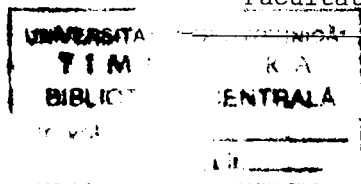


UNIVERSITATEA TEHNICĂ DIN TIMIȘOARA  
Facultatea de Electrotehnică



Ing. LIVIU-NICOLAE MODRAN

COMPORTAREA MAȘINII SINCRONE EXCITATE  
CU MAGNEȚI PERMANENȚI  
ÎNTR-O INSTALAȚIE AEROELECTRICĂ AUTONOMĂ

- teză de doctorat -

BIBLIOTECA CENTRALĂ  
UNIVERSITATEA "POLITEHNICA"  
TIMIȘOARA

Conducători științifici:

Acad. TOMA DORDEA

Prof. dr. ing. TUDOR AMBROS  
Universitatea Tehnică din Chișinău

1996

## Cuprins:

A. INTRODUCERE . . . . .	9
B. TABEL CU NOTAȚII . . . . .	13
1. MAȘINA SINCRONĂ EXCITATĂ CU MAGNEȚI PERMANENȚI	
1.1. Caracteristicile magneților permanenți . . . . .	17
1.2. Mașina reală	
1.2.1. Studiul repartiției inducției magnetice din întrefier pe pasul polar la mersul în gol la întrefier constant sub talpa polară cu considerarea formei constructive a indusului . . . . .	25
1.2.2. Tensiunea electromotoare indusă de câmpul magnetic principal în înfășurarea indusului . . . . .	33
1.2.3. Variația tensiunii electromotoare indusă de câmpul magnetic principal în funcție de acoperirea polară . . .	37
1.2.4. Determinarea variației energiei magnetice din întrefier și a forțelor de atracție magnetică dintre stator și rotor . . . . .	39
1.3. Mașina echivalentă cu înfășurări și câmp magnetic în întrefier repartizate sinusoidal în lungul pasului polar	
1.3.1. Determinarea coeficienților de formă a câmpurilor magnetice pe cele două axe . . . . .	46
1.3.2. Calculul parametrilor pe axele (d;q) . . . . .	58
1.3.2.1. Inductivitățile principale utile ale înfășurărilor de fază statorice pe două axe . . . . .	58
1.3.2.2. Inductivitățile de dispersie . . . . .	59
1.3.2.3. Inductivitățile, reactanțele și impedanțele statorice pe două axe . . . . .	63
1.3.2.4. Parametrii înfășurării de amortizare . . . . .	65
1.3.3. Determinarea tensiunii la borne la mersul în gol . . . .	69
1.3.4. Variația tensiunii electromotoare indusă de câmpul magnetic principal în funcție de acoperirea polară . . .	69
1.3.5. Analiza critică a utilizării modelului în teoria celor două axe în locul mașinii reale . . . . .	70
1.3.6. Ecuațiile de regim tranzitoriu ale mașinii sincrone excitată cu magneți permanenți . . . . .	72
1.3.6.1. Ecuațiile mașinii nesimetrice în regim nestaționar . .	72
1.3.6.2. Ecuațiile mașinii simetrice . . . . .	73
1.3.6.3. Ecuațiile mașinii simetrice cu mărimile rotorice raportate la stator, cu variabile de stare curenții .	80

1.3.6.4. Schemele echivalente pe două axe ale mașinii sincrone . . . . .	82
<b>2. METODA DE AUTOMATIZARE</b>	
2.1. Ecuatiile operaționale ale mașinii sincrone excitate cu magneți permanenți fără considerarea pierderilor în fier . . . . .	84
2.2. Redresorul trifazat în punte . . . . .	86
2.2.1. Matrici de conexiune . . . . .	92
2.3. Stabilitatea mașinii sincrone cu redresor . . . . .	95
2.3.1. Schemele structurale ale mașinii sincrone cu redresor . . . . .	95
2.3.2. Determinarea funcțiilor de transfer în teoria micilor variații . . . . .	109
2.4. Aspecte privind conversia eoliano-electrică . . . . .	114
2.4.1. Comportarea aerodinamică și mecanică a unui convertor eolian . . . . .	114
2.4.2. Energia convertită la funcționarea după vânt . . . . .	121
2.5. Metode de reglare la funcționarea după vânt . . . . .	122
2.5.1. Reglarea cuplului la viteză - modul constantă . . . . .	123
2.5.2. Reglarea la valoare maximă a cuplului prin testare . . . . .	124
2.5.3. Reglarea cu prescrierea cuplului după o caracteristică mecanică a turbinei . . . . .	125
2.5.4. Reglarea adaptivă a valorii maxime a cuplului prin excitarea sistemului de reglare . . . . .	128
<b>3. SIMULAREA FUNCȚIONĂRII INSTALAȚIEI AEROELECTRICE</b>	
3.1. Metode numerice pentru rezolvarea ecuațiilor mașinilor electrice de curent alternativ și ale convertoarelor de putere . . . . .	130
3.2. Soluționarea ecuațiilor instalației de conversie mecano-electrice cu metoda Runge - Kutta standard . . . . .	133
3.3. Simularea numerică a funcționării instalației aeroelectrice autonome . . . . .	135
3.3.1. Regimul tranzitoriu electromagnetic . . . . .	137
3.3.1.1. Ecuația curentului de încărcare a bateriei în timpul pauzei . . . . .	137

3.3.1.2. Ecuțiile instalației în intervalul de conectare a sarcinii . . . . .	138
3.3.1.3. Ecuțiile instalației în intervalul de deconectare a sarcinii . . . . .	144
4. INSTALAȚIA EXPERIMENTALĂ . . . . .	150
5. CONCLUZII FINALE . . . . .	159
6. ANEXE . . . . .	161
Anexa 6.1. Ordinogramele programului de calcul al repartiției inducției magnetice în întrefier la mașina reală . . . . .	161
Anexa 6.2. Ordinograma programului de calcul al variației tensiunilor la borne în gol pentru mașina reală și mașinile echivalente, în funcție de acoperirea polară . . . . .	172
Anexa 6.3. Ordinograma programului de calcul al variației reluctanței întrefierului și al densității medii a energiei magnetice pe zona polară . . . . .	173
Anexa 6.4. Determinarea variației inducției magnetice în piesa polară . . . . .	174
Anexa 6.5. Tabele de variație . . . . .	178
Anexa 6.6. Forma explicită a sistemului de ecuații pentru regimul tranzitoriu electromagnetic al generatorului sincron cu redresor și variator de curent continuu . . . . .	180
Anexa 6.7. Valori inițiale pentru regimul tranzitoriu electromagnetic al generatorului sincron cu redresor și variator de curent continuu . . . . .	185
Anexa 6.8. Schema electrică și diagrama semnalelor pentru variatorul de curent continuu . . . . .	188
Anexa 6.9. Schema electrică a dispozitivului de automatizare	189
7. BIBLIOGRAFIE . . . . .	191



## INTRODUCERE

Cu toate că morile de vânt au cunoscut o răspândire în Europa din perioada evului mediu conversia aeroelectrică s-a dezvoltat susținut numai în ultimii douăzeci de ani. Sursele de energie neconvenționale, numite și alternative sau regenerabile au fost actualizate în primul rând din cauza crizei energetice mondiale și suplimentar datorită caracterului lor ecologic. Potențialul eolian al României se apropie ca valoare de potențialul ei hidroenergetic.

Instalațiile aeroelectrice actuale se produc într-o gamă de puteri de la câteva fracțiuni de kW până la 2,3 MW. Dintre realizările indigene se enumeră mai multe instalații aeroelectrice de puteri mici pe litoral, o instalație de 100 kW cu turbină cu ax vertical în deltă și o instalație aeroelectrică pilot de 300 kW echipată cu turbină cu ax orizontal, care antrenează un generator asincron cuplat la rețea, în stațiunea montană Semenice, unde se intenționează dezvoltarea unor ferme de vânt compuse din mai multe instalații similare.

Lucrarea tratează aspecte referitoare la o instalație aeroelectrică autonomă destinată alimentării micilor consumatori izolați amplasați în zone geografice cu potențial eolian ridicat, în special în zona deltei sau zona montană. În țara noastră există o penurie de astfel de instalații, care solicită o fiabilitate ridicată la un preț de cost mic.

Pentru că turbinele de vânt funcționează uzual la turații în domeniul 50...500 rot/min, domeniu care coboară spre limita inferioară odată cu creșterea puterii, echiparea lor cu o mașină electrică din producția de serie impune utilizarea unui multiplicator de turație în mai multe trepte, cu efecte defavorabile asupra întreținerii, randamentului global de conversie, al prețului de cost și al fiabilității.

O analiză a mașinilor rotative arată că pentru a fi utilizat în instalații autonome generatorul asincron necesită un condensator

pentru magnetizare, iar mașina de curent continuu și cea sincronă cu excitație electromagnetică impun prezența unei surse de curent continuu pentru alimentarea excitației, sau o amorsare dificilă în cazul autoexcitației, fiind dezavantajate și de prezența contactelor electrice alunecătoare. Soluția abordată în prezenta lucrare este un generator sincron excitat cu magneți permanenți cu un număr mare de perechi de poli, care cuplat direct la arbore cu turbina eoliană să poată converti energie de la viteze mici ale vântului.

În literatura română de specialitate nu am găsit abordată această temă, iar în literatura străină [3,65] problema este tratată sumar.

Lucrarea cuprinde 7 capitole. Se studiază câmpul magnetic din întrefierul mașinii reale și tensiunea electromotoare indusă atât pentru mașina reală, cât și pentru mașina echivalentă cu înfășurări și inducție în întrefier repartizate sinusoidal în lungul pasului polar. Se determină funcțiile de transfer ale generatorului sincron cu redresor în regim autonom și se elaborează reglarea după vânt cu prescrierea cuplului după o caracteristică mecanică a turbinei. Instalația de conversie alimentează în curent continuu, reglat printr-un variator, un consumator în tampon cu o baterie de acumuloare. Se simulează funcționarea instalației, la o viteză constantă a vântului, în regim tranzitoriu electromagnetic stabilizat.

Detalii referitoare la organigramele și programele de calcul cât și la echipamentul experimental utilizat se găsesc în anexe.

Notațiile și simbolurile utilizate sunt centralizate într-un tabel la începutul lucrării.

Lucrarea se încheie cu prezentarea bibliografiei.

Autorul își exprimă gratitudinea însoțită de respectuoase mulțumiri domnului academician Toma Dordea, conducătorul științific al lucrării, pentru îndrumările și sprijinul acordat pe tot parcursul elaborării acesteia.

De asemenea se aduc mulțumiri conducerii Facultății de Inginerie de la Universitatea "Lucian Blaga" din Sibiu pentru mijloacele tehnice puse la dispoziție și suportul moral colegial.

Autorul se simte îndreptățit să adreseze mulțumiri domnului prof. dr. ing. Tudor Ambros, de la Universitatea Tehnică din Chișinău pentru sugestiile adresate în stadiul final al lucrării.





TABEL CU NOTAȚII:

- $b$  = lățimea dintelui;  
 $b_p$  = lățimea medie a polului;  
 $B_{ad1}$  = armonica fundamentală a câmpului magnetic de reacție pe axa longitudinală;  
 $B_{aq1}$  = armonica fundamentală a câmpului magnetic de reacție pe axa transversală;  
 $B_b$  = inducția de bază a magnetului permanent;  
 $B_{E1}$  = armonica fundamentală a câmpului magnetic de excitație;  
 $B_r$  = inducția remanentă a magnetului permanent;  
 $B_v$  = armonica de ordinul  $v$  a inducției magnetice;  
 $B_\delta$  = inducția magnetică în întrefier;  
 $c$  = lățimea creștăturii;  
 $c_p$  = coeficientul de putere al caracteristicii unei turbine eoliene;  
 $|C_u|$ ;  $|C_i|$  = matrici de conexiune pentru tensiuni, respectiv pentru curenți;  
 $C_{Ed}$  = coeficientul de reacție a indusului pe axa  $d$ ;  
 $D_i$  = diametrul interior al statorului;  
 $D_r$  = diametrul exterior al rotorului;  
 $F_1(p) \dots F_4(p)$  = funcții de transfer în schemele structurale ale generatorului sincron cu redresor;  
 $G_{Hb}$  = permeanța de bază a magnetului permanent;  
 $G_{Hc}$  = permeanța de dispersie a creștăturii;  
 $G_{Hcd}$  = permeanța de dispersie a capetelor de dinți;  
 $G_{Hr\sigma}$  = permeanța de dispersii rotorice;  
 $G_{Hs}$  = permeanța de dispersie a capetelor de bobină;  
 $G'_{H0}$  = permeanța circuitului exterior magnetului raportată la permeanța de bază a magnetului permanent;  
 $h$  = pasul de integrare numerică;  
 $H_b$  = intensitatea câmpului magnetic de bază al magnetului permanent;  
 $H_c$  = intensitatea câmpului magnetic coercitiv al magnetului permanent;  
 $h_p$  = înălțimea polului;  
 $i_d; i_q$  = curenții statorici în sistemul de coordonate rotorice;  
 $i'_d; i'_q$  = curenții rotorici raportați la stator;  
 $i_{D0}$  = curentul prin dioda de nul;  
 $i_{T1}$  = curentul prin tiristorul principal;  
 $i_1; i_2; i_3$  - curenții de fază ai mașinii;

$i_\lambda$  = curentul printr-o înfășurare de fază;  
 $K_{ad}$  = coeficientul de formă al câmpului magnetic de reacție pe axa longitudinală;  
 $K_{aq}$  = coeficientul de formă al câmpului magnetic de reacție pe axa transversală;  
 $k_{bv}$  = factorul de bobinaj a armoniciei de ordinul  $v$ ;  
 $K_c$  = coeficientul lui Carter;  
 $k_{cv}$  = factorul de înclinare a armoniciei de ordinul  $v$ ;  
 $K_{D1}, K_{Q1}$  = coeficienții de raportare ai parametrilor înfășurărilor de amortizare longitudinale, respectiv transversale la stator;  
 $K_{E1}$  = coeficientul de formă al câmpului magnetic de excitație;  
 $K_f$  = coeficientul de formă al tensiunii electromotoare;  
 $K_{iD}, K_{iQ}$  = coeficienții de raportare ai curenților înfășurărilor de amortizare longitudinale, respectiv transversale la stator;  
 $K_{iE}$  = coeficientul de raportare al curentului înfășurării de excitație la stator;  
 $k_{qv}$  = factorul de repartizare a armoniciei de ordinul  $v$ ;  
 $k_{yv}$  = factorul de scurtare a armoniciei de ordinul  $v$ ;  
 $|K_1| ; |K_2| ; |K_3| ; |K_4|$  = matrici pentru calculul funcției cu rutina de integrare Runge - Kutta;  
 $L_{ad}$  = inductivitatea principală pe axa longitudinală;  
 $L_{aq}$  = inductivitatea principală pe axa transversală;  
 $L_D, L_Q$  = inductanțele înfășurărilor de amortizare pe axele  $d, q$ ;  
 $L'_D, L'_Q$  = inductanțele înfășurărilor de amortizare pe axele  $d, q$  raportate la stator;  
 $L''_d; L''_q; L''$  = inductanțe operaționale pe axele  $d, q$  și medie ale mașinii sincrone;  
 $l_i$  = lungimea indusului;  
 $l_{mx}$  = lungimea unei linii de câmp magnetic în întrefier;  
 $L_{11h}$  = inductivitatea principală (ciclică);  
 $m$  = cuplul electromagnetic; numărul de faze statorice;  
 $m_a$  = cuplul turbinei eoliene;  
 $m_{ae}$  = cuplul turbinei eoliene convertibil electric;  
 $N_E$  = numărul de spire pe pol al înfășurării de excitație echivalente;  
 $N_1$  = numărul de spire al înfășurării de fază a indusului;  
 $p$  = numărul perechilor de poli, variabila operațională;  
 $|P|$  = matricea de transformare a sistemului de coordonate statorice în sistemului de coordonate rotorice;  
 $R_D, R_Q$  = rezistențele înfășurărilor de amortizare pe axele  $d, q$ ;

$R'_d, R'_q$  = rezistențele înfășurărilor de amortizare pe axele d,q raportate la stator;

$R_{Hb}$  = reluctanța magnetică de bază a magnetului permanent;

$S_b$  = secțiunea de bază a magnetului permanent;

$t_c$  = pasul de creștătură (dentar) statoric;

$U_c(0.)$  = valoarea inițială a tensiunii la bornele condensatorului;

$u_d; u_q$  = tensiunile statorice în sistemul de coordonate rotorice;

$u_{ek}; i_k$  = tensiunea electromotoare și curentul de comutație;

$u_{ev}$  = armonica de ordinul v a tensiunii electromotoare;

$U_{eE}$  = tensiunea electromotoare indusă de înfășurarea de fază statorică;

$u_g; i_g$  = tensiunea și curentul redresat;

$U_{gmed}; I_{gmed}$  = valorile medii ale tensiunii și curentului redresat;

$U_{g0}; I_{g0}$  = tensiunea și curentul redresat în punctul de funcționare "staționar";

$U_{Hb}$  = tensiunea magnetică de bază a magnetului permanent;

$U_{H\delta}$  = tensiunea magnetică a întrefierului;

$u_\lambda$  = tensiunea la bornele unei înfășurări de fază;

$u_1; u_2; u_3$  = tensiunile de fază ale mașinii;

$V_\delta$  = volumul zonei de localizare a energiei magnetice pe un pas polar;

$v_\infty$  = viteza liberă a vântului;

$W$  = energia magnetică dintre armături;

$w'_\tau$  = densitatea de energie magnetică medie pe pasul polar raportată la densitatea de energie a magnetului permanent;

$x_c$  = coordonata în lungul pasului polar al unui punct din întrefier;

$y_c$  = deplasarea (relativă) spre dreapta a axei primei creștături față de axa interpolară din stânga;

$z$  = lungimea de bază magnetului permanent;

$\beta$  = înclinarea muchiei creștăturii semiînchise;

$\beta'$  = defazajul dintre tensiunea și curentul de fază al generatorului;

$\gamma$  = unghiul de comutație;

$\delta$  = întrefierul real;

$\delta'; \delta''$  = întrefieruri de calcul cu considerarea creștăturilor de pe indus, respectiv a saturației armăturilor feromagnetice;

$\theta$  = unghiul de poziție al rotorului;

$\theta_E$  = solenația de excitație pe pol;

$\theta_{mg}$  = solenația magnetului permanent;

$\theta_0$  = unghiul intern (de sarcină);

$\lambda$  = viteza modul a vântului;  
 $\mu_b$  = permeabilitatea magnetică de bază a magnetului permanent;  
 $\mu_{rev}$  = permeabilitatea pe caracteristica de revenire a magnetului permanent;  
 $\mu_0$  = permeabilitatea magnetică aerului;  
 $v$  = ordinul armonicii;  
 $\tau$  = mărimea pasului polar;  
 $\phi$  = fluxul pe pol;  
 $\phi_b$  = fluxul magnetic de bază al magnetului permanent;  
 $\Psi_d; \Psi_q$  = fluxurile statorice în sistemul de coordonate rotorice;  
 $\overline{\Psi}_d$  = imaginea operațională, exemplificată, pentru fluxul statoric pe axa d;  
 $\Psi_{d0}$  = valoarea inițială, exemplificată, pentru fluxul statoric pe axa d;  
 $\Psi'_d; \Psi'_q$  = fluxurile rotorice raportate la stator;  
 $\Psi_{Eh0}; \Psi_{Eh}$  = fluxul de excitație în gol, respectiv în sarcină;  
 $\phi_v$  = fluxul polar al armonicii de ordinul  $v$ ;  
 $\phi'_u$  = fluxul util în întrefier raportat la fluxul de bază al magnetului permanent;  
 $\Psi_\lambda$  = fluxul printr-o înfășurare de fază;  
 $\omega$  = viteza electrică a rotorului;  
 $\Delta(I)$  = variația curentului de sarcină după variator;  
 $\Delta u_f$  = variația mică, exemplificată, pentru tensiunea de fază;

# 1. MAȘINA SINCRONĂ EXCITATĂ CU MAGNEȚI PERMANENȚI

## 1.1. Caracteristicile magneților permanenți

Utilizarea magneților permanenți în tehnică se bazează pe proprietatea unor aliaje de a avea un câmp magnetic remanent, care se menține un timp îndelungat aproximativ constant. Caracteristica de bază a magneților permanenți este curba de demagnetizare, care reprezintă porțiunea din cadranul doi a ciclului de histerezis. Această curbă intersectează axa absciselor în dreptul câmpului magnetic coercitiv ( $-H_c$ ), iar axa ordonatelor în dreptul inducției remanente ( $B_r$ ). Performanțele unui magnet permanent sunt date de

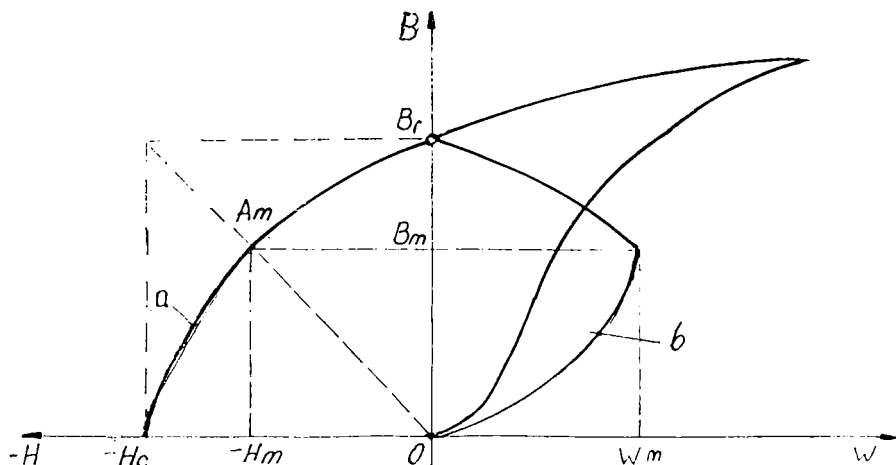
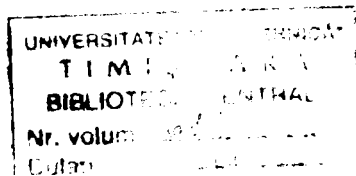


Figura 1.1. Caracteristica de demagnetizare a unui magnet permanent din ferită.

densitatea de energie magnetică:

$$w = \frac{BH}{2} \quad (1.1)$$

Densitatea de energie are valoarea maximă pentru punctul obținut prin intersecția caracteristicii de demagnetizare cu diagonala dreptunghiului circumscris acesteia [10].



$$W_m = \frac{B_m H_m}{2} \quad (1.2)$$

Coeficientul de formă al curbei de demagnetizare ( $\chi$ )

$$\chi = \frac{B_m H_m}{B_r H_c} \quad (1.3)$$

are valori uzuale de 0,3 pentru ferita dură.

Punctul de funcționare al magnetului permanent trebuie să fie amplasat la o inducție cu circa 10% mai mare decât inducția punctului corespunzător energiei magnetice maxime, pentru că el va coborî la funcționarea în sarcină datorită solenației demagnetizante a indusului.

Utilizarea curbei de demagnetizare în proiectarea mașinilor electrice excitate cu magneți permanenți se ușurează prin folosirea unui sistem de mărimi raportate, în care mărimile de bază sunt mărimile caracteristice magnetului permanent ( $B_r; H_c$ ). Mărimile de raportare sunt [41, pag.23 ]:

- inducția magnetică de bază :  $B_b = B_r$ ;
- intensitatea câmpului magnetic de bază :  $H_b = H_c$ ;
- secțiunea de bază :  $S_b = S_m$ , este aria secțiunii neutre a magnetului;
- lungimea de bază :  $l_b = z$ , este distanța de la polul magnetului permanent la secțiunea sa neutră.

În funcție de mărimile anterioare se pot calcula mărimi derivate ale sistemului:

- permeabilitatea de bază  $\mu_b = B_b/H_b = B_r/H_c$
- tensiunea magnetică de bază :  $U_{Hb} = U_{Hc} = H_b l_b = H_c z$
- fluxul magnetic de bază :  $\phi_b = B_b S_b = B_r S_m$
- reluctanța magnetică de bază :  $R_{Hb} = U_{Hb}/\phi_b = H_c z / (B_r S_m)$ ;
- permeanța magnetică de bază :  $G_{Hb} = 1/R_{Hb}$ ;
- densitatea de energie de bază :  $w_b = (1/2) B_b S_b = (1/2) B_r H_c$ .

În sistemul de unități relative (notate cu indicele ') caracteristica de demagnetizare a tuturor materialelor magnetice intersectează axele în aceleași puncte  $A'_r(0;1)$ ;  $A'_c(-1;0)$ . Cu cât performanțele unui magnet permanent sunt mai bune cu atât prețul lui de cost este mai ridicat. Din punct de vedere economic avantajul este de partea feritei dure, care are un preț de cost pe unitatea de

energie de câteva ori mai scăzut decât materialele Alnico sau aliajele din pământuri rare. Materialele magnetice din aliaje de pământuri rare se impun în domeniul puterilor mari, pentru că la aceeași energie magnetică au un volum de circa 10 ori mai mic și un preț de cost numai de două ori mai mare în comparație cu ferita dură [66].

Stabilitatea magnetului permanent reprezintă conservarea caracteristicilor magnetice ale unui magnet permanent un timp îndelungat. Stabilitatea magneților este influențată de o multitudine de factori, dintre care cei mai importanți sunt: temperatura, câmpurile magnetice, contactul mecanic cu alte substanțe feromagnetice, modificări structurale datorate factorilor mecanici, chimici sau radiațiilor [10, pag. 96, 97; 126 - 149]. Magnetizarea magnetului permanent se face într-o instalație care aplică un impuls de curent de ordinul kA cu o durată de ordinul ms, impuls obținut prin descărcarea energiei magnetice din câmpul unei bobine sau a energiei electrice acumulate într-o baterie de condensatoare, astfel încât să fie atinsă inducția de saturație ( $B_s = 0,43 \text{ T} > B_r$ ). În timp magnetizarea scade logaritmice prin reorientarea atomilor. În cazul mașinilor electrice pentru că reluctanța întrefierului se modifică periodic se va modifica corespunzător și panta dreptei de sarcină, prin urmare magnetul permanent va funcționa în regim dinamic. La o funcționare a mașinii în regim de mers în gol (fig. 1.2), punctul de funcționare după magnetizarea magnetului permanent, care se afla în  $P_1$  va coborî la scoaterea din circuitul de magnetizare în aer în punctul  $P_2$ . La introducerea în circuitul magnetic al mașinii electrice, în care permeanța echivalentă a circuitului de sarcină (porțiunea de circuit magnetic exterioară magnetului) raportată se modifică periodic între limitele extreme reprezentate de :  $\text{tg}(\alpha_1')$  și  $\text{tg}(\alpha_2')$ , deplasarea punctului de funcționare nu se va face de la început după o dreaptă ( caracteristica de revenire ), ci după o cicloidă pe traseul  $P_2; P_3; P_4; P_5; P_6; P_7; P_8 = P_6$ . Numărul de cicluri ce trebuie parcurs pentru atingerea unei stări stabile depinde de tipul magnetului permanent. Caracteristica care unește punctele de funcționare stabilă se numește caracteristică de revenire, iar panta

$$\mu'_r = \frac{B'_7 - B'_8}{H'_8 - H'_7} = \text{tg}\beta' \quad (1.4)$$

ei se numește permeabilitate reversibilă.



Magneții din ferită au coeficientul de revenire apropiat de permeabilitatea magnetică a aerului :  $\mu_{rev} = 1,05\mu_0$ .

Stabilizarea magneților permanenți se face prin variația temperaturii lor peste limitele extreme ale domeniului de utilizare și prin aplicarea unor câmpuri magnetice externe pentru reducerea fluxului dat cu 1% sau 5%. În cazul mașinilor electrice de mică putere prin efectuarea câtorva scurtcircuite trifazate, a căror durată să nu periclitizeze izolația indusului, se poate obține o stabilizare suficientă a magnetului permanent [13].

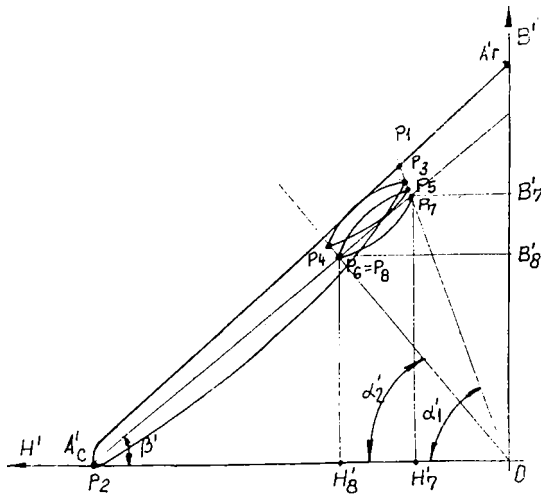


Figura 1.2. Funcționarea dinamică în regim nestabilizat prin modificarea reluctanței întrefierului.

La funcționarea mașinii sincrone stabilizate în sarcină (fig. 1.3) un anumit punct de funcționare în gol  $K_0$ , căruia îi corespunde unghiul dreptei de sarcină ( $\alpha'_0$ ), a cărei tangentă este egală cu permeanța circuitului magnetic de utilizare, va coborî (aluneca) în  $K_s$  din cauza solenației demagnetizante pe pol a indusului raportată la excitație. Punctul  $K_s$  se obține prin translatarea dreptei  $OK_0$  în  $O_1$ , astfel ca :

$$|OO_1| = \theta'_{ad} \quad (1.5)$$

Prin urmare la funcționarea în sarcină a mașinii apare al doilea factor care influențează regimul dinamic al magnetului și anume solenația demagnetizantă a indusului.

Influența temperaturii asupra caracteristicilor magneților

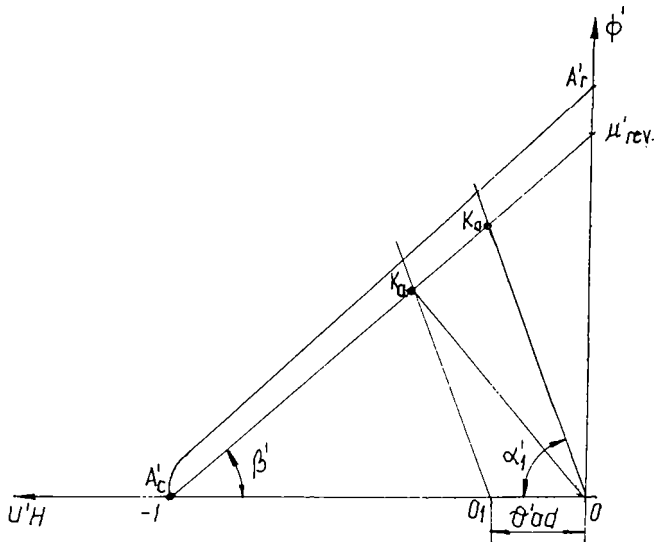


Figura 1.3. Funcționarea dinamică în regim stabilizat prin modificarea solenației demagnetizante a indusului.

permanenți este pronunțată. Prin încălzire crește agitația termică și scade magnetizația astfel încât la atingerea punctului Curie substanța devine paramagnetică. Pentru magneții din ferită se admite o temperatură maximă de lucru de  $200^{\circ}\text{C}$ . În conformitate cu datele de catalog [64] mărimile de bază ale magneților permanenți utilizați sunt :  $B_r = 0,37\text{ T}$  ;  $H_c = 254,647\text{ kA}$ , densitatea de energie magnetică maximă:  $(w_m) = 25,4\text{ kJ/m}^3$ . Magneții permanenți utilizați au forma

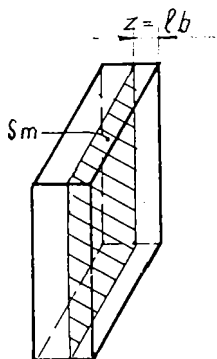


Fig. 1.4. Forma constructivă a magnetului permanent din ferită dură.

paralelipipedică (fig. 1.4) cu dimensiunile:  $z = 7,5 \cdot 10^{-3} \text{m}$ ;  $S_m = 50,32 \cdot 10^{-4} \text{m}^2$ . Magneții sunt despărțiți prin concentratori de câmp din material feromagnetic masiv (OL 35), cu secțiunea transversală de forma unui trapez cu bazele curbilinii formate din două arce de cerc concentrice ( arcul mare mărginește întrefierul).

