarea ecuaţiei de tip Poisson în $\bar{A}$ prin metoda elementului finit. Mediul este considerat neliniar şi anizotrop fiind caracterizat prin curbele de magnetizare, determinate experimental, după cele două direcţii de anizotropie. Cal culul se bazează pe următoarele ipoteze:

- cîmpul magnetic în corpul traductorului este considerat plan-paralel;
- în absenţa solicitării mecanice mediul este izotrop şi fără histerezis;
- materialul feromagnetic are permeabilitatea magnetică suficient de mare pentru a putea admite că nu există linii de cîmp care să iasă din corpul traductorului;
- traductorul este solicitat de forţe (Figura 3.3a) a căror direcţie face un unghi de 45^{0} cu planul bobinei de excitaţie; forţele sînt uniform repartizate pe suprafaţele pe care acţionează;
- stare de tensiuni mecanice în corpul traductorului se consideră uniaxială şi uniformă (se neglijează perturbaţiile produse de găuri şi de prelucrarea mecanică);
- înfăşurarea primară (de alimentare) este formată dintr-un singur conductor parcurs de un curent echivalent $I = N_1 I_1$, constant în timp; înfăşurarea secundară (de măsură) este în gol;
- regimul variabil de alimentare al traductorului este considerat ca o succesiune de regimuri staţionare de c.c, obţinute prin eşantionarea funcţiei $i_1(t) = i_{1max} \sin \omega t$.

In aceste condiţii, după detaşarea unei plăci de grosime unitate din corpul traductorului, se obţine domeniul de studiu al cîmpului magnetic reprezentat în figura 3.15. Densitatea de curent pentru conductorul echivalent este $J = \frac{N_1 I_1}{S_g}$, S_g fiind aria unei găuri.

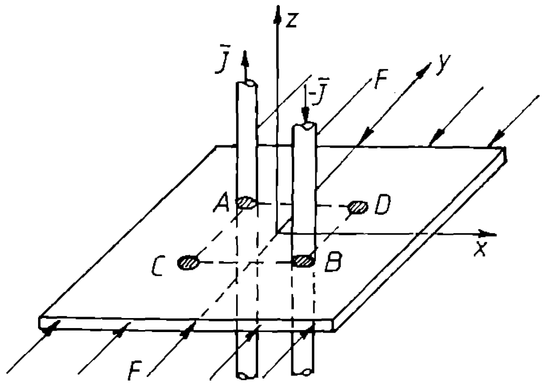


Fig. 3.13 Domeniul de studiu al cîmpului magnetic
(A,B,C,D - subdomenii cu $\mu = \mu_0$)

In ipoteza stării de tensiuni mecanice uniaxiale cu forţele exterioare după axa y, componentele tensorului $\bar{\bar{\sigma}}$ sînt [63] :

$$\sigma_x = \tau_{xy} = 0 \quad , \qquad (3.17)$$

$$\sigma_y = \sigma = \frac{F}{S} \quad , \qquad (3.18)$$

σ fiind efortul unitar, pe suprafaţa pe care acţionează forţa exterioară F iar S aria acestei suprafeţe.

Direcţiile principale şi valorile principale ale tensorului $\bar{\bar{\sigma}}$, determinate cu relaţiile (3.8) şi (3.9) sînt:

$$\theta_1 = 0 \quad , \quad \theta_2 = \frac{\pi}{2} \qquad (3.19)$$

$$\sigma_1 = 0 \quad , \quad \sigma_2 = \sigma_y = \sigma \qquad (3.20)$$

Direcţiile de anizotropie magnetoelastică coincid în acest caz cu axele de coordonate x,y. După aceste direcţii, tensorul reluctivităţii magnetice este:

$$\bar{\bar{\nu}} = \begin{bmatrix} \nu_x & 0 \\ 0 & \nu_y \end{bmatrix} \qquad (3.21)$$

în care

$$\nu_x = \nu_x(B), \tag{3.22}$$

$$\nu_y = \nu_y(B, \sigma). \tag{3.23}$$

Pornind de la ecuațiile lui Maxwell corespunzătoare regimului staționar

$$\operatorname{div} \bar{B} = 0 \iff \bar{B} = \operatorname{rot} \bar{A}, \tag{3.24}$$

$$\operatorname{rot} \bar{H} = \bar{J} \tag{3.25}$$

și de la legea de material

$$\bar{H} = \bar{\bar{\nu}}\, \bar{B}, \tag{3.26}$$

se obține ecuația pe care o satisface potențialul magnetic vector $\bar{A}$:

$$\operatorname{rot}(\bar{\bar{\nu}} \operatorname{rot} \bar{A}) = \bar{J}. \tag{3.27}$$

Ținînd cont de structura plan-paralelă a cîmpului ($\bar{J} = J\bar{k}$, $\bar{A} = A\bar{k}$) se obțin în final ecuațiile:

a)
$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_y \frac{\partial A}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_x \frac{\partial A}{\partial y}\right) = 0, \tag{3.27'}$$

pentru porțiunea feromagnetică a domeniului;

b)
$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = -\alpha \mu_0 J, \tag{3.27''}$$

pentru porțiunile neferomagnetice ale domeniului (pe subdomeniul A: $\alpha = 1$, pe B: $\alpha = -1$ iar pe C și D: $\alpha = 0$).

Formal cele două ecuații pot fi înlocuite prin ecuația

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_y \frac{\partial A}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_x \frac{\partial A}{\partial y}\right) = -\alpha J, \tag{3.28}$$

considerînd $\alpha = 0$ și pe subdomeniul feromagnetic, respectiv $\nu_x = \nu_y = (\mu_0)^{-1}$ pe subdomeniile A, B, C, D.

Ipoteza permeabilității mari a materialului permite considerarea conturului frontieră al domeniului drept linie de cîmp a vectorului $\bar{B}$. Ținînd cont că pentru cîmpul plan-paralel aceste linii sînt curbe pe care A = ct. [112], se obține condiția pe frontieră, de tip Dirichet,

$$A = 0 , \tag{3.29}$$

S-a făcut anterior precizarea că regimul de alimentare al traductorului se alege astfel încît în zona dintre găuri - - zona activă - mediul să fie la limita de saturație. Prin urmare în regiunile periferice mediul este practic nesaturat, prezentînd o permeabilitate suficient de mare pentru a accepta ipoteza menționată. O verificare a acestei ipoteze, pentru un mediu liniar, este prezentată în lucrarea [72].

Rezolvarea ecuației (3.28), cu condiția pe frontieră (3.29), se va face prin metoda elementului finit.

3.3 Stabilirea ecuațiilor modelului numeric de cîmp magnetic

Vom căuta o soluție aproximativă a ecuației (3.28), de de forma

$$A(x,y) = \sum_{j=1}^{N} A_j N_j(x,y) , \tag{3.30}$$

A_j($j=1,N$) fiind un set de N parametrii ce trebuie determinați iar $N_j(x,y)$ un set de N funcții de coordonate convenabil alese (numite și funcții de formă).

Pentru determinarea parametrilor A_j astfel încît expresia (3.30) să reprezinte o soluție aproximativă a ecuației (3.28) vom folosi metoda reziduului ponderat în formularea Galerkin [121].

Pentru condiții pe frontieră de tip Dirichlet este suficient să impunem condiția de ortogonalitate

$$\int_{\mathcal{D}} N_i \, R \, ds = 0 , \quad i = \overline{1,N} \tag{3.31}$$

pe domeniul plan $\mathcal{D}$, în care studiem cîmpul, reziduul

$$R = \frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_y \frac{\partial A}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_x \frac{\partial A}{\partial y}\right) + \alpha J . \tag{3.32}$$

In cadrul metodei elementului finit domeniul $\mathcal{D}$ se partiţionează într-o reţea de elemente finite $\mathcal{D}^e$, $\mathcal{D} = \cup\{\mathcal{D}^e \subset \mathcal{D}\}$, care satisfac anumite condiţii de regularitate [84].

Pentru a evita discontinuităţile la interfeţele dintre elementele finite, funcţiile $N_j(x,y)$ trebuie să aparţină clasei de continuitate C^1, ceea ce limitează sever forma elementelor finite şi expresiile funcţiilor $N(x,y)$. Această restricţie poate fi înlăturată dacă asupra relaţiei (3.31) se efectuează o serie de transformări. Folosind relaţiile evidente

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(N_i \nu_y \frac{\partial A}{\partial x}\right) = \nu_y \frac{\partial N_i}{\partial x}\cdot\frac{\partial A}{\partial x} + N_i \frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_y \frac{\partial A}{\partial x}\right), \quad (3.33)$$

$$\frac{\partial}{\partial y}\left(N_i \nu_x \frac{\partial A}{\partial y}\right) = \nu_x \frac{\partial N_i}{\partial y}\cdot\frac{\partial A}{\partial y} + N_i \frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_x \frac{\partial A}{\partial y}\right), \quad (3.33')$$

relaţia (3.31) devine

$$\iint_{\mathcal{D}}\left(\nu_y \frac{\partial N_i}{\partial x}\cdot\frac{\partial A}{\partial x} + \nu_x \frac{\partial N_i}{\partial y}\cdot\frac{\partial A}{\partial y}\right)dx\,dy - \iint_{\mathcal{D}} \alpha J N_i\,dx\,dy -$$

$$- \iint_{\mathcal{D}}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(N_i \nu_y \frac{\partial A}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(N_i \nu_x \frac{\partial A}{\partial y}\right)\right]dx\,dy = 0. \quad (3.34)$$

Aplicînd ultimului termen integral transformarea integrală Green [91] se obţine

$$\iint_{\mathcal{D}}\left(\nu_y \frac{\partial N_i}{\partial x}\cdot\frac{\partial A}{\partial x} + \nu_x \frac{\partial N_i}{\partial y}\cdot\frac{\partial A}{\partial y}\right)dx\,dy - \iint_{\mathcal{D}} \alpha J N_i\,dx\,dy -$$

$$- \oint_{\Gamma} N_i\left(\nu_y n_x \frac{\partial A}{\partial x} + \nu_x n_y \frac{\partial A}{\partial y}\right)dl = 0, \quad (3.35)$$

unde n_x şi n_y sînt cosinuşii directori ai normalei pe elementul de linie $\overline{dl}$ (conţinută în planul x,y) iar Γ este curba frontieră a domeniului plan $\mathcal{D}$.

Din relaţia (3.35) se observă că condiţia de continuitate la interfaţa dintre elementele finite este asigurată dacă funcţiile $N(x,y)$ sînt de clasă C^0. Această condiţie o satisface, de exemplu, o partiţionare în elemente finite triunghiulare cu funcţii $N(x,y)$ liniare pe porţiuni, avînd proprietatea

$$N_i(x_j, y_j) = \delta_{ij} \quad , \qquad (3.36)$$

indicii i şi j referindu-se la două noduri arbitrare ale reţelei de elemente finite, δ_{ij} fiind simbolul lui Kroneker. Prin urmare funcţia $N_i(x,y)$ are valoarea 1 în nodul $P_i(x_i y_i)$ şi scade liniar pe fiecare din elementele triunghiulare ce au nodul P_i comun, devenind nulă în nodurile vecine lui P_i şi în celelalte noduri ale reţelei (Figura 3.14). In aceste condiţii parametrii A_j din relaţia (3.30) reprezintă valorile potenţialului în cele N noduri ale reţelei de elemente finite.

Dacă nodul i pentru care se scrie relaţia (3.35) nu aparţine frontierei domeniului (Figura 3.15a), ultimul termen integral din (3.35) este nul, deoarece $N_i(x,y) = 0$ pentru orice punct (x,y) de pe frontiera Γ, în baza relaţiei (3.36).

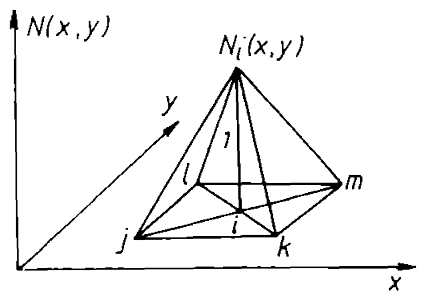


Fig. 3.14 Funcţia de formă $N_i(x,y)$

Dacă nodul i aparţine frontierei (Figura 3.15b) iar condiţiile pe frontieră specificate sînt de tip Dirichlet, atunci integrandul acestui termen nu este cunoscut.

In cazul condiţiilor pe frontieră de tip Dirichlet este suficient să scriem relaţia (3.35) numai pentru nodurile interioare, potenţialele nodurilor de pe frontieră fiind cunoscute. Tinînd cont de aceste precizări, pentru nodurile interne relaţia (3.35) devine

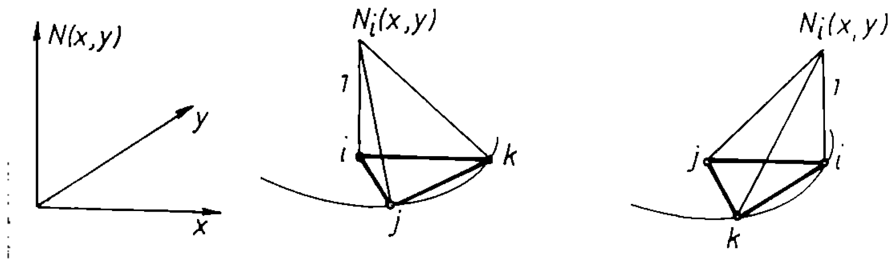


Fig. 3.15 Poziția nodului curent i ;
a) în interiorul domeniului ;
b) pe frontiera domeniului .

$$\iint_{\mathcal{D}} \left(\nu_y \frac{\partial N_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A}{\partial x} + \nu_x \frac{\partial N_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A}{\partial y} \right) dx\,dy = \iint_{\mathcal{D}} \alpha J N_i \,dx\,dy \,, \qquad (3.37)\,.$$

Inlocuind A prin expresia (3.30) și ținînd cont că $\mathcal{D} = \cup \{ \mathcal{D}^e \subset \mathcal{D} \}$, $\mathcal{D}^e$ fiind subdomeniul ocupat de un element finit, se obține

$$\sum_e \iint_{\mathcal{D}^e} \left[\sum_\lambda \left(\nu_y \frac{\partial N_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial N_\lambda}{\partial x} + \nu_x \frac{\partial N_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial N_\lambda}{\partial y} \right) A_\lambda \right] dx\,dy =$$

$$= \sum_e \iint_{\mathcal{D}^e} \alpha J N_i \,dx\,dy \,, \qquad i = \overline{1, N_{int}} \,. \qquad (3.38)$$

Datorită proprietății (3.36) suma $\sum_e$ se referă numai la elementele finite care au nodul curent i comun iar N_λ și A_λ (λ = i,j,k) se referă la nodurile unui astfel de element. Se observă că indexarea locală λ = i,j,k a nodurilor acestui element corespunde cu indexarea globală a nodurilor rețelei de elemente finite numai pentru nodul curent i.

Detalierea relațiilor (3.38) presupune precizarea formei geometrice a elementelor finite. Datorită ușurinței implementării algoritmului numeric [9], se vor alege elemente finite de formă triunghiulară iar drept parametrii A_j valorile potențialului în vîrfurile acestor triunghiuri. In această situație funcția de formă N pentru un element finit are expresia [79]

$$N_i(x,y) = \frac{1}{2S^e}\,(a_i x + b_i y + c_i) \quad , \qquad (3.39)$$

S^e fiind aria elementului finit iar a_i, b_i, c_i - coeficienți dependenți de coordonatele vîrfurilor acelui element finit:

$$a_i = x_j y_k - x_k y_j \quad , \qquad (3.40)$$

$$b_i = y_j - y_k \quad , \qquad (3.41)$$

$$c_i = x_k - x_j \qquad (3.42)$$

Celelalte două funcții de formă $N_j(x,y)$ și $N_k(x,y)$, se obțin din relațiile (3.39) ÷ (3.42) prin permutări circulare.

Inlocuind aceste expresii în relația (3.38) se obține

$$\sum_e \sum_\lambda r^e_{i\lambda} A_\lambda = \sum_e g^e_i \quad , \quad i = 1, N_{int} . \qquad (3.43)$$

în care

$$r^e_{i\lambda} = \frac{1}{4S^e}\,(\nu^e_y b_i b_\lambda + \nu^e_x c_i c_\lambda) \, , \qquad (3.44)$$

$$g^e_i = \frac{J^e S^e}{3} \; . \qquad (3.45)$$

Indicele superior "e" în aceste relații arată ca termenii respectivi se referă la un anumit element finit.

Pentru cîmpul plan-paralel componentele inducției magnetice sînt date de relațiile:

$$B_x = \frac{\partial A}{\partial y} \quad , \quad B_y = - \frac{\partial A}{\partial x} \quad . \qquad (3.46)$$

Intru-cît pe un element finit

$$A(x,y) = A_i N_i(x,y) + A_j N_j(x,y) + A_k N_k(x,y) \; , \qquad (3.47)$$

se obţin, pentru inducţia magnetică, relaţiile:

$$B_x^e = \frac{1}{2S^e}\left(c_i A_i + c_j A_j + c_k A_k\right), \qquad (3.48a)$$

$$B_y^e = \frac{1}{2S^e}\left(b_i A_i + b_j A_j + b_k A_k\right), \qquad (3.48b)$$

$$B^e = \sqrt{(B_x^e)^2 + (B_y^e)^2} \; . \qquad (3.49)$$

Se observă că B şi deci şi $\nu_x(B)$, $\nu_y(B)$ sînt constante pe un element finit.