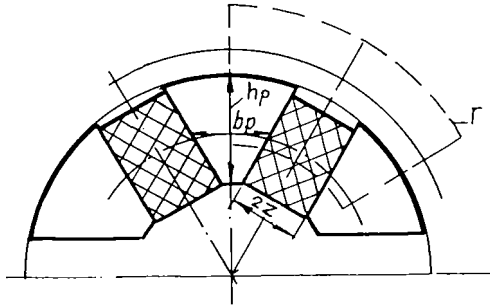


Figura 1.5. Construcția rotorului.

Fluxul magnetic din întrefier se obține din fluxul dat de magnetul permanent împărțit cu un factor supraunitar denumit **coeficient de dispersii**. În cazul polilor interiori cu forma dată în fig. 1.5 permeanța căilor de trecere dintre doi poli alăturați se poate calcula cu expresia [21, pag. 36-38]:

$$G_{Hr \sigma} = \mu_0 h_p \left[ \frac{l_i}{2z} + \frac{2}{\pi} \ln \left( 1 + \frac{\pi b_p}{4z} \right) \right] \quad (1.6)$$

În relația anterioară:  $h_p$  = înălțimea polului; iar  $b_p$  = lățimea medie a polului. Valorile uzuale ale coeficientului de dispersie sunt de 1,1...1,3.

În cazul feritei caracteristica de demagnetizare și caracteristica de revenire în unități relative se pot considera cu suficientă precizie drepte ( fig.1.6). În sistemul de unități relative ( notate cu indicele ' ) caracteristica de revenire are ecuația unei drepte, dusă prin punctele de intersecție cu axele :

$$B' = \mu'_{rev} (H' + 1) \quad (1.7)$$

$$\phi' = \mu'_{rev} (U'_H + 1) \quad (1.8)$$

Dacă magnetul permanent funcționează în gol în punctul  $F_0$  și dă fluxul  $\phi'_0$ , fluxul în întrefier, numit flux util  $\phi'_u$ , se obține prin împărțirea primuia cu coeficientul de dispersii. Din caracteristica

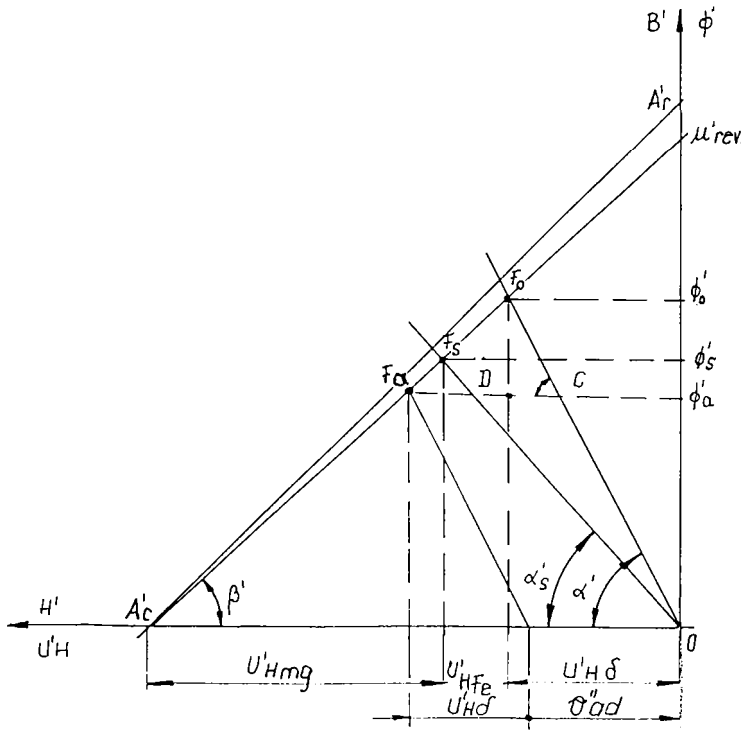


Figura 1.6. Caracteristica de demagnetizare și dreapta de revenire a feritei dure în sistemul de unități relative.

de revenire în unități relative punctului  $F_0$  îi corespunde căderea de tensiune magnetică în întrefier ( $U'_{H\delta}$ ).

Permeanța circuitului magnetic exterior magnetului pentru punctul  $F_0$  de funcționare este :

$$G'_{H0} = \operatorname{tg} \alpha' = \phi'_0 / U'_{H\delta} \quad (1.9)$$

Utilizând schema circuitului magnetic pe axa (d) a mașinii, reprezentată în fig.1.7 se poate calcula permeanța echivalentă:

$$G'_{H0} = G'_{H\delta} + G'_{Hr\sigma} = k_{\sigma} G'_{H\delta} \quad (1.10)$$

Coeficientul de dispersie este:

$$K_{\sigma} = 1 + G'_{Hr\sigma} / G'_{H\delta} = 1 + R'_{H\delta} / R'_{Hr} \quad (1.11)$$

Dacă se cunoaște fluxul ( $\phi'_0$ ) care străbate circuitul magnetic și caracteristicile de magnetizare ale materialelor din care sunt construite cele două armături ( OL 35 pentru corpurile polilor și tablă Beno - Târgoviște pentru indus) se pot calcula căderile de tensiune magnetice pe porțiunile feromagnetice ale celor două armături pentru linia de câmp magnetic ( $\Gamma$ ) (fig. 1.5), care se închide prin doi poli rotorici de polarități opuse străbătând de două ori întrefierul, după metodologia utilizată la determinarea caracteristicii de magnetizare [ 20, pag.82-88].

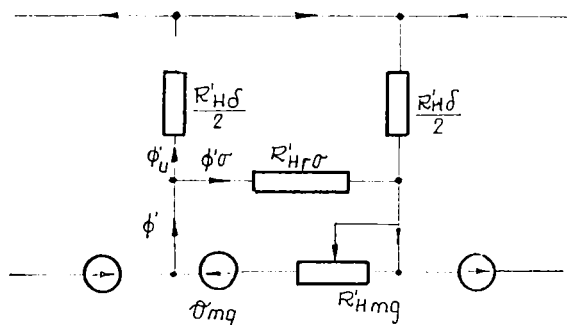


Figura 1.7. Schema circuitului magnetic pe axa longitudinală (d).

Se determină căderile de tensiune magnetică pe diferitele porțiuni ale mediilor feromagnetice ( corpurile polilor, dinții și jugul indusului) străbătute de linia de câmp magnetic, iar prin însumare se determină căderea de tensiune magnetică pe întreg fierul mașinii :  $U'_{HFe}$ . Prin urmare se poate determina căderea de tensiune magnetică pe întreg mediul exterior magnetului:

$$U'_{Hs} = U'_{H\delta} + U'_{HFe} \quad (1.12)$$

Pe dreapta de revenire căderii de tensiune magnetică  $U'_{Hs}$  îi corespunde punctul  $F_s$  de funcționare cu o valoare inferioară a fluxului ( $\phi'_s$ ) și se impune efectuarea unui calcul iterativ până la consfințirea punctului de funcționare. Ordinograma programului de calcul este dată în anexa 6.1, figura A.6.1.1. Astfel se poate calcula coeficientul de saturație pentru un anumit punct de funcționare:

$$K_s = (U'_{H\delta} + U'_{HFe}) / U'_{H\delta} \quad (1.13)$$

Pentru a determina reluctanța întrefierului se alege o tensiune magnetică de valoare unu cu care în conformitate cu paragraful 1.2.1 se calculează fluxul, după care se determină reluctanța:

$$R'_{H\delta} = U'_{H\delta} / \phi' \quad (1.14)$$

Procesul descris anterior de funcționare a magnetului permanent pe o caracteristică stabilă nu are loc de la început, ci numai după o stabilizare a magnetului permanent. În prezentul studiu se consideră magneții permanenți, care excită mașina sincronă stabilizați.

Variația periodică a reluctanței întrefierului se ia în considerare prin calculul inducției magnetice medii pe pol, pentru 6 poziții distincte pe un pas de creștătură ( $\tau_c$ ), cu care se calculează fluxul pe pol. În simularea funcționării mașinii sincrone încărcată cu sarcină variabilă trebuie să se ia în considerare alunecarea punctului de funcționare a magnetului permanent pe caracteristica de revenire la variația sarcinii și caracterul acesteia: inductiv sau capacitiv.

## 1.2. Mașina reală

### 1.2.1. Studiul repartiției inducției magnetice din întrefier pe pasul polar la mersul în gol la întrefier constant sub talpa polară cu considerarea formei constructive a indusului

La considerarea următoarelor ipoteze simplificatoare : mediul feromagnetic este ideal ( $\mu_{re} = \infty$ ), suprafețele care despart mediul feromagnetic de mediile paramagnetice sau diamagnetice sunt echipotențiale, se neglijează câmpul dintre fețele laterale ale polilor și ale indusului, câmpul magnetic în toate planele perpendiculare pe axul mașinii este identic, iar secțiunea transversală a mașinii se poate desfășura în plan. Spectrul liniilor de câmp magnetic [20, pag.37] și variația inducției în întrefier pe un pas dentar statoric sunt reprezentate în fig.1.8. Liniile de câmp magnetic se pot aproxima cu arce de cerc și segmente de dreaptă perpendiculare pe suprafața de separație fier - aer. În cazul creștăturilor semiînchise lungimea maximă a unei linii de câmp este

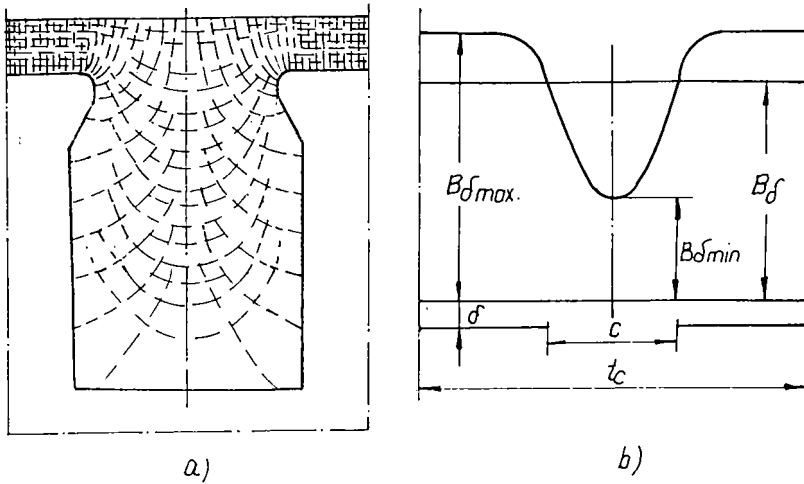


Figura 1.8. Spectrul liniilor de câmp magnetic (a) pentru creștătura semiînchisă și repartiția inducției magnetice (b) în întrefier pe un pas de creștătură.

egală cu segmentul de dreaptă ce străbate întrefierul racordat cu un sfert de cerc perpendicular pe prelungirea istmului, racordat cu un arc de cerc perpendicular pe peretele inclinat al creștăturii. Centrele celor două arce de cerc se află în punctele de schimbare a formei constructive a creștăturii. Contribuția liniilor de câmp mai lungi (care ating peretele vertical al creștăturii și fundul creștăturii) se poate neglija pentru că pentru acestea inducția magnetică ia valori ce scad proporțional cu creșterea lungimii liniilor de câmp. Dacă înfășurarea indusului este cu număr întreg de creștături pe pol și fază condițiile magnetice sunt identice pentru fiecare pol, deci este suficient ca studiul câmpului magnetic din întrefier să se facă pe un pas polar ( $\tau$ ). În cazul înfășurării fracționare este necesar ca studiul să se efectueze pe un număr de pași polari egali cu numitorul fracției ordinare ireductibile din numărul de creștături pe pol și fază ( $q$ ), după care condițiile magnetice se repetă. Metoda de calcul al câmpului magnetic din întrefierul mașinii este metoda aproximării formei liniilor de câmp magnetic, care sunt totodată linii de modul constant al intensității de câmp magnetic [42, pag.549].

Se tratează cazul unei înfășurări cu un număr întreg de creștături semiînchise pe pol și fază. Calculul presupune atribuirea unei valori concrete pentru tensiunea magnetică, dată de magnetul permanent în întrefier, în funcție de care se determină variația inducției magnetice pe un pas polar luând în considerare geometria celor două armături ale mașinii de studiat. Deoarece la funcționarea în gol armăturile au o poziție relativă una față de cealaltă inducția își modifică forma de variație din întrefier, iar prin considerarea mai multor poziții distincte (în particular șase) se poate determina variația inducției medii, cu care se calculează fluxul fascicular (pe pol).

În figura 1.9 a fost reprezentată o secțiune transversală desfășurată în plan prin circuitul feromagnetic al mașinii sincrone realizate.

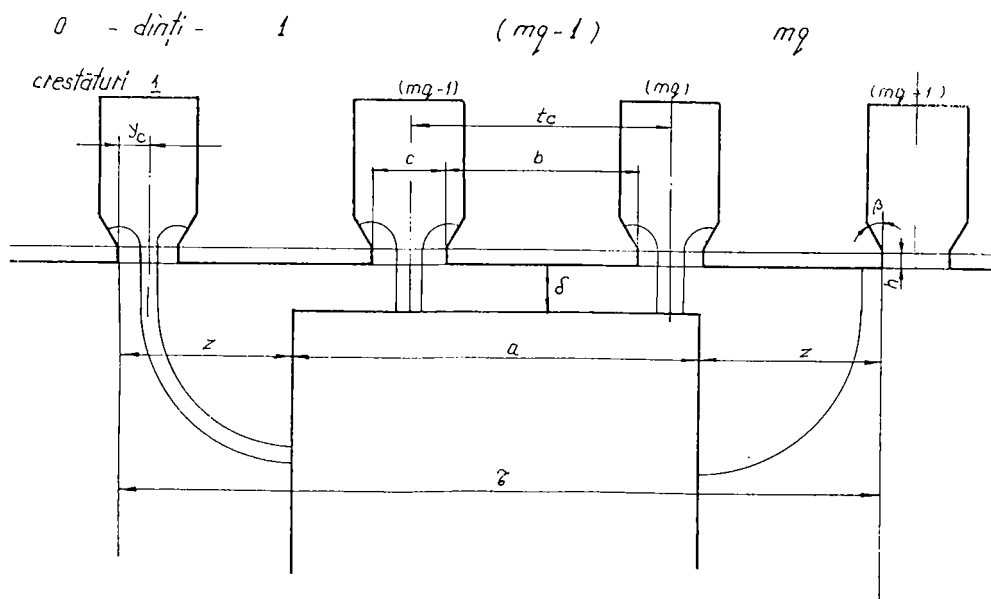


Figura 1.9. Secțiune transversală planimetrată prin circuitul feromagnetic al mașinii sincrone.

Mărimile geometrice reprezentate au următoarea semnificație:  
 $a$  = lățimea tălpii polare, egală cu lățimea polului;  
 $2z$  = lungimea magnetului permanent;  
 $\tau$  = pasul polar;



$\delta$  = întrefierul;  
 $b$  = talpa dintelui;  
 $c$  = deschiderea creștăturii;  
 $t_c$  = pasul de creștătură;  
 $q$  = numărul de creștături pe pol și fază;  
 $m$  = numărul de faze;  
 $h$  = istmul creștăturii;  
 $\beta$  = unghiul față de axă al feței înclinate a creștăturii;  
 $d$  = lățimea creștăturii la bază;  
 $g$  = lungimea muchiei înclinate a creștăturii.

Drept poziție inițială s-a considerat poziția în care axa creștăturii numerotate cu "1", mobilă, coincide cu axa interpolară din stânga, considerată fixă. Considerând deplasarea relativă a unei axe față de cealaltă variabilă în intervalul :  $0 \leq y_c < t_c$ , ceea ce modifică coordonatele  $x_c$  de pe axa absciselor ale punctelor de pe armătura indusului se calculează forma de variație a inducției magnetice pe pasul polar ( $\tau$ ).

Pe lungimea unei linii de câmp se disting porțiuni drepte care străbat întrefierul racordate cu arce de cerc în exteriorul acestuia trasate perpendiculare fie pe suprafața laterală a polului fie pe pereții interiori ai creștăturii, ale căror centre marcate cu cercurile goale sunt în punctele de schimbare (intersecția muchiilor) a formei constructive a armăturilor feromagnetice.

În conformitate cu reprezentarea geometrică din fig.1.10 se disting 10 tipuri de linii de câmp magnetic a căror lungime prin enumerare de la stânga la dreapta este:

$$1. l_{m1} = \delta + (\pi/2)z_1 \quad (1.15)$$

pentru dinte situat în exteriorul tălpii polare;

$$2. l_{m2} = \delta + (\pi/2)(z_2' + z_2') = \delta + (\pi/2)y_1 \quad (1.16)$$

pentru istm stânga al creștăturii în exteriorul tălpii polare;

$$3. l_{m3} = \delta + (\pi/2)(x_2 + z_2) + \beta(x_2 - h) = \delta + (\pi/2)y_1 + \beta(x_2 - h) \quad (1.17)$$

în care pentru orice :  $x_2 < h \Rightarrow x_2 - h = 0$

pentru perete stânga al creștăturii în exteriorul tălpii polare;

$$4. l_{m3} = \delta + (\pi/2)(x_3 + z_3) + \beta(x_3 - h) = \delta + (\pi/2)(2x_3 + y_2) + \beta(x_3 - h) \quad (1.18)$$

în care pentru orice :  $x_3 < h \Rightarrow x_3 - h = 0$

pentru perete dreapta al creștăturii în exteriorul tălpii polare;

$$5. l_{m5} = \delta + (\pi/2)(x_3' + z_3') = \delta + (\pi/2)(2x_3' + y_2) \quad (1.19)$$

pentru istm dreapta al creștăturii în exteriorul tălpii polare;

$$6. l_{m6} = \delta \quad (1.20)$$

pentru dinte situat sub talpa polară;

$$7. l_{m7} = \delta + (\pi/2)x_4' \quad (1.21)$$

pentru istm stânga al creștăturii sub talpa polară;

$$8. l_{m8} = \delta + (\pi/2)x_4 + \beta(x_4 - h) \quad (1.22)$$

pentru perete stânga al creștăturii sub talpa polară;

$$9. l_{m9} = \delta + (\pi/2)x_5 + \beta(x_5 - h) \quad (1.23)$$

pentru perete dreapta al creștăturii sub talpa polară;

$$10. l_{m10} = \delta + (\pi/2)x_5' \quad (1.24)$$

pentru istm dreapta al creștăturii sub talpa polară;

Mărima inducției magnetice în întrefier este dată de expresia :

$$B_{\delta x} = \mu_0 U_{H5} / l_{mx} \quad (1.25)$$

în care  $x = 1 \dots 10$ .

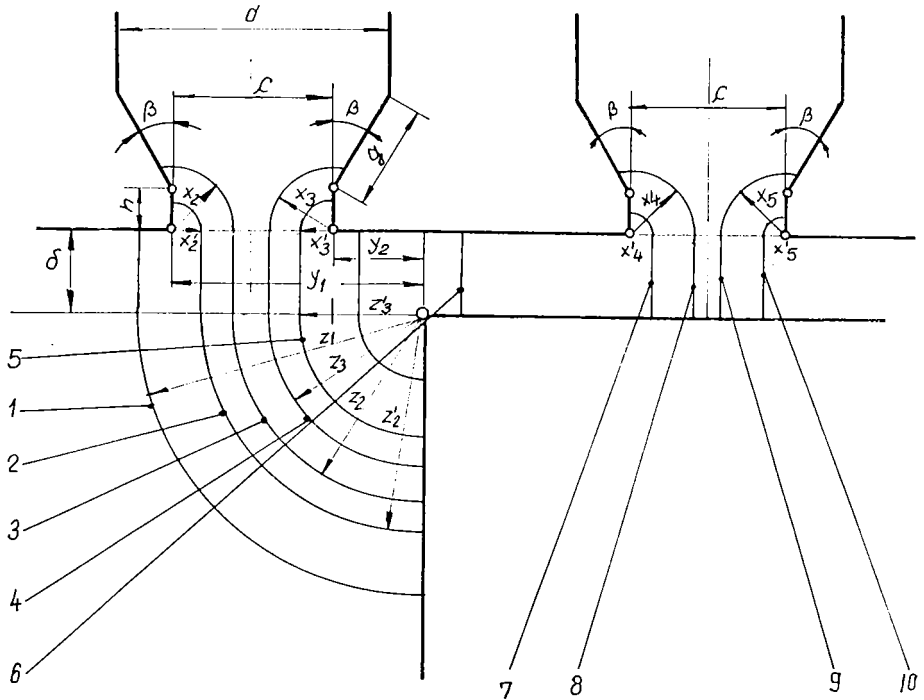


Figura 1.10. Formele geometrice ale liniilor de câmp magnetic din întrefier ( $\mu_{Fe} = \infty$ ).

Dacă se consideră drept axa ordonatelor axa interpolară din stânga calculul inducției magnetice ( $B_{\delta x}$ ) într-un punct din întrefier

determinat de coordonata  $x_c$  trebuie să ia în considerare faptul că spectrul liniilor de câmp magnetic se modifică prin deplasarea armăturii indusului ( $y_c < t_c$ ). Ordinograma programului de calcul pentru inducția medie din întrefier, dată în fig. A.6.1.1 din anexa 6.1 utilizează ordinogramele din fig. 6.1 ... 6.20, deoarece se deosebesc douăzeci de cazuri distincte pentru calculul lungimii liniilor de câmp magnetic care străbat întrefierul. Într-o primă ipoteză s-a luat în considerare efectul individual al unui pol magnetic pe lungimea unu pas polar. Graficul inducției magnetice (fig. 1.11) arată că aceasta nu se anulează în axa interpolară, prin urmare este necesar a se lua în considerare și influența polilor alăturați.

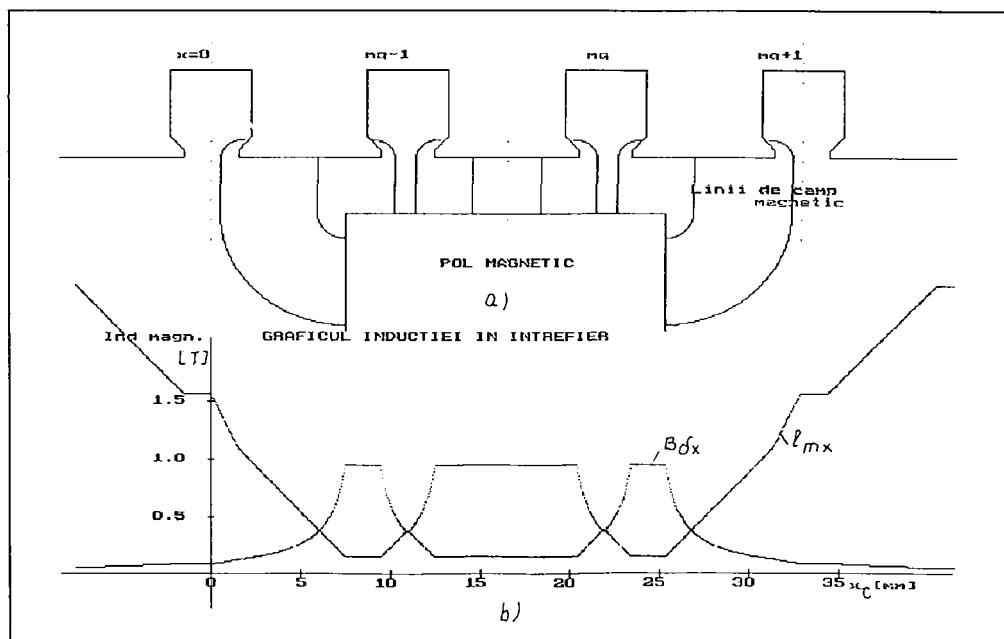


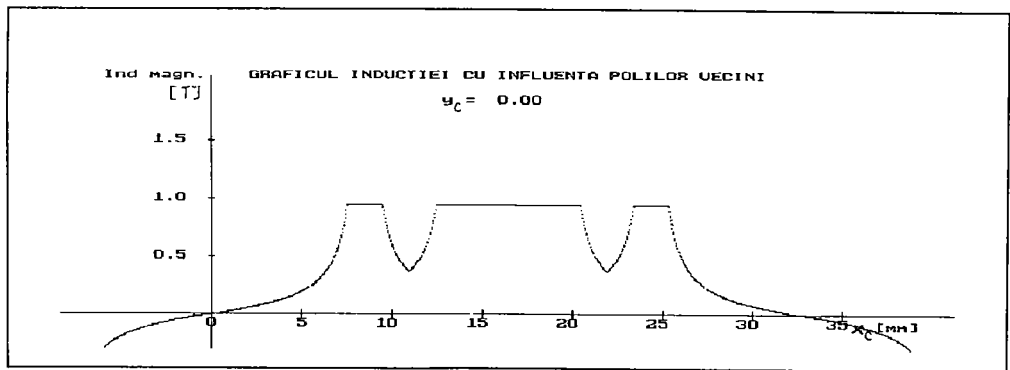
Figura 1.11. Spectrul liniilor de câmp magnetic (a) și variația lungimii liniilor de câmp magnetic ( $l_{mx}$ ), respectiv curba inducției magnetice din întrefier ( $B_{\delta x}$ ) pe un pas polar (b), fără influența polilor vecini, pentru poziția în care axa crestăturii coincide cu axa interpolară ( $y_c = 0$ ).

Studiul repartiției inducției magnetice în întrefier se face

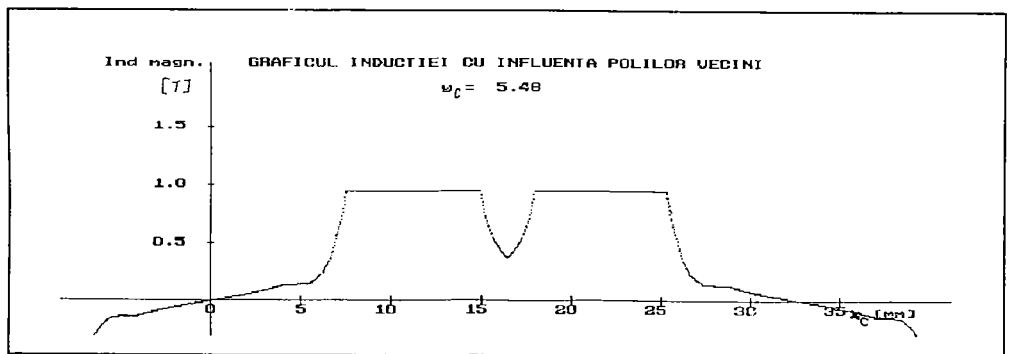
pe intervalul:

$$-z \leq x_c < \tau + z \quad (1.26)$$

În fig.1.12. s-a reprezentat graficul inducției magnetice în întrefier cu influența polilor vecini pentru cazul în care axa unei creștături statorice coincide cu axa interpolară rotorică (a,  $y_c=0$ ), respectiv pentru o poziție diferită, în care axa creștăturii se suprapune peste axa interpolară (b,  $y_c = t_c/2$ ).



a)



b)

Figura 1.12. Variația inducției magnetice în întrefier pe un pas polar la considerarea influenței polilor vecini pentru două poziții distincte: a) axa creștăturii coincide cu axa interpolară ( $y_c = 0$ ), b) axa creștăturii coincide cu axa polară ( $y_c = t_c/2$ ).

Rezultatul calculului numeric conform ordinogramei generale de

calcul A.6.1.1, din anexe, pentru determinarea variației inducției magnetice medii în întrefier, prin considerarea a șase poziții relative distincte ( $y_{c1} \dots y_{c6}$ ) ale celor două armături, care apelează cele douăzeci de ordinograme de calcul al lungimii liniilor de câmp magnetic din întrefier (fig.6.1 ... fig.6.20), cu considerarea influenței polilor vecini, este reprezentat în fig. 1.13 . Pe graficul inducției medii sunt date fluxul magnetic pe pol și reluctanța medie a întrefierului.

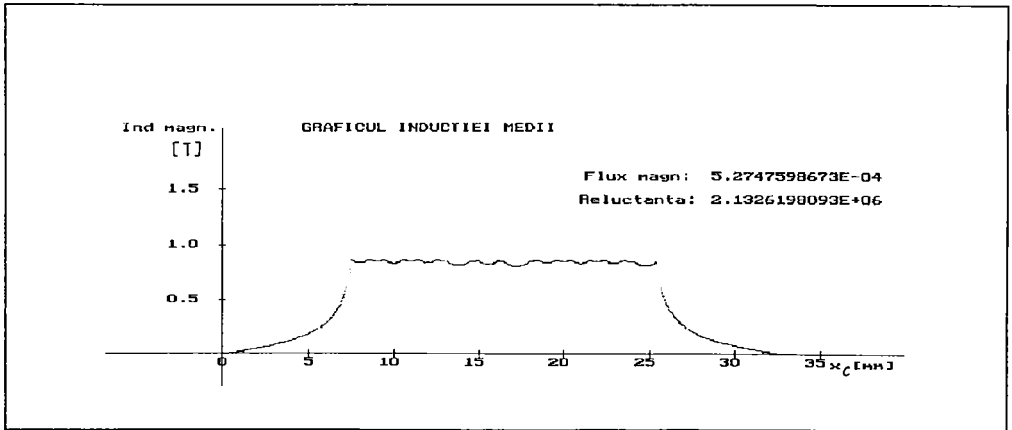


Figura 1.13. Variația inducției medii în întrefier pe pasul polar.

Se verifică că punctul de funcționare se află la intersecția caracteristicii de revenire a magnetului permanent cu dreapta reluctanței echivalente a circuitului de utilizare, considerând în calcul reluctanța medie a întrefierului (fig. 1.13).

Concluzie: Pentru a diminua scăderea inducției magnetice medii în întrefier trebuie ca deschiderea creștăturilor indusului să fie cât mai mică.

1.2.2. Tensiunea electromotoare indusă de câmpul magnetic principal în înfășurarea indusului

Se calculează tensiunea electromotoare indusă într-o înfășurare de curent alternativ de către un câmp magnetic învârtitior [20, pag. 66-72; 12, pag.40-43 ].

Valoarea efectivă a tensiunii electromotoare induse de către o armonică de un ordin oarecare  $v$  într-o înfășurare de fază este:

$$U_{ev} = \pi\sqrt{2}f_v N_1 K_{Bv} \phi_v \quad (1.27)$$

în care :  $f_v$ ;  $K_{Bv}$  ;  $\phi_v$  sunt frecvența, factorul de bobinaj și fluxul pentru armonică de ordinul  $v$ . Pentru că :  $p_v = vp$  rezultă :

$$\tau_v = \tau/v ; f_v = vf \quad (1.28)$$

Factorul de bobinaj pentru armonică de ordinul  $v$  este:

$$K_{Bv} = K_{cv} K_{yv} K_{qv} \quad (1.29)$$

$$K_{cv} = \frac{\sin \frac{vc\pi}{2\tau}}{\frac{vc\pi}{2\tau}} ;$$

(1.30)

$$K_{yv} = \sin \frac{v\pi}{2\tau} y ;$$

(1.31)

$$K_{qv} = \frac{\sin \frac{vq\alpha}{2}}{q \sin \frac{v\alpha}{2}}$$

(1.32)

Fluxul polar al inductorului pentru armonică de ordinul  $v$ , care reprezintă un flux fascicular pentru înfășurarea indusului este:

$$\phi_v = (2/\pi) B_v \tau_v l_i \quad (1.33)$$

Amplitudinea armonicii inducției magnetice din întrefier este dată de integrala:

$$B_v = \frac{2}{\tau} \int_b^{\tau} B_{\delta v}(x_c) dx_c \quad (1.34)$$

$$B_{\delta v}(x_c) = B_{\delta x}(x_c) \sin(v \frac{\pi}{\tau} x_c)$$

Pentru variația inducției medii în întrefier  $B_{\delta x}(x_c)$  pe pasul polar, reprezentată în fig. 1.13, și pentru ordine impare uzuale  $v = 1;3;5;7;9;11$  ale armonicilor de câmp funcția de integrat este dată în fig.1.14 unde este înscrisă și valoarea calculată a amplitudinii armonicilor.

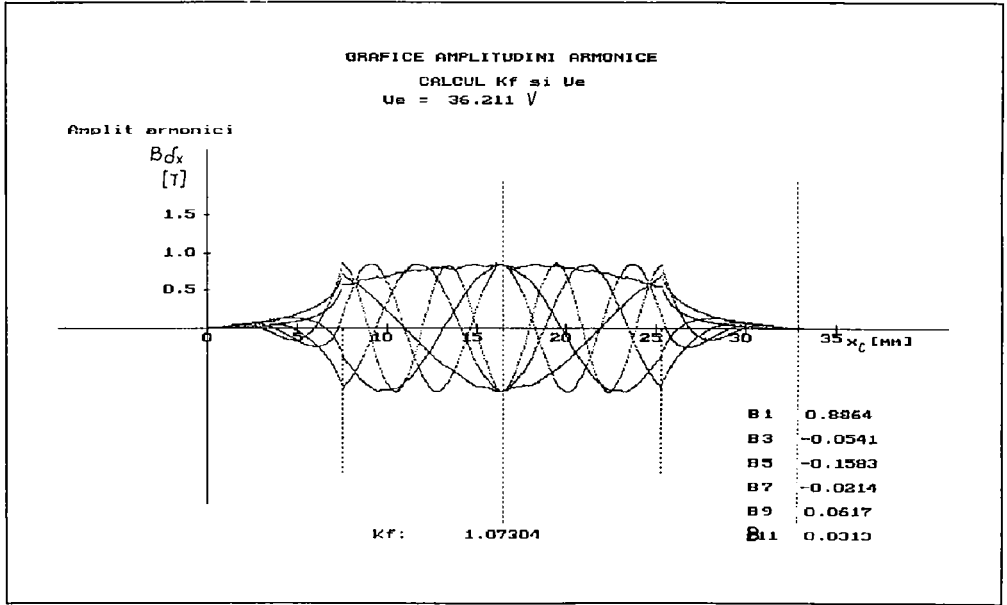


Figura 1.14. Funcții pentru calculul amplitudinii armonicilor impare din curba tensiunii electromotoare pe fază.

Valoarea efectivă a tensiunii electromotoare pe fază este:

$$U_e = \sqrt{\sum_{v=1}^{\infty} U_{ev}^2} \quad (1.35)$$

Abaterea valorii efective a tensiunii electromotoare de la variația sinusoidală în timp, care crește odată cu amplitudinile armonicilor superioare, se apreciază cu raportul:

$$\frac{U_{ev}}{U_{e1}} = v K_{Bv} \frac{\phi_v}{K_{B1} \phi_1} = K_{Bv} \frac{B_v}{K_{B1} B_1} \quad (1.36)$$

Această abatere trebuie diminuată prin măsuri constructive, în special pentru generatoarele sincrone cuplate la rețea. Forma constructivă a polului trebuie să genereze o inducție magnetică în întrefier a câmpului magnetic de excitație cât mai aproape de sinusoidă (se reduc  $B_v$ ). Un efect similar se obține prin intermediul coeficienților de bobinaj ( $K_{Bv}$ ) ai indusului. Prin intermediul unei înclinări, scurtări sau repartizări potrivite se pot diminua sau anula armonicile cele mai importante din forma de undă a tensiunii electromotoare, cu toate că acestea există în curba câmpului de excitație. Totodată se reduce și valoarea armonicii fundamentale, fapt nedorit pentru instalațiile autonome de mică putere, la care forma de undă a tensiunii electromotoare nu este importantă, pentru că tensiunea la bornele generatorului se redresează și printr-un variator de curent continuu încarcă o baterie de acumulare.

Toate armonicile de ordinul:

$$v = 2Kq\pm 1 \quad (1.37)$$

au același factor de zonă ca fundamentală și se numesc **armonici de dinți**. La înfășurări întregi prima armonică de dinți cu ordinul:

$$v = 2qm \pm 1 \quad (1.38)$$

deformează puternic curba tensiunii electromotoare induse.

Amplitudinea ei scade numai odată cu creșterea ordinului fapt realizabil în cazul înfășurărilor fracționare.

Luând în considerare expresiile (1.35) și (1.36) valoarea efectivă a tensiunii electromotoare se poate exprima în funcție de armonica fundamentală:

$$\frac{U_{ev}}{U_{e1}} = \sqrt{\sum_{v=1}^{\infty} \left( \frac{K_{Bv}B_v}{K_{B1}B_1} \right)^2} \quad (1.39)$$

Prin raportarea fluxului total, produs de inducția medie din întrefier, la fluxul produs numai de armonica fundamentală rezultă:

$$\frac{\phi}{\phi_1} = \sum_{v=1}^{\infty} \frac{\phi_v}{\phi_1} = \sum_{v=1}^{\infty} \frac{B_v}{vB_1} \quad (1.40)$$

Tensiunea electromotoare indusă în înfășurarea indusului, care



este egală cu tensiunea la bornele generatorului la mersul gol, este:

$$U_e = \pi\sqrt{2}fNK_{B1}K_f\phi \quad (1.41)$$

în care  $K_f$  este coeficientul de formă al undei inducției magnetice în întrefier.

$$K_f = \frac{\sqrt{\sum_{v=1}^{\infty} \left( \frac{K_{Bv}B_v}{K_{B1}B_1} \right)^2}}{\sum_{v=1}^{\infty} \frac{B_v}{vB_1}} \quad (1.42)$$

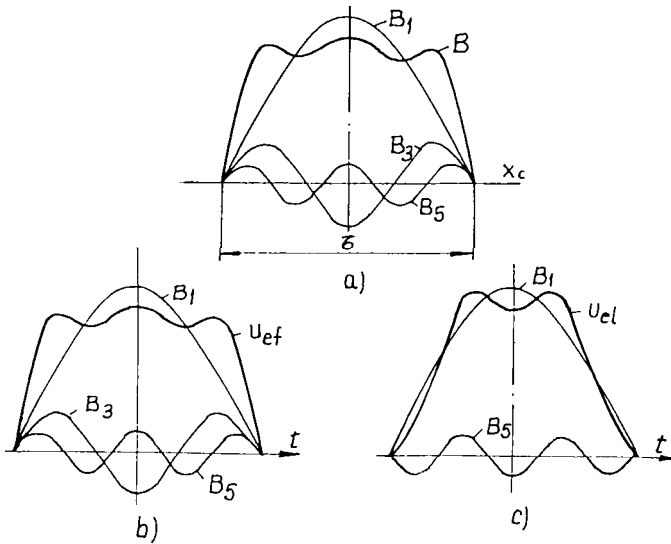


Figura 1.15. Formele de undă ale : a) câmpului magnetic de excitație, b) tensiunii electromotoare de fază, c) tensiunii electromotoare de linie, pentru mașina sincronă.

Coeficientul de formă al inducției magnetice și tensiunea electromotoare indusă pentru mașina sincronă realizată, excitată cu magneți permanenți, prevăzută cu o înfășurare întreagă cu pas diametral, sunt date în fig.1.14. În fig.1.15 sunt reprezentate formele de undă ale : câmpului magnetic de excitație (a), tensiunii electromotoare de fază (b) și ale tensiunii de linie în gol (c)

pentru o înfășurare cu o creștătură pe pol și fază ( $q=1$ ) și pas diametral ( $\gamma = \tau$ ), luând în considerare numai primele trei armonici impare ale inducției magnetice din întrefier ( $B_1; B_3; B_5$ ).

În concluzie variația inducției magnetice în întrefier la mersul în gol redă la altă scară modificarea reluctanței întrefierului, iar tensiunea de fază (b) repetă variația inducției magnetice. La conexiunea în stea a înfășurărilor tensiunea de linie (c) este ameliorată prin absența armonicilor de ordinul trei, care sunt sinfazice în tensiunile de fază.

Tensiunea la bornele generatorului sincron este redresată de către un redresor în punte trifazată obținându-se la funcționarea în gol o tensiune ondulată cu șase pulsuri pe perioadă.

### 1.2.3. Variația tensiunii electromotoare indusă de câmpul magnetic principal în funcție de acoperirea polară

Este rațional ca instalația de conversie să înceapă încărcarea bateriei de la viteze cât mai mici ale vântului (turații cât mai mici la arbore), ceea ce înseamnă o tensiune electromotoare indusă în gol maximă la impunerea unei anumite frecvențe. Dacă se menține construcția indusului, inclusiv înfășurarea trifazată și se modifică numai lungimea de bază a magnetului permanent (z), ceea ce atrage modificarea lățimii tălpii polare, în conformitate cu relația (1.41)  $U_e$  va varia proporțional cu produsul ( $K_f \phi$ ). Este de așteptat ca o modificare a geometriei magnetului permanent din fig.1.4 să atragă și o deplasare a punctului de funcționare pe caracteristica de demagnetizare din fig.1.6, deci unui alt flux raportat ( $\phi'$ ) îi corespunde o altă tensiune magnetică utilă raportată, ( $U'_{H_0}$ ), în întrefier. Este de urmărit ca această deplasare să fie cât mai mică pentru că o utilizare eficientă a magnetului permanent presupune o funcționare într-un punct situat în vecinătatea punctului în care densitatea de energie magnetică medie pe zona polară este maximă ( $A_m$  din fig.1.1). Ordinograma programului de calcul este prezentată în anexa 6.2. Variația tensiunii la borne în gol în funcție de acoperirea polară pentru mașina sincronă reală este dată de curba (0) reprezentată în figura 1.24.

Dacă se consideră variația coeficientului de formă  $K_f$  al repartiției inducției câmpului magnetic de excitație în întrefier

neglijabilă atunci tensiunea electromotoare indusă va fi maximă pentru un flux polar de excitație, care reprezintă fluxul fascicular prin indus, maxim. În cazul unei forme concrete a armăturilor, dacă înfășurarea indusului nu are creștăturile înclinate, iar deschiderea bobinei este cunoscută, în cazul particular cu pas diametral, fluxul magnetic util (din întrefier) depinde numai de permeanța de dispersii rotorice și permeanța întrefierului (1.47). Considerând relațiile scrise în mărimi raportate la mărimile de bază ale magnetului permanent, deoarece punctul de funcționare al magnetului se găsește la intersecția dreptei de revenire cu dreapta de sarcină, coordonatele acestuia (fig.1.6) vor fi date de soluțiile sistemului de ecuații format din (1.8) și (1.9):

$$\phi'_{0} = \mu'_{rev}(U'_{H\delta} + 1) \quad (1.43)$$

$$\phi'_{0} = G'_{H0}U'_{H\delta} \quad (1.44)$$

Permeanța echivalentă a circuitului de sarcină este egală cu suma dintre permeanța întrefierului și permeanța de dispersii rotorice (1.10). Fluxul util dă căderea de tensiune magnetică pe reluctanța întrefierului :

$$\phi'_{u} = G'_{H\delta}U'_{H\delta} \quad (1.45)$$

$$\phi'_{u} = \phi'_{0}(G'_{H\delta}/G'_{H0}) = \phi'_{0}/k_{\sigma} \quad (1.46)$$

Fluxul util raportat este:

$$\phi'_{u} = \frac{1}{\left(1 + \frac{G'_{Hr\sigma}}{G'_{H\delta}}\right) \frac{1}{\mu'_{rev}} - \frac{1}{G'_{H\delta}}} \quad (1.47)$$

#### 1.2.4. Determinarea variației energiei magnetice din întrefier și a forțelor de atracție magnetică dintre stator și rotor

Dacă creștăturile indusului nu sunt înclinate ( $K_c = 1$ ) față de axa longitudinală a mașinii atunci reluctanța întrefierului se va modifica la deplasarea relativă a armăturilor cu un pas dentar, după care își va repeta variația. Rotorul ia poziția corespunzătoare unei energii minime a sistemului. La pierderea echilibrului forța exterioară trebuie să efectueze un lucru mecanic egal cu variația energiei magnetice a sistemului, dacă se presupune că mașina funcționează în gol și se neglijează pierderile în fier, pentru că frecvența este mică la demarare. În conformitatea cu teorema forțelor generalizate, forța este egală cu derivata energiei magnetice în raport cu coordonata generalizată păstrând, fie curentul, fie fluxul constant. Punctul de funcționare al magnetului este situat la intersecția caracteristicii de revenire cu dreapta de sarcină, fig.1.6. Datorită deplasării relative a armăturilor permeanța întrefierului se va modifica, iar permeanța de dispersii rotorice (1.6) va rămâne neschimbată. Densitatea de energie din întrefier pentru un punct oarecare de funcționare are expresia :

$$w_r = \frac{1}{2} (U'_{H\delta} \Phi'_u) (B_r H_c) \quad (1.48)$$

Pentru că volumul zonei, care separă armăturile feromagnetice de-a lungul unui pas polar (zona întrefierului corespunzătoare unui pas polar) este constant pentru a determina poziția de echilibru magnetic a rotorului este suficient să se reprezinte variația densității de energie magnetică din întrefier și să se calculeze poziția ( $y_{cmin}$ ) în care densitatea este minimă. Ordinograma programului de calcul este reprezentată în anexe 6.3. Pentru poziția respectivă se calculează forța generalizată, în conformitate cu teorema forțelor generalizate, prin exprimarea densității medii de energie magnetică din întrefier în funcție de reluctanța echivalentă a circuitului magnetic exterior magnetului permanent. După cum era de așteptat poziția în care energia magnetică este minimă corespunde lui ( $y_c = t_c/2$ ), adică unei reluctanțe maxime a întrefierului, pentru care

forma de variație a inducției magnetice din întrefier, (fig.1.12.b) reprezintă la altă scară variația reluctanței întrefierului.

Prin urmare trebuie calculate : reluctanța echivalentă a circuitului magnetic exterior magnetului și derivata acestuia în raport cu deplasarea ( $y_c$ ). În conformitate cu ordinogramele programului de calcul din anexa A.6.1 se obține expresia permeanței minime a întrefierului ( $G_{H\delta min}$ ), iar cu relația (1.6) expresia permeanței circuitului de dispersii rotorice ( $G_{Hr\sigma}$ ).

În tabelul 6.1 din anexa 6.5 sunt date variația reluctanței zonei care separă armăturile feromagnetice în lungul unui pas polar, și variația densității medii volumice a energiei magnetice în funcție de deplasarea relativă  $y_c$  dintre stator și rotor pentru 21 de poziții intermediare în lungul unui pas dentar statoric.

Prin reprezentarea celor două mărimi în funcție de deplasarea relativă ( $y_c$ ) în lungul unui pas dentar statoric se obțin fig. 1.16 și fig.1.17.

Cu considerarea expresiei (1.48) energia magnetică din zona de separație a armăturilor pentru întreaga mașină sincronă este:

$$W = 2pw_\tau V_\delta = 2pw'_\tau (H_c B_r) V_\delta \quad (1.49)$$

în care densitatea de energie magnetică medie pe pol raportată la energia de bază a magnetului permanent este:

$$w'_\tau = (1/2)\phi'_U U'_{H\delta} \quad (1.50)$$

Volumul pe pasul polar al zonei care separă armăturile feromagnetice este format din întreg volumul în care există linii ale câmpului magnetic de calcul (fig. 1.9):

$$V_\delta = l_i \left\{ \delta \tau + q \left[ \frac{c^2}{2} + \text{tg} \beta \left( \frac{c}{2} - h \right)^2 \right] + 4z^2 \right\} \quad (1.51)$$

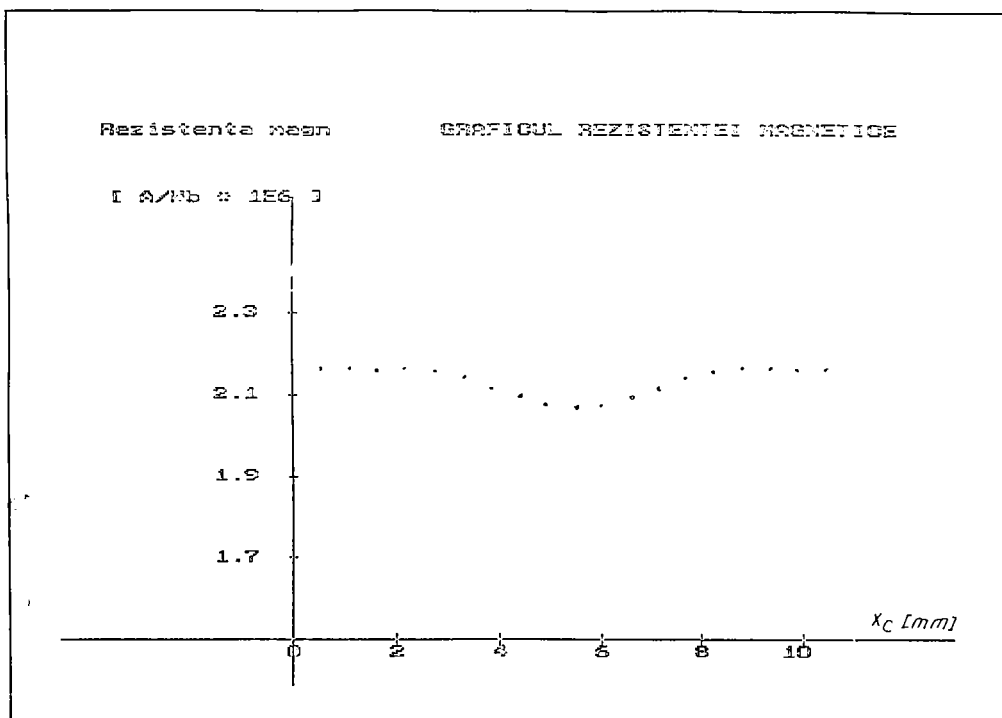


Figura 1.16. Modificarea reluctanței circuitului exterior magnetului permanent la deplasarea cu un pas dentar statoric.

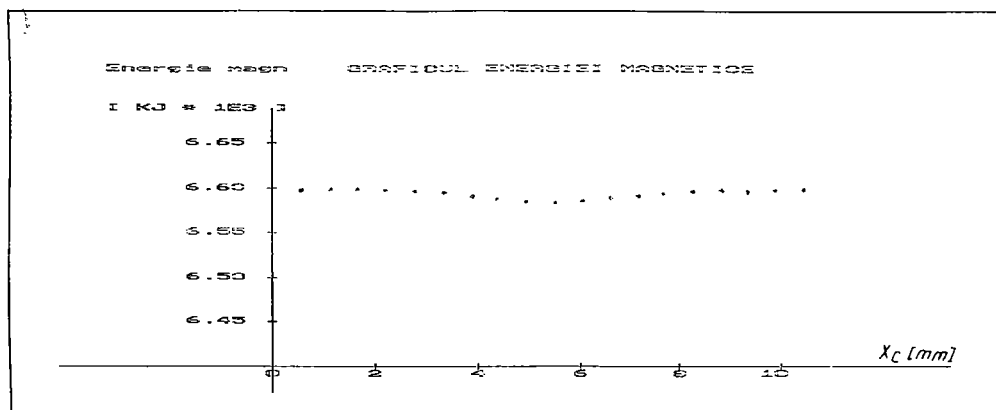


Figura 1.17. Modificarea densității medii volumice a energiei magnetice în întrefier la deplasarea cu un pas dentar statoric.

Forța de atracție magnetică este :

$$F_a = \left( \frac{\partial W_m}{\partial Y_c} \right)_{Y_c = \frac{t_c}{2}} \quad (1.52)$$

Densitatea de energie magnetică raportată medie pe pol se poate exprima în funcție numai de permeanța întrefierului și de permeanța de dispersii magnetice din inductor.

$$w'_r = \frac{1}{2} \cdot \frac{\mu'_{rev}{}^2 G'_{H\delta}}{(G'_{H\delta} + G'_{Hr\sigma} - \mu'_{rev})^2} \quad (1.53)$$

în consecință forța de atracție magnetică este:

$$F_a = p(H_c B_r) V_\delta \mu'_{rev}{}^2 \left( \frac{\partial G'_{H\delta}}{\partial Y_c} \right)_{(Y_c = \frac{t_c}{2})} \frac{G'_{Hr\sigma} - \mu'_{rev} - G'_{H\delta} \left( Y_c = \frac{t_c}{2} \right)}{[G'_{Hr\sigma} - \mu'_{rev} + G'_{H\delta} \left( Y_c = \frac{t_c}{2} \right)]^3} \quad (1.54)$$

Cu relația (1.25) se determină expresia inducției în întrefier  $B_{\delta x}$  și, luând în considerare intervalul de definiție, prin integrare în raport cu coordonata  $x_c$ , care determină poziția în lungul pasului polar, se calculează fluxul pe unitatea de lungime a indusului. Se însumează fluxurile pe intervalele care formează lungimea unui pas polar ținându-se cont de influența polilor vecini. Prin împărțirea fluxului cu tensiunea magnetică din întrefier ( $U_{H\delta}$ ) se determină expresia permeanței întrefierului raportată la unitatea de lungime a indusului ( $G_{H\delta}/l_i$ ).

Cu  $n$  s-a notat numărul intervalelor distincte de calcul (în particular  $n = 16$ ).

$$\frac{G_{H\delta}}{I_i} = \frac{\phi_u}{U_{H\delta} I_i} = \frac{1}{I_i} \sum_{k=1}^n \int_{\tau_{k-1}}^{\tau_k} B_{\delta x}(x_{ck}) dx_{ck}; \quad (1.55)$$

$$\text{cu: } \sum_{k=1}^n (\tau_k - \tau_{k-1}) = \tau + 2z$$

Pentru o scriere concisă fie următoarele notații:

$$\begin{aligned} A &= \delta + (\pi/2)(z - y_c) - \beta h; \\ B &= \delta + (\pi/2)(z + y_c - 0,5c - t_c) - \beta h; \\ C &= \delta + (\pi/2)(z + 0,5c - y_c) - \beta h; \\ D &= \delta + (\pi/2)(z + y_c + 0,5c - t_c) - \beta h; \\ E &= \delta + (\pi/2)(z + t_c - 0,5c - y_c) - \beta h; \\ F &= \delta + (\pi/2)(z + y_c - 0,5c) - \beta h; \\ G &= \delta + (\pi/2)(z + y_c + 0,5c) + \beta(0,5c - h); \\ H &= \delta + (\pi/2)z \end{aligned} \quad (1.56)$$

Expresiile din relațiile (1.56) în cazul particular ( $y_c = t_c/2$ ) obțin valorile :

$$\begin{aligned} A_m &= \delta + (\pi/2)(z - 0,5t_c) - \beta h; \\ B_m &= \delta + (\pi/2)(z - 0,5c - 0,5t_c) - \beta h; \\ C_m &= \delta + (\pi/2)(z + 0,5c - 0,5t_c) - \beta h; \\ D_m &= \delta + (\pi/2)(z + 0,5c - 0,5t_c) - \beta h; \\ E_m &= \delta + (\pi/2)(z + 0,5t_c - 0,5c) - \beta h; \\ F_m &= \delta + (\pi/2)(z + 0,5t_c - 0,5c) - \beta h; \\ G_m &= \delta + (\pi/2)(z + 0,5t_c + 0,5c) + \beta(0,5c - h); \\ H_m &= \delta + (\pi/2)z \end{aligned} \quad (1.57)$$

Permeanța zonei care separă armăturile în lungul unui pas polar, pe unitatea de lungime a indusului, este dată de relația:

$$\begin{aligned} \frac{G_{H\delta}}{I_i} &= \frac{\mu_0}{(\pi + \beta)} \ln \frac{A + \beta \frac{C}{2}}{A - \pi \frac{C}{4}} + \frac{\mu_0}{\pi + \beta} \ln \frac{B + (\pi + \beta) \frac{C}{2}}{B + (\pi + \beta)(t_c + \frac{C}{2} - z - y_c)} + \\ &+ \frac{\mu_0}{\beta} \ln \frac{C + \beta \frac{C}{2}}{C} + \frac{\mu_0}{\beta} \ln \frac{D + \beta \frac{C}{2}}{D} + \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
& + (\text{mq} - 2) \frac{4\mu_0}{(\pi + 2\beta)} \ln \frac{\delta - \beta h + (\frac{\pi}{2} + \beta) \frac{C}{2}}{\delta - \beta h} + \\
& + \frac{2\mu_0}{\pi} \ln \frac{H}{C + \beta h} + \frac{2\mu_0}{\pi} \ln \frac{E - \frac{\pi}{2} \tau_c + \beta h}{\delta} + \frac{2\mu_0}{\pi} \ln \frac{B + \beta h}{\delta} + \\
& + \frac{2\mu_0}{\pi} \ln \frac{H}{D + \beta h} + \frac{\mu_0}{\delta} (-z + y_c + \tau_c - \frac{C}{2}) + \frac{\mu_0}{\delta} (2\tau_c - \frac{C}{2} - y_c - z) + \\
& + (\text{mq} - 2) \frac{\mu_0}{\delta} - \frac{2\mu_0}{\pi} \ln \frac{E + \beta h}{H} - \frac{\mu_0}{\pi + \beta} \ln \frac{E + (\pi + \beta)(z - \tau_c + \frac{C}{2} - y_c)}{E} - \\
& - \frac{2\mu_0}{\pi} \ln \frac{F + \beta h}{H} - \frac{\mu_0}{\pi + \beta} \ln \frac{F + (\pi + \beta) \frac{C}{2}}{F} - \frac{\mu_0}{\beta} \ln \frac{G}{G + \beta(y_c - z)}
\end{aligned} \tag{1.58}$$

Derivata permeanței pe unitatea de lungime obține expresia:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{I_i} \frac{\partial G_{H\delta}}{\partial y_c} &= \frac{\mu_0}{\pi + \beta} \frac{\frac{\pi}{2} (\beta + \frac{\pi}{2}) \frac{C}{2}}{A^2 + (\beta - \frac{\pi}{2}) \frac{C}{2} A - \frac{\pi}{8} \beta C^2} + \\
& + \frac{\mu_0}{\pi + \beta} \frac{\frac{\pi}{2} (\pi + \beta) (\frac{C}{2} + \tau_c - z - y_c)}{B^2 + (\pi + \beta) (\frac{C}{2} - z - y_c + \tau_c) B + (\pi + \beta)^2 (\frac{C}{2} - z - y_c + \tau_c)} + \\
& + \frac{\pi \mu_0}{2\beta} \frac{\beta \frac{C}{2}}{C^2 + \beta C \frac{C}{2}} - \frac{\pi \mu_0}{2\beta} \frac{\beta \frac{C}{2}}{D^2 + \beta \frac{C}{2} D} + \frac{\mu_0}{C + \beta h} - \frac{\mu_0}{E + \frac{\pi}{2} \tau_c + \beta h} + \frac{\mu_0}{B + \beta h} - \\
& - \frac{\mu_0}{D + \beta h} - \mu_0 \frac{1}{EH} - \frac{\mu_0}{\pi + \beta} \frac{\frac{\pi}{2} (\pi + \beta) (z - y_c - \tau_c + \frac{C}{2}) - (\pi + \beta) E}{E^2 + (\pi + \beta) (z - y_c - \tau_c + \frac{C}{2}) E} + \\
& + \frac{\mu_0}{F} + \mu_0 \frac{\frac{\pi C}{4}}{F^2 + (\pi + \beta) \frac{C}{2} F} - \mu_0 \frac{\frac{\pi}{2} (y_c - z) - G}{G^2 + \beta (y_c - z) G}
\end{aligned} \tag{1.59}$$

Pentru cazul particular ( $y_c = \tau_c/2$ ) expresiile anterioare sunt:

$$\left( \frac{G_{H\delta}}{I_i} \right)_{(y_c = \tau_c/2)} = \frac{\mu_0}{(\pi + \beta)} \ln \frac{\bar{A}_m + \beta \frac{C}{2}}{\bar{A}_m - \pi \frac{C}{4}} + \frac{\mu_0}{\pi + \beta} \ln \frac{B_m + (\pi + \beta) \frac{C}{2}}{B_m + (\pi + \beta) (\frac{\tau_c}{2} + \frac{C}{2} - z)} +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\mu_0}{\beta} \ln \frac{C_m + \beta \frac{C}{2}}{C_m} + \frac{\mu_0}{\beta} \ln \frac{D_m + \beta \frac{C}{2}}{D_m} + \\
& + (mq - 2) \frac{4\mu_0}{(\pi + 2\beta)} \ln \frac{\delta - \beta h + (\frac{\pi}{2} + \beta) \frac{C}{2}}{\delta - \beta h} + \frac{2\mu_0}{\pi} \ln \frac{H_m}{C_m + \beta h} + \\
& + \frac{2\mu_0}{\pi} \ln \frac{E_m - \frac{\pi}{2} t_c + \beta h}{\delta} + \frac{2\mu_0}{\pi} \ln \frac{B_m + \beta h}{\delta} + \frac{2\mu_0}{\pi} \ln \frac{H_m}{D_m + \beta h} + \\
& + \frac{\mu_0}{\delta} \left( -z + \frac{3t_c}{2} - \frac{C}{2} \right) + \frac{\mu_0}{\delta} \left( \frac{3t_c}{2} - \frac{C}{2} - z \right) + \\
& + (mq - 2) \frac{\mu_0}{\delta} - \frac{2\mu_0}{\pi} \ln \frac{E_m + \beta h}{H_m} - \frac{\mu_0}{\pi + \beta} \ln \frac{E_m + (\pi + \beta) \left( z - \frac{3t_c}{2} + \frac{C}{2} \right)}{E_m} - \\
& - \frac{2\mu_0}{\pi} \ln \frac{F_m + \beta h}{H_m} - \frac{\mu_0}{\pi + \beta} \ln \frac{F_m + (\pi + \beta) \frac{C}{2}}{F_m} - \frac{\mu_0}{\beta} \ln \frac{G_m}{G_m + \beta \left( \frac{t_c}{2} - z \right)}
\end{aligned} \tag{1.60}$$

$$\begin{aligned}
\frac{1}{I_i} \left( \frac{\partial G_{H\delta}}{\partial Y_c} \right)_{(Y_c = \frac{t_c}{2})} &= \frac{\mu_0}{\pi + \beta} \frac{\frac{\pi}{2} (\beta + \pi) \frac{C}{2}}{A_m^2 + (\beta - \frac{\pi}{2}) \frac{C}{2} A_m - \frac{\pi}{8} \beta C^2} + \\
& + \frac{\mu_0}{\pi + \beta} \frac{\frac{\pi}{2} (\pi + \beta) \left( \frac{t_c}{2} + \frac{C}{2} - z \right)}{B_m^2 + (\pi + \beta) \left( \frac{t_c}{2} + \frac{C}{2} - z \right) B_m + (\pi + \beta)^2 \left( \frac{t_c}{2} + \frac{C}{2} - z \right)} + \\
& + \frac{\pi \mu_0}{2\beta} \frac{\beta \frac{C}{2}}{C_m^2 + \beta \frac{C}{2} C_m} - \frac{\pi \mu_0}{2\beta} \frac{\beta \frac{C}{2}}{D_m^2 + \beta \frac{C}{2} D_m} + \frac{\mu_0}{C_m + \beta h} - \frac{\mu_0}{E_m + \frac{\pi}{2} t_c + \beta h} + \\
& + \frac{\mu_0}{B_m + \beta h} - \frac{\mu_0}{D_m + \beta h} - \mu_0 \frac{1}{E_m H_m} - \\
& - \frac{\mu_0}{\pi + \beta} \frac{\frac{\pi}{2} (\pi + \beta) \left( z - 3 \frac{t_c}{2} + \frac{C}{2} \right) - (\pi + \beta) E_m}{E_m^2 + (\pi + \beta) \left( z - 3 \frac{t_c}{2} + \frac{C}{2} \right) E_m} + \frac{\mu_0}{F_m} + \\
& + \mu_0 \frac{\frac{\pi C}{4}}{F_m^2 + (\pi + \beta) \frac{C}{2} F_m} - \mu_0 \frac{\frac{\pi}{2} \left( \frac{t_c}{2} - z \right) - G_m}{G_m^2 + \beta \left( \frac{t_c}{2} - z \right) G_m}
\end{aligned} \tag{1.61}$$

Cuplul minim la demarare este:

$$N_a = F_a D_r \tag{1.62}$$

În expresia anterioară  $D_r$  = diametrul exterior al inductorului.