Prin rezolvarea sistemului (3.43) se obţin valorile potenţialului magnetic în nodurile reţelei iar din relaţiile (3.48), (3.49) - inducţia magnetică pe fiecare element.

Mărimea globală care interesează în cazul traductorului cu anizotropie magnetoelastică este fluxul mutual Φ_{12} prin suprafaţa înfăşurării de măsură. Referindu-ne la figura 3.16 şi folosind o relaţie cunoscută din teoria cîmpului [112], se obţine

$$\Phi_{12} = \int_{S_{MNN'M'}} \bar{B}\, d\bar{s} = \oint_{\Gamma_{MNN'M'}} \bar{A}\cdot d\bar{l} = (A_M - A_N)\cdot g \; , \qquad (3.50)$$

în care A_M şi A_N sînt valorile potenţialului în centrele găurilor corespunzătoare bobinei de măsură iar g este grosimea traductorului.

Pentru rezolvarea prin metoda elementului finit a ecuaţiei lui Poisson (3.28), este posibilă şi o altă cale, variaţională, bazată pe faptul că această ecuaţie este ecuaţia Euler asociată funcţionalei [22, 50, 71, 88]

$$\mathcal{F} = \iint_{\mathcal{D}} \Big(\int_0^{B_x} \nu_x B_x \, dB_x + \int_0^{B_y} \nu_y B_y \, dB_y \Big) dx\,dy - \iint_{\mathcal{D}} \alpha J A \, dx\,dy \, . \quad (3.51)$$

Cu ajutorul relaţiilor (3.47), (3.48) şi a condiţiei de staţionaritate

$$\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial A_i} = 0 \quad , \quad i = \overline{1,N} \qquad (3.52)$$

se obţin, după efectuarea calculelor, relaţiile (3.43).

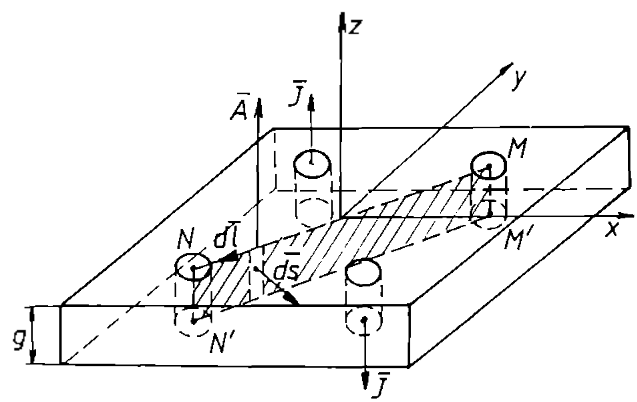


Fig. 3.16 Suprafaţa de calcul a fluxului Φ_2 .

Spre deosebire de procedeul variaţional, metoda reziduului ponderat permite abordarea unor probleme de cîmp pentru care o astfel de funcţională fie că nu există , fie este greu de formulat, cum este cazul mediilor cu histerezis sau al problemelor în care variabila timp apare în mod explicit. In vederea unei extinderi ulterioare a modelului prezentat pentru a cuprinde cazurile menţionate, a fost preferat procedeul Galerkin.

3.4. Implementarea modelului numeric de cîmp pe un calculator Felix-PC

Algoritmul de calcul al cîmpului magnetic prin metoda elementului finit trebuie să realizeze calculul coeficienților ecuațiilor sistemului (3.43) și respectiv rezolvarea acestui sistem. Datorită neliniarității materialului algoritmul trebuie să conțină o procedură iterativă de tratare a acestei neliniarități.

3.4.1 Asamblarea matricii coeficienților sistemului algebric și rezolvarea acestuia

Sistemul de ecuații (3.43) se poate scrie în forma matricială

$$\left[R\right]\left\{A\right\} = \left\{G\right\} \quad , \qquad (3.53)$$

în care $\left\{A\right\} = \left\{A_1, A_2, \ldots A_N\right\}^T$ este matricea coloană a potențialelor necunoscute, $\left\{G\right\} = \left\{G_1, G_2, \ldots G_N\right\}^T$ este matricea coloană a termenilor liberi iar $\left[R\right]$ este matricea globală a sistemului, de dimensiune NxN (N fiind numărul nodurilor rețelei de elemente finite.

Calculul elementelor matricii $\left[R\right]$ se poate face explorînd rețeaua de elemente finite după noduri sau după elementele finite [79]. Primul procedeu este ușor de implementat dacă numărul de elemente finite incidente unui nod nu se modifică de la nod la nod. Dacă domeniul stidiat are o geometrie complicată, această condiție este greu de realizat. Din acest motiv pentru problema considerată s-a preferat al doilea procedeu.

Etapele calculului sînt următoarele:

- se construiește, pornind de la rețeaua de discretizare aleasă, un tablou, denumit LNODS, de dimensiune Mx3, M fiind numărul de elemente finite al rețelei ; elementul LNODS (e, λ) al tabloului din linia e și coloana λ, unde $e = 1 \ldots M$ iar $\lambda = 1,2,3$, reprezintă indexul global al nodului cu indexul local λ pe elementul finit e. În urma acestei definiții se obține o "imagine" a topologiei rețelei; astfel acest tablou stabilește o corespondență între indexarea locală a nodurilor pe fiecare element finit și indexarea globală a nodurilor obținută prin numerotarea lor în cadrul rețelei de discretizare;

- se calculează pentru fiecare element finit matricea $[r]$ de dimensiune 3x3, avînd elementele

$$r^e_{\lambda\mu} = \frac{1}{4S^e}\left(\nu^e_y b_\lambda b_\mu + \nu^e_x c_\lambda c_\mu\right), \qquad (3.54)$$

unde $\lambda, \mu = 1,2,3$, reprezintă indicii locali ai nodurilor elementului finit considerat;

- se transferă mărimile $r^e_{\lambda\mu}$ în matricea $[R]$, în linia LNODS (e,λ) și coloana LNODS (e,μ), adunîndu-se la termenii prezenți în respectiva locație.

Matricea globală $[R]$ prezintă următoarele proprietăți [64] :

- este simetrică (ca urmare a faptului că operatorul diferențial din ecuația (3.28) este autoadjunct).

- are structură de bandă (datorită proprietății (3.36) a funcțiilor de formă).

- este pozitiv - definită.

Aceste proprietăți sînt utilizate la scrierea programului de asamblare a matricii $[R]$ și a celui de rezolvare a sistemului (3.53).

Intr-un mod analog se asamblează și matricea coloană $\{G\}$. Termenii g^e_λ $(\lambda = 1,2,3)$, calculați cu relația (3.45), se adună la termenii din liniile LNODS (e,λ) ale matricii $\{G\}$.

Condițiile pe frontieră (3.29) se introduc după asamblarea matricilor $[R]$ și $\{G\}$ în modul următor:

- se atribuie valori nule elementelor g_K ale matricii $\{G\}$ situate în liniile K pentru care sînt impuse condițiile pe frontieră $A_K = 0$;

- se atribuie valori unitare termenilor diagonali r_{KK} din matricea $[R]$ care corespund nodurilor pentru care sînt impuse condițiile pe frontieră $A_K = 0$; se atribuie valori nule celorlalți termeni din liniile și coloanele determinate de termenii diagonali considerați.

După această etapă rămîne de rezolvat un sistem algebric de $N - N_f$ ecuații (N - numărul total de noduri al rețelei de discretizare, N_f- numărul nodurilor de pe frontieră pentru care A = o).Pentru rezolvarea sistemului s-a ales metoda eliminării a lui Gauss. Proprietăţile matricii [R], enumerate anterior, favorizează utilizarea acestei metode. Nu este necesară pivotarea în cadrul eliminării Gauss deoarece fiecare minor principal al matricii [R] este pozitiv definit [84]. In cadrul etapei de eliminare are loc un proces de cumulare a erorii, care este însă foarte redus, iar în etapa de substituţie inversă acest proces încetează [84]. Procedeul eliminării Gauss este astfel foarte bine condiţionat şi foarte eficient în acest caz.

Un alt avantaj al eliminării Gauss, esenţial în cazul implementării metodei elementului finit pe calculatoare de tip PC, decurge din faptul că în cursul procesului de eliminare nu este necesar ca în memoria operativă să existe întreaga matrice [R] ci doar două partiţii ale acestei matrici, fiecare de dimensiune LSB x LSB, LSB fiind lăţimea semibenzii matricii [R]. In acest fel se extind considerabil dimensiunile sistemului care poate fi rezolvat pe un anumit calculator [121].

3.4.2.Tratarea neliniarităţii materialului

Datorită neliniarităţii materialului feromagnetic reluctivitatea magnetică este dependentă de valorile cîmpului. Din acest motiv termenii matricii [R] nu pot fi calculaţi decît admiţînd valori fie pentru cîmp, după care se calculează reluctivităţile din dependenţa $\nu = \nu(B)$, fie direct pentru reluctivităţi. In ambele situaţii, după rezolvarea sistemului (3.53), valorile admise iniţial trebuiesc comparate cu cele obţinute în urma rezolvării sistemului şi în caz de neconcordanţă calculul trebuie reluat. Convergenţa şi viteza de convergenţă a acestui proces iterativ depind în mod esenţial de forma curbei de magnetizare B = B(H). Convergenţa se poate asigura prin introducerea unui factor de subrelaxare f $(0<f<1)$. In această situaţie reluctivitatea cu care se porneşte ciclul (K+1) de rezolvare a sistemului (3.53) se determină cu relaţia

$$\nu_u^{(K+1)} = \nu_u^{(K)} + f_u\left(\nu_u - \nu_u^{(K)}\right), \quad u = x, y \tag{3.55}$$

$\nu_u^{(K)}$ fiind reluctivitatea de pornire a iterației (K) iar ν_u reluctivitatea calculată pe baza curbei de magnetizare folosind valorile de cîmp obținute în urma rezolvării sistemului algebric în cadrul iterației (K).

O valoare mică a factorului de subrelaxare îmbunătățește convergența procesului dar reduce viteza de convergență, fiind necesare multe iterații și corespunzător, un timp de calcul mare.

In cazul curbelor de magnetizare cu o curbură pronunțată a cotului, caracteristică aliajelor amorfe, convergența și viteza de convergență se îmbunătățesc dacă se admite pe fiecare element finit un factor de relaxare, dependent de abaterea $\nu_u - \nu_u^{(K)}$ pe acel element finit. In acest scop în literatura de specialitate sînt propuse diferite relații, dintre care s-a ales următoarea [60] :

$$f_{\nu_u} = e^{-\alpha \lg |\nu_u - \nu_u^{(K)}|} , \qquad (3.56)$$

$\alpha > 0$ fiind un parametru ales convenabil. Dependența acestui factor de argumentul $x = |\nu - \nu^{(K)}|$ este redată în figurile 3.17 a și b, pentru diferite valori ale lui α . După cum se remarcă din figura 3.17 b, pentru $|\nu - \nu^{(K)}| < 1$, $f > 1$, deci apare o suprarelaxare.

Din acest motiv, în cursul procesului iterativ, se constată oscilatii ale mărimilor calculate atunci cînd ν calculat se apropie de valoarea lui $\nu^{(K)}$ acceptat. Aceste oscilații sînt de mică amplitudine și pot fi controlate printr-o alegere judicioasă a parametrului α . Din analiza relației (3.56) se observă că pentru valori ale lui $\alpha \leq \frac{1}{\lg e} \cong 2,3$ produsul $f_\nu \cdot |\nu - \nu^{(K)}| \leq 1$, dacă $|\nu - \nu^{(K)}| \leq 1$. Avînd în vedere că $\nu >> 1$ rezultă că influența termenului oscilant $f_\nu \cdot |\nu - \nu^{(K)}|$ în relația (3.55) este redusă.

Pentru calculul reluctivității ν este necesară modelarea curbelor $B = B(H)$ sau $\nu = \nu(B)$ determinate experimental fie prin expresii analitice fie prin polinoame de interpolare. Măsura în care modelul reproduce curba experimentală este exprimată printr-un factor de merit [115] , definit prin relația

$$K = \frac{\left| \int_{H_1}^{H_2} \left[B(H) - B_a(H) \right] dH \right|}{\left| \int_{H_1}^{H_2} B(H)dH - \frac{\left[B(H_1) + B(H_2) \right](H_2 - H_1)}{2} \right|} , \quad (3.57)$$

$B(H)$ fiind curba experimentală, $B_a(H)$ aproximanta, iar H_1, H_2 intervalul în care se efectuează aproximarea.

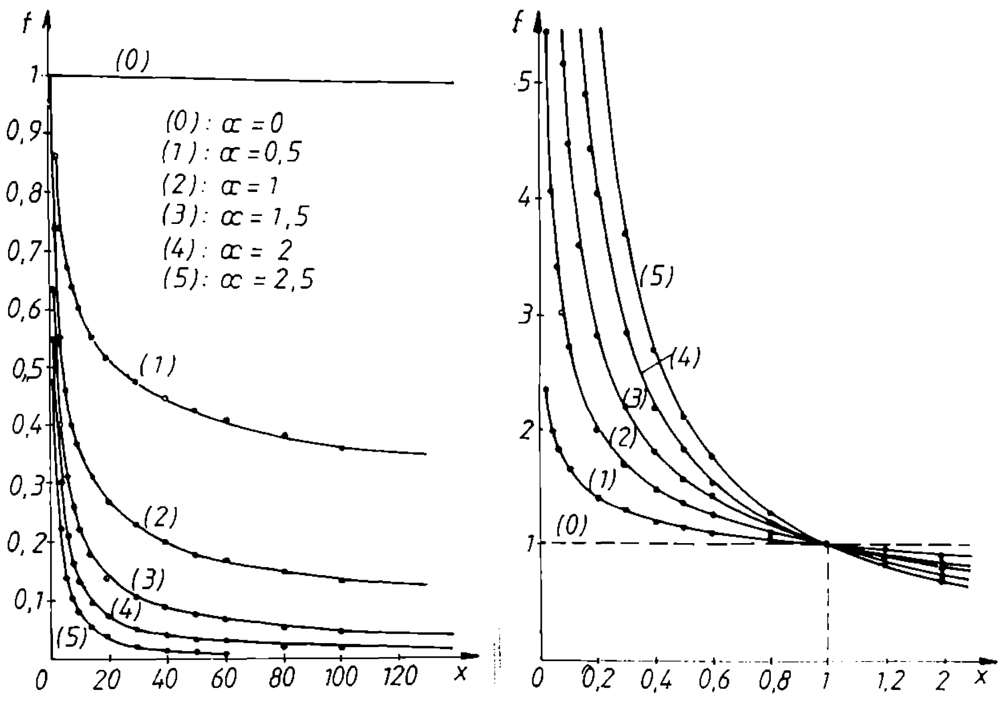


Fig. 3.17 Dependența factorului de subrelaxare f de argumentul $x = \left| \nu - \nu^{(k)} \right|$ și de parametrul α : a) cazul $x > 1$; b) cazul $x < 1$.

Modelarea prin expresii analitice este laborioasă sub aspectul determinării coeficienților care apar în aceste expresii, iar dacă relația analitică este complicată, timpul de calcul în cursul procesului iterativ este mare. Cele mai bune aproximări analitice asigură un factor de merit de cca 0,01 [115].

Aproximarea prin polinoame de interpolare are o flexibilitate mai mare decât cea analitică. Datele experimentale pot fi folosite aproape fără alte calcule suplimentare pentru generarea aproximantei. Ținînd cont de faptul că în problema considerată valorile reluctivităților trebuiesc calculate pe fiecare element finit în parte, după axele x și y, la fiecare iterație, procedura de interpolare trebuie să fie foarte rapidă. O soluție convenabilă constă în folosirea interpolării liniare pe porțiuni [115]. Curba de magnetizare se divizează în porțiuni, aproximate apoi prin segmente de dreaptă. Dacă divizarea se face într-un anumit mod, timpul de căutare al segmentului în care se face interpolarea nu depinde de numărul de segmente. Se poate face astfel o divizare oricît de fină a curbei fără a afecta timpul de calcul. Practic finețea divizării este limitată de rezoluția determinărilor experimentale sau a reprezentării grafice a curbei $B = B(H)$. Datele necesare implementării acestui procedeu se obțin în modul următor:

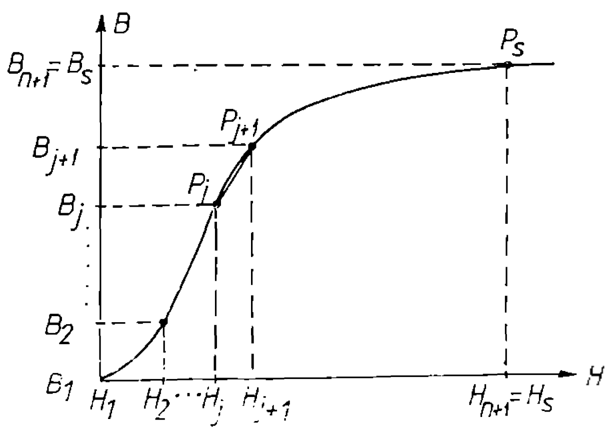


Fig. 3.18 Aproximarea curbei de magnetizare experimentală prin segmente de dreaptă.

- se stabilește pe graficul $B = B(H)$ determinat experimental punctul $P_s(H_s, B_s)$ în care materialul poate fi considerat saturat (Figura 3.18);

- intervalul $0 - B_s$ de pe axa ordonatelor se divizează în n subintervale identice, de lățime ΔB;

- se citesc și se memorează valorile B_j, H_j $(j=\overline{1,n+1})$ asociate acestei divizări.

Calculul reluctivității corespunzătoare unei valori B a cîmpului magnetic, rezultată în urma rezolvării sistemului algebric, decurge astfel:

- dacă $B \leqslant B_s$ se determină subintervalul j care-l conține pe B, cu relația

$$j = \left[\frac{B}{\Delta B} + 1{,}0 \right] , \qquad (3.58)$$

paranteza dreaptă simbolizînd funcția "partea întreagă" a expresiei din paranteză, iar apoi se calculează $\nu(B)$ cu relația de interpolare liniară

$$\nu = \frac{(B - B_j) \cdot \dfrac{H_{j+1} - H_j}{\Delta B} + H_j}{B} ; \qquad (3.59)$$

- dacă $B > B_s$, $\nu(B)$ se calculează cu relația

$$\nu = \frac{(B - B_{n+1})\nu_0 + H_{n+1}}{B} , \qquad (3.60)$$

ν_0 fiind reluctivitatea vidului.

In acest caz, al divizării uniforme a axei inducției magnetice, timpul de căutare al subintervalului în care se găsește B, nu depinde de numărul de subintervale.

Se poate accepta și o divizare neuniformă, în scopul utilizării directe a valorilor (B,H) determinate experimental, fără a mai fi necesară trasarea graficului $B(H)$. In acest caz relația (3.58) nu mai este valabilă iar determinarea subintervalului se realizează prin comparații succesive ale valorii lui B cu valorile B_j($j=1,n+1$), ceea ce mărește timpul de calcul.

Factorul de merit al acestui procedeu ajunge la valoarea 0,01 dacă $n \geqslant 20$ [115]. Timpul de calcul este mai redus decît la aproximările analitice iar necesarul de memorie ceva mai mare.

3.4.3. Ordinograma algoritmului de calcul

Datele de intrare necesare sînt:

- coordonatele nodurilor rețelei de discretizare a domeniului studiat; aceste date sînt conținute într-un fișier denumit " 2pecrd.inp ";

- tabloul de conectivitate LNODS; datele sînt conținute în fișierul " 2petpl.inp ";

- valorile densităților de curent pe elementele finite care corespund găurilor A și B (Figura 3.15); datele sînt conținute în fișierul " 2peifg.inp ";

- nodurile în care valorile potențialului vector sînt impuse prin condițiile Dirichlet, A_k = o; fișierul respectiv este " 2pefld.inp ";

- valorile (B_j, H_j) în care a fost divizată curba de magnetizare; datele se găsesc în două fișiere, corespunzătoare celor două curbe de magnetizare (după direcția x respectiv y), denumite " bhpx.tab " și " bhpy.tab ";

- valorile reluctivităților pe fiecare element, necesare pornirii primei iterații; aceste valori, ce corespund porțiunilor liniare a celor două curbe de magnetizare, sînt conținute în fișierul " 2peprm.inp ".

Ordinograma programului de calcul este prezentată în figura 3.19.

După citirea datelor necesare calculului expresiilor (3.44) și (3.45), urmează asamblarea matricilor $[R]$ și $[G]$, după procedura prezentată în paragraful 3.41. După introducerea condițiilor pe frontieră urmează rezolvarea sistemului algebric (3.53) prin metoda eliminării Gauss. Valorile obținute pentru A în nodurile rețelei de discretizare, sînt salvate în fișierul " 2pefld.out ". Se calculează apoi inducția magnetică pe fiecare element finit cu relațiile (3.48),(3.49) iar apoi, prin procedeul de interpolare liniară al curbelor de magnetizare , reluctivitățile $\nu_x(B)$ și $\nu_y(B)$ corespunzătoare. După calculul factorului de subrelaxare (cf. rel. 3.56) se calculează valorile corectate ale reluctivităților, cu relația (3.55). Aceste valori sînt salvate în fișierul"2peprm.out"

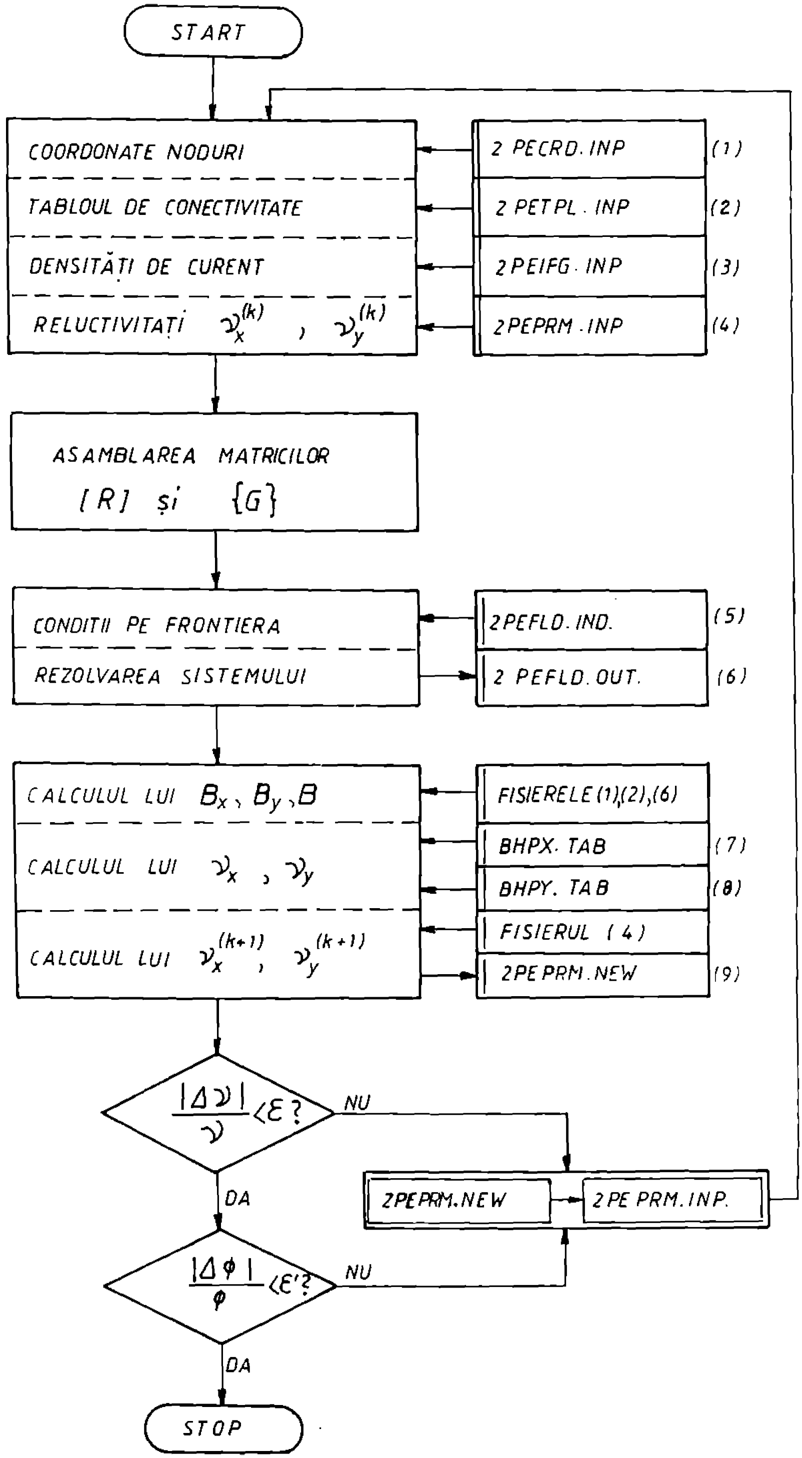


Fig.3.19. Ordinograma algoritmului de calcul

Se compară apoi aceste valori cu cele cu care s-a pornit iterația. Dacă erorile relative pe fiecare element şi direcţie sînt sub o valoare impusă ε, se calculează fluxul mutual ϕ_{12}, cu relaţia (3.50). Se compară şi această valoare cu valoarea obţinută în iteraţia precedentă. In caz că abaterea relativă este sub o valoare impusă ε', calculul se opreşte. Este necesar acest al doilea test de convergenţă deoarece s-a constatat că abateri relativ reduse în valorile reluctivităţilor determină abateri relativ mari ale fluxului mutual (datorită comportării de punte magnetică a acestui tip de traductor).

Neîndeplinirea unuia din cele două teste de convergenţă, determină reluarea calculului.

Algoritmul prezentat (scris în limbaj FORTRAN 77) a fost rulat pe un calculator FELIX-PC, cu coprocesor, memorie RAM de 640 KB şi două unităţi de disc flexibil de 5,25" dublă faţă-dublă densitate. Durata unei iteraţii, pentru o reţea de discretizare cu 205 noduri şi 376 elemente finite este de cca. 2 minute. O componentă importantă în această durată o constituie operaţiile de citire şi salvare pe discul flexibil. Prin folosirea unui hard-disc durata unei iteraţii se reduce cu cca 25%.

3.5. Utilizarea modelului numeric pentru calculul electromagnetic al unui traductor fizic

3.5.1. Calculul potenţialului magnetic A, al fluxului Φ_{12} şi a valorii medii a t.e.m. induse U_{20med}.

Modelul de calcul prezentat a fost aplicat pentru calculul cîmpului magnetic la un traductor realizat dintr-un material amorf cu compoziţia CoFeNiSiB ($\lambda_s < 0$), avînd forma şi dimensiunile reprezentate în figura 3.20. Grosimea traductorului este de 35 μm. Solicitarea mecanică a traductorului este determinată de forţe de întindere dirijate după axa y. S-a ales acest mod de solicitare întru-cît determină, pentru materialele cu $\lambda_s < 0$, un efect magnetoelastic maxim (cf. cap.1 şi 2). In plus, această solicitare este uşor de realizat experimental.

Folosind probe rectilinii, cu lungimea 200mm şi lăţimea de 1,5 mm, din acelaşi material ca şi traductorul, s-au

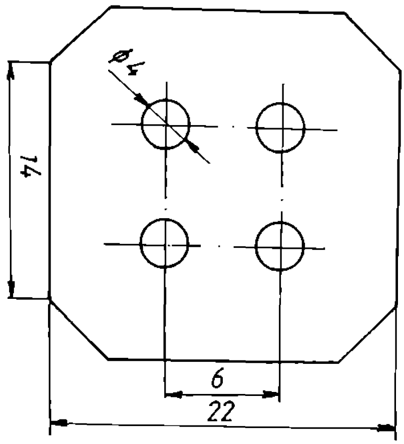


Fig 3.2o Geometria domeniului pentru care se efectuează calculul de cîmp

ridicat curbele de magnetizare, cu instalaţia reprezentată în figura 2.1 ,pentru diferite eforturi de întindere aplicate. Aceste curbe, reprezentate în figura 3.21,vor constitui baza de date pentru calculul reluctivităţilor în cadrul algoritmului de calcul.

Valorile reluctivităţilor după direcţia 0-x se calculează pe baza curbei (1), corespuhzătoare stării nesolicitate a materialului. Reluctivităţile după direcţia 0-y se vor calcula din curba (1) pentru situaţia cînd traductorul este nesolicitat, respectiv din curbele (2) ÷ (5), în situaţiile cînd placa traductorului este succesiv solicitată la întindere, în lungul axei y, de eforturile unitare σ = 25, 5o, 75, 1oo MPa.

Reţeaua de discretizare a plăcii feromagnetice, formată din 2o5 noduri şi 376 elemente finite este reprezentată în figura 3.22.

Pentru fiecare stare de solicitare mecanică a traductorului s-au efectuat mai multe serii de calcule, avînd densitatea de curent J drept parametru.

Verificarea valorilor de cîmp obţinute s-a efectuat prin calculul tensiunii magnetomotoare pe cîteva curbe închise

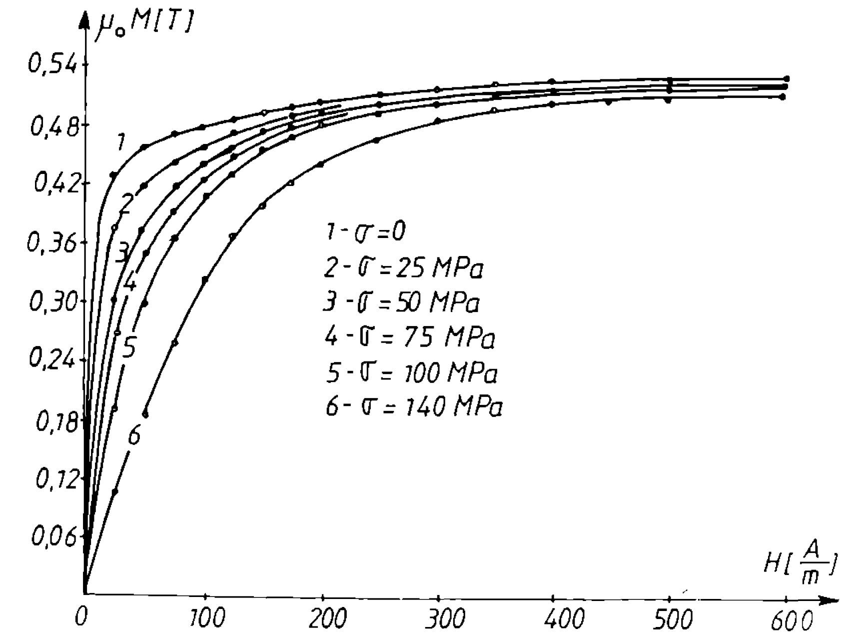


Fig. 3.21 Curbele de magnetizare ale aliajului amorf CoFeNiSiB la diferite eforturi de întindere aplicate.

constatîndu-se abateri de cca 10 - 15 % față de valorile prezise de legea circuitului magnetic. Aceste abateri sînt acceptabile avînd în vedere numărul relativ redus al nodurilor rețelei de discretizare.

Modificarea spectrului liniilor inducției magnetice (curbele de potențial magnetic constant) cu încărcarea mecanică, pentru o anumită valoare a densității de curent, este reprezentată în figura 3.23. Se observă că în zona activă a traductorului, cuprinsă între cele patru găuri, cîmpul B este practic uniform.

Cu ajutorul valorilor calculate ale potențialului magnetic A s-au determinat dependențele $\Phi_{12} = \Phi_{12}(J)$ și $M_{12} = M_{12}(J)$, M_{12} fiind inductivitatea mutuală, pentru stările de solicitare mecanică considerate. Aceste dependențe sînt reprezentate în figura 3.24, Φ_{12}^* și M_{12}^* fiind mărimi raportate la grosimea plăcii ($\Phi_{12}^* = \Phi_{12}/g$, $M_{12}^* = M_{12}/g$).