Forța de atracție magnetică dintre armături determină cuplul minim pe care trebuie să îl dea mașina primară (turbina eoliană) pentru demararea sistemului de conversie . Prin înclinarea creștăturilor statorice față de axul mașinii cu un semipas dentar ( $t_c/2$ ) efectul forțelor de atracție magnetică poate fi diminuat considerabil.

### 1.3. Mașina echivalentă cu înfășurări și câmp magnetic în întrefier repartizate sinusoidal în lungul pasului polar

#### 1.3.1. Determinarea coeficienților de formă a câmpurilor magnetice pe cele două axe.

Pentru că mașina prezintă asimetrie magnetică, în vederea considerării numai a armonicilor fundamentale ale câmpului magnetic din întrefier, rotorul real se înlocuiește cu un rotor cu întrefier constant. Întrefierul de calcul se mărește cu factorul Carter, care ține cont de creșterea reluctanței cauzată de prezența creștăturilor pe indus :

$$\delta' = K_c \delta \quad (1.63)$$

$$K_c = \frac{t_c}{t_c - \gamma \delta} \quad (1.64)$$

în care :

$$\gamma = \frac{(c/\delta)^2}{5 + c/\delta} \quad (1.65)$$

Dacă intervine saturația întrefierul de calcul se înmulțește cu coeficientul de saturație:

$$\delta'' = K_s \delta' \quad (1.66)$$

### A. Coeficientul de formă a câmpului magnetic de excitație.

În cazul particular al mașinii cu poli aparenti cu întrefier constant sub talpa polară repartiția câmpului de excitație pe pasul polar este dreptunghiular - curbilinie. Într-o ipoteză simplificatoare largă repartiția inducției magnetice a câmpului de excitație se poate asimila cu un dreptunghi, dacă se presupune întrefierul în afara pieselor polare infinit de mare [12, pag.474-487], cu amplitudinea :

$$B_E = \mu_0 U_{H\delta} / \delta'' \quad (1.67)$$

Amplitudinea armonicii fundamentale este :

$$B_{E1} = \frac{2}{\tau} \int_0^{\tau} B_E(x_c) \sin\left(\frac{\pi}{\tau} x_c\right) dx_c \quad (1.68)$$

În acest caz de primă aproximare, când s-a neglijat efectul de margine, integrala anterioară se poate rezolva pe cale analitică.

$$B_{E1} = \frac{2}{\tau} \int_0^{\tau-z} B_E \sin\left(\frac{\pi}{\tau} x_c\right) dx_c = B_E K_{E1} \quad (1.69)$$

Coeficientul de formă a câmpului magnetic de excitație este:

$$K_{E1} = \frac{4}{\pi} \sin \frac{\alpha_p \pi}{2}, \quad \text{cu } \alpha_p = 1 - \frac{2z}{\tau} \quad (1.70)$$

În fig. 1.18 este reprezentată repartiția câmpului magnetic de excitație sub pasul polar fără (a) și cu considerarea efectului de margine (b). În conformitate cu fig.1.18.b2 pentru creșterea preciziei să echivalăm trapezul curbiliniu cu un trapez rectiliniu de suprafață egală, cu următoarele mărimi geometrice:  $B_E$  = înălțimea;  $\tau$  = baza mare;  $a_1$  = baza mică. Prin dezvoltare în serie Fourier amplitudinea armonicii fundamentale [62, pag.147] este dată de relația (1.71), din care rezultă imediat coeficientul de formă a

câmpului de excitație:

$$B_{F1} = B_E \frac{4\tau}{\pi^2} \frac{\sin \frac{\pi}{\tau} \frac{\tau - a_1}{2}}{\frac{\tau - a_1}{2}}; \quad (1.71)$$

$$\text{cu: } \frac{\tau - a_1}{2} = \tau - \frac{\phi_{\nu}}{B_E}$$

Cu  $\phi_{\nu}$  s-a notat fluxul pe pol, care este fluxul util în întrefier (fig. 1.13).

În al treilea caz (fig.1.18.b1) se consideră întrefierul variabil, iar funcția de integrat va avea expresia:

$$B_E(x_c) = \mu_0 \cdot U_{H\delta} / \delta''(x_c) \quad (1.72)$$

$$\text{cu: } \delta''(x_c) = \delta'(x_c) K_s$$

$$\delta'(x_c) = \begin{cases} \delta' + \frac{\pi}{2}(z-x_c) & \forall x_c \in [0; z]; x_c \in [\tau-z; \tau] \\ \delta' & \forall x_c \in [z; \tau-z]; \end{cases} \quad (1.73)$$

Pentru a obține o expresie analitică pentru amplitudinea armonicilor fundamentale (1.68) a inducției din întrefier în funcția de integrat funcția trigonometrică de la numărător trebuie dezvoltată în serie de puteri, deci calculul este aproximativ. În teză integralele de acest tip se rezolvă prin integrare numerică prin metoda trapezelor. Calculul lui  $K_{E1}$  în cazul al doilea și al treilea dă valori foarte apropiate, motiv pentru care se reține numai varianta a treia.

Se menționează că uzual pentru mașini sincrone, care funcționează cuplate la rețea, pentru a se diminua cât mai mult conținutul de armonici impare ale câmpului de excitație, cu efecte dezavantajoase asupra tensiunii din stator, întrefierul sub talpa polară variază după o lege impusă de obținerea unei inducții magnetice de excitație cu o repartitie spațială cât mai aproape de sinusoidă, [ 53, pag.167...169 ].

În cazul patru se utilizează inducția medie din întrefier (fig. 1.13). Amplitudinea armonicilor fundamentale are expresia:

$$B_{E1} = \frac{2}{\tau} \int_0^{\tau} B_{\delta}(x_c) \sin \frac{\pi}{\tau} x_c dx_c = B_E K_{E1} \quad (1.74)$$

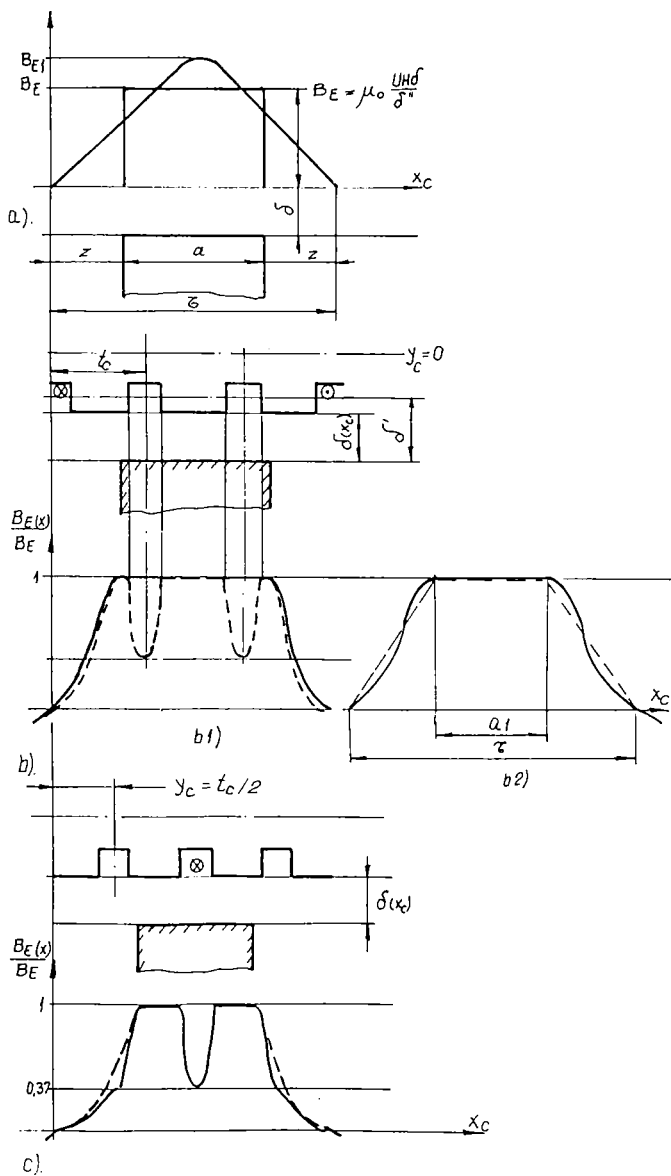


Figura 1.18. Câmpuri magnetice de calcul: a) al piesei polare cu neglijarea efectului de margine; b1) al piesei polare cu efect de margine și longitudinal propriu principal al indusului; b2) al piesei polare echivalent cu un trapez rectiliniu; c) transversal propriu principal al indusului.

în care  $B_E$  este inducția maximă în axa polului dată de relația (1.67). Funcția pentru determinarea coeficientului de formă  $K_{E1}$  al câmpului magnetic de excitație este reprezentată în fig. 1.19.

În conformitate cu legea circuitului magnetic, în lipsa saturației:

$$U_{H\delta} = N_E i_E = \Theta_E \quad (1.75)$$

În cazul excitației cu magneți permanenți fie  $N_E$ , fie  $i_E$  se aleg arbitrar, cealaltă mărime rezultând.

Se consideră relația (1.67) pentru armonica fundamentală, în care tensiunea magnetică din întrefier este produsă de către o înfășurare de excitație:

$$B_{E1} = \frac{\mu_0 N_E i_E}{\delta''} K_{E1} \quad (1.76)$$

$N_E$  = numărul de spire pe pol al înfășurării de excitație;

$i_E$  = curentul continuu de excitație.

O aceeași inducție  $B_{E1}$ , ca cea dată de câmpul magnetic de excitație armonică fundamentală poate fi produsă prin intermediul înfășurării indusului cu un sistem simetric sinusoidal de curenți de amplitudine :  $\sqrt{2}I'_E$ . De la determinarea câmpului magnetic al unei înfășurări obținut pe baza expresiei analitice a solenației [12, pag.50-53] se cunoaște expresia amplitudinii armonicii de ordinul  $v$  a solenației pentru o înfășurare în două straturi:

$$B_{\lambda \max v} = \frac{\mu_0 \Theta_v}{2p\delta''} = \frac{\sqrt{2}\mu_0}{\pi v p \delta''} m N_1 K_{qv} K_{yv} I_{\lambda} \quad (1.77)$$

Prin considerarea factorului de înclinare egal cu unu, se aplică relația anterioară pentru amplitudinea fundamentalei câmpului de excitație ( $\lambda = E$ ,  $v = 1$ ), cu considerarea relației (1.83):

$$B_{E1} = \frac{3\mu_0 N_1 K_{B1} \sqrt{2} I_E}{\pi p \delta''} K_{ad} \quad (1.78)$$

Prin egalarea relațiilor (1.76) și (1.78) se obține curentul prin înfășurarea indusului care produce același câmp magnetic în întrefier ca și înfășurarea de excitație și care înlocuiește

excitația cu magneți permanenți în cazul unei mașini cu poli aparenti:

$$i_E' = K_{iE} i_E = \sqrt{2} I_E' ; \quad K_{iE} = \frac{\pi p N_E K_{E1}}{m N_1 K_{B1} K_{ad}} \quad (1.79)$$

Curentul continuu  $i_E'$ , care parcurge înfășurarea trifazată și care determină în întrefier aceeași armonică fundamentală a câmpului de excitație ca și înfășurarea de excitație, care înlocuiește magnetul permanent, se numește curent de excitație raportat la stator.

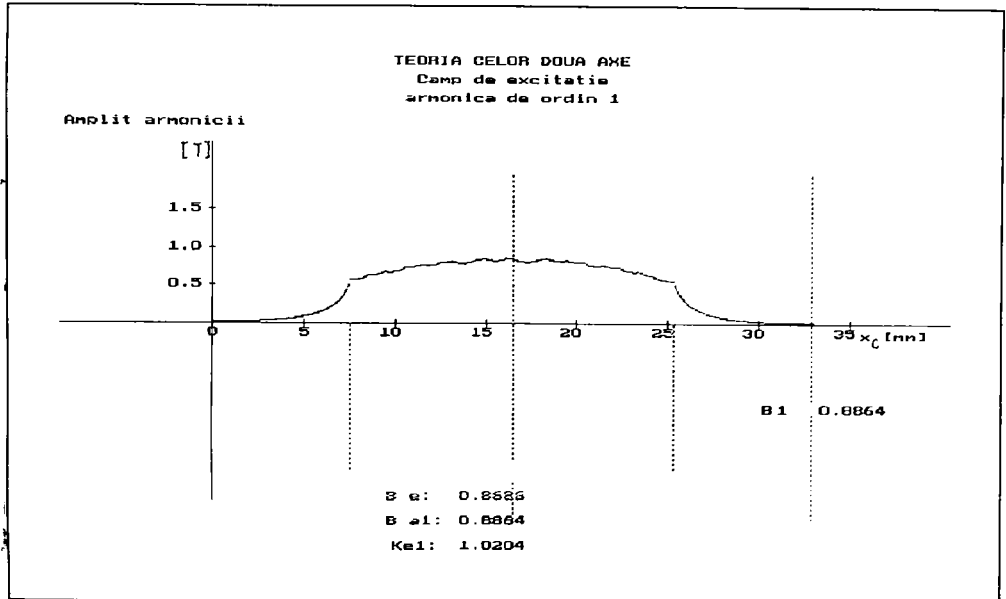


Figura 1.19. Funcția pentru determinarea coeficientului de formă a excitației.

În concluzie în continuare excitația cu magneți permanenți se echivalează printr-o înfășurare trifazată cu același număr de spire și factor de înfășurare al fundamentalei ca și înfășurarea statorică. O înfășurare repartizată zonal produce pe pasul polar în întrefier o solenație în trepte a cărei formă se apropie cu atât mai bine de sinusoidă cu cât numărul de creștături pe pol și fază ( $q$ ) este mai mare și care, se descompune într-o serie infinită de armonici, dintre care în teoria celor două axe se ia în considerare numai armonică fundamentală. Numai o înfășurare repartizată sinusoidal poate produce



în întrefier o solenație sinusoidală, motiv pentru care se poate echivala mașina cu înfășurări repartizate zonal cu o mașină cu înfășurări repartizate sinusoidal [20, pag.339,340 ]. Prin determinarea factorului de zonă al mașinii cu înfășurări repartizate sinusoidal ( $k_{qs} = \pi/4$ ) se determină numărul de spire pe fază al mașinii cu înfășurări repartizate sinusoidal ( $N'_1$ ) în funcție de cel al mașinii cu repartizare zonală ( $N_1$ ).

$$N'_1 = \frac{4K_g}{\pi} N_1 \quad (1.80)$$

Armonica fundamentală a inducției câmpului magnetic de excitație din întrefier creat de inductorul excitat cu magneți permanenți se conservă la substituirea lui cu inductorul echivalent a cărui solenație este dată de o înfășurare trifazată identică cu înfășurarea indusului mașinii reale. Mașina echivalentă celei cu repartizare zonală, dar cu înfășurări cu repartizare sinusoidală păstrează numai armonica fundamentală, deci sunt valabile ecuațiile (1.135).

#### B) Coeficientul de formă a câmpului longitudinal principal propriu al indusului

Coeficienții de formă pe cele două axe a câmpului propriu principal al indusului depind de asemenea de geometria piesei polare. Se consideră înfășurarea indusului alimentată cu un sistem trifazat de curenți de amplitudine  $I_d/2$ , astfel încât amplitudinea a armonicii fundamentale  $\theta_{ad1}$  a undei invârtitoare a solenației să coincidă cu axa longitudinală a mașinii. Câmpul magnetic creat în întrefier are o repartiție nesinusoidală pe pasul polar conform relației:

$$B_{ad}(x_c) = \frac{\mu_0 \theta_{ad1} \sin \frac{\pi}{\tau} x_c}{2p\delta''(x_c)} \quad (1.81)$$

Inducția maximă în axa longitudinală ( $d$ ) este:

$$B_{ad} = \frac{\mu_0 \theta_{ad1}}{2p\delta''} \quad (1.82)$$

Luând în considerare relația (1.69) armonica fundamentală a inducției magnetice în axa longitudinală are amplitudinea:

$$B_{ad1} = \frac{2}{\tau} \int_0^{\tau} B_{ad1}(x_c) \sin\left(\frac{\pi}{\tau} x_c\right) dx_c = B_{ad} K_{ad} \quad (1.83)$$

Coeficientul de formă a câmpului longitudinal principal propriu al indusului este:

$$K_{ad} = \frac{B_{ad1}}{B_{ad}} = \frac{2}{\tau} \int_0^{\tau} \frac{\delta''}{\delta''(x_c)} \sin^2\left(\frac{\pi}{\tau} x_c\right) dx_c \quad (1.84)$$

În calcul s-a ținut cont că talpa polară are o singură rază de curbură impusă de prelucrări mecanice nepretențioase. Prin urmare întrefierul este constant sub talpa polară. Analog se calculează coeficientul de formă a câmpului transversal principal propriu al indusului.

Pentru calculul celor doi coeficienți se determină expresii analitice într-o primă variantă larg simplificatoare, la care s-a neglijat efectul de margine, iar creșterea armăturii induse se ia în considerare global prin creșterea întrefierului cu coeficientul Carter.

În consecință coeficientul de formă  $K_{ad}$  obține expresia:

$$K_{ad1} = \frac{2}{\tau} \int_0^{\tau-z} \sin^2 \frac{\pi}{\tau} x_c dx_c = \frac{\sin \alpha_p \pi + \alpha_p \pi}{\pi} \quad (1.85)$$

cu  $\alpha_p = 1 - \frac{2z}{\tau}$

Un calcul mai precis al lui  $K_{ad}$  se realizează dacă pentru întrefierul variabil se introduce expresia (1.73) prin care se ia în considerare efectul de margine. În consecință integrala din relația (1.83) se calculează pe două domenii.

Un calcul aproximativ și mai precis impune decompunerea integralei din relația (1.84) pe domenii date de legea de modificare a întrefierului datorită creșterilor indusului. Importanță au creșterile plasate în fața tălpii polului de excitație, care modifică puternic permeanța întrefierului real. Efectul celorlalte se reduce pe măsură ce au poziția mai apropiată de axa interpolară. Poziția relativă a celor două armături este astfel încât axa unei înfășurări de fază din indus să coincidă cu axa polului de excitație. Din acest motiv pentru o înfășurare de curent alternativ intervin deschiderea ( $y$ ) și numărul de creștături pe pol și fază ( $q$ ). Pentru înfășurarea cu pas diametral ( $y = \tau$ ) și o creștătură pe pol și fază ( $q = 1$ ) integrala se calculează numeric pe următoarele domenii pe un semipas polar:

$$[\delta(x_c)]_{(y_c=0)} = \left\{ \begin{array}{ll} \delta + \frac{\pi}{2} \left( \frac{C}{2} - 2x_c - z \right) + \beta \left( \frac{C}{2} - x_c - h \right) & \forall x_c \in \left[ 0; \frac{C}{2} \right]; \\ \delta + \frac{\pi}{2} (z - x_c) & \forall x_c \in \left[ \frac{C}{2}; z \right]; \\ \delta & \forall x_c \in \left[ z; t_c - \frac{C}{2} \right]; \\ \delta + \frac{\pi}{2} \left( x_c - t_c + \frac{C}{2} \right) + \beta \left( x_c - t_c + \frac{C}{2} - h \right) & \forall x_c \in \left[ t_c - \frac{C}{2}; t_c \right]; \\ \delta + \frac{\pi}{2} \left( t_c + \frac{C}{2} - x_c \right) + \beta \left( t_c + \frac{C}{2} - x_c - h \right) & \forall x_c \in \left[ t_c; t_c + \frac{C}{2} \right]; \\ \delta & \forall x_c \in \left[ t_c + \frac{C}{2}; \frac{\tau}{2} \right] \end{array} \right. \quad (1.86)$$

C) Coeficientul de formă a câmpului transversal principal propriu al indusului

Se calculează în mod similar ca pentru coeficientul de formă a câmpului longitudinal considerându-se poziția relativă a celor două armături când amplitudinea armoniciei fundamentale  $\Theta_{\text{aq1}}$  a undei învârtitoare a solenației coincide cu axa transversală a mașinii. Pentru întrefier uniform sub talpa polară, într-o primă aproximare, când se neglijează efectul de margine, pentru lungimea liniilor de câmp se obține expresia:

$$\delta''(x_c) = \begin{cases} \delta'' & \forall x_c \in [0; \frac{a}{2}]; x_c \in [\tau - \frac{a}{2}; \tau] \\ \infty & \forall x_c \in [\frac{a}{2}; \tau - \frac{a}{2}] \end{cases} \quad (1.87)$$

Prin urmare inducția magnetică din întrefier are forma de variație:

$$B_{\text{aq}}(x_c) = \begin{cases} B_{\text{aq}} \sin(\frac{\pi}{\tau} x_c) & \forall x_c \in [0; \frac{a}{2}]; x_c \in [\tau - \frac{a}{2}; \tau]; \\ 0 & \forall x_c \in [\frac{a}{2}; \tau - \frac{a}{2}] \end{cases} \quad (1.88)$$

Din calcul rezultă următorul coeficient de formă:

$$K_{\text{aq}} = \frac{2}{\tau} \left[ \int_0^{\frac{a}{2}} \sin^2(\frac{\pi}{\tau} x_c) dx_c + \int_{\tau - \frac{a}{2}}^{\tau} \sin^2(\frac{\pi}{\tau} x_c) dx_c \right] = \frac{-\sin \alpha_p \pi + \alpha_p \pi}{\pi} \quad (1.89)$$

$$\text{cu } \alpha_p = 1 - \frac{2Z}{\tau}$$

La creșterea preciziei de calcul inducția magnetică din spațiul interpolat se consideră constantă [ 12, pag.481,482]:

$$B_{\text{aq}}(x_c) = \begin{cases} B_{\text{aq}} \sin\left(\frac{\pi}{\tau} x_c\right) & \forall x_c \in [0; \frac{a}{2}]; x_c \in [\tau - \frac{a}{2}; \tau]; \\ \frac{1}{6} B_{\text{aq}} & \forall x_c \in [\frac{a}{2}; \tau - \frac{a}{2}] \end{cases} \quad (1.90)$$

Coeficientul de formă a câmpului pe axa transversală are expresia analitică:

$$K_{\text{aq}} = \frac{2}{\tau} \left[ \int_0^{\frac{a}{2}} \sin^2 \frac{\pi}{\tau} x_c dx_c + \int_{\frac{a}{2}}^{\tau - \frac{a}{2}} \frac{1}{6} \sin \frac{\pi}{\tau} x_c dx_c + \int_{\tau - \frac{a}{2}}^{\tau} \sin^2 \frac{\pi}{\tau} x_c dx_c \right] = \quad (1.91)$$

$$= \frac{-\sin \alpha_p \pi + \alpha_p \pi + \frac{2}{3} \cos \alpha_p \frac{\pi}{2}}{\pi}; \quad \text{cu: } \alpha_p = 1 - \frac{2z}{\tau}$$

Pentru o precizie și mai mare de calcul se consideră creștăturile indusului în poziția relativă în care axa unei înfășurări de fază coincide cu axa interpolară. În acest caz

$$[\delta(x_c)]_{y_c = \frac{t_c}{2}} = \begin{cases} \delta + \frac{\pi}{2} \left( \frac{c}{2} - x_c \right) + \beta \left( \frac{c}{2} - x_c - h \right) & \forall x_c \in [0; \frac{c}{2}]; \\ \delta & \forall x_c \in [\frac{c}{2}; \frac{a}{2}]; \\ \delta + \frac{\pi}{2} \left( x_c - \frac{a}{2} \right) & \forall x_c \in [\frac{a}{2}; t_c - \frac{c}{2}]; \\ \delta + \frac{\pi}{2} \left( 2x_c - t_c - \frac{a-c}{2} \right) + \beta \left( x_c - t_c + \frac{c}{2} - h \right) & \forall x_c \in [t_c - \frac{c}{2}; t_c]; \\ \delta + \frac{\pi}{2} \left( t_c - \frac{a-c}{2} \right) + \beta \left( t_c + \frac{c}{2} - x_c - h \right) & \forall x_c \in [t_c; t_c + \frac{c}{2}]; \\ \delta + \frac{\pi}{2} \left( x_c - \frac{a}{2} \right) & \forall x_c \in [t_c + \frac{c}{2}; \tau] \end{cases} \quad (1.92)$$

integrala se calculează numeric pe domeniile de variație ale

întrefierului real, care pe semipasul polar sunt date în relația (1.92).

Variația grafică a funcțiilor de integrat în lungul pasului polar pentru determinarea coeficienților de formă a câmpului magnetic principal pe cele două axe prin calcul aproximativ de integrare numerică cu considerarea creștăturilor indusului este reprezentată în fig. 1.20, unde sunt date și valorile calculate ale celor doi coeficienți.

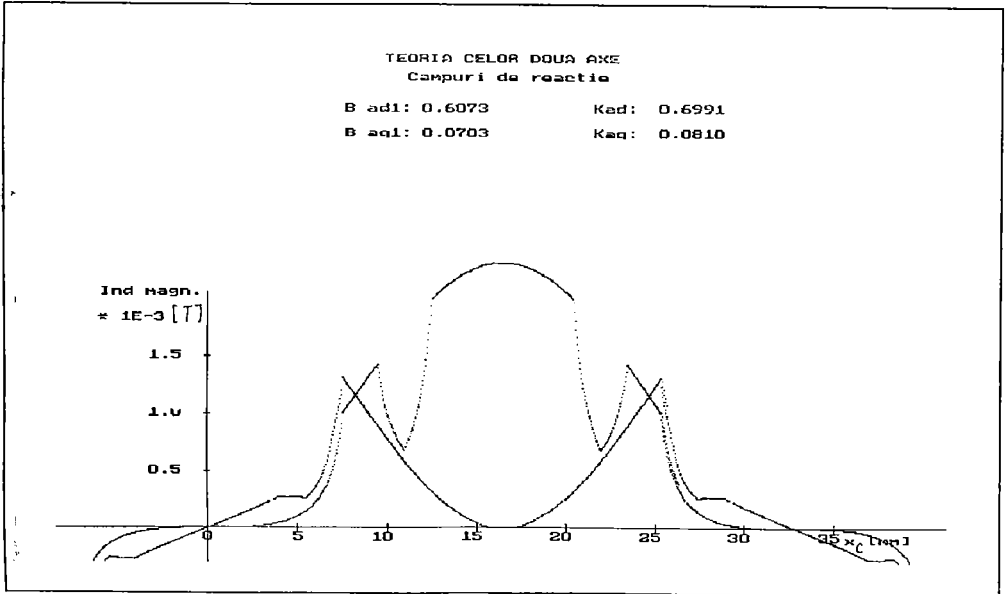


Figura 1.20. Funcții pentru determinarea coeficienților de formă a câmpului magnetic principal pe cele două axe (d; q).

Prin aceste considerații în modelul de mașină sincronă cu înfășurări repartizate sinusoidal (fig. 1.28) apare un interstițiu nemagnetic ( $\chi_\delta$ ) a cărui lățime în lungul axei (d) poate fi determinată și care face ca întrefierul să fie considerat constant pe fiecare axă, dar obținând două valori diferite.

$$\begin{aligned} \delta_d &= (1/K_{ad})\delta \\ \delta_q &= (1/K_{aq})\delta \\ \chi_\delta &= \delta_d - \delta_q = \delta [ (1/K_{ad}) - (1/K_{aq}) ] \end{aligned} \quad (1.93)$$

Obținerea unui cuplu de asimetrie magnetică maximă se identifică în teoria celor două axe printr-un interstițiu nemagnetic în modelul mașinii cât mai mare, caz întâlnit în practică în special la mașinile cu reluctanță variabilă.

### 1.3.2. Calculul parametrilor pe axele (d;q)

#### 1.3.2.1. Inductivitățile principale utile ale înfășurărilor de fază statorice pe două axe

Inductivitățile principale utile ale înfășurărilor de fază statorice numite și inductivități ciclice utile se calculează la mașina simetrică pentru o fază. Să considerăm mașina cu poli plini. Inductivitatea principală a înfășurării ( $L_{sh}$ ) este inductivitatea corespunzătoare armonicii fundamentale a câmpului. Cum fluxul rezultat învârtitor al mașinii polifazate este de  $(m/2)$  ori mai mare decât fluxul unei faze, în același raport va crește și inductivitatea principală a fazei în câmpul învârtitor.

Dacă  $\psi_{11h}$  este fluxul armonică fundamentală care înlănțuie înfășurarea, produs de curentul  $i_1$  care o străbate, inductivitatea principală proprie  $L_{11h}$  este:

$$L_{11h} = \frac{\psi_{11h}}{i_1} \quad (1.94)$$

Amplitudinea fluxului principal este:

$$\psi_{11h} = N_1 K_{B1} \phi_1 \quad (1.95)$$

cu  $\phi_1$  dat de (1.33).