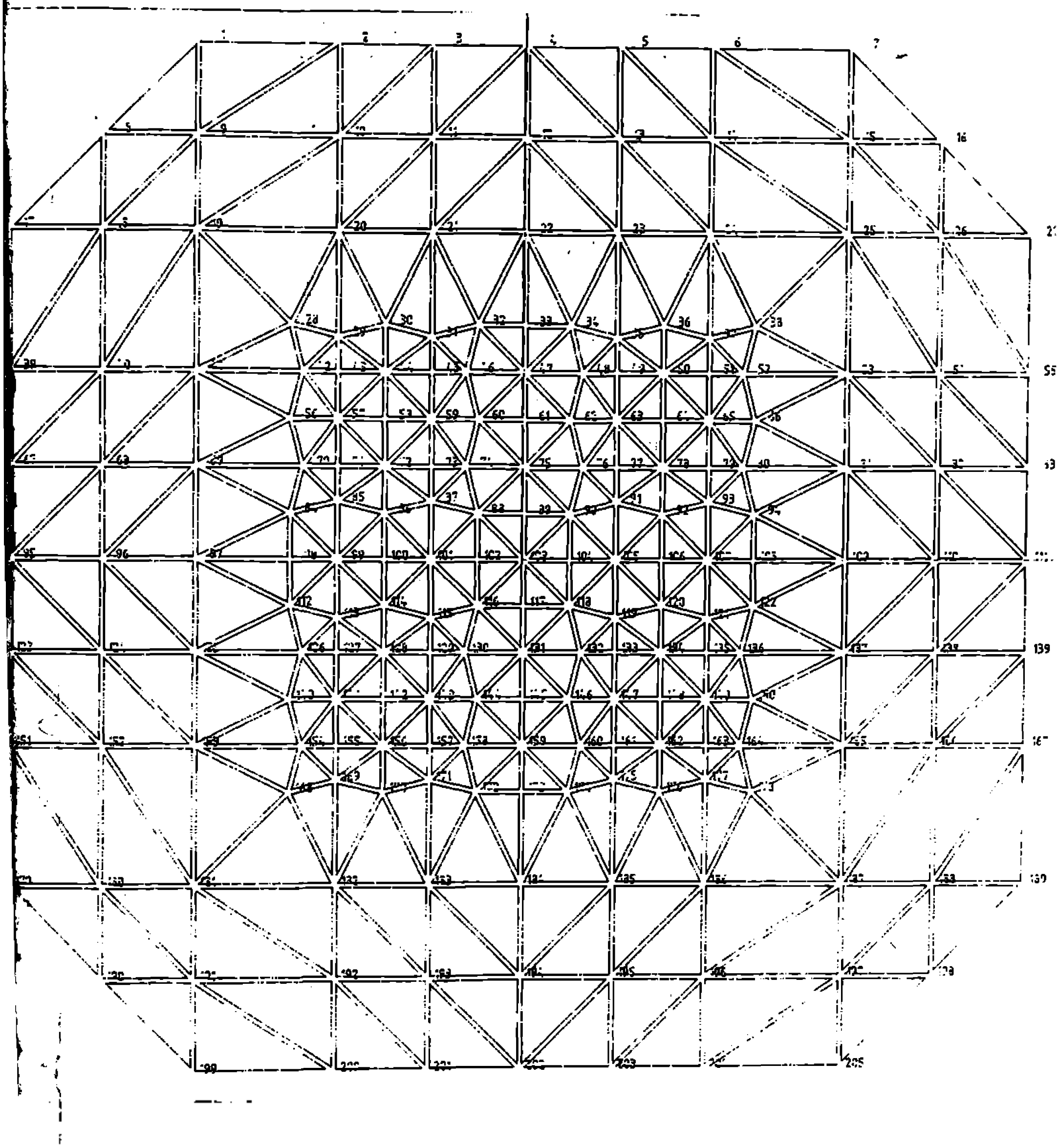
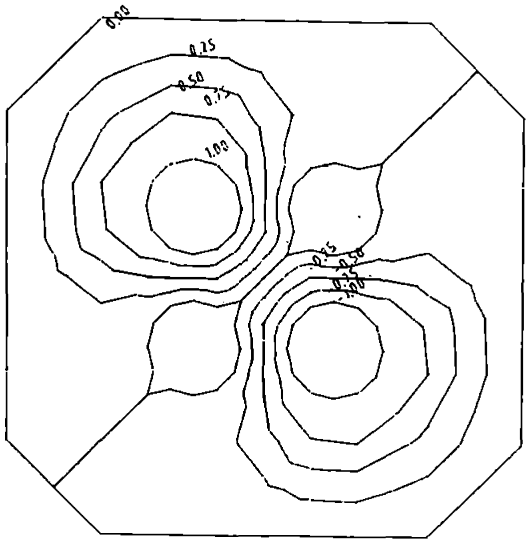
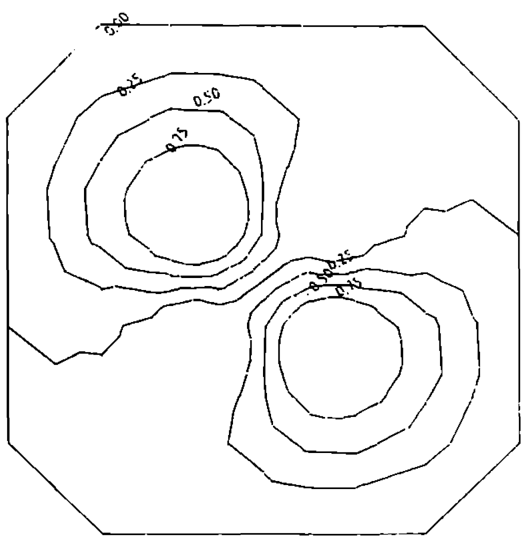


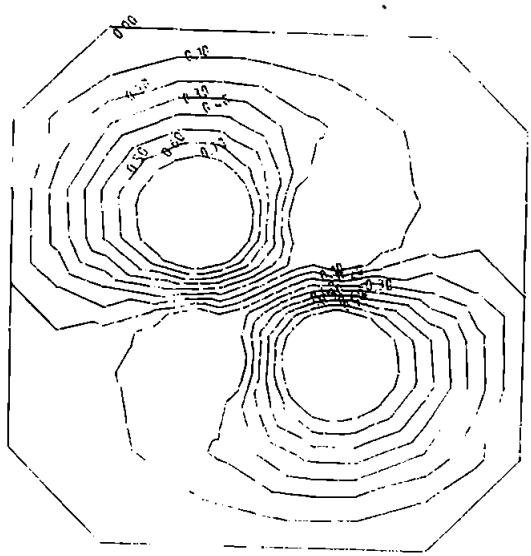
Fig.3.22. Reţeaua de discretizare a domeniului studiat.



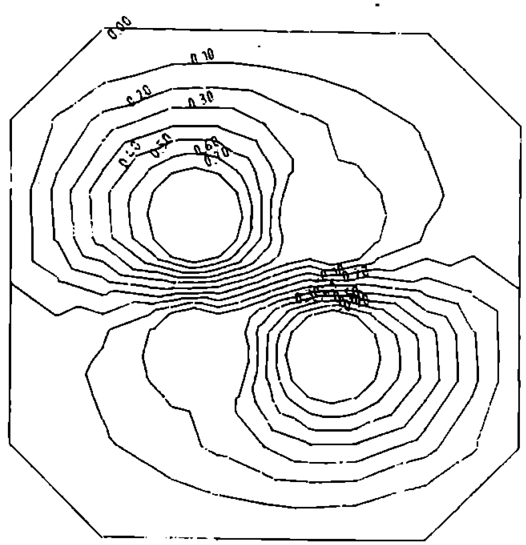
a).



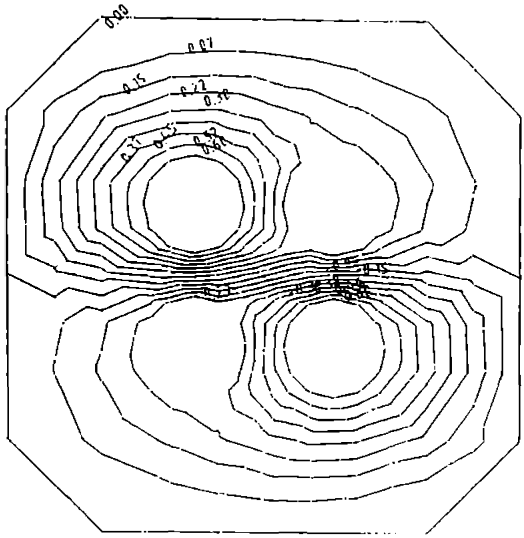
b).



c).



d).



e).

Fig. 3.23 Spectrul liniilor cîmpului $\overline{B}$, la densitatea de curent $J = 15$ mA/mm^2, pentru diferite încărcări mecanice: a) $\sigma = 0$; b) $\sigma = 25$ MPa; c) $\sigma = 50$ MPa; d) $\sigma = 75$ MPa; e) $\sigma = 100$MPa.

Comparînd dependențele $\Phi_{12}^{*}(J)$ cu cele din figura 3.11, se constată o corespondență mulțumitoare în ceea ce privește aspectele de principiu ale comportării traductorului.

Porțiunea crescătoare a curbelor $\Phi_{12}^{*}(J)$ corespunde situației cînd materialul nu este saturat după nici una din cele două direcții. Porțiunea descrescătoare corespunde situației cînd materialul este saturat după direcția o - x și se apropie de saturație după direcția o - y. O abatere față de graficele din figura 3.11 o constituie faptul că maximele curbelor nu apar la aceeași valoare a lui J. Din figura 3.24 a) se observă că sensibilitatea traductorului, $\left.\frac{\Delta \Phi_{12}}{\Delta \sigma}\right| J = ct$, este mai mare pentru valorile lui J ce corespund porțiunii descrescătoare a curbelor $\Phi_{12}(J)$. Acesta este unul din motivele pentru care regimul de excitație al traductorului se alege astfel

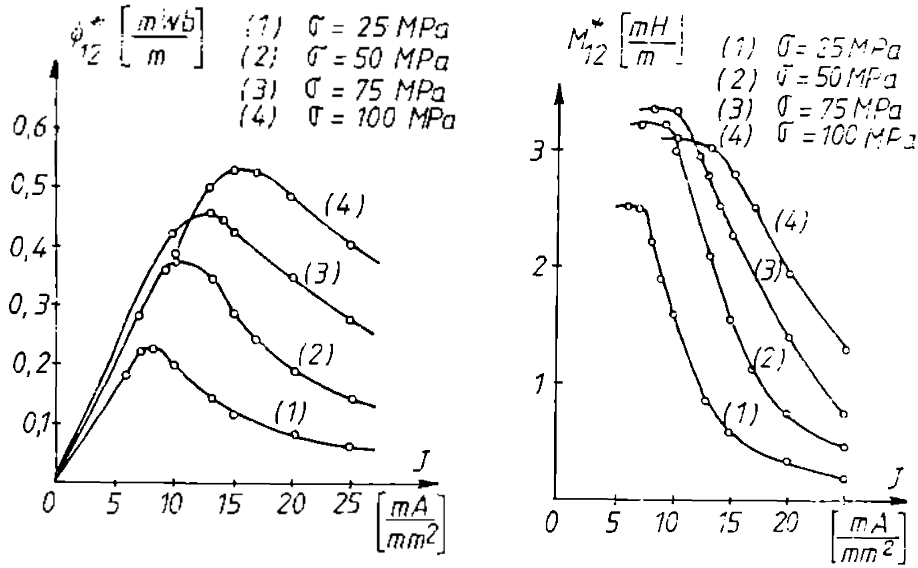


Fig. 3.24 a) - fluxul mutual, pe unitatea de grosime a plăcii, la diferite eforturi unitare;

b) - inductivitatea mutuală, pe unitatea de grosime a plăcii, la diferite eforturi unitare.

încît materialul din zona activă să fie saturat magnetic.

Mărimea ϕ_{12} nefiind măsurabilă direct, traductorul se alimentează în curent alternativ sinusoidal, măsura stării de încărcare mecanică fiind în această situație t.e.m. indusă în înfășurarea secundară.

Cazul $J = J_m \sin \omega t$, este tratat ca o succesiune de stări staționare, fiecare stare corespunzînd unei valori discrete $J(t_k)$, $k = \overline{o,n}$, n fiind numărul de subintervale în care se divide perioada T a curentului de alimentare. Acest mod de abordare nu ține cont de cîmpul magnetic produs de curenții turbionari care apar în placa feromagnetică datorită regimului variabil de alimentare. In cazul materialelor amorfe acest cîmp poate fi neglijat atît datorită faptului că rezistivitatea lor este de 2 ÷ 3 ori mai mare decît a celor cristaline, cît și datorită grosimii foarte mici a benzii amorfe (35 μm).

Traductorul analizat este utilizat în special pentru măsurarea forțelor statice sau lent variabile, ceea ce permite alegerea unei frecvențe joase pentru curentul de alimentare (50Hz), justificînd astfel ipoteza neglijării curenților turbionari.

Din curbele $\phi_{12} = \phi_{12}(J)$ din figura 3.24a se observă că pentru $J = J_m \sin\omega t$ rezultă o dependență $\phi_{12} = \phi_{12}(t)$ care se repetă la T/4 (abstracție făcînd de semn). Pentru o pereche de valori J_m și σ dată, divizînd intervalul 0-T/4 în n' subintervale, din figura 3.24a se pot calcula valorile discrete ale fluxului $(\phi_{12})_k$ corespunzînd valorilor discrete ale densităților de curent $J = J_m \sin(k\pi/2n'), K=\overline{0,n'}$.

Cu ajutorul valorilor $(\phi_{12})_k$ se poate găsi, prin interpolare, o aproximantă analitică $\tilde{\phi}_{12}(t)$ din care apoi, prin derivare, se obține o expresie analitică, aproximativă, a tensiunii secundare $\tilde{u}_{20}(t)$. Parametrii măsurabili U_{20med} (valoarea medie a tensiunii secundare) respectiv $U_{20}^{(1)}$ (armonica fundamentală a tensiunii) se obțin din această expresie prin analiză Fourier. Procedura este delicată deoarece prin derivare erorile de interpolare se accentuează.

Parametrul U_{20med}, care este ușor de măsurat practic, poate fi găsit ușor, așa cum se va arăta în continuare, direct din șirul de valori discrete $(\phi_{12})_k$.

Presupunînd pentru $\phi_{12}(t)$ forma generală de variație din figura 3.25, unde sînt marcate intervalele de monotonie ale funcției $\phi_{12}(t)$ și extremele locale $\phi_k = \phi(t_k)$, se obține:

$$U_{20med} = \frac{1}{T}\int_0^T |u_{20}(t)|\,dt = \frac{N_2}{T}\sum_K \int_{t_k}^{t_{k+1}} \left|\frac{d\phi_{12}}{dt}\right| dt =$$

$$= \frac{N_2}{T}\sum_K \int_{\phi_k}^{\phi_{k+1}} |d\phi| = \frac{2N_2}{T}(\phi_1 + \phi_3 + |\phi_4| + |\phi_6| -$$

$$- \phi_2 - |\phi_5|) =$$

$$= \frac{2N_2}{T}\left(\sum|\phi_{max}| - \sum|\phi_{min}|\right). \qquad (3.61)$$

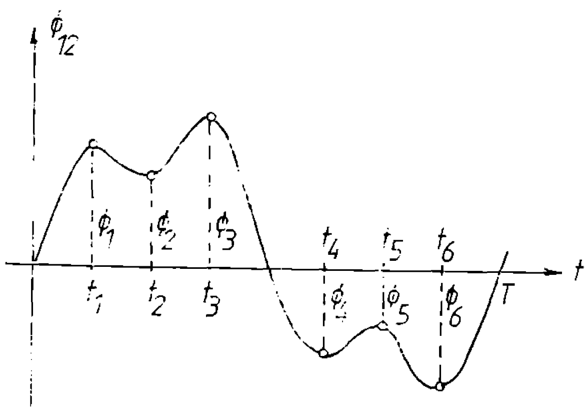


Fig.3.25 Figură explicativă pentru calculul valorii medii a tensiunii induse, $(U_{2o})_{med}$.

unde ϕ_{max}, ϕ_{min} reprezintă un maxim respectiv un minim local, iar N_2 numărul de spire al înfăşurării de măsură. Sumele se extind pe numărul total de maxime respectiv de minime locale de pe o semiperioadă.

Se poate observa cu ajutorul figurii 3.24 a, că curba de variaţie a fluxului $\phi_{12}(t)$ prezintă, pe o perioadă T, patru maxime locale egale şi două minime locale, de asemenea egale între ele:

$$\phi_1 = \phi_3 = |\phi_4| = |\phi_6| ,$$

$$\phi_2 = |\phi_5| .$$

Relaţia (3.61) devine în acest caz:

$$(U_{2o})_{med} = \frac{4N_2}{T}(2\phi_1^* - \phi_2^*)g . \qquad (3.62)$$

Valoarea ϕ_1^* corespunde maximului funcţiei $\phi_{12}^*(J)$(Fig.3.24a) iar ϕ_2^* valorii J_m considerate.

3.5.2. Verificări experimentale şi analiza erorilor

Dispozitivul experimental folosit pentru verificarea rezultatelor teoretice, este reprezentat în figura 3.26.

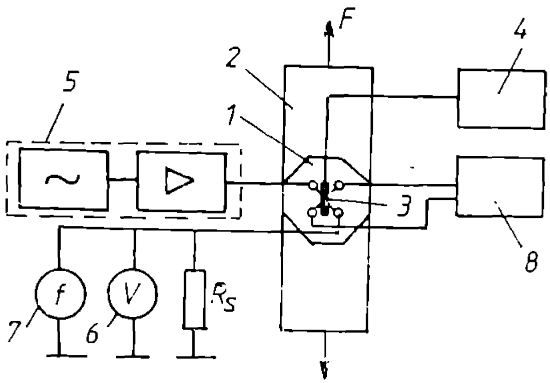


Fig. 3.26 Instalaţia experimentală pentru verificarea rezultatelor calculului numeric: 1-traductor, 2-placă suport, 3-timbru tensometric, 4- tensometru, 5-generator de curent constant, 6-voltmetru, 7-frecvenţmetru, 8-nanovoltmetru-

Traductorul (1) este lipit, cu un adeziv cianoacrilic, pe o placă (2) din oţel nemagnetic, cu dimensiunile 15o x 22 x x 3 mm, în care sînt perforate patru orificii care se corespund cu cele din traductor.