Exprimând inducția în întrefier ( $B_{\delta 1}$ ) în funcție de solenație ( $\theta_1$ ), [12, pag.59] se obține inductivitatea principală a unei înfășurări de fază.

$$B_{\delta 1} = \frac{\mu_0 \Theta_1}{2p\delta'''} ; \quad \Theta_1 = \frac{4\sqrt{2}}{\pi} N_1 K_{q1} K_{\gamma 1} I_1 \quad (1.96)$$

$$L_{11h} = \frac{\Psi_{11h}}{I_1 \sqrt{2}} = \frac{4\mu_0}{\pi^2} (N_1 K_{B1})^2 \frac{\tau l_i}{p\delta'''} \quad (1.97)$$

Prin urmare inductivitatea ciclică utilă, care este inductivitatea principală proprie a unei mașini cu poli plini cu întrefierul real ( $\delta$ ) va fi:

$$L_{sh} = \frac{m}{2} L_{11h} = \frac{2\mu_0}{\pi^2} m (N_1 K_{B1})^2 \frac{\tau l_i}{p\delta'''} \quad (1.98)$$

$$K_{B1} = K_{q1} K_{\gamma 1} ; \quad K_{c1} = 1$$

Pentru mașina cu poli aparenti inductivitățile pe cele două axe se calculează luând în considerare variația întrefierului prin coeficienții de formă a câmpului magnetic pe cele două axe:

$$L_{ad} = K_{ad} \cdot L_{sh} \quad (1.99)$$

$$L_{aq} = K_{aq} \cdot L_{sh} \quad (1.100)$$

### 1.3.2.2 Inductivitățile de dispersie

Se consideră câmpul magnetic de dispersie neinfluențat de anizotropia magnetică pe cele două axe ale mașinii și se descompune în trei componente: a) câmpul de dispersie al creștăturii; b) câmpul de dispersie al capetelor de dinți, numit și câmp de dublă înlănțuire sau dispersia întrefierului, și c) câmpul de dispersie al capetelor de bobine.

#### A) Inductivitatea de dispersie a creștăturii

În ipotezele neglijării căderilor de tensiune magnetică în miez ( $\mu_{fe} = \infty$ ) și a efectului Field (refularea curentului în conductoare



amplasate în creștăturile unui corp feromagnetic masiv [42, pag. 612,613] ) expresia inductivității se deduce din energia magnetică localizată în câmpul de dispersie al creștăturii. Pentru aplicarea legii circuitului magnetic înălțimea creștăturii se împarte pe domenii în care solenația păstrează aceeași expresie de variație, după care se calculează intensitatea câmpului magnetic în fiecare domeniu. Utilizând notațiile din fig. 1.21 expresia energiei localizată în câmpul magnetic de dispersie al creștăturii este:

$$W_{c\sigma} = \frac{1}{2} \mu_0 \sum_{k=1}^n \int_{\psi}^{h_k} H^2(x_k) dv; \quad (1.101)$$

$$dv = l_i b_k dx_k; \quad \forall k \in [1...n]$$

După calcule (12, pag.63 - 66) se obține:

$$W_{c\sigma} = \frac{1}{2} \mu_0 (s_b i_f)^2 l_i G_{Hc} \quad (1.102)$$

în care :  $s_b$  = numărul de spire pe bobină;  
 $i_f$  = curentul de fază din bobină;  
 $G_{Hc}$  = permeanța de calcul a creștăturii.

Pentru că unei faze îi revin  $N_c/m = 2pq$  creștături, iar la înfășurările în două straturi unei faze îi revin :  $s_b = N_1/2pq$  spire expresia energiei localizate în câmpul de dispersie al fazei, luând în considerare că la înfășurările cu pas diametral în aceeași creștătură sunt laturi de bobină care aparțin aceleiași faze, este:

$$W_{fc\sigma} = 2pq W_{c\sigma} = \mu_0 \frac{N_1^2 i_f^2}{pq} l_i \frac{G_{Hc}}{4} = \frac{1}{2} L_{c\sigma} i_f^2 \quad (1.103)$$

$$L_{c\sigma} = 2\mu_0 \frac{N_1^2}{pq} l_i G_{Hc}^*$$

Pentru creștătura semiînchisă de formă dreptunghiulară, reprezentată în fig. 1.21 permeanța de calcul [21, pag.66,67] se

determină cu relația :

$$G_{Hc}^* = \frac{h_1}{3b_1} k_1 + \left( \frac{h_2}{b_2} + \frac{h_3}{b_3} + \frac{h_4}{c} \right) k_2 + \frac{\Delta_s}{4b_1} \quad (1.104)$$

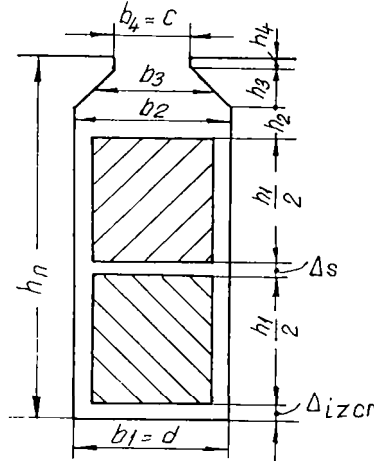


Figura 1.21. Dimensiunile geometrice ale creștăturii dreptunghiulare cu înfășurare în două straturi.

Valorile coeficienților  $k_1$  și  $k_2$  depind de scurtarea pasului și de extinderea zonei ocupată de o fază. La înfășurarea trifazată cu pas diametral într-o creștătură sunt laturi de bobină care aparțin aceleiași faze ( $k_1 = k_2 = 1$ ). La același număr total de spire ( $N_1$ ) dispersia este mai mare la înfășurarea în două straturi construită cu aceleași date.

### B) Inductivitatea de dispersie a capetelor de dinți

Inductivitatea de dispersie pentru câmpul magnetic al capetelor de dinți este :

$$L_{cdr} = 2\mu_0 \frac{N_1^2}{pq} l_i G_{Hcd} \quad (1.105)$$

Permeanța de calcul pentru câmpul de dispersie al capetelor de dinți pentru mașini cu creștături pe o singură armătură se calculează cu :

$$G_{Hcd} = \frac{5\delta}{5c + 4\delta} \quad (1.106)$$

La mașina cu poli aparenti dacă întrefierul este variabil sub talpa polară se va considera în calcul în relația (1.106) un întrefier mediu . Pentru zona interpolară se utilizează valori determinate pe modele. La determinarea lui  $G_{Hcd}$  trebuie făcută o medie corespunzătoare poziției fazei față de talpa polară în momentul stabilirii valorii maxime a curentului prin axa fazei respective [21, pag. 81;82].

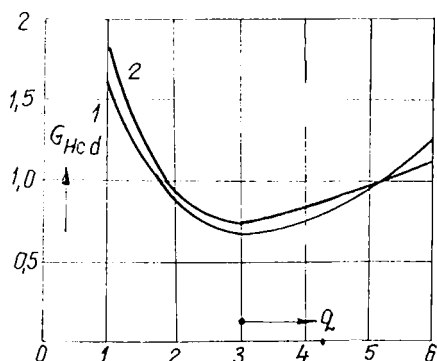


Figura 1.22. Valorile lui  $G_{Hcd}$  în funcție de acoperirea polară.  
1.  $\alpha_p = 0,72$ ; 2.  $\alpha_p = 0,65$

Dacă în momentul curentului maxim, axa bobinei coincide cu axa polului, adică creștăturile în care se găsesc conductoarele sunt în axa neutră (interpolară), atunci trebuie utilizate valorile din fig. 1.22. În cazul sarcinii active axa fazei se suprapune peste axa transversală (q), deci permeanța capetelor de dinți se va calcula cu relația (1.106). Fluxul de dispersie al capetelor de dinți contribuie similar cu fluxul de dispersie al creștăturii la formarea fluxului de dispersie total, prin urmare în calcul cele două permeanțe se pot însuma.

### C) Inductivitatea de dispersie a capetelor de bobină

Pentru că liniile câmpului de dispersie a capetelor de bobină au căi complicate calculul este aproximativ.

Pentru mașini sincrone cu înfășurări în două straturi se poate utiliza expresia :

$$l_s G_{Hs} = 0,43 l_s K_{y1}^2 \quad (1.107)$$

în care:  $l_s$  = lungimea capătului de bobină, iar  $K_{y1}$  = factorul de scurtare pentru armonica fundamentală.

Inductanța de dispersie a capetelor de bobină se calculează cu relația:

$$L_{cb\sigma} = 2\mu_0 \frac{N_1^2}{p} l_s G_{Hs} \quad (1.108)$$

### D. Dispersia totală

La mașini sincrone inductivitatea totală de dispersie se calculează cu relația:

$$L_{\sigma} = L_{c\sigma} + L_{cd\sigma} + L_{cb\sigma} \quad (1.109)$$

### 1.3.2.3. Inductivitățile, reactanțele și impedanțele statorice pe două axe

Pentru scrierea ecuațiilor de regim tranzitoriu este necesar să se determine prin calcul sau prin încercări experimentale parametrii statrici ai mașinii. Inductivitățile totale pe axa longitudinală și transversală se calculează cu relațiile:

$$L_d = L_{ad} + L_{\sigma} \quad ; \quad L_q = L_{aq} + L_{\sigma} \quad (1.110)$$

Prin înmulțire cu pulsația statorică ( $\omega$ ) se obțin reactanțele principale ciclice pe cele două axe (d;q), care vor constitui reactanțele de reacție ale indusului :

$$X_{ad} = \omega L_{ad} ; \quad X_{aq} = \omega L_{aq} \quad (1.111)$$

Reactanțele sincrone longitudinală și transversală se obțin din inductivitățile totale prin înmulțire cu pulsația statorică ( $\omega$ ).

$$\begin{aligned} X_d &= \omega(L_{ad} + L_\sigma) = X_{ad} + X_\sigma ; \\ X_q &= \omega(L_{aq} + L_\sigma) = X_{aq} + X_\sigma \end{aligned} \quad (1.112)$$

Prin luarea în considerare a rezistenței înfășurării de fază statorice se obțin impedanțele mașinii sincrone pe cele două axe.

$$R_f = 1,24 \rho_{Cu 20} \frac{2N_1 l_{ms}}{S_{cs}} \quad (1.113)$$

Mărimile din relația anterioară de calcul sunt:

$\rho_{Cu 20}$  = rezistivitatea cuprului la 20°C;

$N_1$  = numărul de spire al înfășurării de fază statorice;

$l_{ms}$  = lungimea medie a unei spire;

$S_{cs}$  = secțiunea conductorului spirei.

$$\underline{Z}_d = R_s + jX_d \quad ; \quad \underline{Z}_q = R_s + jX_q \quad (1.114)$$

Ipotezele simplificatoare ale mașinii echivalente în sistemul de coordonate rotorice impun neglijarea pierderilor în fier. Modelul mașinii echivalente poate fi îmbunătățit prin considerarea pierderilor în fier din miezul statoric și rotorice prin intermediul unor înfășurări suplimentare cu parametrii determinați în funcție de dimensiunile geometrice și de constantele de material [20, pag. 326]. Mașina se consideră nesaturată, iar dacă se funcționează în domeniul saturat caracteristica de magnetizare se liniarizează.

#### 1.3.2.4. Parametrii înfășurării de amortizare

Constructiv generatorul sincron excitat cu magneți permanenți din ferită dură, cu poli aparenti din material feromagnetic masiv nu are prevăzută o înfășurare de amortizare. Însă în mod similar ca și la turbogeneratoarele cu poli masivi se vor induce curenți turbionari ale căror circuite echivalente vor prezenta o reactanță globală de dispersie și o rezistență echivalentă. Evident din cauza structurii masive a rotorului formată din poli aparenti separați prin magneți permanenți traseele curenților turbionari înconjoară atât axa (d), cât și axa (q). Să calculăm parametrii înfășurării de amortizare după axa (d), calculul parametrilor înfășurării după axa electrică în cuadratură, (q), fiind similar.

Adâncimea de pătrundere a câmpului electromagnetic în părțile masive în determinările practice se calculează cu relația [15, pag. 135, 136] aproximativă:

$$\Delta_1 = \frac{1}{\sqrt{f_r}} \left( \frac{A_1}{100} \right)^{0,55} \quad (1.115)$$

$$A_1 = \frac{2mN_1 i_1}{\pi D_1} \quad (1.116)$$

în care:

$f_r$  = frecvența din rotor;

$A_1$  [A/cm] = sarcina liniară a statorului;

$D_1$  [cm] = diametrul interior al statorului;

$N_1$  = numărul de spire pe fază al înfășurării statorice.

Reactanța de dispersie corespunzătoare curenților turbionari din partea masivă în unități relative are expresia:

$$x_{D\sigma} = \frac{0,21 \cdot 10^{-5} U_{Hs}}{\sqrt{si}} \frac{2K_{CTD} l_r}{f \phi_1 \pi D_r \Delta_1} \quad (1.117)$$

Rezistența circuitelor rotorice de amortizare pe axa (d) este

dată de expresia:

$$r_D = \frac{3,55 \cdot 10^{-6} U_{Hs} 2K_{CTD} l_r}{\sqrt{si} f \phi_1 \pi D_r \Delta_1} \quad (1.118)$$

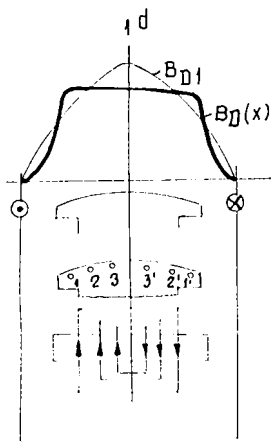


Figura 1.23. Amortizarea curenților turbionari în jurul axei longitudinale (d).

Relația de legătură dintre rezistența și reactanța circuitelor rotorice de amortizare, corespunzătoare curenților turbionari este:

$$x_{D\sigma} = 0,6r_D \quad (1.119)$$

În relațiile anterioare s-au utilizat notațiile :

s = alunecarea;

$D_r$  = diametrul exterior al rotorului;

$K_{CTD} = 10$ , raportul dintre rezistivitatea oțelului părții masive și rezistivitatea cuprului;

$l_r$  = lungimea axială a părții masive a rotorului.

$i = i_1/i_{1n}$ .

Tensiunea magnetică a unui pol al înfășurării statorice la undă dreptunghiulară este:

$$U_{Hs} = \frac{m\sqrt{2}}{4p} I_{1n} N_1 K_{B1} \quad (1.120)$$

Armonica fundamentală a fluxului magnetic al statorului are expresia:

$$\phi_1 = \frac{U_{1n}}{\sqrt{2}\pi f_1 N_1 K_{B1}} \quad (1.121)$$

Valoarea reală a parametrilor rotorici se calculează prin înmulțire cu modulul impedanței nominale a mașinii:

$$Z_n = U_{1n}/I_{1n} \quad (1.122)$$

Mărimile rotorice trebuie raportate la stator. În fig.1.23 sunt reprezentate circuitele de amortizare care se formează în axa longitudinală străbătute de curenții turbionari de amortizare  $i_{dk}$  ( $k = 1..3$ ). Înfășurarea de amortizare se substituie printr-o înfășurare concentrată cu  $N_a$  spire dispusă în axa (d), care creează o solenație  $\Theta_d$ , care să determine în întrefier un câmp armonică fundamentală -  $B_{D1}$  de amplitudine egală cu amplitudinea câmpului creat de curenții reali. Variația câmpului magnetic al curenților de amortizare decurge după aceeași lege cu a câmpului de excitație.

$$B_D = \mu_0 \Theta_d / \delta'' = \mu_0 N_a i_D / \delta'' \quad (1.123)$$

$$B_{D1} = \frac{2}{\tau} \int_{\frac{\tau}{2}}^{\tau-z} B_D(x_c) \sin\left(\frac{\pi}{\tau} x_c\right) dx_c = B_D K_{D1}; \quad (1.124)$$

$$K_{D1} = K_{E1}$$

în mod analog ca pentru înfășurarea de excitație (1.79) înfășurarea D poate fi înlocuită în teoria celor două axe cu o înfășurare repartizată sinusoidal raportată (cu același număr de faze, de spire și factor de înfășurare ca și fundamentala) la stator. Se obține curentul longitudinal de amortizare raportat la stator:

$$i'_D = K_{i_D} i_D = \sqrt{2} I'_D; \quad K_{i_D} = \frac{\pi p N_a K_{D1}}{m N_1 K_{B1} K_{ad}} \quad (1.125)$$



Din condiția de conservare a energiei câmpului magnetic principal, a pierderilor active și reactive în câmpul magnetic de dispersie pentru înfășurarea concentrată (D), respectiv m-fazăată echivalentă, se obțin:

- inductivitatea principală a înfășurării de amortizare pe axa (d), care este aceeași cu inductivitatea principală pe axa d;
- relația de transformare a rezistenței :

$$R'_D = K_{RD} R_D ; \quad K_{RD} = 2m \left( \frac{N_1 K_{B_1} K_{ad}}{\pi p N_a K_{D_1}} \right)^2 \quad (1.126)$$

- relația de transformare a inductanței de dispersie :

$$L'_{D\sigma} = K_{LD} \cdot L_{D\sigma} ; \quad \text{cu } K_{LD} = K_{RD} \quad (1.127)$$

Observație: Pentru că armonicile fundamentale ale câmpurilor magnetice create de înfășurările concentrate E,D,Q, respectiv înfășurările m - fazate echivalente raportate, în întrefier sunt identice energia înmagazinată în câmpul magnetic principal al înfășurării rotorului de calcul nu se modifică. Inductivitatea principală a unei înfășurări de amortizare longitudinală este ca și pentru înfășurarea de excitație ( $L_{ad}$ ), iar pentru înfășurarea de amortizare transversală este ( $L_{aq}$ ). Pentru înfășurarea de amortizare transversală expresiile de calcul sunt similare și se obțin prin înlocuirea indicilor (d;D) aferenți axei longitudinale cu indicii (q;Q) aferenți axei transversale. Pentru că ferita dură are rezistivitate foarte mare:  $\rho_{mag} = 10^{12} \mu\Omega/m$ , va rezulta raportul dintre rezistivitatea magnetului și rezistivitatea cuprului  $K_{CTO} = 5,618 \cdot 10^{11}$ .

Deoarece parametrii electrici ( $r_q$ ;  $x_{qr}$ ) ai coliviei pe axa transversală sunt de peste  $10^{10}$  ori mai mari decât parametrii coliviei de pe axa longitudinală efectul coliviei de pe axa transversală se poate neglija în simularea mașinii sincrone.

### 1.3.3. Determinarea tensiunii la borne la mersul în gol

Tensiunea la borne în gol este egală cu tensiunea electromotoare indusă pe axa longitudinală de curentul de excitație raportat la stator.

$$U_{eE} = \omega L_{ad} K_{iE} I_E = X_{ad} I'_E \quad (1.128)$$

### 1.3.4. Variația tensiunii electromotoare induse de câmpul magnetic principal în funcție de acoperirea polară

Dacă se păstrează diametrul exterior al rotorului ( $D_r$ ) și se modifică dimensiunile magnetului permanent, aceasta atrage după sine modificarea dimensiunilor concentratorilor de câmp feromagnetici (pieselor polare). În secțiune transversală forma acestora este un trapez isoscel cu baze curbilinii (fig.1.5), care își păstrează nemodificată baza mică, dar la scăderea lungimii de bază a magnetului permanent ( $z$ ) își mărește înălțimea și baza mare. Inducția magnetică variază pe înălțimea piesei polare de la valoarea zero, pentru punctele situate pe baza mică, până la valoarea maximă pentru punctele aparținând bazei mari, deci crește pe înălțimea piesei polare atingând valoarea maximă în vecinătatea întrefierului. Un calcul al inducției medii cu relația lui Simpson arată că aceasta își menține valoarea aproape constantă în piesa polară ( Anexa 6.4). Deci saturația materialului feromagnetic în porțiunea cea mai solicitată se păstrează aproximativ constantă. Pentru că ei sunt construiți din oțel masiv și sunt parcurși de fluxul util și de fluxul de dispersie rotoricele determinările se pot considera acoperitoare pentru întreaga mașină. Prin variația gradului de acoperire polară, identic ca la paragraful 1.2.3, s-au determinat coeficienții de formă a câmpului magnetic pe două axe prin trei metode: a) calcul aproximativ cu considerarea creștăturilor de pe indus, b) calcul aproximativ cu considerarea efectului de margine și c) calcul simplificat, cu neglijarea creștăturilor și a efectului de margine, cu expresiile date în paragraful 1.3.1, în funcție de care s-au calculat tensiunile electromotoare induse în conformitate cu ipotezele simplificatoare

ale teoriei celor două axe. Modurile de variație ale tensiunii electromotoare obținute pentru mașina reală (0) și pentru mașina echivalentă în sistemul de coordonate rotorice, în cele trei variante de calcul (a,b,c) sunt date în figura 1.24.

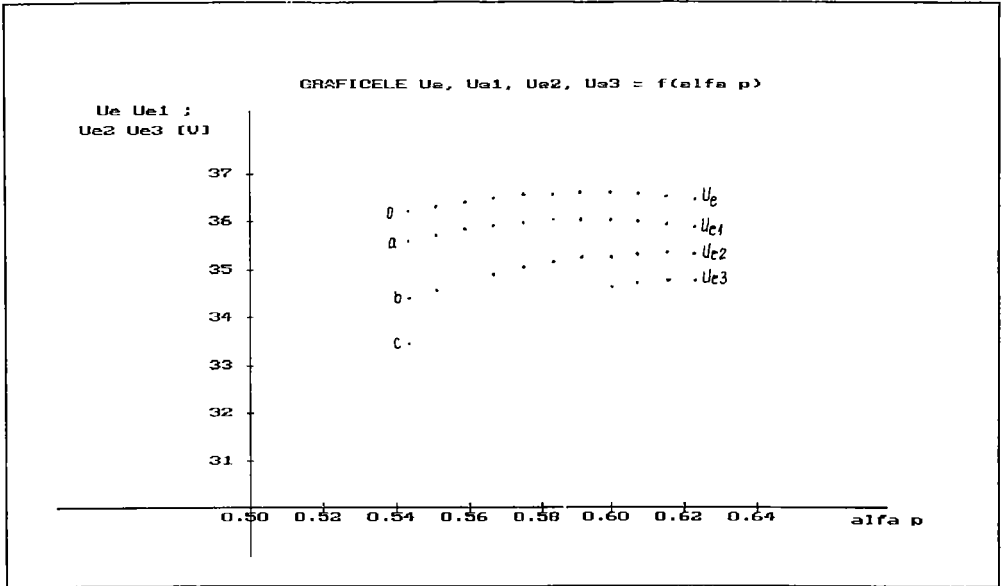


Figura 1.24. Variația tensiunii la borne în gol pentru mașina reală ( $U_e$ ) și mașina echivalentă ( $U_{e1}, U_{e2}, U_{e3}$ ) în sistemul de coordonate rotorice, cu considerarea a trei ipoteze simplificatoare.

1.3.5. Analiza critică a utilizării modelului în teoria celor două axe în locul mașinii reale

S-a calculat variația erorii medii procentuale a tensiunii la borne în gol, pentru mașina echivalentă în sistemul de coordonate rotorice, raportate la tensiunea la borne în gol a mașinii reale luând în considerare cele trei metode de calcul aproximativ ai coeficienților de formă a câmpurilor magnetice principale pe două axe. Eroarea procentuală raportată se determină cu relația:

$$\epsilon_i = \frac{U_e - U_{ek}}{U_e} 100[\%]; \quad \forall k = 1, 2, 3. \quad (1.129)$$

Eroarea medie aritmetică calculată pentru cele trei cazuri este:

$$\epsilon_m = \sum_{i=1}^n \frac{\epsilon_i}{n} \quad (1.130)$$

- 1)  $\epsilon_{m1} = 1,5853\%$ , pentru curba a;
- 2)  $\epsilon_{m2} = 4,3865\%$ , pentru curba b;
- 3)  $\epsilon_{m3} = 5,9886\%$ , pentru curba c.

Curbele erorilor procentuale sunt reprezentate în fig.1.25.

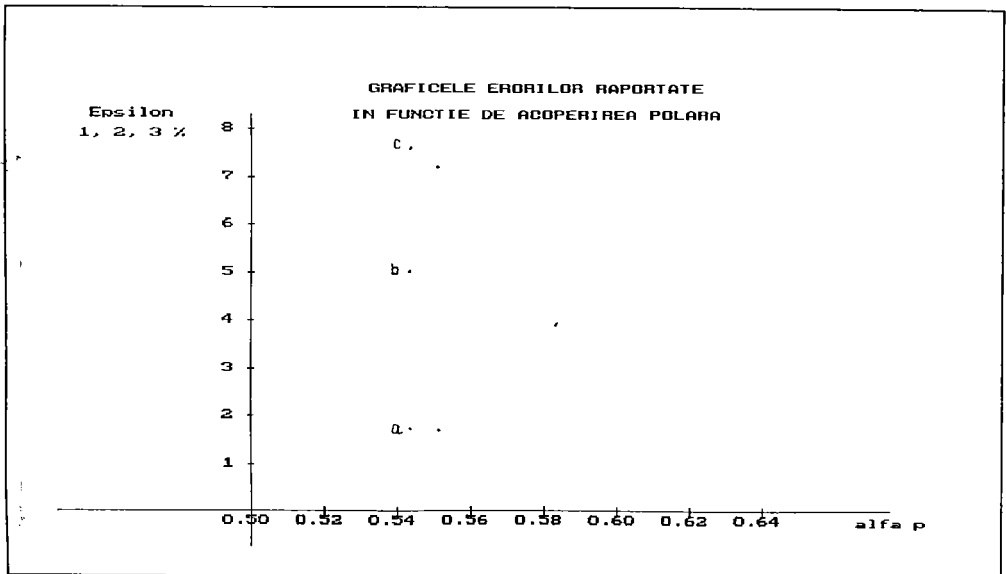


Figura 1.25. Curbele erorilor procentuale (a,b,c) pentru tensiunea la borne în gol.

Concluzie: Modul de variație indică o eroare de metodă cu atât mai mică cu cât precizia de calcul a coeficienților de formă ai câmpurilor magnetice pe cele două axe este mai mare. Se menționează că metodele de calcul prezentate sunt aproximative, iar o metodă exactă necesită un calcul de câmp [42, pag. 533-549].

1.3.6. Ecuatiile de regim tranzitoriu ale mașinii sincrone  
excitată cu magneti permanenți

Pentru că mașina sincronă se utilizează în regim de generator asocierea sensurilor pozitive pentru înfășurări se face corespunzător sursei. Sensurile pozitive ale curenților se asociază sensurilor pozitive al fluxurilor corespunzător regulii burghiului.

1.3.6.1. Ecuatiile mașinii nesimetrice în regim nestaționar.

Constituie cazul cel mai general când inductivitățile proprii și mutuale depind de unghiul de poziție ( $\theta$ ) al rotorului. Studiul acestei mașini se face cu ecuațiile de tensiune, [20, pag.114]:

$$u_{\lambda} = - R_{\lambda} i_{\lambda} - \frac{d\psi_{\lambda}}{dt}$$

$$u_{\lambda'} = - R_{\lambda'} i_{\lambda'} - \frac{d\psi_{\lambda'}}{dt} \quad (1.131)$$

în care  $\lambda = 1, \dots, m$  și  $\lambda' = 1', \dots, m'$ .

Reprezentarea schematică a axelor înfășurărilor de pe cele două armături la o mașină fără colector este dată în figura 1.26.

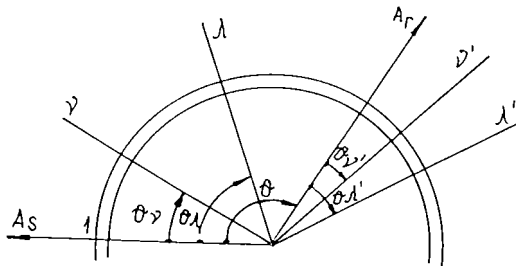


Figura 1.26. Axele înfășurărilor statorice și rotorice la o mașină fără colector.

La aceste ecuații se adaugă ecuația mișcării:

$$M + M_m = \frac{J}{P} \frac{d^2\theta}{dt^2} \quad (1.132)$$

Cuplurile se consideră pozitive în sensul pozitiv al lui  $\theta$ . Momentul electromagnetic dezvoltat de mașină se obține cu teorema forțelor generalizate:

$$M = P \left( \frac{\partial W_m}{\partial \theta} \right)_i = \text{const.} \quad (1.133)$$

Energia magnetică a mașinii este dată de expresia:

$$W_m = \frac{1}{2} \sum_{\lambda=1}^m i_{\lambda} \Psi_{\lambda} + \frac{1}{2} \sum_{\lambda'=1}^{m'} i_{\lambda'} \Psi_{\lambda'} \quad (1.134)$$

Ecuațiile anterioare se utilizează și pentru mașini simetrice în regim nestaționar, când câmpul magnetic are o repartiție oarecare în lungul pasului polar.

#### 1.3.6.2. Ecuațiile mașinii simetrice

Mașina simetrică are inducția din întrefier repartizată sinusoidal în lungul pasului polar, iar ecuațiile se stabilesc pentru regim tranzitoriu. Se utilizează ecuațiile stabilite în teoria celor două axe [ 20, pag.115...123] cu precizarea că inductorul mașinii echivalente este identic cu cel al mașinii reale. Mașina sincronă bipolară cu poli aparenti interiori excitată cu magneți permanenți, este reprezentată schematic în fig. 1.27.a. Armătura statorică este simetrică și este prevăzută cu o înfășurare m-fazăată. Rotorul are două axe de simetrie: axa longitudinală (d) în lungul căreia se închide câmpul magnetic inductor și axa transversală (q), perpendiculară electric și în avans față de axa (d). Sensul de

rotație al rotorului coincide cu succesiunea fazelor statorice. Între tălpile polilor rotorici se găsește excitația cu magneți permanenți a mașinii.

În tălpile polare este plasată înfășurarea de amortizare, care echivalează efectul curenților turbionari într-o înfășurare (D) plasată în axa longitudinală a mașinii și alta (Q), în axa transversală, al cărui efect este neglijabil, dar a cărui prezență se menține pentru a nu restrânge generalitatea studiului. În fig.1.27.b) este dată schema electrică a mașinii reale. În fig.1.28 sunt reprezentate schemele electrice ale mașinii echivalente la considerarea numai a armonicilor fundamentale a inducției din întrefier. Fâșia hașurată reprezintă interstițiul nemagnetic. Înfășurările mașinii se consideră repartizate sinusoidal în lungul pasului polar, iar pierderile fier se neglijează. Poziția rotorului este dată de axa longitudinală (d), care face unghiul electric  $\theta$  cu axa  $A_s$  a primei faze statorice. Axă fazei de ordinul ( $\lambda$ ) face unghiul  $\theta_\lambda$  cu axa  $A_s$ . Înfășurările de amortizare (D) și (Q) sunt scurtcircuitate. Curenții, tensiunile și unghiul de poziție ( $\theta$ ) variază în timp, caz specific regimurilor tranzitorii ale mașinii sincrone.

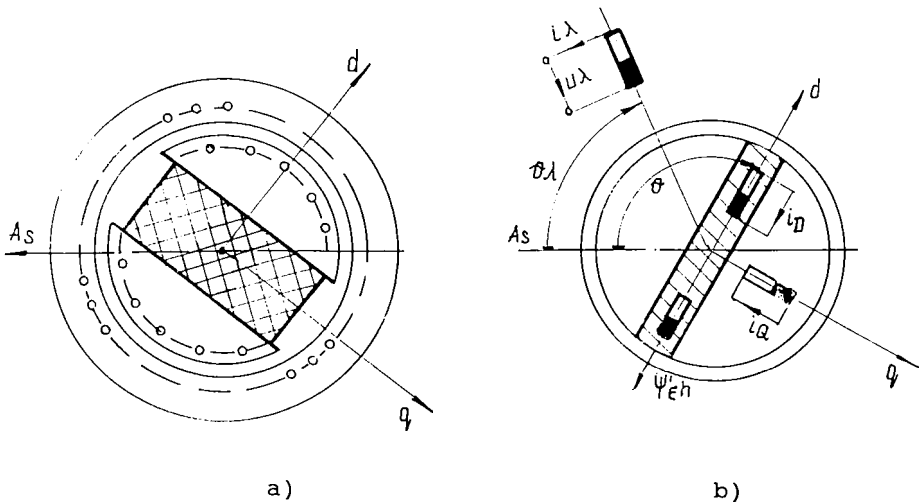


Figura 1.27. Mașina sincronă reală excitată cu magneți permanenți în rotor: a) schema constructivă; b) schema electrică.

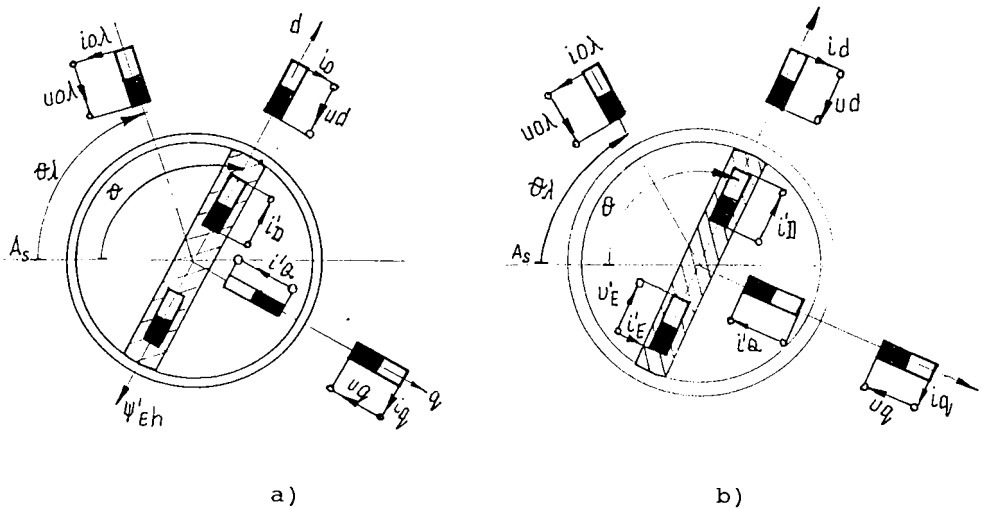


Figura 1.28. Scheme electrice ale mașinii echivalente.

- a) cu magneți permanenți;
- b) cu excitație electromagnetică.

Mărimile notate pe desen au următoarea semnificație fizică:

$R_s; R_D; R_Q; R_E$  - rezistențele electrice ale înfășurărilor  $\lambda; D; Q; E$ ;

$u_\lambda; u_E$  - tensiunea la bornele unei înfășurări de fază ( $\lambda$ ) și la bornele înfășurării de excitație;

$i_\lambda; i_D; i_Q; i_E$  - curenții electrice prin înfășurățile de fază, de amortizare pe axele ( $d; q$ ) și de excitație;

$N_s; N_D; N_Q; N_E$  - numerele de spire corespunzătoare;

$p$  = numărul perechilor de poli.

Mașina echivalentă are schemele din: fig.1.28 a), când magnetul permanent creează fluxul util în întrefier  $\psi_{Eh}$  și din fig.1.28.b), la substituirea magnetului permanent cu o înfășurare de excitație. Pentru mașina echivalentă excitată cu magneți permanenți la asocierea sensurilor prin înfășurățile de fază corespunzătoare sursei, ecuațiile tensiunilor și cuplului exprimate în mărimi rotorice



neraportate sunt:

$$\begin{aligned}
 u_d &= -R_d i_d - \frac{d\psi_d}{dt} + \psi_q \frac{d\theta}{dt} \\
 u_q &= -R_q i_q - \frac{d\psi_q}{dt} - \psi_d \frac{d\theta}{dt} \\
 u_{0\lambda} &= -R_{0\lambda} i_{0\lambda} - \frac{d\psi_{0\lambda}}{dt} \\
 0 &= R_D i_D + \frac{d\psi_D}{dt} \\
 0 &= R_Q i_Q + \frac{d\psi_Q}{dt} \\
 M_m &= p(i_d \psi_q - i_q \psi_d) + \frac{J}{P} \frac{d^2\theta}{dt^2}
 \end{aligned} \tag{1.135}$$

Ecuatia circuitului de excitație cu magneți permanenți apare în ecuațiile fluxurilor:

$$\begin{aligned}
 \psi_d &= L_{dd} i_d + L_{Dd} i_D + \psi_{Eh} \\
 \psi_q &= L_{qq} i_q + L_{Qq} i_Q \\
 \psi_{0\lambda} &= L_{0\lambda} i_{0\lambda} \\
 \psi_D &= L_{Dd} i_d + L_{DD} i_D + \psi_{Eh} \\
 \psi_Q &= L_{Qq} i_q + L_{QQ} i_Q \\
 \psi_E &= \psi_{Eh} + \psi_{E\sigma}
 \end{aligned} \tag{1.136}$$

Fluxul de excitație principal creat de magnetul permanent în gol ( $\psi_{Eh0}$ ) diferă de fluxul de excitație principal în sarcină pentru că punctul de funcționare al magnetului permanent coboară pe dreapta de revenire din cauza solenației demagnetizante pe axa longitudinală a indusului (fig.1.3). Amplitudinea armoniciei fundamentale a solenației de reacție pe axa longitudinală a indusului este:

$$\theta_{ad1} = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} m N_1 K_{q1} K_{y1} i_d \tag{1.137}$$

Prin raportare la înfășurarea de excitație:

$$\theta''_{ad1} = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} m N_1 K_{q1} K_{y1} i_d \frac{K_{ad}}{K_{E1}} = K_{\theta ad} i_d \tag{1.138}$$

Pentru că mașina echivalentă are înfășurări și câmp magnetic repartizate sinusoidal în lungul pasului polar în întrefier există

numai armonica fundamentală a inducției magnetice, dată de (1.33) și (1.34) pentru  $v = 1$ . Pentru că la mașina echivalentă întrefierul este constant pe axa  $d$ , se lucrează cu reluctanța medie a întrefierului, care se consideră constantă ( $R_{H0med}$ ), pentru care în figura 1.6 va rezulta panta dreptei de sarcină ( $\text{tg } \alpha'_1$ ). În aceste condiții se obține amplitudinea armonicii fundamentale a căderii de tensiune magnetice pe întrefier ( $U'_{H01}$ ) cu o relație similară cu (1.68). În continuare se lucrează numai cu armonicile fundamentale.

Fluxul de excitație în sarcină se obține (fig.1.6) prin determinarea punctului de intersecție al caracteristicii de revenire cu dreapta de funcționare în sarcină la apariția unei solenații de reacție a indusului. Din triunghiul  $F_0F_aC$  rezultă următoarele relații geometrice:

$$|F_0D| = \Delta\phi'_1 = \phi'_{01} - \phi'_{a1}; \quad (1.139)$$

$$|DC| = \Delta\phi'_1 / \text{tg}\alpha'_1 = \Delta\phi'_1 / G'_{H0}; \quad (1.140)$$

$$|F_aD| = \Delta\phi'_1 / \text{tg}\beta' = \Delta\phi'_1 / \mu'_{rev} \quad (1.141)$$

Solenația de reacție demagnetizantă a indusului pe pol raportată la tensiunea de bază a magnetului permanent este:

$$\Theta'_{ad1} = \Theta''_{ad1} / (2pU_{Hb}) \quad (1.142)$$

Din triunghiul  $F_aCF_0$  rezultă mărimea acesteia :

$$\Theta'_{ad1} = |F_aC| = \Delta\phi'_1 ( G'_{H0}{}^{-1} + \mu'_{rev}{}^{-1} ) \quad (1.143)$$

Prin urmare fluxul magnetic raportat pe pol cu luarea în considerare a reacției indusului este:

$$\phi'_1 = \phi'_{01} + \frac{\Theta'_{ad1}}{\frac{1}{G'_{H0}} + \frac{1}{\mu'_{rev}}} \quad (1.144)$$

Expresia fluxului total pe pol la mersul în gol se poate deduce

din fig.1.6 prin determinarea ordonatei punctului  $F_0$ , situat la intersecția caracteristicii de revenire cu dreapta permeanței echivalente a circuitului magnetic de sarcină.

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}\alpha'_1 &= G'_{H0} = k_{\sigma} G'_{H\delta} = \frac{\phi'_{01}}{U'_{H\delta 1}} \\ \operatorname{tg}\beta' &= \mu'_{\text{rev}} = \frac{\phi'_{01}}{1 - U'_{H\delta 1}} \end{aligned} \quad (1.145)$$

Din relațiile anterioare se poate obține expresia fluxului magnetic în gol raportat, pe pol și pe întreaga mașină:

$$\phi'_{01} = \left( \frac{1}{\mu'_{\text{rev}}} + \frac{1}{G'_{H0}} \right)^{-1} = \frac{\psi'_{01}}{2p} \quad (1.146)$$

Armonica fundamentală a fluxului în sarcină se poate exprima numai în funcție de armonicile fundamentale ale fluxului de excitație în gol și ale solenației de reacție pe pol raportată la tensiunea magnetică de bază a magnetului permanent:

$$\phi'_1 = \phi'_{01} (1 + \theta'_{\text{ad}1}) \quad (1.147)$$

În mărimi neraportate la mărimile de bază ale magnetului permanent relația (1.147) este:

$$\phi_1 = \phi_{01} \left( 1 + \frac{\theta''_{\text{ad}1}}{2pU_{\text{Hb}}} \right) \quad (1.148)$$

Pe întreaga mașină armonica fundamentală a fluxului este:

$$\psi_1 = \psi_{01} \left( 1 + \frac{\theta''_{\text{ad}1}}{2pU_{\text{Hb}}} \right) \quad (1.149)$$

Utilizând relația (1.46), în care din fluxul dat de magnetul

permanent prin împărțire cu coeficientul de dispersii ( $K_o$ ) se determină fluxul util, aplicată pe întreaga mașină, se obține expresia fluxului de excitație în sarcină în funcție de fluxul de excitație în gol:

$$\psi_{Eh1} = \psi_{Eh01} \left( 1 + \frac{\theta''_{ad1}}{2pU_{Hb}} \right) \quad (1.150)$$

Expresia armonicii fundamentale a fluxului de excitație în gol și în sarcină, cu considerarea relației (1.138), prin raportare la indus, notată cu indicele (') este:

$$\begin{aligned} \psi'_{Eh01} &= L_{ad} i'_E \\ \psi'_{Eh1} &= \psi'_{Eh01} + \psi'_{Eh01} \frac{\theta''_{ad1}}{2pU_{Hb}} = \psi'_{Eh01} + L_{ad} \frac{K_{\theta ad} i'_E}{2pU_{Hb}} \end{aligned} \quad (1.151)$$

Se introduce  $C_{Ed}$  = coeficientul de reacție al indusului pe axa d, care cu considerarea relațiilor (1.75) și (1.79) este:

$$C_{Ed} = \frac{K_{\theta ad} i'_E}{2pU_{Hb}} = \sqrt{2} U'_{Hd} \quad (1.152)$$

Coeficientul  $C_{Ed}$  obține o expresie simplă pentru că raportarea solenației indusului la excitație și raportarea fluxului de excitație la indus se compensează. Dacă se omite indicele 1, asociat armonicii fundamentale, fluxul de excitație în sarcină are expresia:

$$\psi'_{Eh} = \psi'_{Eh0} + C_{Ed} L_{ad} i'_d \quad (1.153)$$

Solenația demagnetizantă longitudinală a indusului raportată la excitație se însumează algebric, și anume:

- a)  $C_{Ed} > 0$  pentru sarcină inductivă, când reacția indusului este demagnetizantă;
- b)  $C_{Ed} < 0$  pentru sarcină capacitivă, când reacția indusului este magnetizantă.

1.3.6.3. Ecuatiile mașinii simetrice cu mărimile rotorice raportate la stator, cu variabile de stare curenții

Ecuatiile tensiunilor sunt:

$$\begin{aligned}
 u_d &= -R_d i_d - \frac{d\psi_d}{dt} + \psi_q \frac{d\theta}{dt} \\
 u_q &= -R_q i_q - \frac{d\psi_q}{dt} - \psi_d \frac{d\theta}{dt} \\
 u_{0\lambda} &= -R_{0\lambda} i_{0\lambda} - \frac{d\psi_{0\lambda}}{dt} \\
 0 &= R'_d i'_d + \frac{d\psi'_d}{dt} \\
 0 &= R'_q i'_q + \frac{d\psi'_q}{dt}
 \end{aligned} \tag{1.154}$$

Unghiul de poziție al axei longitudinale (d) a rotorului este:

$$\theta = \theta_0(t) + \omega t \tag{1.155}$$

Ecuatiile fluxurilor, în care s-a renunțat la evidențierea indicelui "1" pentru armonicile fundamentale, sunt:

$$\begin{aligned}
 \psi_d &= L_d i_d + L_{ed} i'_d + \psi'_{Eh} \\
 \psi_q &= L_q i_q + L_{aq} i'_q \\
 \psi_{0\lambda} &= L_{0\lambda} i_{0\lambda} \\
 \psi'_d &= L_{ad} i_d + L'_d i'_d + \psi'_{Eh} \\
 \psi'_q &= L_{aq} i_q + L'_q i'_q
 \end{aligned} \tag{1.156}$$

Prin considerarea relațiilor (1.152) și (1.153) ecuațiile de fluxuri devin:

$$\begin{aligned}
 \psi_d &= (L_d + C_{Ed} L_{ed}) i_d + L_{ed} i'_d + \psi'_{Eh0} \\
 \psi_q &= L_q i_q + L_{aq} i'_q \\
 \psi'_d &= (1 + C_{Ed}) L_{ad} i_d + L'_d i'_d + \psi'_{Eh0} \\
 \psi'_q &= L_{aq} i_q + L'_q i'_q \\
 \psi_{0\lambda} &= L_{0\lambda} i_{0\lambda}
 \end{aligned} \tag{1.157}$$

Prin înlocuirea fluxurilor în ecuațiile de tensiune se obțin ecuațiile tensiunilor în funcție de curenți:

$$\begin{aligned}
 u_d &= -R_d i_d - (L_d + C_{Ed} L_{ad}) \frac{di_d}{dt} - L_{ad} \frac{di'_d}{dt} + (L_q i_q + L_{aq} i'_q) \frac{d\theta}{dt} \\
 u_q &= -R_q i_q - (L_q \frac{di_q}{dt} + L_{aq} \frac{di'_q}{dt}) - [(1 + C_{Ed}) L_{ad} i_d + L'_b i'_d + \Psi'_{Eh0}] \frac{d\theta}{dt} \\
 u_{0\lambda} &= -R_{0\lambda} i_{0\lambda} - L_{0\lambda} \frac{di_{0\lambda}}{dt} \\
 0 &= R'_b i'_d + (1 + C_{Ed}) L_{ad} \frac{di_d}{dt} + L'_b \frac{di'_d}{dt} \\
 0 &= R'_q i'_q + L_{aq} \frac{di_q}{dt} + L'_q \frac{di'_q}{dt}
 \end{aligned}
 \tag{1.158}$$

Ecuația mișcării din (1.135) în funcție numai de curenți obține expresia:

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2\theta}{dt^2} &= -\frac{p^2}{J} [(L_{aq} - L_{ad} - C_{Ed} L_{ad}) i_d i_q + \\
 &+ L_{aq} i_d i'_q - L_{ad} i_q i'_d - \Psi'_{Eh0} i_q] + \frac{P}{J} M_m
 \end{aligned}
 \tag{1.159}$$

Ecuațiile de transformare ale rezistențelor, curenților și tensiunilor de la mașina reală la mașina echivalentă sunt:

$$\begin{aligned}
 R_d &= R_q = \frac{2}{m} R; & R_{0\lambda} &= R: \\
 i_d &= \sum_{\lambda=1}^m i_{\lambda} \cos(\theta - \theta_{\lambda}); & i_q &= -\sum_{\lambda=1}^m i_{\lambda} \sin(\theta - \theta_{\lambda}) \\
 i_{0\lambda} &= i_{\lambda} - \frac{2}{m} \sum_{\nu} i_{\nu} \cos(\theta - \theta_{\nu})
 \end{aligned}$$

$$u_d = \frac{2}{m} \sum_{\lambda=1}^m u_{\lambda} \cos(\theta - \theta_{\lambda}); \quad u_q = -\frac{2}{m} \sum_{\lambda=1}^m u_{\lambda} \sin(\theta - \theta_{\lambda}) \quad (1.160)$$

$$u_{0\lambda} = u_{\lambda} - \frac{2}{m} \sum_{\nu} u_{\nu} \cos(\theta_{\nu} - \theta_{\lambda})$$

Ecuatiile de transformare ale tensiunilor de la mașina echivalentă la mașina reală sunt:

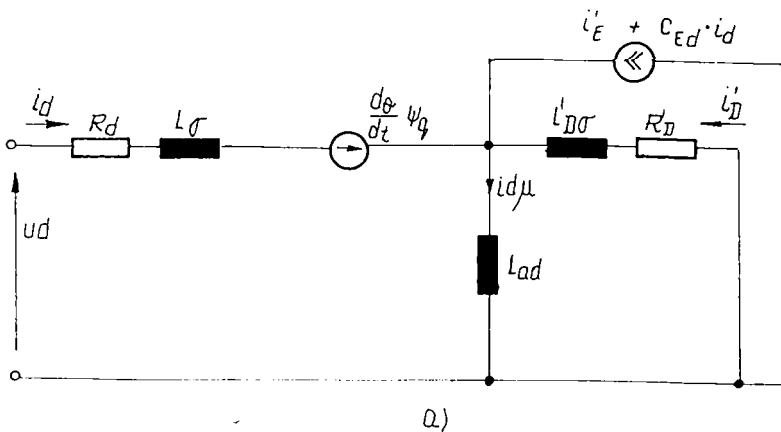
$$u_{\nu} = u_d \cos(\theta - \theta_{\nu}) - u_q \sin(\theta - \theta_{\nu}) + u_{0\nu} \quad (1.161)$$

#### 1.3.6.4. Schemele echivalente pe două axe ale mașinii sincrone

În ecuațiile (1.158) se introduc curenții de magnetizare:

$$i_{d\mu} = i_d + i'_d + i'_E + C_{Ed} i_d \quad (1.162)$$

$$i_{q\mu} = i_q + i'_q$$



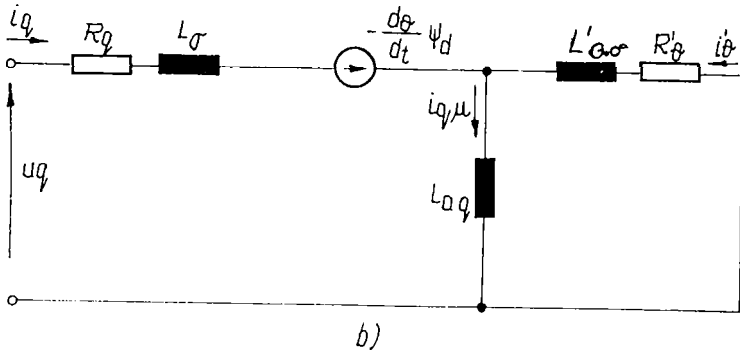


Figura 1.29. Schemele echivalente pe axele (d;q) ale mașinii sincrone excitată cu magneți permanenți.

Se alcătuiesc schemele echivalente pe două axe (d;q) ale mașinii sincrone. Sursa de curent care substituie excitația permanentă este o sursă de curent reală cu o caracteristică dependentă de reacția demagnetizantă a indusului prin coeficientul de reacție  $C_{Ed}$ . Schemele echivalente cu parametrii electrici și curenții rotorici raportați la stator, notați cu indicele prim, sunt reprezentate în fig. 1.29.



## 2. METODA DE AUTOMATIZARE

### 2.1. Ecuațiile operaționale ale mașinii sincrone excitate cu magneți permanenți fără considerarea pierderilor în fier

Forma operațională a ecuațiilor mașinii sincrone se obține la neglijarea proceselor tranzitorii electromecanice ( $d\theta/dt = \text{const.}$ ) și considerarea numai a proceselor tranzitorii electromagnetice. Se aplică transformata Carson [20, pag.385]. Funcțiile imagine se scriu cu litere mici supraliniate, iar valorile inițiale cu litere mari având indicele 0. Ecuațiile de tensiune ale mașinii sincrone excitate cu magneți permanenți obțin forma:

$$\begin{aligned}
 \overline{u}_d &= -R_d \overline{i}_d - p(\overline{\Psi}_d - \Psi_{d0}) + \omega \overline{\Psi}_q; \\
 \overline{u}_q &= -R_q \overline{i}_q - p(\overline{\Psi}_q - \Psi_{q0}) - \omega \overline{\Psi}_d; \\
 \overline{u}_{0\lambda} &= -R_{0\lambda} \overline{i}_{0\lambda} - p(\overline{\Psi}_{0\lambda} - \Psi_{0\lambda 0}); \\
 0 &= R'_0 \overline{i}'_d + p(\overline{\Psi}'_d - \Psi'_{d0}) \\
 0 &= R'_q \overline{i}'_q + p(\overline{\Psi}'_q - \Psi'_{q0})
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Ecuațiile de fluxuri ale mașinii sincrone sunt:

$$\begin{aligned}
 \overline{\Psi}_d &= (L_d + C_{Ed} L_{ad}) \overline{i}_d + L_{ad} \overline{i}'_d + \Psi'_{Eh0} \\
 \overline{\Psi}_q &= L_q \overline{i}_q + L_{aq} \overline{i}'_q \\
 \overline{\Psi}_{0\lambda} &= L_{0\lambda} \overline{i}_{0\lambda} \\
 \overline{\Psi}'_d &= (1 + C_{Ed}) L_{ad} \overline{i}_d + L'_d \overline{i}'_d + \Psi'_{Eh0} \\
 \overline{\Psi}'_q &= L_{aq} \overline{i}_q + L'_q \overline{i}'_q
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

În sistemul (2.1) din ultimele două ecuații se scot curenții rotorici în colivia de amortizare, care nu se pot măsura :

$$\begin{aligned} \bar{i}'_d &= -p \frac{[(1 + C_{Ed})L_{ad}\bar{i}'_d + \Psi'_{Eh0} - \Psi'_{D0}]}{R'_d + pL'_d}; \\ \bar{i}'_q &= -p \frac{(L_{aq}\bar{i}'_q - \Psi'_{Q0})}{R'_q + pL'_q} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Expresiile (2.3) se înlocuiesc în ecuațiile fluxurilor statorice:

$$\begin{aligned} \bar{\Psi}'_d &= l_d(p)\bar{i}'_d + g_d(p)\Psi'_{D0} + [1 - g_d(p)]\Psi'_{Eh0}; \\ \bar{\Psi}'_q &= l_q(p)\bar{i}'_q + g_q(p)\Psi'_{Q0} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Pentru condiții inițiale nule se obține:

$$\begin{aligned} \bar{\Psi}'_d &= l_d(p)\bar{i}'_d + [1 - g_d(p)]\Psi'_{Eh0}; \\ \bar{\Psi}'_q &= l_q(p)\bar{i}'_q \end{aligned} \quad (2.5)$$

Inductanțele operaționale și coeficienții operaționali sunt:

$$\begin{aligned} l_d(p) &= L_d + C_{Ed}L_{ad} - \frac{(1 + C_{Ed})pL_{ad}^2}{R'_d + pL'_d}; \\ l_q(p) &= L_q - \frac{pL_{aq}^2}{R'_q + pL'_q}; \\ g_d(p) &= \frac{pL_{ad}}{R'_d + pL'_d}; \quad g_q(p) = \frac{pL_{aq}}{R'_q + pL'_q} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Valorile inițiale ale inductanțelor operaționale reprezintă

inductanțele supratranzitorii pe cele două axe:

$$L_d'' = \lim_{p \rightarrow \infty} l_d(p) = L_d + C_{Ed}L_{ad} - \frac{(1 + C_{Ed})L_{ad}^2}{L_b'} ; \quad (2.7)$$

$$L_q'' = \lim_{p \rightarrow \infty} l_q(p) = L_q - \frac{L_{aq}^2}{L_q'}$$

Valoarea medie a inductanței supratranzitorii este:

$$L'' = \frac{L_d'' + L_q''}{2} \quad (2.8)$$

## 2.2. Redresorul trifazat în punte

Analiza modului de funcționare a redresorului trifazat în punte complet comandată se efectuează pe circuitul electric din fig.2.1. Redresorul este alimentat de către o sursă trifazată simetrică cu rezistență și inductivitate internă ( $R_s; L_s$ ). Dacă se consideră impedența circuitului de sarcină infinită atunci redresorul este încărcat printr-o sursă de curent constant ( $I_g$ ).

Sursa simetrică are tensiunile la borne :

$$u_1 = U_{fm} \cos \omega t ; u_2 = U_{fm} \cos(\omega t - 2\pi/3) ; u_3 = U_{fm} \cos(\omega t + 2\pi/3) \quad (2.9)$$

Pentru ventilele semiconductoare (tiristoare) se utilizează modelul de supapă (comutator) ideală, deci rezistența directă se consideră zero, iar rezistența inversă infinită.

$$r_1 = \begin{cases} r_f = 0 \text{ pt. } u_{AK} > 0 ; \\ r_i = \infty \text{ pt. } u_{AK} < 0 \end{cases} \quad (2.10)$$

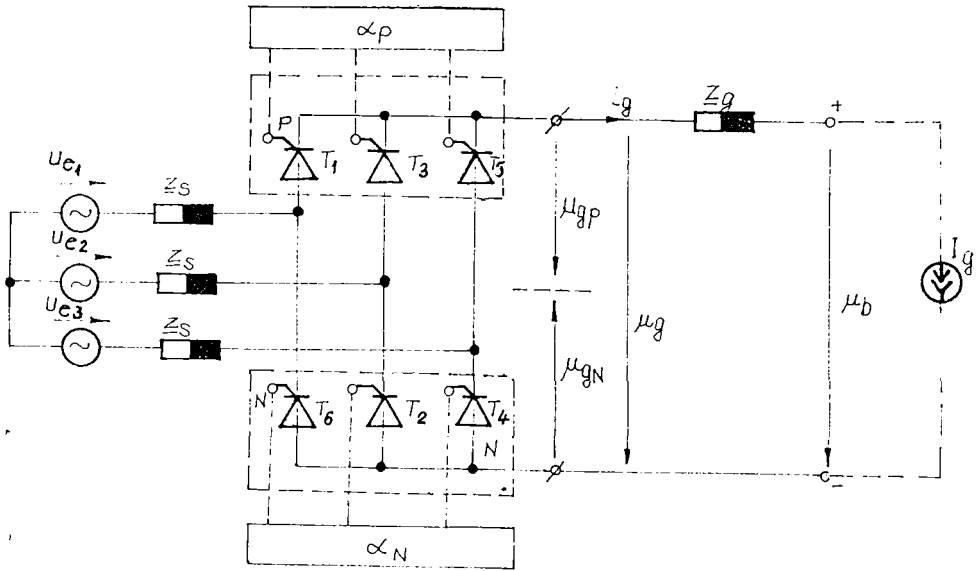


Figura 2.1. Schema echivalentă a redresorului în punte trifazată comandată.

în care :  $u_{AK}$  = tensiunea de polarizare directă a ventilului.

Deoarece redresorul este cu șase pulsuri, pe durata cărora ciclurile de funcționare se repetă analiza fenomenelor este edificatoare pe intervalul unui puls ( $\pi/3$  radiani).

Pentru generalizare se consideră redresorul trifazat în punte compus din două redresoare trifazate cu nul comandate pe grilă cu unghiurile  $\alpha_p$  și  $\alpha_N$ , notate în figura anterioară cu P și N, conectate în serie. Tensiunea redresată se obține prin însumarea algebrică a celor două tensiuni redresate :

$$u_g = u_{gp} - u_{gN} \quad (2.11)$$

În general redresorul are comandă simetrică :  $\alpha_p = \alpha_N = \alpha$  ,  
 în cazul punții semicomandate :  $\alpha_p = \alpha$  ;  $\alpha_N = 0$ , iar în cazul redresorului necomandat :  $\alpha = 0$ .

Valoarea medie a tensiunii redresate ideale este :

$$U_g = \int_{\alpha}^{\pi+\alpha} \sqrt{2} U_f \sin \omega t d(\omega t) = (2 \frac{\sqrt{2}}{\pi}) U_f \cos \alpha \quad (2.12)$$

Tensiunea maximă redresată ideală ( $U_{g0}$ ) obținută pentru redresorul necomandat ( $\alpha=0$ ) este tensiunea maximă care rezultă prin neglijarea comutației și a căderilor de tensiune interne ale redresorului.

$$U_g = U_{g0} \cos \alpha \quad (2.13)$$

Tensiunea medie redresată la redresorul în punte complet comandată este :

$$U_g = U_{gP} - U_{gN} = U_{g0} (\cos \alpha_p + \cos \alpha_n) / 2 \quad (2.14)$$

$$U_{g0} = U_{fm} \frac{\cos(\frac{\pi}{K})}{\frac{\pi}{K}} = 3 \frac{\sqrt{6}}{\pi} \cdot U_f \quad (2.15)$$

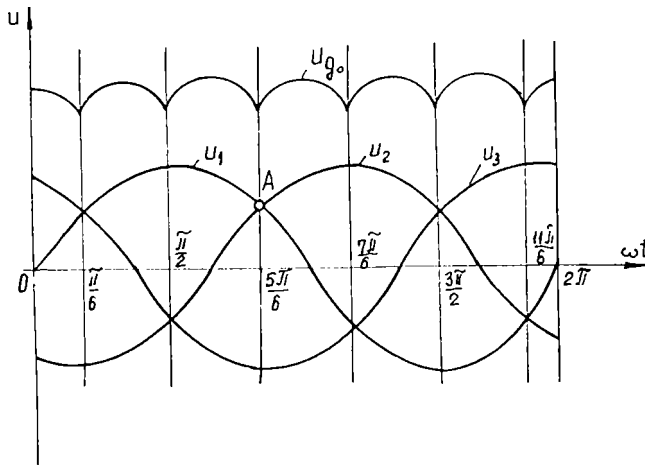


Figura 2.2. Tensiunile de fază ale sursei și tensiunea medie redresată, la neglijarea comutației, pentru redresorul necomandat în punte trifazată.

Cu  $f=1,2,3$ , s-a notat numărul de ordine al fazei, iar  $k = 6$  reprezintă numărul de pulsuri ale convertorului.

La funcționarea redresorului întotdeauna vor conduce două ventile unul din redresorul "P" altul din redresorul "N" de pe faze diferite. Astfel perechile de tiristoare conectează la sarcină câte două faze ale sursei, deci tensiunea redresată va fi pe rând egală cu tensiunea de linie corespunzătoare :  $u_{32}$ ;  $u_{12}$ ;  $u_{13}$ ;  $u_{23}$ ;  $u_{21}$ ;  $u_{31}$ ; deci valoarea ei se compune din șase pulsuri ale tensiunii de linie a sursei.

Prin comutație se înțelege fenomenul trecerii curentului dintr-o ramură de circuit în altă ramură. Schema echivalentă a unui circuit de comutație este reprezentată figura 2.3.