Prelucrarea mecanică a traductorului din banda amorfă necesită anumite precauţii. In primul rînd, prelucrarea nu trebuie să introducă tensiuni mecanice interne, care să perturbe cîmpul de tensiuni determinat de forţa aplicată traductorului. Din acest motiv conturul traductorului s-a prelucrat prin electroeroziune. Temperaturile locale mari care apar în acest procedeu determină modificări locale ale structurii amorfe şi deci modificări ale proprietăţilor magnetoelastice. Intru-cît zona activă a traductorului este cea dintre găuri, aceste modificări de pe frontieră nu au un efect pronunţat asupra caracteristicii de transfer a traductorului. Perforarea găurilor pentru înfăşurări s-a efectuat printr-o tehnologie de eroziune chimică, în scopul reducerii la un minim a tensiunilor interne şi a modificărilor structurale în zona activă a traductorului.

Pe placă este lipit în zona dintre găuri un timbru tensometric (3) miniatură (de fabricaţie Hottinger), conectat la un tensometru (4), tip N23o1. Infăşurarea de alimentare a traductorului, avînd N_1 = 1o spire, este alimentată de la o sursă de curent constant (5), cu amplitudine şi frecvenţă reglabile. Frecvenţa se măsoară cu frecvenţmetrul numeric (7), iar valoarea curentului cu voltmetrul numeric (6) - tip V541 - prin cădere de tensiune pe şuntul de precizie R_s. Valoarea medie a tensiunii induse de înfăşurarea de măsură (N_2 = 1oospire) se măsoară cu nanovoltmetrul (3) - tip lock-in, Unipan237.

Traductorul este alimentat cu un curent sinusoidal de frecvenţă 5o Hz şi de amplitudine $i_m = J_m S_g / N_1$ constantă, S_g fiind aria unei găuri, iar J_m densitatea de curent folosită la calculul tensiunii $(U_{2o})_{med}$.

Placa (2) este introdusă într-o maşină de încercări la tracţiune şi solicitată astfel încît efortul unitar în zona dintre plăci după direcţia de acţiune a forţei de întindere, determinat cu tensometrul (8), să corespundă valorilor pentru care s-au efectuat calculele.

Valorile pentru $(U_{2o})_{med}$ obţinute în urma calculului cu relaţia (3.62), respectiv în urma măsurătorilor cu dispozitivul descris, sînt prezentate în tabelul 3.1, pentru trei valori ale amplitudinii densităţii de curent.

Pentru valorile măsurate, luînd în considerare aparatura şi metodele folosite, se estimează erori de măsură de maxim 3%. Valorile calculate, la rîndul lor, sînt afectate de două grupe de erori: (a) erori de model, datorate ipotezelor enumerate în paragraful 3.2.2; (b) erori de discretizare, specifice metodei numerice folosite.

Este dificil de identificat, separat şi evaluat cantitativ ponderea fiecărei surse de erori în rezultatul final. O analiză calitativă relevă faptul că unele surse de erori se compensează parţial. Spre exemplu ipoteza concentrării cîmpu-

Tabelul 3.1: Valorile calculate şi măsurate ale tensiunii redresate medii de pe bobina de măsură

σ [MPa]	(U20)med [mV]								
	Jm=15 mA/mm (im=18,85 mA)			Jm=20 mA/mm (im=25,13 mA)			Jm=25 mA/mm (im=31,42 mA)		
	calc.	mas.	ε[%]	calc.	mas.	ε[%]	calc.	mas.	ε[%]
25	0,229	0,244	6,70	0,248	0,259	4,42	0,262	0,272	3,92
50	0,314	0,332	6,04	0,383	0,420	9,67	0,415	0,436	5,11
75	0,339	0,350	3,26	0,389	0,423	8,88	0,441	0,457	3,53
100	0,369	0,394	6,82	0,399	0,415	4,13	0,451	0,473	4,88

lui magnetic în placă duce la o supraevaluare a cîmpului în timp ce ipoteza repartiţiei unifprme a spirelor pe suprafaţa găurilor conduce la o subevaluare a cîmpului, faţă de situaţia reală, corespunzătoare modelului experimental de traductor.

O sursă importantă de erori o constituie ipoteza stăriiuniforme de tensiuni mecanice în traductor. Prezenţa găurilor determină o stare neuniformă de eforturi, cu atît mai accentuată cu cît raportul dintre diametrul unei găuri şi distanţa dintre găuri este mai mare [68,1o4]. Ca urmare atît valoarea eforturilor principale σ_1, σ_2 cît şi direcţiile principale (axele de anizotropie magnetoelastică) se modifică de la punct la punct.

Timbrul tensometric plasat pe traductorul experimental acoperă toată zona activă dintre găuri, măsurîndu-se astfel un efort mediu după direcţia forţei aplicate, $(\sigma_1)_{med}$. Identificarea acestei mărimi cu efortul uniform σ folosit în calculul numeric atenuează într-o oarecare masură efectul ipotezei admise în modelul teoretic.

Atît modelul teoretic cît şi precizia metodei numerice pot fi îmbunătăţite dacă se dispune de un sistem de calcul electronic puternic. O astfel de dezvoltare, care implică un efort de calcul considerabil, nu este întrutotul justificată deoarece predeterminarea precisă a parametrilor unui traductor real exclusiv prin calcul, este intrinsec limitată de o serie de factori cum ar fi dispersia proprietăţilor de material, modificarea proprietăţilor de material în urma prelucrării mecanice a traductorului, etc.

Modelul prezentat permite o evaluare cantitativă a parametrilor relevanţi ai traductorului într-o plajă de valori care nu-i conferă calităţi metrologice deosebite, permiţînd însă o apreciere corectă a evoluţiei acestor parametrii dacă se modifică geometria traductorului, materialul folosit sau condiţiile de alimentare. Modelul este util pentru efectuarea unor experimente "numerice", cu un consum redus, atît material cît şi de timp, în direcţia optimizării acestor traductoare.

C A P I T O L U L I V

APLICATII TEHNICE ALE TRADUCTOARELOR DE FORTA DE TIP MAGNETOELASTIC

4.1. Sisteme de măsurare a forțelor

Un sistem de măsurare a forțelor cuprinde, în general, captorul de forță și un bloc de prelucrare electrică sau electronică. Captorul de forță este format din traductorul propriu-zis și din mai multe elemente mecanice cu rolul de a selecta din solicitarea la care este supus doar componenta care se dorește a fi măsurată. Blocul de prelucrare procesează semnalul primar furnizat de traductor aducîndu-l la o formă accesibilă direct operatorului uman. Acest bloc de asemenea corectează caracteristica de transfer a traductorului astfel ca pe ansamblu sistemul de măsurare să satisfacă performanțele metrologice impuse. Caracteristicile tehnice pe care firmele producătoare de echipament de măsurare a forțelor le oferă, se referă la ansamblul captor-bloc de prelucrare și nu la traductorul izolat.

Performanțele cerute de la un sistem de măsurare a forțelor diferă, în funcție de destinația acestuia. Măsurarea forțelor are, în general, două destinații:

a) măsurarea forțelor în scopul determinării solicitării unui material sau al unui organ de mașină;

b) măsurarea forțelor în scopul determinării masei(greutății) unui obiect

In primul caz, sînt necesare măsurări cu precizii cuprinse între o,1% și 1o%, într-un domeniu de frecvență foarte larg. Un al doilea caz, al cîntăririlor, precizia variază între (o,1 ÷ 1)% pentru cîntăririle industriale și sub o,1% pentru cîntăririle comerciale. Cîntăririle au loc, de regulă, în regim cvasistatic.

Criteriile primare de alegere a unui anumit sistem de măsurare pentru o aplicaţie dată se referă la domeniul de măsurare (forţa nominală) şi la clasa de precizie. Referitor la captorul de forţă se au în vedere o serie de criterii secundare cum ar fi: imunitatea la influenţe parazite, domeniul de frecvenţă, dimensiunile de gabarit, cheltuielile de întreţinere, fiabilitatea, durata de viaţă, ş.a.

Evaluarea procedeelor de măsurare a forţelor şi a principiilor fizice pe care se bazează traductoarele folosite, sub aspectul aplicaţiilor lor tehnice, este dependentă de momentul la care se face această evaluare, datorită ritmului foarte rapid de dezvoltare a acestor procedee.

In momentul de faţă, în domeniul de măsură 1 kN ÷ 1 MN, care este cel mai uzual, s-au impus următoarele tipuri de traductoare:

a) timbre rezistive - datorită preciziei de măsurare ridicată;
b) traductoare magnetoelastice - datorită robusteţii;
c) traductoare piezoelectrice - datorită frecvenţei de lucru ridicată.

Aceste tipuri de traductoare sînt în continuă dezvoltare, îndeosebi privind precizia şi robusteţea.

O comparaţie între principalele caracteristici tehnice ale traductoarelor magnetoelastice şi tensorezistive este prezentată în Tabelul 4.1.

Sistemele de măsurare cu traductor magnetoelastic s-au impus în aplicaţiile în care condiţiile de mediu sînt ostile, dimensiunile de gabarit nu sînt prohibitive, fiabilitatea cerută este mare iar regimul de funcţionare este cvasistatic. Din aceste motive principalele aplicaţii sînt în industria siderurgică şi în transporturi [2,7,21,36,44,46,57,69,9o,1oo,122]. Fiind un traductor de deformaţii, traductorul magnetoelastic poate fi folosit, cu ajutorul elementelor mecanice auxiliare adecvat alese, la măsurarea unei game largi de eforturi-forţe de întindere/comprimare, cupluri etc.

4.2. Sistem de cîntărire a oalei unui cuptor de inducţie folosind traductoare magnetoelastice

In cadrul unor contracte de colaborare [51,52] între I.P.T.V.Timişoara şi I.C.M.Reşiţa s-a realizat un sistem de cîntărire a şarjei unui cuptor de inducţie de 12,5 tone, Tabelul 4.1 Principalele caracteristici ale traductoarelor de forta de tip tensorezistiv respectiv magnetoelastic

	Traductoare cu timbre rezistive		Traductoare magnetoelastice	
	metalice	semiconductoare	cu cîmp condus	cu anizotropie
Forta nominala	0,1kN-50MN		1kN-5MN	0,3kN-50MN
Frecventa minima, maxima, a fortei aplicate	0 100-5000Hz		0 5-50Hz *	0 5-50Hz *
Efectul de masura [%]	≈0,1-0,2	≈5-10	≈20-50	≈10-20
Tens.de iesire	≈ 1mV	≈ 100mV	≈ 10mV	≈100-1000mV
Eroarea de lin.[%]	0,01-0,1	0,1-0,3	1-5	0,05-0,5
Clasa de precizie,în intervalul -10...+40°C	0,025-0,06	0,1-0,25	1-2,5	0,1-0,6

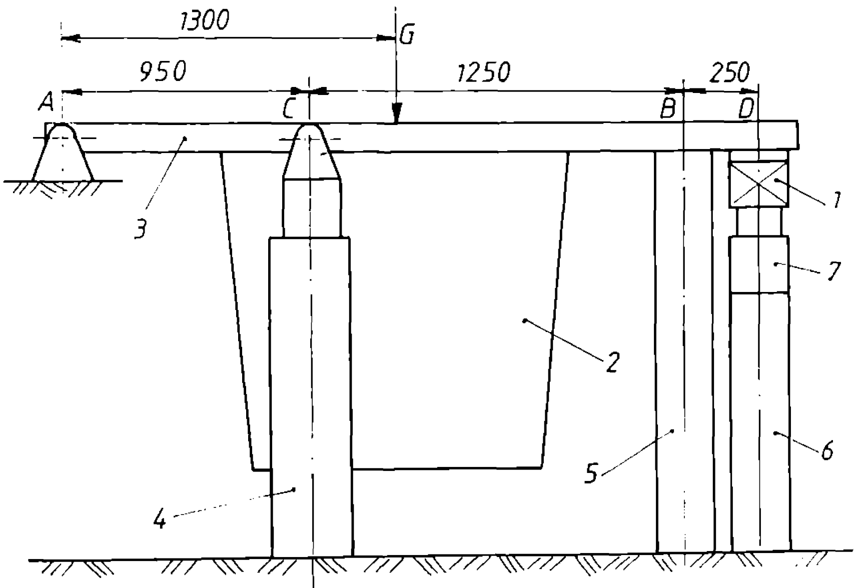
pentru elaborarea oţelului, folosind captoare de forţă dotate cu traductoare cu anizotropie magnetoelastică. Cîntărirea este necesară pentru dozarea corectă a compoziţiei aliajului elaborat.

Motivele pentru care s-a ales un traductor magnetoelastic sînt următoarele:

- semnalul de ieşire al traductorului este mare iar impedanţa de ieşire este mică, ceea ce asigură o bună imunitate la perturbaţii, distanţa de la traductor la blocul de măsurare fiind relativ mare (cca.5om);

- sensibilitatea la praf, umiditate, suprasarcini este redusă la acest tip de traductor;
- costul materialelor şi al tehnologiei de realizare este redus; nu sînt necesare importuri;
- electronica de prelucrare este relativ simplă, nenecesitînd componente de import.

Intrucît instalaţia în care se face cîntărirea este deja realizată şi deci asupra ei nu se pot face decît modificări minore, s-a ales o variantă cu două captoare de forţă, plasate ca în Figura 4.1.



a)

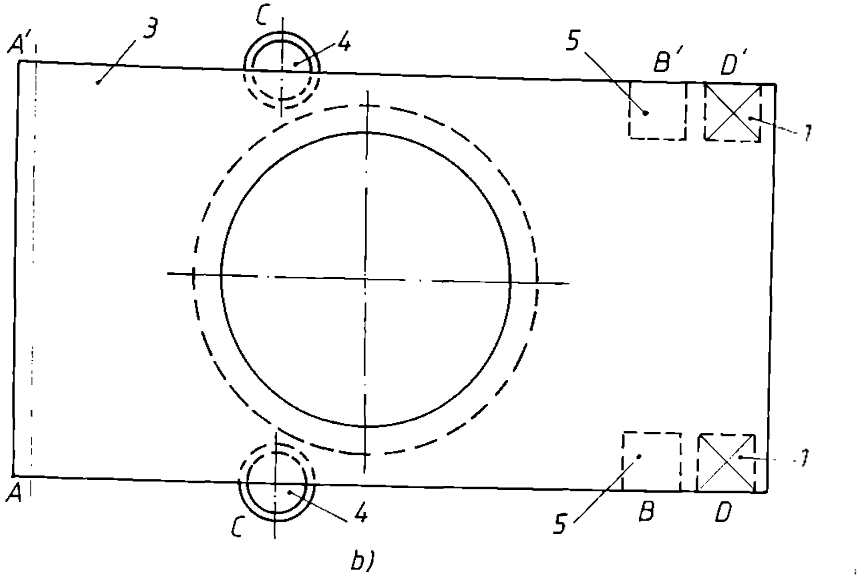


Fig.4.1. Schița cuptorului de inducție și modul de plasare al captoarelor de forță:
1 - captoarele de forță; 2 - oala cuptorului
3 - platformă basculabilă; 4 - cilindrii hidraulici pentru bascularea platformei; 5,6 - stîlpi de sprijin; 7 - cilindrii hidraulici pentru măsurare.

Pentru efectuarea cîntăririi conținutului oalei 2 a cuptorului, se acționează cilindrii hidraulici 7 astfel încît platforma 3 de care este fixată oala se desprinde de stîlpii de susținere 5,6, sprijinindu-se doar pe cele două captoare 1 și pe axul A. In această situație pe fiecare captor revine o greutate de 10,64tf cînd oala este goală, respectiv 14,75tf cînd este plină (greutatea proprie a cuptorului și a platformei fiind 32,6tf). Domeniul de măsură pentru un captor este deci $0 \div 15$tf ($0 \div 150$kN).

Traductorul propriu-zis este realizat din tole de FeSi laminat la rece, ștanțate în forma din Fig.4.2.

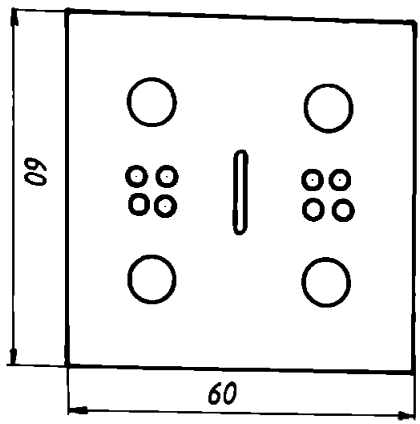


Fig.4.2. Geometria tolei traductorului magnetoelastic

Din aceste tole se realizează, prin lipire cu o rășină epoxidică, un pachet de grosime 4o mm, astfel încît pe suprafețele pe care se aplică forța, efortul unitar să nu depășească loo MPa, valoare la care materialul nu se saturează magnetoelastic. Tola este formată din două secțiuni identice, care mecanic lucrează în paralel, pentru a reduce grosimea pachetului, astfel încît pachetul să aibă o formă, în secțiune transversală, relativ pătrată.

După realizarea pachetului, în fiecare secțiune se bobinează N_1 = lo spire pentru înfășurarea de alimentare, respectiv N_2 = 2o spire pentru înfășurarea de măsură. Înfășurările de alimentare respectiv măsură ale celor două secțiuni sînt legate în serie.

Captorul de forță, conținînd pe lîngă traductorul propriu-zis, elementele de preluare și selectare a forței, este reprezentat în Figura 4.3.

Blocul de prelucrare este reprezentat, schematic, în Figura 4.4. Înfășurările primare ale celor două traductoare sînt alimentate de la o sursă de curent constant, de 2 A/8o Hz, formată din oscilatorul lo și amplificatorul de putere 11. Amplitudinea curentului este menținută constantă prin comparare cu o valoare de referință reglată corespunzător.

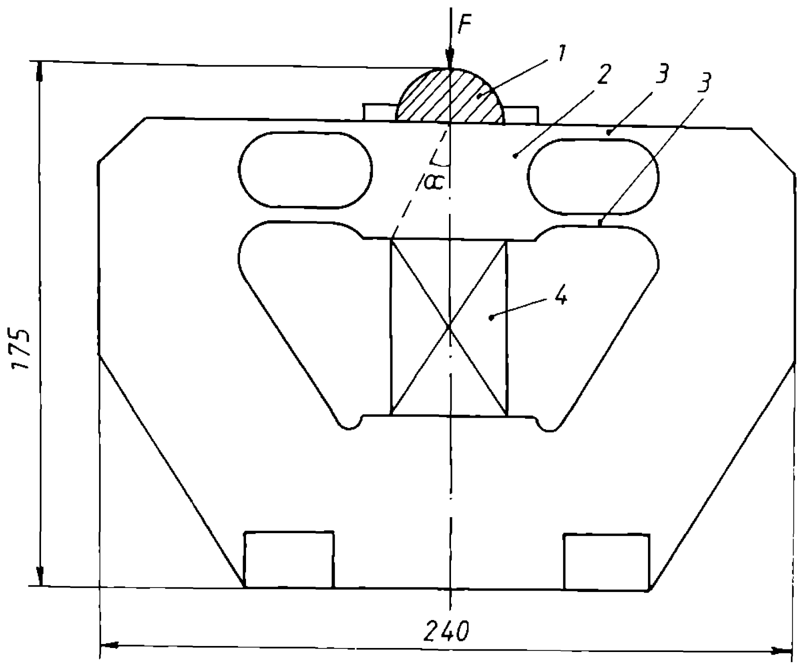


Fig.4.3. Captorul de forţă: 1 - elementul de preluare a forţei; 2 - distribuitorul; 3 - selectorul 4 - traductorul propriu-zis.

Tensiunea din înfăşurările de măsură este aplicată, printr-un transformator ridicător de tensiune, unui divizor de tensiune cu raport de divizare dependent de nivelul semnalului aplicat, realizat printr-o combinaţie de diode Zener şi rezistoare. Acest divizor compensează caracteristica convexă a traductorului realizînd astfel liniarizarea caracteristicii de transfer. Tensiunea de zero a traductorului şi tensiunea rezultată datorită greutăţii proprii a captorului este compensată în cadrul blocurilor de amplificare.

Sistemul de măsurare realizat a fost testat în cadrul Laboratorului de Rezistenţa Materialelor al Facultăţii de Mecanică din I.P.T.V.Timişoara, folosind prese de încărcare omolo-

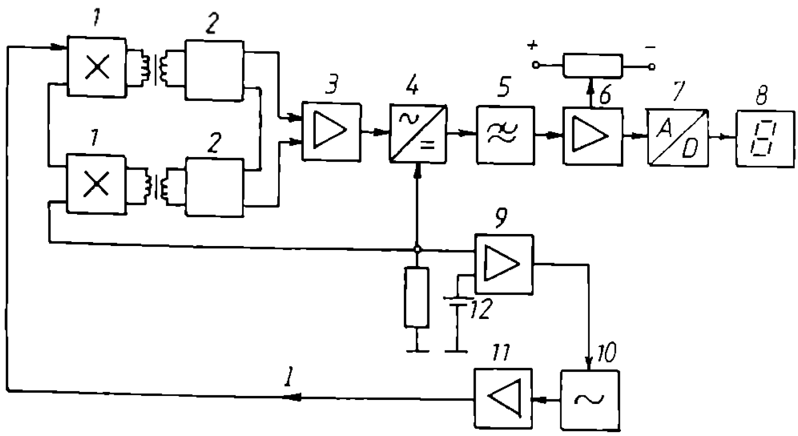


Fig.4.4 Blocul de prelucrare: 1 - traductoare; 2 - circuite de liniarizare; 3,6 - amplificatoare; 4 - redresor sensibil la fază; 5 - filtru trece-jos; 7 - convertor A/D; 8 - afişare cu şapte segmente; 9,10,11,12 - sursa de curent constant;

gate metrologic. Captoarele au fost supuse la cinci cicluri succesive de încărcare-descărcare. Rezultatele măsurătorilor sînt prezentate în Tabelul 4.2.

Folosind media citirilor încărcare-descărcare din ultimul ciclu, s-a determinat dreapta de regresie, obţinîndu-se expresia

$$U_r = 0{,}112\,\sigma + 0{,}0047 \tag{4.1}$$

Cu ajutorul acestei ecuaţii s-au calculat erorile de liniaritate şi de histerezis [7] :

$$\varepsilon_\ell = \left| \frac{U_r(\sigma) - U(\sigma)}{U_r(\sigma_{max}) - U_r(0)} \right| , \tag{4.2}$$

$$\varepsilon_h = \left| \frac{U(\sigma)_{\text{încărcare}} - U(\sigma)_{\text{descărcare}}}{U_r(\sigma_{max}) - U_r(0)} \right| \tag{4.3}$$

Rezultatele sînt sintetizate în Tabelul 4.3.

Tabelul 4.2 Caracteristica de transfer a celor doua traductoare inseriate.

σ [MPa]	Uies [V]				
	1	2	3	4	5
0,0	0,057 0,059	0,055 0,057	0,051 0,055	0,053 0,051	0,054 0,058
6,204	0,676 0,661	0,675 0,665	0,676 0,547	0,674 0,660	0,675 0,664
12,404	1,329 1,330	1,327 1,339	1,327 1,340	1,325 1,339	1,328 1,336
18,730	2,035 2,046	2,035 2,051	2,030 2,054	2,028 2,054	2,029 2,052
24,970	2,773 2,778	2,762 2,782	2,755 2,789	2,759 2,791	2,758 2,784
31,175	3,482 3,504	3,486 3,530	3,489 3,514	3,486 3,512	3,483 3,507
37,383	4,191 4,222	4,195 4,223	4,193 4,227	4,193 4,230	4,194 4,226
43,426	4,888 4,917	4,897 4,925	4,896 4,926	4,893 4,928	4, 893 4,926
49,615	5,572 5,597	5,573 5,598	5,583 5,599	5,580 5,600	5,580 5,598
55,799	6,243 6,254	6,251 6,252	6,252 6,248	6,243 6,253	6,246 6,250
62,004	6,893 6,893	6,902 6,902	6,930 6,903	6,899 6,898	6,897 6,897

Se observă că eroarea maximă de liniaritate este o,89% iar cea de histerezis, o,57. Prin urmare eroarea maximă totală probabilă este

$$\varepsilon = \sqrt{(\varepsilon_{\ell})^2_{max} + (\varepsilon_h)^2_{max}} = 1{,}o5\ \% \quad ,$$

ceea ce satisface cerinţele de precizie ale aplicaţiei considerate.

Tabelul 4.3 Erorile de masura pentru cele doua traductoare inseriate

σ[MPa]	U[V]	Ur[V]	εl[%]	εh[%]
0,0	0,056	0,0047	0,73	0,06
6,204	0,669	0,699	0,43	0,16
12,404	1,332	1,394	0,89	0,11
18,730	2,040	2,102	0,89	0,33
24,970	2,771	2,801	0,43	0,37
31,175	3,495	3,496	0,01	0,34
37,383	4,210	4,191	0,27	0,46
43,426	4,910	4,868	0,60	0,47
49,615	5,589	5,561	0,40	0,26
55,799	6,248	6,254	0,08	0,57
62,004	6,897	6,949	0,74	0,0

4.3. Traductoare de forță realizate din aliaje amorfe

Caracteristicile fizice ale aliajelor amorfe, analizate pe larg în Cap.II, sugerează folosirea avantajoasă a acestora la măsurarea forțelor în regim dinamic. Curenții turbionari în benzile amorfe au valori reduse atît datorită grosimii foarte mici a benzii, cît și datorită rezistivității mari a aliajului amorf. Postefectul magnetic, care se face simțit la frecvențe mari, este redus în comparație cu aliajele cristaline, datorită absenței anizotropiei magnetocristaline, momentele magnetice avînd astfel o mai mare mobilitate de rotație.

Liniaritatea caracteristicii de transfer a unui traductor realizat din aliaje amorfe poate fi apreciată analizînd variația susceptibilității magnetice datorită efortului aplicat (rel.1.115),

$$\Delta\chi_m = \chi_m^{(\sigma)} - \chi_m^{(0)} = \frac{\mu_0 M_s^2}{2K_u} \cdot \frac{\sigma}{\frac{2K_u}{3\lambda_s} - \sigma} \quad , \quad \sigma < \frac{2K_u}{3\lambda_s}$$

respectiv sensibilitatea magnetoelastică corespunzătoare

$$S(\sigma)=\frac{d(\Delta\chi_m)}{d\sigma}=\frac{\mu_0 M_s^2}{2K_u}\cdot\frac{\frac{2K_u}{3\lambda_s}}{\left(\frac{2K_u}{3\lambda_s}-\sigma\right)^2} \quad . \qquad (4.4)$$

O bună linieritate, deci o sensibilitate magnetoelastică cît mai constantă, se obține dacă $2K_u/3\lambda_s \gg \sigma$. Această condiție determină totodată reducerea valorii sensibilității magnetoelastice. La un material puternic magnetostrictiv (λ_s mare), mărirea raportului $\frac{K_u}{\lambda_s}$ se realizează mărind K_u prin tratamente termomagnetice intensive. In urma tratamentului însă, materialul devine friabil, crescînd astfel dificultățile de prelucrare mecanică ulterioară a acestuia. Raportul $\frac{K_u}{\lambda_s}$ poate fi însă mărit alegînd un material slab magnetostrictiv (λ_s mic), pentru care tratamentul termomagnetic se face mai ușor și sub pragul de fiabilitate al materialului.

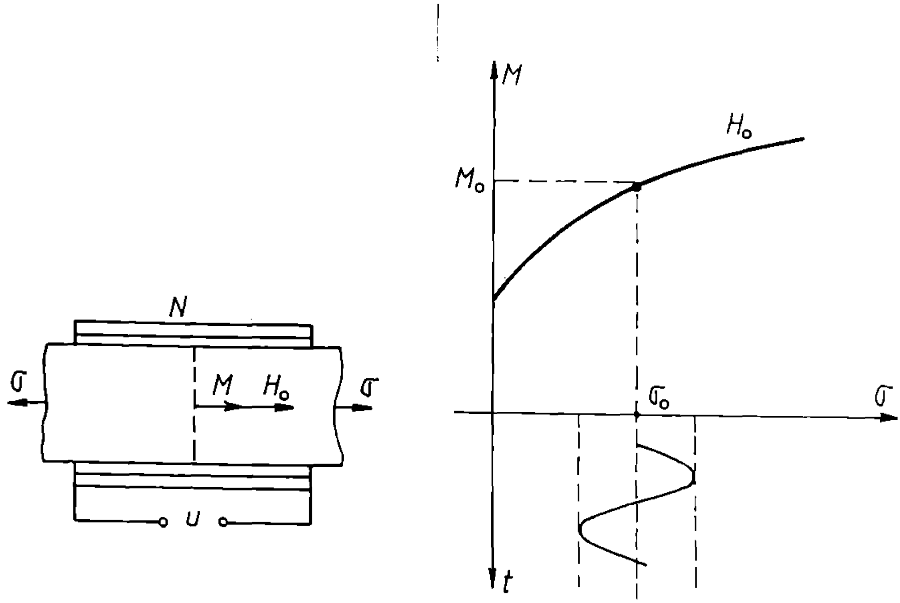
In literatura de specialitate [80,96,97,98] sînt prezentate o serie de traductoare de forță și de cuplu realizate din benzi amorfe, dar nu se poate vorbi încă despre o răspîndire la scară industrială a acestora. Se conturează însă tendința de a utiliza aceste materiale pentru aplicațiile specializate, în care proprietățile specifice aliajelor amorfe să fie exploatate în mod avantajos.

Un astfel de domeniu îl constituie măsurarea vibrațiilor și șocurilor cu traductoare ușor plasabile pe obiectul măsurat.

La un traductor magnetoelastic destinat acestui scop, banda amorfă este premagnetizată cu un cîmp constant H_o iar variațiile magnetizației, datorate efortului variabil aplicat, sînt sesizate prin tensiunea indusă într-o bobină (Fig.4.5.a) Pentru a sesiza ambele alternanțe ale forței variabile, banda este pretensionată mecanic cu un efort σ_o.

In acest mod efortul variabil explorează caracteristica magnetoelastică a benzii atît la eforturi de întindere cît și de comprimare (Fig.4.5.b).

Dacă efortul total din bandă, $\sigma=\sigma_o+\sigma_a(t)$, are mici variații $\sigma_a(t)$ în jurul valorii σ_o, după dezvoltarea în serie Taylor a funcției $M = M(H_o,\sigma)$ și după neglijarea termenilor de ordin mai mare decît 1, se obține:



a) b)

Fig.4.5. Principiul de măsurare al forţelor în
regim dinamic
a) schiţa traductorului;
b) caracteristica magnetoelastică

$$M = M_o + \left(\frac{\partial M}{\partial \sigma}\right)_o \cdot \sigma_a(t) \qquad (4.5)$$

Neglijînd cîmpul demagnetizant din bandă, fluxul magnetic prin secţiunea transversală a bobinei de măsură este

$$\Phi = \mu_o H_o S + \mu_o M S_p = \mu_o H_o S + \mu_o M_o S_p + \mu_o \left(\frac{\partial M}{\partial \sigma}\right)_o S_p \sigma_a(t),$$

iar tensiunea indusă în bobină

$$u_e = - N \frac{d\Phi}{dt} = - \mu_o \left(\frac{\partial M}{\partial \sigma}\right)_o N S_p \frac{d\sigma_a}{dt} \qquad (4.6)$$

In aceste relaţii S reprezintă aria transversală a bobinei iar S_p aria transversală a benzii.

Se observă că tensiunea indusă este proporţională cu viteza de variaţie a efortului aplicat, ceea ce este un avantaj atunci cînd traductorul este folosit pentru detectarea şocurilor.

Un studiu experimental al comportării benzii amorfe în regim de solicitare dinamică s-a efectuat, în cadrul tezei, cu ajutorul instalaţiei din Fig.4.6.

Banda amorfă BA este premagnetizată în curent continuu de către bobina BC şi este solicitată mecanic cu ajutorul unui vibrator electrodinamic VED, excitat cu un curent sinusoidal.

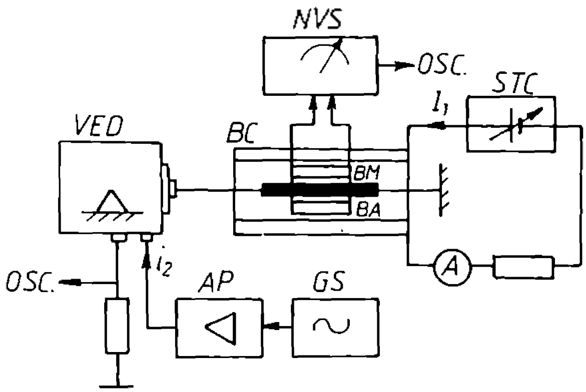


Fig.4.6 Schema instalaţiei pentru studiul comportării benzilor amorfe în regim dinamic:
BA - banda amorfă; BC - Bobina de premagnetizare ; VED - vibrator electrodinamic;
BM - bobina de măsură; NVS - nanovoltmetru selectiv

Semnalul cules de la bobina de măsură BM este măsurat cu un voltmetru NVS. Pe un osciloscop s-a verificat forma sinusoidală a tensiunii induse.

Rezultatele obţinute, pentru o bandă amorfă Fe-P, netratată termic, cu dimensiunile 1oo mm x 6 mm x 25 μm, sînt prezentate în Fig.4.7.