Comutația curentului  $I_g$  din latura (1) în latura (2) a circuitului anterior are loc în urma apariției unui curent de contur ( $i_k$ ) numit curent de comutație în ochiul format de două înfășurări de fază ale sursei și două ventile semiconductoare care aparțin aceluiași redresor trifazat cu nul (P;N). Curentul de comutație ( $i_k$ ) trebuie să aibă un astfel de sens încât să reducă curentul care se stinge ( $i_1$ ) și să crească curentul care se amorsează ( $i_2$ ). Prin aplicarea teoremei întâi a lui Kirchhoff în nodul P se obține :

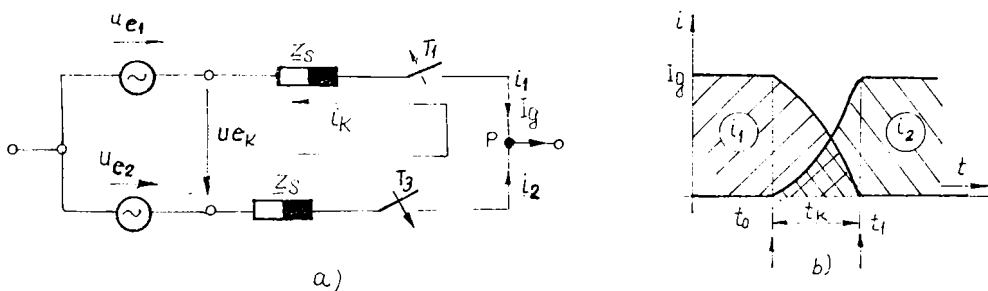


Figura 2.3. Procesul de comutație.

$$i_1 + i_2 = I_g \quad (2.16)$$

Valorile curentilor prin laturi, dacă se consideră inductivitatea circuitului de sarcină infinită, deci curentul continuu neted, sunt:

$$i_1 = I_g - i_k$$

$$i_2 = i_k \quad (2.17)$$

Curentul de comutație este cauzat de o tensiune electromotoare de comutație, care este tensiunea electromotoare de linie a sursei.

$$u_{ek} = u_{e2} - u_{e1} = R_s i_k + L_s (di_k/dt) - R_s (I_g - i_k) - L_s [d(I_g - i_k)/dt] \quad (2.18)$$

Curentul de comutație se determină cu relația:

$$di_k/dt = (1/2L_s)[(u_{e2} - u_{e1}) - 2R_s i_k + R_s I_g] \quad (2.19)$$

Se numește **comutație naturală** comutația care utilizează tensiunea sursei. Relația dintre unghiul de întârziere la aprindere ( $\alpha$ ) și unghiul de comutație ( $\gamma$ ) este dată în literatura de specialitate [40].

$$\cos \alpha - \cos(\alpha + \gamma) = 2\omega L I_g / \sqrt{6} U_f \quad (2.20)$$

De asemenea se cunoaște expresia tensiunii medii redresate la bornele redresorului:

$$U_g = (3\sqrt{6}/\pi) U_f \cos \alpha - (3/\pi) \omega L_s I_g \quad (2.21)$$

Se introduce un rezistor fictiv, care conectat în serie cu sarcina determină o cădere de tensiune egală cu cea produsă de fenomenul de suprapunere anodică. Rezistența echivalentă comutației este:

$$R_\gamma = (3/\pi) \omega L_s \quad (2.22)$$

$L_s$  = inductivitatea de dispersii a sursei.

Ținând cont de tensiunea maximă redresată ideală  $U_{g0}$  (2.15) expresia tensiunii medii redresate devine:

$$U_g = (U_{g0}/2)(\cos \alpha_p + \cos \alpha_N) - R_\gamma I_g \quad (2.23)$$

Dacă redresoarele "P" și "N" au același unghi de comandă " $\alpha$ ", necesar pentru simplificarea instalației de comandă, expresia

anterioară obține forma particulară :

$$U_g = U_{g0} \cos \alpha - R_f I_g \quad (2.24)$$

Schema circuitului electric echivalent expresiei anterioare este reprezentată în fig.2.4. După comutația între două tiristoare din convertorul P va urma o comutație între două tiristoare din convertorul N. Pe durata fenomenului de suprapunere anodică tensiunea de ieșire a redresorului ( $u_g$ ) nu va mai varia după tensiunea de linie

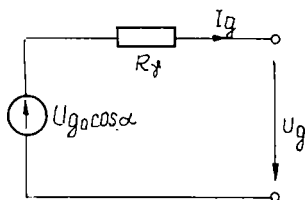


Figura 2.4. Circuitul echivalent pentru redresorul comandat cu considerarea comutației.

a sursei ca în timpul conducției a două faze. Pe partea unde se comută curenții vor conduce două tiristoare din două faze, iar pe cealaltă parte va conduce tiristorul din a treia fază. De exemplu considerând situația din punctul A (fig.2.2), când  $u_1 = u_2$ , în care ventilul  $T_1$  intră în comutație cu ventilul  $T_3$ , tensiunea de ieșire a părții P va fi semisuma tensiunilor celor două faze legate în scurtcircuit ( 1 și 2 ).

$$u_{gP} = ( u_1 + u_2 ) / 2 \quad (2.25)$$

Pe partea N, pentru că conduce ventilul  $T_4$ , la ieșire este conectată faza a treia, care este parcursă de curenții redresați ( $I_g$ ) în sens invers.

$$u_{gN} = u_3 \quad (2.26)$$

Tensiunea redresată în timpul comutației este :

$$U_{gY} = u_{gP} - u_{gN} = ( u_1 + u_2 ) / 2 - u_3 = -3u_3 / 2 \quad (2.27)$$



Deci în timpul comutației tensiunea redresată variază după o sinusoidă în antifază cu tensiunea din înfășurarea sursei care nu participă la comutație și cu amplitudinea de 1,5 ori mai mare.

Fenomenul comutației înrăutățește factorul de putere. Analizând comutația la redresorul monofazat cu nul pentru diferite unghiuri de comandă " $\alpha$ " [31, pag.101] se constată că pentru redresorul necomandat unghiul de comutație obține valoarea maximă  $(\gamma)_{\alpha=0} = \gamma_{\max}$ .

### 2.2.1. Matrici de conexiune

Circuitele electrice echivalente ale redresorului în punte trifazată își modifică topologia de șase ori în decursul unei perioade a sursei din cauza comutației naturale a dispozitivelor semiconductoare.

Pentru modelarea cicuitelor anterioare în literatura de

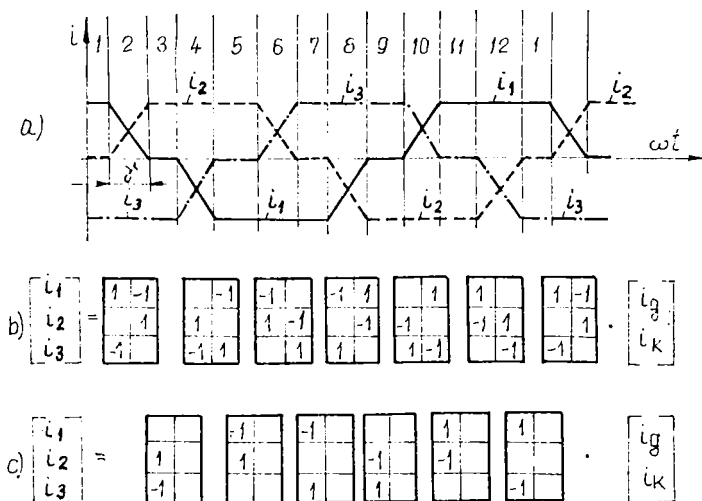


Figura 2.5. Matrici de conexiune pentru modelarea redresorului a) curentii de fază la o inductivitate infinită a circuitului de sarcină, cu considerarea comutației liniare; b) matricile curentilor în intervalele de comutație; c) matricile curentilor în intervalele de conducție a două faze.

specialitate [55] se propun numai pentru intervalele de conducție "matrici de conexiune", care corespund unei transformări de fază aplicată curenților, reprezentate în figura 2.5.b). În intervalele de conducție matricile de conexiune ale tensiunilor de ieșire ale redresorului sunt egale cu transpusele matricilor de conexiune ale curenților. În schimb în timpul comutației nu se poate defini o matrice de conexiune unică pentru curenți și tensiuni deoarece pentru procesele din redresor (paragraful 2.2), pe intervalul de comutație de exemplu 2, sunt valabile relațiile:

$$\begin{vmatrix} i_1 \\ i_2 \\ i_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & -1 \\ 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} i_g \\ i_k \end{vmatrix}; \quad \begin{vmatrix} u_g \\ u_k \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & -1 \\ -1 & 1 & 0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{vmatrix} \quad (2.28)$$

Să asociem curenților și tensiunilor următorii vectori:

$$|i_3|^T = |i_1, i_2, i_3|, \text{ respectiv } |u_3|^T = |u_1, u_2, u_3| \quad (2.29)$$

$$|i_2|^T = |i_d, i_d|, \text{ respectiv } |u_2|^T = |u_d, u_d| \quad (2.30)$$

$$|i_{rd}|^T = |i_g, i_k|, \text{ respectiv } |u_{rd}|^T = |u_g, u_k| \quad (2.31)$$

Dacă se notează matricile asociate curenților, din fig.2.4, cu  $|C_i|$ , iar matricile, asociate tensiunilor, din relația (2.28), cu  $|C_u|$ , în care pentru intervalul de conducție  $|C_i| = |C_u|^T$ , se pot scrie următoarele relații de legătură:

$$|i_3| = |C_i| |i_{rd}| \quad ; \quad |u_{rd}| = |C_u| |u_3| \quad (2.32)$$

Considerând ecuațiile de transformare (1.160) rezultă relațiile matriciale:

$$|i_2| = |P| |i_3| \quad ; \quad |u_2| = (2/3) |P| |u_3|$$

$$|i_2| = |P| |C_i| |i_{rd}| \quad ;$$

$$|u_{rd}| = |C_u| |u_3| = (3/2) |C_u| |P|^{-1} |u_2| \quad (2.33)$$

Relațiile (2.33) fac legătura dintre mărimile electrice ale mașinii sincrone echivalente cu ecuațiile scrise în sistemul de coordonate rotorice (d;q) și mărimile electrice la bornele de ieșire ale redresorului, când se ia în considerare suprapunerea anodică a ventilelor semiconductoare. Matricea (P) realizează transformarea sistemului de mărimi electrice scrise în sistemul de coordonate

$$| P | = \begin{vmatrix} \cos\theta & \cos(\theta-2\frac{\pi}{3}) & \cos(\theta+2\frac{\pi}{3}) \\ -\sin\theta & -\sin(\theta-2\frac{\pi}{3}) & -\sin(\theta+2\frac{\pi}{3}) \end{vmatrix} \quad (2.34)$$

$$|P|^{-1} = |P|^T$$

trifazat în sistemul de mărimi electrice scrise în sistemul de coordonate rotorice [6, pag.98] și satisface condiția de ortogonalitate.

## 2.3 Stabilitatea mașinii sincrone cu redresor

### 2.3.1. Schemele structurale ale mașinii sincrone cu redresor

Schema structurală completă a generatorului sincron cu redresor este prezentată în fig.2.6. În partea superioară este reprezentată schema echivalentă circuitului de curent continuu. Prin asocierea sensurilor curenților și tensiunilor corespunzătoare consumatorului pentru circuitul de sarcină (fig. 2.1) se scrie următoarea ecuație:

$$u_g = u_b + R_g i_g + L_g (di_g/dt) \quad (2.35)$$

în care :  $R_g$  constituie rezistența echivalentă din circuitul de sarcină de curent continuu. Ecuația (2.35) se pune sub o formă adecvată întocmirii schemei bloc.

$$i_g = \left( \frac{1}{L_g} \right) \int (u_g - u_b - R_g i_g) dt \quad (2.36)$$

După transformarea curenților ( $i_g; i_k$ ) de pe partea de curent continuu prin matrici de conexiune se obțin curenții din fazele mașinii, iar prin utilizarea matricei  $|P|$  rezultă curenții statorici pe cele două axe ( $i_d; i_q$ ) cu care se calculează fluxurile pe cele două axe.

Curentul de amortizare pe axa longitudinală ( $i'_d$ ) se calculează înlocuind expresia fluxului de amortizare pe axa longitudinală ( $\psi'_d$ ) în ecuația de tensiuni (1.158) a înfășurării de amortizare pe axa longitudinală :

$$i'_d = - (1/L'_d) \{ \int R'_d i'_d dt + (1 + C_{Ed}) L_{ad} i'_d \} \quad (2.37)$$

Curentul de amortizare pe axa transversală ( $i'_q$ ) se calculează înlocuind expresia fluxului de amortizare pe axa transversală ( $\psi'_q$ ) în ecuația de tensiuni (1.158) a înfășurării de amortizare pe axa transversală .

$$i'_q = - (1/L'_q) \{ \int R'_q i'_q dt + L_{aq} i'_q \} \quad (2.38)$$

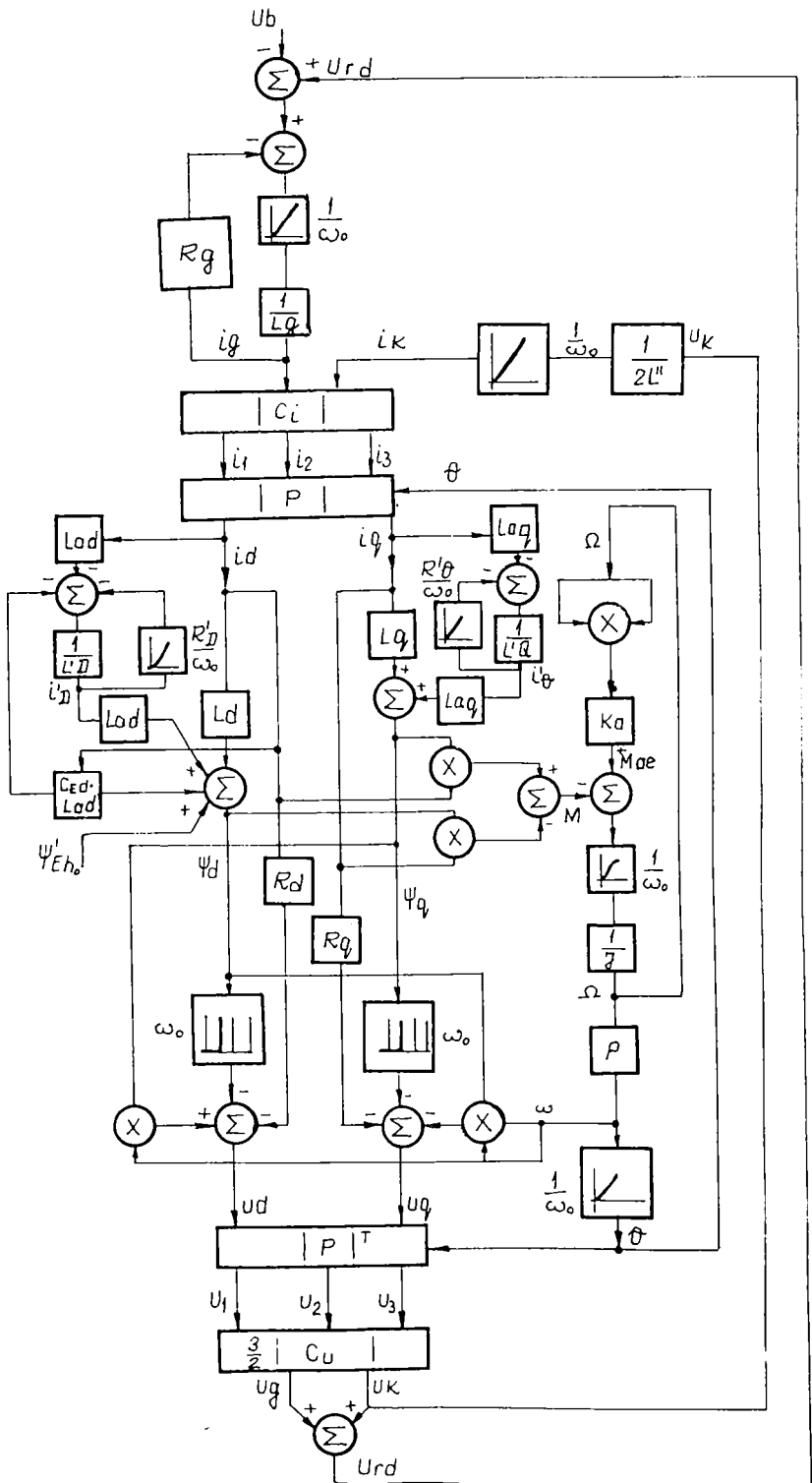


Figura 2.6. Schema structurală completă a generatorului sincron cu redresor (pag.96).

Fluxurile statorice pe cele două axe au expresiile de calcul date în sistemul de ecuații (1.157).

Tensiunile statorice pe cele două axe și ecuația mișcării sunt date în sistemul de ecuații (1.135). În locul cuplului mecanic se consideră cuplul de antrenare dat de turbina eoliană (2.109).

$$\theta = \int \omega dt = (p/J) \iint (M_{ac} - M) dt^2 \quad (2.39)$$

Pentru studiul oscilațiilor mici schema din figura 2.6. nu este elocventă deoarece matricea  $(|P|)$  și transpusa acesteia  $(|P|^T)$  reprezintă o transformare de coordonate neliniară fiindcă conține funcții trigonometrice ale unghiului  $(\theta)$  de poziție a rotorului. Dacă se înlocuiește valoarea tensiunii medii redresate  $(U_g)$  și valoarea curentului mediu redresat  $(I_g)$  pentru redresorul necomandat în punte trifazată, se ține cont de ecuația circuitului de sarcină (2.36), de diagrama fazorială simplificată a mașinii sincrone (fig.2.8), cât și expresia simplificată a unghiului de comutație (2.46) se obține schema structurală simplificată a generatorului sincron cu redresor, reprezentată în fig. 2.7.

În teoria celor două axe se iau în considerare numai armonicile fundamentale, deci se poate utiliza reprezentarea în complex.

Vectorii coplecși asociați curentului și tensiunii statorice (fig.2.8) sunt:

$$\underline{u}_f = u_d + j u_q \quad ; \quad \underline{i}_f = i_d + j i_q \quad (2.40)$$

Tensiunile pe cele două axe  $(u_d; u_q)$  sunt compuse fiecare din trei termeni : căderea de tensiune pe rezistență, tensiunea electromotoare indusă transformatoric și tensiunea electromotoare indusă prin rotație. Ecuațiile componentelor pe două axe ale tensiunii scrise fazorial sunt:

$$\begin{aligned} \underline{u}_d &= - R_d \underline{i}_d - (d/dt)\Psi_d + j\omega\Psi_q; \\ \underline{u}_q &= - R_q \underline{i}_q - (d/dt)\Psi_q - j\omega\Psi_d \end{aligned} \quad (2.41)$$

Determinarea unor expresii ale tensiunilor  $(u_d; u_q)$  dependente numai de una dintre funcțiile trigonometrice ale unghiului intern

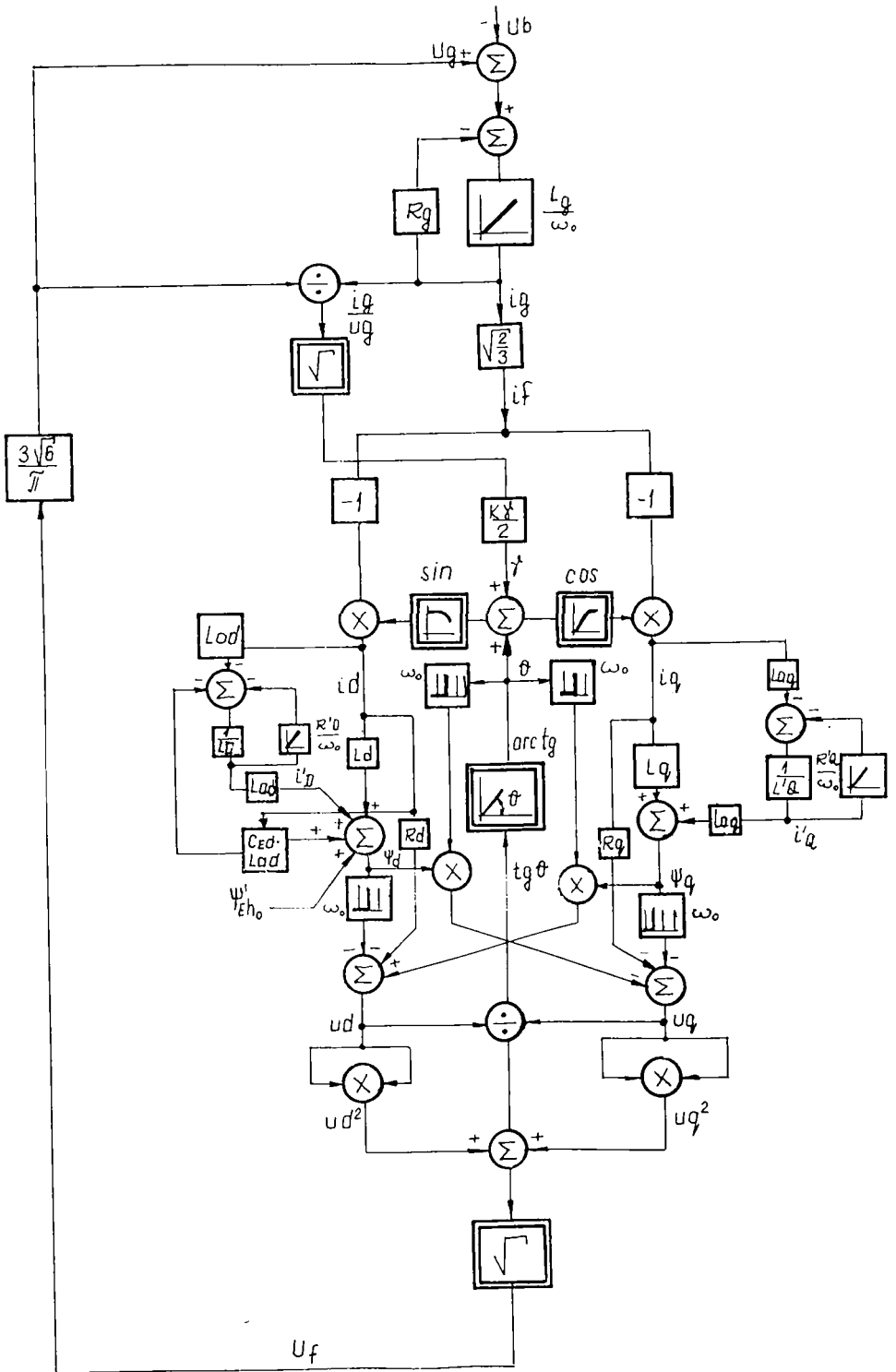


Fig.2.7. Schema structurală simplificată a generatorului sincron cu redresor (pag.98)

( $\theta$ ) nu se poate face decât prin neglijarea termenilor ne semnificativi pentru că în caz contrar în expresia fiecărei mărimi intervin termeni care nu depind numai de componenta, activă sau reactivă a curentului.

$$\underline{u}_d = +j\omega \hat{\underline{u}}_q ; \quad \underline{u}_q = -j\omega \hat{\underline{u}}_d \quad (2.42)$$

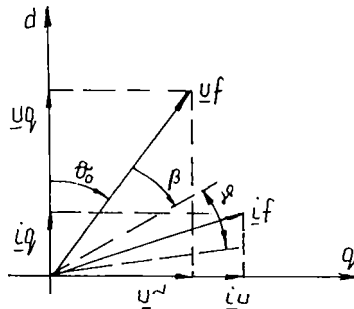


Figura 2.8. Diagrama fazorială simplificată a mașinii sincrone.

Prin efectuarea proiecțiilor pe cele două axe se obțin modulurile celor doi fazori:

$$u_d = \sqrt{2}U_f \sin \theta ; \quad u_q = \sqrt{2}U_f \cos \theta \quad (2.43)$$

$$\operatorname{tg} \theta = u_d / u_q ; \quad (2.44)$$

Relațiile trigonometrice anterioare sunt date în mai multe lucrări de specialitate. [12, pag.493, 570]; [23, pag. 19].

Din studiul comutației redresorului se obține mărimea unghiului de comutație, care atinge valoarea maximă în cazul redresorului necomandat ( $\alpha = 0$ ). În relația (2.20) timpii scurți de comutație determină luarea în considerare a inductivității supratranzitoriei medii a mașinii sincrone ( $L_s = L''$ ):

$$1 - \cos \gamma = 2\omega L'' I_g / \sqrt{6}U_f \quad (2.45)$$

$$\gamma = \arccos[ 1 - 2\omega L'' I_g / \sqrt{6}U_f ] =$$



$$\begin{aligned}
&= \arcsin \sqrt{1 - [1 - 2X''I_g/(\pi/3)U_g]^2} \approx \sqrt{1 - [1 - 2X''I_g/(\pi/3)U_g]^2} = \\
&= \sqrt{(12/\pi)X''(I_g/U_g) - (6/\pi)^2 X''^2(I_g/U_g)^2} \approx 2\sqrt{(3/\pi)X''(I_g/U_g)} = \\
&= k_\gamma \sqrt{(I_g/U_g)Z_h} \tag{2.46}
\end{aligned}$$

Aproximațiile sunt valabile pentru valori mici ale unghiului  $\gamma$  și pentru valori subunitare ale raportului dintre curentul și tensiunea medie redresată (încărcare incompletă a generatorului). Se introduce coeficientul unghiului de suprapunere anodică :

$$k_\gamma = 2\sqrt{(3/\pi)X''} \tag{2.47}$$

Curenții de sarcină pe cele două axe pentru un redresor necomandat ( $\alpha = 0$ ) cu încărcare activă sunt:

$$i_d = \sqrt{2}I_f \sin(\theta + \gamma/2) ; \quad i_q = \sqrt{2}I_f \cos(\theta + \gamma/2) \tag{2.48}$$

Prin aplicarea teoremei micilor variații și trecerea în operațional se determină schema structurală liniarizată a generatorului sincron cu redresor (fig.2.9, pag.106), care printr-un circuit intermediar de curent continuu debitează într-o rețea autonomă. Mărimea de intrare este tensiunea pe partea de curent continuu ( $\Delta u_b$ ), iar mărimea de ieșire este tensiunea medie redresată ( $\Delta u_g$ ).

Punctul de funcționare staționară se definește punctul de funcționare a generatorului sincron încărcat simetric în care mașina furnizează aceeași putere complexă ca și în cazul alimentării sarcinii printr-un redresor comandat cu considerarea comutației ( $\alpha \neq 0; \gamma \neq 0$ ). Din ecuația circuitului de sarcină în care se înlocuiesc expresiile tensiunii și curentului mediu redresat, se pot determina parametrii sarcinii raportați la o fază a mașinii.

$$\sqrt{2} \frac{\cos \frac{\pi}{k}}{\pi} U_f - U_b = (R_g + pL_g) \sqrt{2} \cos \frac{\pi}{k} I_f \tag{2.49}$$

în care :  $U_f; I_f$  reprezintă tensiunea și curentul efectiv de fază.

Ecuatia anterioară se pune în corespondență cu ecuația pe fază a circuitului de sarcină a mașinii în regim sinusoidal simetric staționar:

$$u_f - u_{bf} = (R_{gf} + pL_{gf})i_f \quad (2.50)$$

în care :  $u_{bf}$  este tensiunea de fază a consumatorului sincronizată cu tensiunea mașinii.

Prin echivalența relațiilor (2.49) și (2.50) rezultă următoarele valori:

a) tensiunea bateriei raportată la o înfășurare de fază a mașinii este:

$$U_{bf} = U_b(\pi/k)/\cos(\pi/k) \quad (2.51)$$

b) parametrii consumatorului de după redresor, raportați la o înfășurare de fază a mașinii, trebuie să țină cont că defazaajul inductiv, impus de redresorul comandat este de  $(\beta + \gamma/2)$ , (2.57). În cazul redresorului necomandat  $\beta = 0$ .

$$R_{gf} = \frac{\pi}{k} R_g ; \quad L_{gf} = \frac{R_{gf} \tan(\beta + \frac{\gamma}{2})}{\omega_1} \quad (2.52)$$

Mărimile electrice în sistemul de coordonate rotorice, ce caracterizează punctul de funcționare staționar, ( $u_{d0}$  ;  $u_{q0}$ ) se pot determina din ecuațiile tensiunilor statorice (1.154) pentru fluxuri constante ( $\psi_{d0}$  ;  $\psi_{q0}$ ) și viteză electrică constantă ( $d\theta/dt = \omega_1$ ).