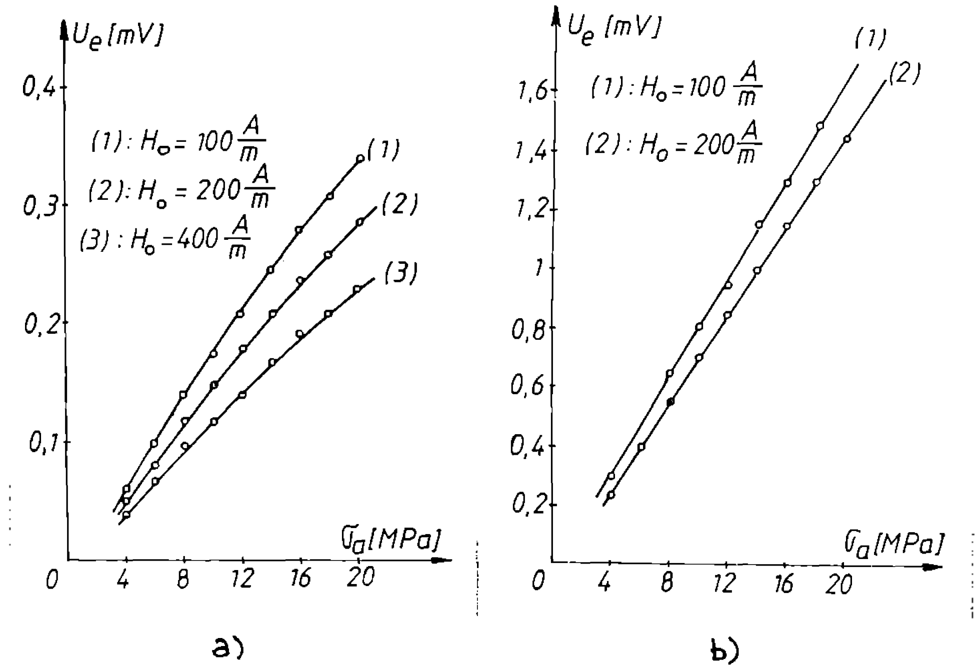


Fig.4.7 Răspunsul benzii amorfe la solicitări armonice: a) f = 4o Hz; b) f = 7 KHz.

Se remarcă liniaritatea caracteristicilor şi totodată, cum este şi firesc, dependenţa de frecvenţă a nivelului tensiunii induse. Faptul că, pentru un σ şi H_o anume, raportul amplitudinilor în cele două cazuri nu corespunde cu raportul frecvenţelor respective, se datoreşte dependenţei de frecvenţă a caracteristicii magnetoelastice.

CAPITOLUL V

CONCLUZII FINALE

Principalele probleme abordate în cadrul tezei se referă la: calculul cîmpului la un traductor magnetoelastic(TME) de forţă cu cîmp liber;sisteme de cîntărire tehnologică cu TME; utilizarea materialelor amorfe la realizarea TME.

Calculul cîmpului magnetic la un TME presupune trei etape:
- calculul elastic,în care se determină starea de eforturi din corpul traductorului;
- considerarea unei legi de material care să reflecte modificarea proprietăţilor magnetice datorită stării de eforturi;
- calculul magnetic propriu-zis şi determinarea caracteristucii de transfer a traductorului.

Starea de eforturi la un TME cu cîmp liber este complexă, în principal datorită prezenţei găurilor pentru plasarea bobinelor.Din acest motiv calculul elastic complet nu poate fi efectuat decît printr-o metodă numerică.Datorită efectului de "mascare" al găurilor,în zona activă a traductorului,adică în perimetrul delimitat de găuri,este preponderentă componenta după direcţia forţei aplicate a tensorului eforturi unitare $\bar{\sigma}$ .Se justifică astfel ipoteza stării de eforturi uniaxiale luată în considerare în teză,ipoteză acceptată de marea majoritate a lucrărilor consacrate calculului TME.

Prin cuplajul magnetoelastic ,starea de eforturi determină transformarea permeabilităţii magnetice într-un tensor $\hat{\mu}$, materialul fiind presupus izotrop magnetic în stare nesolicitată.Dependenţa componentelor acestui tensor de eforturile unitare poate fi exprimată explicit sau implicit.Inprimul caz se pot folosi relaţii analitice,care datorită ipotezelor simplificatorii foarte severe folosite în deducerea lor,nu reflectă satisfăcător comportarea materialului decît pe intervale de variație ale cîmpului și efortului foarte restrînse.In principal neliniaritatea materialului este nesatisfăcător modelată de aceste relații.Cu toate acestea,datorită simplității lor,ele sînt prezente în marea majoritate a lucrărilor din domeniu.In teză legea de material a fost considerată pe baza determinării experimentale a unei familii de curbe de magnetizare,avînd efortul unitar ca parametru.Deși volumul de muncă implicat este mai mare,reflectarea comportării materialului,în întreg intervalul de interes, este sensibil mai corectă decît prin relațiile menționate.

Considerarea implicită a legii de material se bazează pe principiul variațional al teoriei micromagnetismului.Folosirea acestui procedeu în cazul unui dispozitiv cu cîmp neuniform presupune cuplarea procedeului variațional cu rezolvarea ecuațiilor lui Maxwell printr-o metodă numerică,de exemplu metoda elementului finit (MEF).Deși formularea este atractivă,ea rămîne deocamdată nerealizabilă pentru dispozitivele tehnice de tipul TME.

Calculul cîmpului magnetic la TME cu cîmp liber se efectuează,în teză,prin formularea unei ecuații de tip Poisson în potențialul magnetic $\bar{A}$ pentru un mediu neliniar și anizotrop. Considerarea neliniarității este esențială pentru obținerea unor rezultate corecte,TME fiind dispozitive care funcționează în mod normal la saturație.Această observație este foarte clar relevată de un model calitativ prezentat în teză,bazat pe ipoteza unui cîmp uniform în zona activă a TME,curbele de magnetizare după cele două direcții de anizotropie fiind aproximate prin cîte două segmente de dreaptă.Forma de variație în timp a tensiunii de ieșire,pronunțat nesinusoidală în domeniul de funcționare al TME,prezisă de acest model,este în bună concordanță cu realitatea.

Rezolvarea problemei statice de cîmp a fost efectuată prin discretizarea domeniului în elemente finite de ordinul 1, iar discretizarea ecuației Poisson,prin procedeul Galerkin.Alegerea acestui procedeu în locul celui variațional nu este esențială,identitatea ecuațiilor numerice obținute prin cele două procedee fiind arătată și în teză,dar a fost preferat datorită generalității lui.

Intru-cît TME funcționează în regim de cîmp variabil s-a procedat la eșantionarea în timp a curentului sursă de cîmp, rezultînd astfel o succesiune de regimuri statice,fiecare rezolvate în parte.

Calculul caracteristicii de transfer a TME s-a efectuat folosind drept mărime de ieşire valoarea medie redresată a tensiunii deieşire.Acest parametru a fost preferat altor (valoarea efectivă,armonica fundamentală,etc.) atît datorită faptului că se obţine direct din valorile calculate ale potenţialului cît şi faptului că este mărimea efectiv măsurată de electronica aferentă unui sistem tehnic cu TME.

Analiza spectrului cîmpului inducţiei magnetice,obţinut prin calculul numeric,relevă o uniformitate destul de pronunţată a cîmpului în zona activă a traductorului.Observaţia permite elaborarea unui model operativ al TME,prin extinderea modelului calitativ,eficient sub aspectul raportului fidelitate/volum de calcul.In acest model operativ cîmpul este considerat uniform în zona activă a TME,iar materialul este descris prin curbele de magnetizare reale după cele două direcţii de anizotropie.Procesarea curbelor de magnetizare,calculul fluxului mutual (rel. 3.16) şi a valorii medii a tensiunii redresate (rel.3.62) se sexecută rapid pe un PC.O sporire a eficienţei se obţine prin conectarea calculatorului direct la instalaţia de ridicare a curbelor de magnetizare.Modelul permite evaluarea operativă a influenţei materialului asupra caracteristicii de transfer,respectiv a unor factori nedoriţi (solicitare neelastică,variaţii de temperatură,etc.).

Modelul numeric de cîmp pentru TME cu cîmp liber elaborat în teză poate fi dezvoltat în mai multe direcţii.Spre exemplu, starea complexă de eforturi din corpul traductorului se poate calcula prin MEF,determinîndu-se astfel direcţiile de anizotropie şi valorile principale ale efortului pe fiecare element finit.In acest caz fiecărui element finit îi corespunde o pereche de curbe de magnetizare,care se determină din baza iniţială de date de material.Calculul cîmpului magnetic poate fi dezvoltat prin considerarea directă a regimului variabil.Datorită limitelor sistemului de calcul disponibil în momentul elaborării tezei,aceste aspecte nu au fost luate în considerare.Un model de TME care să se comporte,la nivel valoric,cît mai apropiat de dispozitivul fizic, devine atît de complicat încît utilitatea lui poate fi pusă sub semnul întrebării.Acesta este un alt motiv pentru care modelul prezentat nu a fost complicat mai mult decît era necesar sub aspectul relevanţei lui.

Referitor la comportarea magnetoelastică a aliajelor feromagnetice cu structură amorfă,cercetările efectuate în cadrul tezei conduc la următoarele concluzii principale:

-proprietăţile magnetoelastice ale acestor materiale sînt sensibil dependente de compoziţia aliajului şi de tratamentul termic efectuat;

-nu sînt adecvate realizării de TMs cu cîmp liber,atît datorită dificultăţilor legate de prelucrarea mecanică, cît şi datorită neliniarităţii pronunţate a curbei de magnetizare;

-datorită cîmpului coercitiv foarte redus sînt sensibile la influenţa cîmpului magnetic terestru;

-sensibilitatea magnetoelastică ridicată,proprietăţile elastice deosebite precum şi o bună comportare cu frecvenţa,oferă perspective în utilizarea lor la realizarea de traductoare pentru detectarea eforturilor dinamice, îndeosebi a şocurilor şi vibraţiilor.

In continuare se prezintă principalele contribuţii originale în legătură cu problemele abordate în teză.

1. Referitor la studiul teoretic al interacţiunilor magnetoelastice se menţionează următoarele contribuţii:

1.1. Stabilirea pe cale termodinamică a relaţiei care leagă componentele tensorului susceptibilitate magnetică de componentele tensorilor cuplajului magnetoelastic $\bar{\bar{d}}$ şi $\bar{\bar{a}}$.

1.2. Stabilirea pe cale termodinamică a unei relaţii directe între modificarea modulului de elasticitate (efectul " ΔE ") şi modificarea susceptibilităţii magnetice (efectul $\Delta\chi$ ") ,în cadrul IME,pentru un corp cu stare de eforturi uniaxiale după direcţia cîmpului magnetic.

1.3 Fundamentarea,în cadrul teoriei micromagnetismului,a unui model analitic al IME într-o bandă amorfă cu anizotropie magnetică iniţială transversală,considerînd starea de deformare plană.

2. In cadrul cercetărilor experimentale privind comportarea magnetoelastică a benzilor amorfe,contribuţiile aduse sînt:

2.1. Studiul experimental al curbelor de magnetizare, susceptibilităţii magnetice şi al sensibilităţii magnetoelastice la benzi amorfe cu compoziţia (FeCo)SiB , solicitate la întindere

2.2. Realizarea unei instalaţii m experimentale pentru tratamentul termic în cîmp magnetic transversal al benzilor amorfe,respectiv studiul experimental al curbelor de magnetizare, susceptibilității magnetice și al sensibilității magnetoelastice la benzi amorfe (FeCo)SiB,tratate termic în cîmp magnetic transversal,solicitate la întindere.

2.3. Realizarea unei instalații experimentale pentru măsurarea magnetostricțiunii de saturație la benzi amorfe.

2.4. Realizarea unei instalații experimentale pentru determinarea răspunsului magnetoelastic al benzilor amorfe,respectiv studiul experimental al acestui răspuns la solicitări dinamice sinusoidale,d.p.d.v. al influenței cîmpului magnetic și al frecvenței solicitării.

3. Cercetările referitoare la calculul electromagnetic al TME cu cîmp liber sînt legate de următoarele contribuții:

3.1. Stabilirea condițiilor referitoare la decuplarea unilaterală a cîmpului deformărilor elastice de cîmpul magnetic.

3.2. Elaborarea unui model pentru TME cu cîmp liber,considerînd cîmpul uniform în zona activă a traductorului,curbele de magnetizare după cele două direcții de anizotropie fiind aproximate prin segmente de dreaptă;determinarea pe baza acestui model a formelor de variație în timp pentru fluxul mutual respectiv pentru tensiunea indusă în bobina de măsură.

3.3 Formularea problemei de cîmp pentru traductorul considerat ca o problemă de cîmp plan-paralel,descrisă de o ecuație de tip Poisson în potențialul vector $\bar{A}$,mediul fiind neliniar și anizotrop;direcțiile de anizotropie,determinate de efectul magnetoelastic,sînt considerate identice cu direcțiile principale ale tensorului eforturi unitare.

3.4. Discretizarea problemei de cîmp prin procedeul Galerkin pe o rețea de elemente finite triunghiulare de ordinul întîi și implementarea algoritmului rezultat pe un calculator PC.

3.5. Determinarea,pe baza calculului numeric,a caracteristicii de transfer a traductorului,considerînd regimul variabil al cîmpului magnetic ca o succesiune de regimuri statice;stabilirea unei relații de calcul pentru valoarea medie a tensiunii de ieșire redresate în funcție de valorile extreme ale fluxului mutual pe o perioadă.

3.6. Verificarea experimentală a rezultatelor calculului numeric pe un traductor fizic ,cu ajutorul unei instalații construită în acest scop.

4. Realizarea unei instalaţii pentru cîntărirea tehnologică a oalei unui cuptor de inducţie,în cadrul unor contracte de cercetare cu I.C.M.Reşiţa. Instalaţia cuprinde captoarele de forţă prevăzute cu TME cu cîmp liber precum şi blocul electronic de procesare şi afişare.

BIBLIOGRAFIE

1. Adam, I., Intenzita magnetickeho polevanizotropnim pretenoi, Electroteckeho Obzor, Nr. 5 - 6, 1987, p. 259.
2. Antick, I.V., Automaticesckie ustroistva s magnitouprughini preobrazovateliami, Izd. Energhia, Moskva, 1974.
3. Atherton, D.L., Rao, S., de Sa, V., Schönbächler, M., Thermodynamic correlation tests between magnetostrictive and magnetomechanical effects in 2% Mn Pipeline Steel, IEE Trans on Magnetics, Vol. 24, Nr. 5, 1988, p. 2177.
4. Allia, P., Beatrice, C., Vinai, F., Effect of stress on the magnetic permeability aftereffect of amorphous ferromagnetic alloys, IEE Trans on Magnetics, Vol. MAG - 22, Nr. 5, 1986, p. 430.
5. Atherton, D.L., Jiles, D.C., Effects of stress on the magnetisation os steel, IEE Trans of Magnetics, Vol. MAG - 19, Nr. 5, 1983, p.2021.
6. Atherton, D.L., Szapunar, J.A., Effect of stress on magnetisation and magnetostriction in Pipeline steel, IEE Trans on Magnetics, Vol. MAG - 22, Nr. 5, 1986, p. 514.
7. Baumann, E., Electrische Kraftmesstechnik, VEB Verlag, Berlin, 1976.
8. Belov, K.P., Uprughie steplovie i elektriceskie iavlenia v ferromagnitnih metallah, Gosud Izd., Moskva, 1971.
9. Bogoevici, N., Hărăguş, St., Toader, E., Aspecte privind calculul aproximativ al câmpurilor potenţiale plane folosind polinoamele Lagrange, Conferinţa Naţională de Electrotehnică şi electroenergetică, Vol. 1, Craiova, 1984.

1o. Boll, R., Hillzinger, H.R., Comparison of amorphous materials, ferrites and permalloys, IEE Trans on Magnetics, Vol. MAG - 19, Nr. 5, sept. 1983, p. 1946.
11. Bozorth, R.M., Ferromagnetism, D. Van Nostrand Comp. Inc., 1959.
12. Brechna, H., Superconducting Magnet Systems, Springer Verlag, 1973.
13. Brown, A.F., Magnetoelastic interractions, Springer Verlag, 1966.
14. Brown, W.F., Micromagnetics, Interscience Publishers, 1963.
15. Brown, D., Influence of compressive and tensile stresses at varieus temperatures on some magnetic properties of transformer laminations, Proc. IEE, Vol. 112, No. 1, 1965, p.183.
16. Buzdugan, Gh., Mihăilescu, E., Radeş, M., Măsurarea vibraţiilor, Ed. Academiei RSR, Bucureşti, 1979.
17. Canright, G.S., Krueger, D.M., Effect of microaddition of cerium on the magnetic properties of $Fe_{80}B_{16}Si_{2}C_{12}$ mettalic glass, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 22, No. 3, 1986, p. 182.
18. Chen, D.X., Rao, K.V., Temperature and annealing dependencies of magnetostriction constant in a Co-rich zero-magnetostrictive metallic glass, IEEE Trans. on Magnetics, MAG - 22, No. 5, 1986, p. 451.
19. Chikazumi, S., Physics of Magnetism, John Willey & Sons, NewwYork, 1964.
2o. Conference on metallic glasses: Science and technology, Budapest, 198o, Proceedings, Vol. 11, Ed. Hargitai, H., Bakonyi, I., Kemeny, T., Centr. Res. Inst. Phys.
21. Dahle, O., The torductor and pressductor, two magnetic stress ganges of new type, ASEA Res., No.1, 1958, p.45.
22. Demerdash, N.A., Fouad, F.A., Nehl, T.W., Mohamed, O.A., Three dimensional finite element vector potential formulation of magnetic filds in electrical aparatus, IEEE Trans. on PAS, Vol. 1oo, No. 8, 1981, p.41o4.

23. De Sabata, I., Bazele Electrotehnicii, Vol. I şi II, Litografia I.P."Traian Vuia" Timişoara, 1974, 1980.
24. Dmovscki, W., Jagielinski, T., Matyja, H., Magnetostriction in amorphous Fe - Si - B alloys, Conf. on Metallic Glass, Budapest, 1980, Vol. 2, p.21.
25. Drujinin, V.V., Cistiakov, V.A., Vlijanie sjimainscin napriajenia na magnitnîie svoistva elektrotehnioeskoi stali, Elektroteknika, Nr. 1, URSS, 1973.
26. Drujinin, V.V., Magnitnîie svoistva elektrotehniceska stali, Izd. Energhia, Moskva, 1974.
27. Drumn, R., Zur effectiven FEM - analyse ebenerspannungskonzentrationsprobleme, Diss., Univ. Karlsruhe, 1982.
28. Durand, E., Electrostatique et Magnetostatique, Ed. Masson et C-ie, Paris, 1953.
29. Ercuţa, A., Mihalca, I., Very low frequenci hysteresis loop tracer, Lucr., Sem., Mat-Fiz, I.P.T., mai 1984.
30. Fasching, G.M., Hofmann, H., Das stationäre Magnetfeld in anisotropen Eisenblechen und seine Messung, Zeitschrift f. Angewandte Physik, B. 16, H4 1963, p. 227.
31. Fish, G.E.,s.a., Stability of High frequency magnetics properties of metallic glasses, IEEE Trans on Magnetics MAG - 19, No.5, sept. 1983, p. 1937.
32. Fish, G.E., Stability of magnetic properties of metallic glasses, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 21, No. 5, sept. 1985, p. 1996.
33. Fischer, I., Moser, H., Die Nachbildung von Magnetisierungskurven durch einfache algebraische oder transzendente Functionen, Archiv für Electrotechnik, Heft 5, 1956, p.286.
34. Feliachi, M., Meunier, G., Two Dimensional histerezis model using finite element method, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 21, No. 6, p. 2362.
35. Feliachi, M., Meunier, G., Migny, Ph., Hysteresis Compu-

tation in Oriented Recording media, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 23, No. 1, Ian. 1987.
36. Frauzom, A., New generation of Pressductor rolifor... meters, ASEA Journal, Vol. 46, No. 2, 1973, p.31.
37. Fredkin, D.R., Kochler, T.R., Numerical micromagnetics by the finite element metnod, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 23, No. 5, sept. 1987, p. 3385.
38. Gădea, S., Petrescu, M., Petrescu, N., Aliaje amorfe solidificate rapid, Vol. 1, Bucureşti, Ed. ... şi Encicl., 1988.
39. Gamal, M.Z.El-, Tandon, K.K., Developement of a force transtransducer using amorphous ferromagnetic ribbons Rapidly Solified Materials, Procedings of International Conference, San Diego, California, USA, 1986, p. 4o2.
4o. Garshelis, I.J., Fiegel, W.S., Recovery of magnetostriction values from the stress dependence of Youngs modules, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 22, 1986 No. 5, p. 436.
41. Garshelis, I.J., Fiegel, W.S., Anisotropy characterisation in amorphous ribbons from the stress dependence of compliance, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 24, No. 5, 1988, p. 2162.
42. Gibbs, M.R.I., Squire, P.T., Ford, F.I., Brugel, D., The control of engineering magnotostriction in metalic glasses, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 2%, No. 2, 1988, p. 1764.
43. Gillman, L.L., Leamy, H.I., Metalliceskie stekla, Izd. Metallurghia, Moskva, 1984.
44. Ginzburg, V.B., Magnitcuprughie datciki, Izd. Energia, Moskva, 197o.
45. Gonzales, I., Vasquez, M., Barandiaran, I.M., On the dependence of the magnetisation curve on the applied tensile stress in amorphous alloys with positive magnetostriction, Phys. stat. sol. (a), 93, 1986, p. 165.
46. Gumaniuk, M.N., Magnitouprughie datciki v automatike, Izd. Tehnika, 1972, Kiev.
47. Harris, G.M., Crede, C.E., Socuri şi vibraţii, Ed. Tehnică

Bucureşti, 1968.
48. Hărăguş, St., Aspecte fizice legate de efectul magnetoelastic, Referat de doctorat, 1985.
49. Hărăguş, St., Traductoare de forţă de tip magnetoelastic, calcule şi măsurători. Referat de doctorat, 1985 1985.
50. Hărăguş, St., Calculul cîmpului magnetic într-un traductor magnetoelastic prin metoda elementelor finite. Referat de doctorat, 1985.
51. Heler, A., Hărăguş, St., Cercetări privind realizarea unui model de instalaţie pentru cîntărirea electronică a greutăţilor mari, Protocol la contractul 123/1983, IP Timişoara - ICM Reşiţa.
52. Heler, A., Hărăguş, St., Cercetări privind realizarea unei instalaţii pentru cîntărirea electronică a oalelor cuptoarelor de inducţie de 12,5 t., Protocol la contractul 58/1984, IP Timişoara- - ICM Reşiţa.
53. Hilzinger, H.R., Applications of metallic glasses in the electronics, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 21, No. 5, sept. 1985.
54. Hilzinger, H.R., Hillmann, H., Mager, A., Magnetostriction measurements on Co - Base Amorphus alloys, phys. stat. sol. (a) 55, 763, 1979.
55. Harada, K., Sasada, I., Kawajiri, T., Inoue, M., Anew torque transducer using stress sensitive amorphous ribbons, IEEE Trans on Magnetkos, MAG - 18, No. 6, nov., 1982, p. 1767.
56. Jagielinski, T., ş.a., Saturation magnetostriction and volume magnetostriction of Fe - Ni - Co amorphous ribbons, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 13, No. 5, sept. 1977, p. 1553.
57. Johansson, E., New generation of pressductor force transducers, ASEA Journal, Vol. 45, Nr. 5, 1972, p. 129.
58. Kabacoff, L.T., Savage, H.T., Fogle, M.M., Thermal magnetic and magnetomechanical properties of amorphous magnetron sputtered $Fe_{78}B_{13}Si_{9}$, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 22, No. 5, 1986, p.427.

59. Kaczkowski, Z., Some piezomagnetic properties of the wall wave ultrasonic transducer with the metallic glass core, IEEE Trans. on Magnetics, MAG - 24 No. 2, 1988, p.1990.
60. Kanai, Y., Abe, T., Iizuka, M., Mukasa, K., Fast and stable non - liniar converging method, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 23, No.5, 1987, p. 2290.
61. Kopasz, Cs., Stofan, M., Sulyok, I., Magnetostriction of amorphous alloys under external stresses, Conf. Met. Glas., Budapesta,198o, Vol 11.
62. Kecs, W., Elasticitate şi viscoelasticitate, Editura Tehnică, Bucureşti, 1986.
63. Landau, L., Lifghitz, E., Theorie de l' elasticité, Editions MIR, Moscou, 1967.
64. Le Frano, C., The effect of micromagnetic models in magnetic recording simulation, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 21, No. 5, sept. 1985, p.1417.
65. Lenk, A., Elektromehaniceskie sistemî. Sistemî s raspredelennîmi parametrami, Energoizdat, Moskva, 1982.
66. Lenk, A., Elektromechanishe Systeme. Band 3. Systeme mit Hilfsenergie, VEB Verlag Technik, Berlin,1975.
67. Lenz, I., Zur Theorie der magnetoelastischen Wechselwirkungen, diss 197o, Karlsruhe.
68. Levintov, S.D., Borisov, A.M., Beskontaktnîie magnitouprughie datciki krutiaşcevo momenta, Energoatomidat, Moskva, 1984.
69. Lindbäck, L.E., New generation of weighing and force measuring equipment, ASEA Journal, Vol 45, Nr.5, 1972, p. 135.
7o. Livingston, J.D., Magnetomecanical properties of amorphous metals, phys. stat. sol. (a) 7o, 591, (1982).
71. Livingston, J.D., Stresses and magnetic domains in amorphous metal ribbons, phys. stat. sol.(a), 56, 637, 1979.
72. Masse ,Ph., Modelling of a continuous media methodology and computer aided design of finite element programs, Intermag 1984.

BUPT

73. Marinescu, M., Proprietăţi electrice şi magnetoelastice ale aliajului SiFe şi aplicaţii, Rezumatul tezei de doctorat, Universitatea Bucureşti, 1981.

74. Marinescu, M., Imbunătăţirea proprietăţilor magnetoelastice ale FeSi laminat la rece fabricat în ţară, Studii şi cercetări de fizică, Nr. 3, 1985, p. 361.

75. Mermelstein, M.D., Coupled mode analysis for magnetoelastic amorphous metal sensors, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 22, No. 5, sept 1986.

76. Mermelstein, M.D., Doty, K., Danrige, A., Measurement of the piezomagnetic modules of a fild annealed amorphous metal ribbon, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 23, No. 5, p. 3512.

77. Mei, Y., Luo, H.L., Magnetic properties of as - guenched and coldrolled amorphous $Fe_{77}Si_{10}B_{13}$ alloy, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 22, No. 5, sept 1986, p. 448.

78. Moon, F.C., Magneto - solid mechanics, J. Wiley and Sons, 1984.

79. Mîndru, Gh., Rădulescu, M., Analiza numerica a cimpului electromagnetic, Ed. Dacia, Cluj - Napoca, 1986.

80. Mohri, K., Sudoh, E., New extensometers using amorphous magnetostrictive ribbon wound cores, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 17, No. 6, mai 1981, p. 1377 - 1319.

81. Mojžis, M., Moravcie, tlaku elastico - magnetickym snimačom, Elektrotechn.Cas., vol. 31, Nr. 3, 1980, p. 224.

882. Mojžis, M., Moravcic, Valcovacich sil elasto - magnetickymi snimacomi, Electrotechn. Cas., Vol. 36, Nr. 11, 1985, p. 804.

83. Mojžis, M., Metrologicke vlastnosti elasticomagnetickeho snimaca tlaonej sillj, Electrot. Cas., Vol.31, Nr. 9, 1980, p.661.

84. K.W., Basic course in finite element methods, Elsevier Science, Publishers, Holland, 1987.

85. Narita, K., Yamasaki, J.,Fukunaga, H.,Measurement of saturation magnetostriction of a thun amorphous ribbon by means of small-angle magnetisation, IEEE Trans on Magnetics, MAG-16 , No.2, march 1980,p.435-440.

86. Narita, K., Yamasaki, I., Fukunaga, H., Saturation magnetostriction and its annealing behavior of $Fe_{100-x}B_x$ and $Co_{100-x}B_x$ amorphous alloys, J. Appl. Phys. 50 (11) ,nov. 1979, p.7591.

87. Naumann, F.,Die Wechselfeld-magnetostriction von Kornorietiertem Transformatorenblech, ETZ-B, Bd. 18 , 1966,p.596.

88. Napoli, A., Paggi, R., Amodel of anisotropic grain oriented steel, IEEE Trans on Magnetics, MAG-19, no.4, july 1983, p. 1557.

89. Ochiana, L., Contribuţii teoretice şi experimentale privind traductoarele inductive de forţă şi deplasare, Rezumatul tezei de doctorat,Bucureşti,1968.

90. Pắr Gustafsonn, New generation of roll force measuring equipement, ASEA Journal, no.3-4, 1987,p.8.

91. Parton, V., Perline, P., Methodes de la theorie mathematique de l'elasticite, tome 2, Ed. Mir, Moscou, 1981.

92. Potocky, L., ş.a., Magnetostriction of magnetic and stress annealed Fe-B amorphous alloys, Conf.on Met. Glas., Budapesta, 1980,vol.11,p.101.

93. Răduleţ, R., Sur les fondements de l'electrodinamique macroscopique, Rev. Roum. Sci. Techn.,Electrotechn. et Energ. , 29, 2, p.101,Bucarest,1984.

94. Rothenstein, B., Contribuţii la mecanismul efectelor magnetoelastice. Teză de doctorat,IP Timişoara, 1968.

95. Saeb, M., Saunders, R., Finite element analysis of electromechanical devices with anisotropic materials, IEEE Trans on Magnetics, MAG-23, no.5, 1987, p. 3860.

96. Sahashi, M., Kobayashi, T., Domon, T., Inomata, K., A new contact amorphous-torque sensor with wide dinamic range quick response, IEEE Trans on

Magnetics, MAG - 23, No. 5, 1987, p. 2194.
97. Sasada, I., s.a., A new method of assembling a torque transducer by the use of bilayer - structure amorphous ribbons, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 19, No. 5, sept 1983, p. 2148.
98. Sasada, I., s.a., Characteristics of Chevron - type amorphous torque sensors constructed by the explosion bonding, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 23, No. 5, 1987, p. 2156.
99. Sawa, T., Hashimoto, S., Inomata, K., Magnetic properties of Co - based amorphous alloys annealed with magnetic field transverse to the ribbon axis, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 23, No. 5, sept. 1987, p. 3509.
100. Sevcenko, G.I., Magnitoanizotropnîie datciki, Izd. Energhia, Moskva, 1967.
101. Severino, A.M., Santos, A.D., Missell, F.P., Strese and anneqling dependence of magnetic properties of amorphous Co -Fe -Si -B alloys, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 22, No. 5, p. 433.
102. Siemko, A., Lachowicz, H., On indirect measurements of saturation magnetostriction in low - magnetostrictive metallic glasses, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 23, No. 5, p. 2563.
103. Siemko, A., Lachowicz, H., Temperature and stress dependence of magnetostriction in Co - based metallic glasses, IEEE Trans on Magnetics, MAG -24, No. 2, 1988, p. 1984.
104. Siskinskii, V.I., Magnitoanizotropnîie monolitnîie siloizmeriteli, Izd. Maşinostrenie, Moskva, 1981.
105. Sirotin, I.I., Sasholskaia, M.P., Fizica cristalelor, Ed. St. şi Encicl., Bucureşti, 1981.
106. Smith, C.H., Magnetic shielding to multi - gigawatt switches. Ten years of amorpphous magnetic applications, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 18, No. 6, nov. 1982, p. 1376.
107. Stolbun, M.I., Magnitouprughie datciki dlia izmerenia usilii Elektricestvo, Nr. 1, 1964, p. 45.
108. Stolbun, M.I., Snijenie progreşnostei magnitouprugih pre-

obrazovatelei transformatornogo tipa, Izmeritelnaia tehnika, Nr. 8, p.61, 1967.
1o9. Stolbun, M.I., Puti povisenia ciuvstvitelnosti magnetouprugih dateikov transformatornogo tipa, Izmeritelnaia Tehnika, Nr. 6, p.34.
11o. Sulivan, M., Wheatstone bridge technique for magnetostriction measurements, Rev., Sci. Instrum. (51(3), martie 198o, p. 382.
111. Szymczak, Lachowicz, H., Stress - induced magnetic phenomena in metallic glasses, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 24, No. 2, 1988, p. 1749.
112. Sora, C., Bazele electrotehnicii, Ed. didactică şi pedagogică, Bucureşti, 1982.
113. Timosenko, S., Goodier, I.N., Theory of elasticity, Mc. Graw - Hill & Co., New York, 1951.
114. Truşculescu, M., Serban, V.A., Truşculescu, D., Metale amorfe, Ed. tehnică, Bucureşti, 1988.
115. Trutt, F., Erdelyi, E., Hopkins, R., Reprezentation of the magnetisation characteristique of DC machines for computer use, IEEE Trans on PAS, No. 3, martie 1968, p. 665.
116. Tsuya, N., Arai, K., Shiraga, Y., Yamada, M., Masumoto,T., Magnetostriction of amorphous $Fe_{0,8}P_{0,13}C_{0,07}$ ribbon, Phys. stat. sol. (a) 31, 1975, p. 557.
117. Vazquez, M., Fernengel, W., Kronmüller, H., The effect of tensile stresses on the magnetic properties of $Co_{58}Fe_5Ni_{10}Si_{11}B_{16}$ amorphous alloys, Phys. stat sol, (a), 80, 1983, p.195.
118. Vonsovski, S.V.,Magnetismul, Ed. ştiinţifică,şi enciclopedică, Bucureşti, 1981.
119. Washko, S.D, Fecich, D.R., Shen, T.H., Comparative analysis of the magnetic properties,of oriented silicon steels and metallic glass, IEEE Trans on Magnetics, MAG - 18, No. 6, nov. 1982, p. 1415.
12o. Wit, H.I. de, Witmer, C.H.M., Dirne, F.W.A., Induced anysotropy of amorphous CoFeSiB and CoNbZr magnetic materials, IEEE Trans on Magnetics, MAG -

-23, No. 5, 1987, p. 2123.
121. Zienkiewicz, O.C., The finite element method in engineering science, Mc. Graw Hild, 1971.
122. Tensometrie magnetoelasticä , CCSIT Electroputere Craiova, 1983.