Micile variații au loc în apropierea unui punct sincron staționar de funcționare pentru care valorile inițiale ale mărimilor se notează cu indicele 0. Pentru punctul sincron staționar de funcționare este valabilă diagrama fazorială din fig.2.8.

$$u_{d0} = \sqrt{2}U_f \sin \theta_0 ; \quad u_{q0} = \sqrt{2}U_f \cos \theta_0 \quad (2.53)$$

La o sarcină inductivă curentul mașinii în regim de generator este defazat în urma tensiunii cu un unghi ( $\beta$ ) impus de sarcină, care în cazul generatorului sincron cu redresor comandat este unghiul de  $(\alpha + \gamma/2)$ . Conform teoriei celor două reacții curentul se descompune în componenta reactivă ( $i_d$ ) și componenta activă ( $i_q$ ).

$$i_{d0} = \sqrt{2}I_f \sin (\theta_0 + \beta'_{0}) ; \quad i_{q0} = \sqrt{2}I_f \cos (\theta_0 + \beta'_{0}) \quad (2.54)$$

Mărimile electromagnetice din regim staționar se modifică cu valoarea micilor oscilații:

$$u_d = u_{d0} + \Delta u_d ; i_d = i_{d0} + \Delta i_d ; \psi_d = \psi_{d0} + \Delta \psi_d ;$$

$$u_q = u_{q0} + \Delta u_q ; i_q = i_{q0} + \Delta i_q ; \psi_q = \psi_{q0} + \Delta \psi_q ;$$

$$u_f = u_{f0} + \Delta u_f ; i_f = i_{f0} + \Delta i_f ;$$

$$u_g = u_{g0} + \Delta u_g ; i_g = i_{g0} + \Delta i_g$$

$$\theta = \theta_0 + \Delta \theta(t) ; \quad \gamma = \gamma_0 + \Delta \gamma \quad (2.55)$$

Efectuând calculele în ecuațiile de curenți și de tensiune ale mașinii sincrone și ale redresorului trifazat prin introducerea valorilor finale și scăderea valorilor inițiale ale mărimilor de regim staționar se vor obține relații de calcul pentru expresiile micilor variații ale mărimilor ce caracterizează funcționarea generatorului sincron în regim autonom. În starea staționară finală curenții statorici pe cele două axe sunt :

$$i_d = \sqrt{2}I_f \sin (\theta + \beta') ; \quad i_q = \sqrt{2}I_f \cos (\theta + \beta') \quad (2.56)$$

Unghiul de defazaj dintre curentul și tensiunea pe sarcină va crește prin considerarea comutației [23, pag.20].

$$\beta'_0 = \beta_0 + \gamma_0/2 \quad ; \quad \beta' = \beta + \gamma/2 \quad (2.57)$$

Prin dezvoltarea sinusului și cosinusului sumei de două arce, dintre care unul reprezintă valorile inițiale ale unghiurilor, iar celălalt micile variații se obțin relațiile:

$$\begin{aligned} \sin(\theta + \beta + \gamma/2) &= \sin (\theta_0 + \beta_0 + \gamma_0/2) \cos(\Delta\theta + \Delta\gamma/2) + \cos (\theta_0 + \\ &+ \beta_0 + \gamma_0/2) \sin(\Delta\theta + \Delta\gamma/2) \approx \sin (\theta_0 + \beta_0 + \gamma_0/2) + \cos (\theta_0 + \beta_0 + \\ &+ \gamma_0/2) (\Delta\theta + \Delta\gamma/2); \end{aligned}$$

$$i_d/i_f = (i_{d0}/i_{f0}) + (i_{q0}/i_{f0})(\Delta\theta + \Delta\gamma/2);$$

$$\Delta i_d = (i_{d0}/i_{f0})\Delta i_f + i_{q0}(\Delta\theta + \Delta\gamma/2); \quad (2.58)$$

$$\begin{aligned} \cos(\theta + \beta + \gamma/2) &= \cos(\theta_0 + \beta_0 + \gamma_0/2)\cos(\Delta\theta + \Delta\gamma/2) - \sin(\theta_0 + \\ &+ \beta_0 + \gamma_0/2)\sin(\Delta\theta + \Delta\gamma/2) \approx \cos(\theta_0 + \beta_0 + \gamma_0/2) - \sin(\theta_0 + \beta_0 + \\ &+ \gamma_0/2)(\Delta\theta + \Delta\gamma/2); \end{aligned}$$

$$i_q/i_f = (i_{q0}/i_{f0}) - (i_{d0}/i_{f0})(\Delta\theta + \Delta\gamma/2);$$

$$\Delta i_q = (i_{q0}/i_{f0})\Delta i_f - i_{d0}(\Delta\theta + \Delta\gamma/2); \quad (2.59)$$

Ultimele relații din (2.58) și (2.59) trecute în operațional dau expresia operațională a micilor variații ale curentului statoric al mașinii sincrone pe cele două axe.

$$\overline{\Delta i_d} = (i_{d0}/i_{f0})\overline{\Delta i_f} + i_{q0}(\overline{\Delta\theta} + \overline{\Delta\gamma}/2); \quad (2.60)$$

$$\overline{\Delta i_q} = (i_{q0}/i_{f0})\overline{\Delta i_f} - i_{d0}(\overline{\Delta\theta} + \overline{\Delta\gamma}/2);$$

În starea staționară finală tensiunile sunt date de (2.43). Expresiile micilor variații ale tensiunilor statorice în sistemul de coordonate rotorice sunt cazuri particulare ale expresiilor micilor variații ale curenților în care se anulează variația unghiului de comutație. În operațional expresiile sunt:

$$\begin{aligned} \overline{\Delta u_d} &= (u_{d0}/u_{f0})\overline{\Delta u_f} + u_{q0}\overline{\Delta\theta}; \\ \overline{\Delta u_q} &= (u_{q0}/u_{f0})\overline{\Delta u_f} - u_{d0}\overline{\Delta\theta} \end{aligned} \quad (2.61)$$

Ținând cont de relația (2.46) valoarea finală (cu indicele prim sau notat valorile raportate ale mărimilor) a unghiului de comutație este :

$$\gamma = k_v \sqrt{\frac{i'_g}{u'_g}} = k_v \sqrt{\frac{i'_{g0} + \Delta i'_g}{u'_{g0} + \Delta u'_g}} = \gamma_0 + \Delta\gamma \quad (2.62)$$

Expresia micii variații este:

$$\Delta\gamma = k_{\gamma} \sqrt{\frac{i'_{g0}}{u'_{g0}}} \left( \sqrt{\frac{1 + \frac{\Delta i_g}{i_{g0}}}{1 + \frac{\Delta u_g}{u_{g0}}} - 1} \right) \quad (2.63)$$

În relația anterioară expresia micilor variații din paranteză se aduce la forma:

$$\sqrt{\frac{1 + \frac{\Delta i_g}{i_{g0}}}{1 + \frac{\Delta u_g}{u_{g0}}} - 1} \approx \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta i_g}{i_{g0}} - \frac{\Delta u_g}{u_{g0}} \right) \quad (2.64)$$

Expresia micii variații a unghiului de comutație se poate exprima în operațional în funcție de variațiile mici ale curentului și tensiunii la bornele redresorului (2.65) sau ale curentului și tensiunii de fază (2.66) ale mașinii sincrone.

$$\Delta\bar{\gamma} \approx \frac{k_{\gamma}}{2} \sqrt{\frac{i'_{g0}}{u'_{g0}}} \left( \frac{\Delta\bar{i}_g}{i_{g0}} - \frac{\Delta\bar{u}_g}{u_{g0}} \right) \quad (2.65)$$

$$\Delta\bar{\gamma} \approx k'_{\gamma} \left( \frac{\Delta\bar{i}_f}{i_{f0}} - \frac{\Delta\bar{u}_f}{u_{f0}} \right) \quad (2.66)$$

Luând în considerare (2.47) rezultă:

$$k'_{\gamma} = \sqrt{\frac{X''}{2} \frac{i_{f0}}{u_{f0}}} \quad (2.67)$$

Din diagrama fazorială (fig. 2.8) prin dezvoltarea tangentei sumei de două arce se obține expresia variației mici a unghiului de poziție al rotorului:

$$\Delta\theta = \frac{u_{q0}\Delta\bar{u}_d - u_{d0}\Delta\bar{u}_q}{u_{f0}^2} \quad (2.68)$$

Variația tensiunii de fază a mașinii sincrone este:

$$\Delta\bar{u}_f = \frac{u_{d0}\Delta\bar{u}_d + u_{q0}\Delta\bar{u}_q}{u_{f0}^2} \quad (2.69)$$

Toate relațiile de calcul necesare întocmirii schemei structurale liniarizate (fig. 2.9) au fost determinate. Prin operații caracteristice schemelor structurale se poate afla funcția de transfer a generatorului sincron cu redresor. Mai simplu, însă, expresia acesteia se poate determina prin calcule.

Relațiile care exprimă variațiile mici ale curenților se obțin prin înlocuirea lui ( $\Delta\gamma$ ) dat de (2.66) în expresiile (2.60).

$$\Delta\bar{i}_d = \Delta\bar{i}_f \left( \frac{i_{d0}}{i_{f0}} + k'_v \frac{i_{q0}}{i_{f0}} \right) - k'_v \frac{i_{q0}}{u_{f0}} \Delta\bar{u}_f + i_{q0} \Delta\theta \quad (2.70)$$

$$\Delta\bar{i}_q = \Delta\bar{i}_f \left( \frac{i_{q0}}{i_{f0}} - k'_v \frac{i_{d0}}{i_{f0}} \right) + k'_v \frac{i_{d0}}{u_{f0}} \Delta\bar{u}_f - i_{d0} \Delta\theta$$

Ecuția circuitului de sarcină a redresorului în punctele staționare de funcționare dă:

$$u_{g0} - u_{b0} = R_g i_{g0}$$

$$u_{g0} + \Delta u_g - (u_{b0} + \Delta u_b) = R_g (i_{g0} + \Delta i_g) + L_g d\Delta i_g / dt \quad (2.71)$$

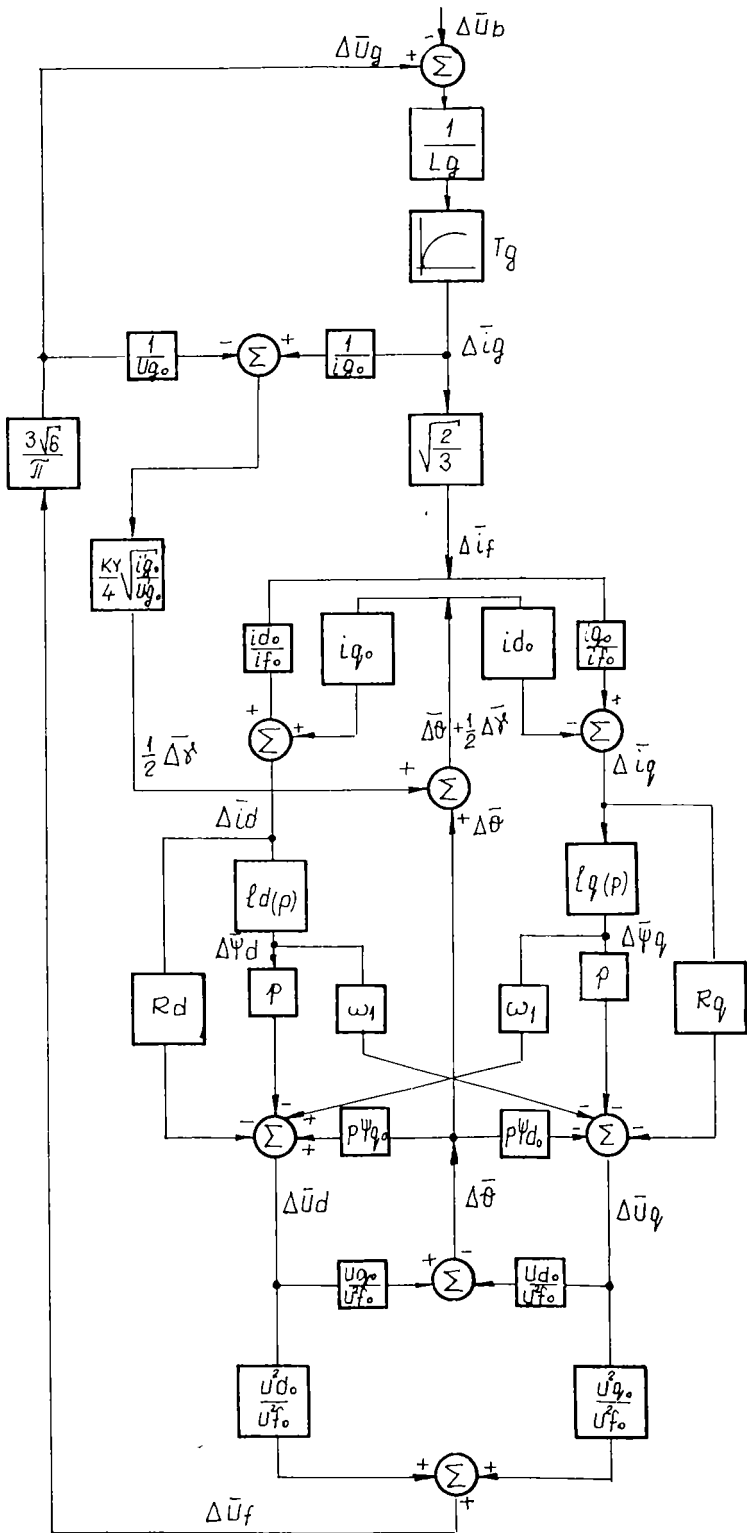


Fig.2.9. Schema structurală liniarizată a generatorului sincron cu redresor (pag.106).

Prin trecerea în operațional ecuația se scrie :

$$\Delta \bar{i}_g = \frac{\Delta \bar{u}_g - \Delta \bar{u}_b}{R_g + pL_g} \quad (2.72)$$

Scăzând din ecuațiile tensiunilor pe cele două axe pentru valorile finale ecuațiile pentru valorile inițiale rezultă:

$$\begin{aligned} \Delta u_d &= -R_d \Delta i_d - (d\Delta \Psi_d/dt) + \Psi_{q0}(d\Delta \theta/dt) + \omega_1 \Delta \Psi_q \\ \Delta u_q &= -R_q \Delta i_q - (d\Delta \Psi_q/dt) - \Psi_{d0}(d\Delta \theta/dt) - \omega_1 \Delta \Psi_d \end{aligned} \quad (2.73)$$

Expresiile micilor variații ale tensiunilor statorice pe cele două axe se trec în operațional:

$$\Delta \bar{u}_d = -R_d \Delta \bar{i}_d - p(\Delta \bar{\Psi}_d - \Delta \bar{\Psi}_{d0}) + \Psi_{q0} p \Delta \bar{\theta} + \omega_1 \Delta \bar{\Psi}_q; \quad (2.74)$$

$$\Delta \bar{u}_q = -R_q \Delta \bar{i}_q - p(\Delta \bar{\Psi}_q - \Delta \bar{\Psi}_{q0}) - \Psi_{d0} p \Delta \bar{\theta} - \omega_1 \Delta \bar{\Psi}_d;$$

Considerând ecuațiile (2.5), care dau fluxurile pe cele două axe, în operațional, rezultă expresiile micilor variații ale acestora:

$$\Delta \bar{\Psi}_d = l_d(p) \Delta \bar{i}_d; \quad \Delta \bar{\Psi}_q = l_q(p) \Delta \bar{i}_q \quad (2.75)$$

Expresiile micilor variații ale fluxurilor se înlocuiesc în expresiile micilor variații ale tensiunilor, în care se consideră condițiile inițiale nule și se obține un sistem de două ecuații cu 5 necunoscute, deci nedeterminat :

$$\Delta \bar{u}_d = -[R_d + pl_d(p)] \Delta \bar{i}_d + \omega_1 l_q(p) \Delta \bar{i}_q + \Psi_{q0} p \Delta \bar{\theta}; \quad (2.76)$$

$$\Delta \bar{u}_q = -[R_q + pl_q(p)] \Delta \bar{i}_q - \omega_1 l_d(p) p \Delta \bar{i}_d - \Psi_{d0} p \Delta \bar{\theta}$$



Prin înlocuirea variațiilor mici ale curenților (2.70) și ale tensiunilor (2.61) pe cele două axe în (2.76) numărul necunoscutelor se reduce la trei, prin urmare sistemul rămâne nedeterminat.

$$A_1(p) \Delta \bar{\theta} = B_1(p) \frac{\Delta \bar{u}_f}{u_{f0}} + C_1(p) \frac{\Delta \bar{i}_f}{i_{f0}}$$

$$A_2(p) \Delta \bar{\theta} = B_2(p) \frac{\Delta \bar{u}_f}{u_{f0}} + C_2(p) \frac{\Delta \bar{i}_f}{i_{f0}}$$

(2.77)

în care :

$$A_1(p) = u_{q0} + [R_d + pL_d(p)]i_{q0} + \omega_1 l_q(p)i_{d0} - p\Psi_{q0}$$

$$A_2(p) = -u_{d0} - [R_q + pL_q(p)]i_{d0} + \omega_1 l_d(p)i_{q0} + p\Psi_{d0}$$

$$B_1(p) = -u_{d0} + k'_v \{ [R_d + pL_d(p)]i_{q0} + \omega_1 l_q(p)i_{d0} \}$$

$$B_2(p) = -u_{q0} + k'_v \{ - [R_q + pL_q(p)]i_{d0} + \omega_1 l_d(p)i_{q0} \}$$

$$C_1(p) = -[R_d + pL_d(p)]i_{d0} + \omega_1 l_q(p)i_{q0} -$$

$$- k'_v \{ [R_d + pL_d(p)]i_{q0} + \omega_1 l_q(p)i_{d0} \}$$

$$C_2(p) = -[R_q + pL_q(p)]i_{q0} - \omega_1 l_d(p)i_{d0} +$$

$$+ k'_v \{ [R_q + pL_q(p)]i_{d0} - \omega_1 l_d(p)i_{q0} \}$$

(2.78)

### 2.3.2 Determinarea funcțiilor de transfer în teoria micilor variații

Dacă în sistemul de ecuații (2.77) se elimină variația mică a unghiului intern al mașinii sincrone se obține expresia în operațional a caracteristicii volt-ampermetrice (externe) a mașinii sincrone cu redresor:

$$F_1(p) = \frac{\Delta \bar{u}_f}{\Delta \bar{i}_f} = - \frac{A_1(p)C_2(p) - A_2(p)C_1(p) u_{f0}}{A_1(p)B_2(p) - A_2(p)B_1(p) i_{f0}} \quad (2.79)$$

Funcția de transfer anterioară se utilizează pentru determinarea funcției de transfer a întregului sistem deschis, reprezentat în fig.2.10, în vederea studiului stabilității la variația tensiunii și curentului de sarcină.

Forme particulare ale expresiilor anterioare se obțin în următoarele cazuri:

- a)  $k_v = 0$  , se neglijează comutația;
- b)  $k_v = 0$  ,  $\Delta u_f = 0$  , mașina sincronă funcționează cu bornele statorice conectate la o rețea puternică a cărei tensiune este constantă.

Cu considerarea celei de-a doua ipoteze simplificatoare în relațiile (2.61), care dau micile variații ale tensiunilor, prin

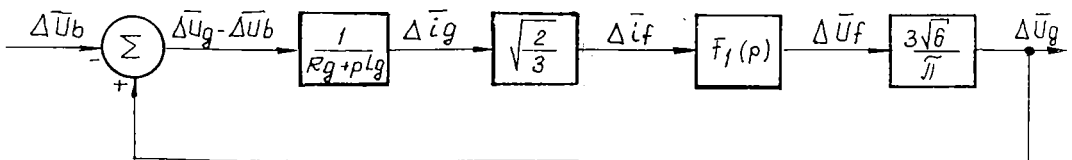


Figura 2.10. Schema structurală de calcul a funcției de transfer cu utilizarea caracteristicii volt-ampermetrice pentru variații mici a generatorului.

înlocuire în ecuațiile micilor variații de tensiune la bornele statorice în sistemul de coordonate rotorice (2.77) se exprimă micile variații ale curenților pe cele două axe în funcție de variația unghiului de poziție a rotorului ( $\Delta\theta$ ):

$$\Delta \bar{i}_d = D_1(p) \Delta \theta; \quad \Delta \bar{i}_q = D_2(p) \Delta \theta \quad (2.80)$$

Funcțiile  $D_1(p)$  și  $D_2(p)$  sunt date în literatura de specialitate. [12, pag. 572 ] :

$$D_1(p) = \frac{-[R_q + p l_q(p)](u_{q0} - p \Psi_{q0}) + \omega_1 l_q(p)(u_{d0} - p \Psi_{d0})}{[R_d + p l_d(p)][R_q + p l_q(p)] + \omega_1^2 l_d(p) l_q(p)}$$

$$D_2(p) = \frac{[R_d + p l_d(p)](u_{d0} - p \Psi_{d0}) + \omega_1 l_d(p)(u_{q0} - p \Psi_{q0})}{[R_d + p l_d(p)][R_q + p l_q(p)] + \omega_1^2 l_d(p) l_q(p)}$$

(2.81)

Dacă viteza vântului se modifică în salt se va modifica și cuplul dat de turbina eoliană, care se poate considera mărimă de intrare. Pentru a se determina funcția de transfer este necesar să se calculeze expresia micii variații a cuplului electromagnetic, care se obține dacă se scade din valoarea finală valoarea inițială:

$$m = \frac{3}{2} p [(\Psi_{q0} + \Delta \Psi_q)(i_{d0} + \Delta i_d) - (\Psi_{d0} + \Delta \Psi_d)(i_{q0} + \Delta i_q)] \quad (2.82)$$

$$m_0 = (3/2) p (\Psi_{q0} i_{d0} - \Psi_{d0} i_{q0}) \quad (2.83)$$

$$\Delta m = \frac{3}{2} p [\Psi_{q0} \Delta i_d - \Psi_{d0} \Delta i_q + \Delta \Psi_q i_{d0} - \Delta \Psi_d i_{q0}] \quad (2.84)$$

$$\Delta \bar{m} = \frac{3}{2} p \{ [\Psi_{q0} - i_{q0} l_d(p)] \Delta \bar{i}_d - [\Psi_{d0} - i_{d0} l_q(p)] \Delta \bar{i}_q \} \quad (2.85)$$

Prin înlocuirea expresiilor micilor variații ale curenților statorici (2.70) în expresia variației mici a cuplului electromagnetic (2.85) în operațional, se obține:

$$\begin{aligned} \Delta \bar{m} = & \frac{3}{2} p \left( \frac{\Delta \bar{i}_f}{i_{f0}} [\Psi_{q0} i_{d0} - \Psi_{d0} i_{q0} + k'_v (\Psi_{q0} i_{q0} + \Psi_{d0} i_{d0}) + \right. \\ & \left. + i_{d0} i_{q0} (l_q(p) - l_d(p)) + k'_v (i_{q0}^2 l_d(p) - i_{d0}^2 l_q(p)) \right] + \quad (2.86) \\ & \left. + \left( k'_v \frac{\Delta \bar{u}_f}{u_{f0}} - \Delta \theta \right) [\Psi_{d0} i_{d0} - \Psi_{q0} i_{q0} - l_q(p) i_{d0}^2 + l_d(p) i_{q0}^2] \right) \end{aligned}$$

Expresia micii variații a cuplului depinde de micile variații a trei parametri care nu sunt independenți. Se pot înlocui micile variații ale curenților și ale tensiunii la bornele generatorului în funcție de variația mică a unghiului intern, determinate din sistemul (2.77).

$$\begin{aligned} \Delta \bar{u}_f &= u_{f0} F_2(p) \Delta \theta \\ F_2(p) &= - \frac{A_1(p) C_2(p) - A_2(p) C_1(p)}{C_1(p) B_2(p) - C_2(p) B_1(p)} \quad (2.87) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta \bar{i}_f &= i_{f0} F_3(p) \Delta \theta \\ F_3(p) &= \frac{A_1(p) B_2(p) - A_2(p) B_1(p)}{C_1(p) B_2(p) - C_2(p) B_1(p)} \quad (2.88) \end{aligned}$$

Prin înlocuirea celor două relații anterioare în expresia cuplului (2.85) se obține variația cuplului electromagnetic exprimată numai în funcție de variația unghiului intern al mașinii sincrone.

$$\begin{aligned} \Delta \bar{m} = & \frac{3}{2} p \Delta \theta F_3(p) [\Psi_{q0} i_{d0} - \Psi_{d0} i_{q0} + k'_v (\Psi_{q0} i_{q0} + \Psi_{d0} i_{d0}) + \\ & + i_{d0} i_{q0} (l_q(p) - l_d(p)) + k'_v (i_{q0}^2 l_d(p) - i_{d0}^2 l_q(p))] + \quad (2.89) \\ & + [k'_v F_2(p) - 1] [\Psi_{d0} i_{d0} - \Psi_{q0} i_{q0} - l_q(p) i_{d0}^2 + l_d(p) i_{q0}^2] \end{aligned}$$

$$\Delta \bar{m} = F_4(p) \Delta \theta$$

$$F_4(p) = \frac{3}{2} p [F_3(p) \{ \Psi_{q0} i_{d0} - \Psi_{d0} i_{q0} + k'_v (\Psi_{q0} i_{q0} + \Psi_{d0} i_{d0}) + \\ + i_{d0} i_{q0} (l_q(p) - l_d(p)) + k'_v (i_{q0}^2 l_d(p) - i_{d0}^2 l_q(p)) \}] + \quad (2.90) \\ + [k'_v F_2(p) - 1] \{ \Psi_{d0} i_{d0} - \Psi_{q0} i_{q0} - l_q(p) i_{d0}^2 + l_d(p) i_{q0}^2 \}$$

Prin neglijarea comutației (  $k'_v = 0$  ) și a variației tensiunii la borne (  $\Delta u_f = 0$  ), în cazul mașinilor sincrone conectate la o rețea puternică, expresia cuplului electromagnetic în funcție de unghiul intern obține o formă mai concisă [ 12, pag.572].

$$E(p) = \frac{3}{2} p [ (\Psi_{q0} - l_d(p) i_{q0}) D_1(p) + (\Psi_{d0} - l_q(p) i_{d0}) D_2(p) ] \quad (2.91)$$

$$\Delta \bar{m} = E(p) \Delta \theta \quad (2.92)$$

Ecuția mișcării exprimată în funcție de micile variații este:

$$\Delta m_m - \Delta m = \frac{J}{p} \frac{d^2 \Delta \theta}{dt^2}; \quad \Delta \bar{m}_m - \Delta \bar{m} = p^2 T_m \Delta \theta; \quad \text{cu : } T_m = \frac{J}{p} \quad (2.93)$$

Particularizat pentru o turbină eoliană cuplul are o dependență pătratică de turație pentru care expresia micii variații este:

$$m_{m0} = m_{ae0} = K_{ae} \Omega_0^2;$$

$$m_m = m_{ae} = K_{ae} \Omega^2 = K_{ae} (\Omega_0 + \Delta \Omega)^2 = m_{ae0} + \Delta m_{ae} \quad (2.94)$$

$$\Delta \bar{m}_{ae} = 2 \frac{m_{ae0}}{\Omega_0} \Delta \Omega$$

$K_{ae}$  = constantă dependentă numai de construcția turbinei eoliene.

Luând în considerare ecuația mișcării, în care se înlocuiesc micile variații ale cuplului turbinei eoliene și ale cuplului

electromagnetic al mașinii electrice, rezultă o relație de legătură între momentul de inerție al întregii instalații, cuplul inițial și viteza de antrenare a convertorului aeroelectric, în care parametrii operaționali ai mașinii sincrone intervin prin  $F_4(p)$ , iar la numitor  $p$  este numărul perechilor de poli.

$$T_m = \frac{1}{p} \left[ \frac{2m_{ae0}}{\Omega_0} - \frac{3}{2} \frac{1}{p} F_4(p) \right] \quad (2.95)$$

În schema bloc liniarizată din fig. 2.11, mărimea de intrare este  $(\Delta m_{ae})$ , iar mărimea de ieșire  $(\Delta \bar{\theta})$ . Studiul stabilității se face prin considerarea funcției de transfer în circuit deschis :

$$\frac{\Delta \bar{m}}{\Delta \bar{m}_{ae}} = \frac{1}{p^2 T_m} F_4(p) \quad (2.96)$$

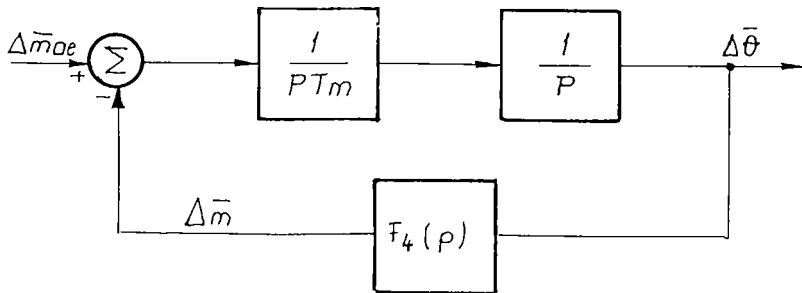


Figura 2.11. Schema structurală de calcul a funcției de transfer a instalației de conversie aeroelectrice cu utilizarea expresiei operaționale a variației cuplului în funcție de unghiul intern.

Pentru studiul stabilității se aplică criteriul de stabilitate Nyquist. Potrivit acestui criteriu, funcționarea este stabilă dacă la înlocuirea variabilei complexe  $(p)$  prin  $(jv)$  în funcția de transfer  $F(p)$  a circuitului deschis, în condițiile în care  $F(p)$  nu are poli cu partea reală pozitivă, la variația lui  $v$  între  $\pm \infty$

hodograful funcției  $F(jv)$  nu ocolește punctul de coordonate  $(-1;0)$  din planul complex [8, pag.40...54].

Utilizarea acestui criteriu permite precizarea influenței modificării parametrilor mașinii sincrone ( rezistențe, reactanțe, flux de excitație dat de magnetul permanent) sau a parametrilor turbinei eoliene ( moment de inerție, viteză de rotație, cuplu de antrenare) asupra stabilității mașinii sincrone pentru anumite condiții de funcționare concrete, pentru care pot fi determinate mărimile de regim staționar.

## 2.4. Aspecte privind conversia eoliano-electrică

### 2.4.1. Comportarea aerodinamică și mecanică a unui convertor eolian

Pentru a studia procesul de reglare a unei instalații eoliene care funcționează cu turație variabilă se impune o cunoaștere exactă a elementului automatizat. Pe baza cunoștințelor teoretice despre comportarea turbinelor eoliene se poate concepe o instalație de laborator care simulează comportarea aerodinamică și mecanică a turbinelor de vânt cu o mașină de curent continuu. La o turbină eoliană se pot deosebi două moduri de exploatare: cu viteză variabilă și cu viteză constantă.

#### a) Aerodinamica:

Turbina eoliană convertește energia cinetică a vântului în energie mecanică. Puterea extrasă din vânt are expresia :

$$P_v = 0,5\rho A_{rot}v_w^3 \quad (2.97)$$

în care :  $\rho$  = densitatea aerului;  $A_{rot}$  = suprafața transversală a rotorului;  $v_w$  = viteza vântului, [27, pag.21].

Din cauza masei specifice mici a aerului pentru obținerea unor puteri considerabile este necesar un diametru mare al rotorului. Există două tipuri constructive de turbine: cu ax orizontal și cu ax

vertical. Considerațiile tehnice ulterioare se aplică ambelor tipuri constructive. Producerea forței aerodinamice la rotorul unei turbine eoliene este exemplificată în figura 2.12. Viteza relativă a vântului ( $v_{rel}$ ) la contactul cu aripa turbinei eoliene se descompune în două componente:  $v_{\infty}$  = viteza liberă a vântului și  $v_t = \omega r$  = viteza tangențială a aripii. Dacă aripa de dimensiuni finite se încadrează între două plane : A = planul profilului și B = planul rotorului, atunci ea poate fi tratată ca modelul aripii infinite, iar mișcarea în spațiu se poate reduce la o mișcare în plan. La turbinele eoliene cu pale liber-orientabile orientarea palelor se

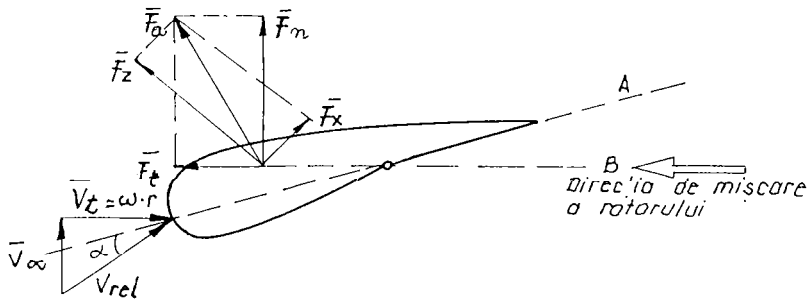


Figura 2.12. Forță aerodinamică la arbore.

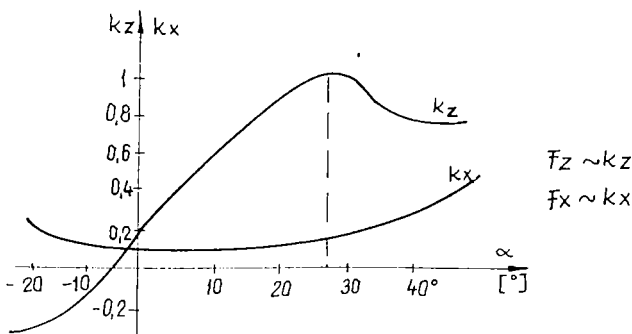


Figura 2.13. Variația coeficienților de rezistență și de portanță cu unghiul de atac.

face sub acțiunea rezultantei forțelor de inerție, centrifuge și



aerodinamice , fără ca legătura de pivotare să fie impusă printr-o funcție rigidă realizată cu un mecanism. Descompunerea forțelor în centrul de presiune este :

$$\vec{F}_a = \vec{F}_z + \vec{F}_x = \vec{F}_n + \vec{F}_t \quad (2.98)$$

în care :  $F_a$  = forța aerodinamică;  $F_z$  = forța de portanță ;  $F_x$  = forța de rezistență;  $F_n$  = componenta normală;  $F_t$  = componenta tangențială.

Forța de antrenare a palei este dată de componenta tangențială, iar componenta normală se utilizează pentru calculul rezistenței turnului. În figura 2.13 este reprezentată variația coeficienților forțelor de portanță ( $k_z$ ) și rezistență ( $k_x$ ) în funcție de unghiul de atac ( $\alpha$ ) pentru un profil definit.

Pentru profilul exemplificat se observă că pentru  $20^\circ < \alpha < 30^\circ$  coeficientul de antrenare este maxim iar coeficientul de rezistență este mic, deci forțele care se exercită asupra aripilor sunt optime și în consecință conversia este eficientă. Chiar și în aceste condiții și având la dispoziție cele mai bune profile aerodinamice o turbină eoliană nu poate converti toată energia vântului.

În figura 2.14 se exemplifică cum conversia de energie este însoțită de o reducere a vitezei de curgere. Pentru  $v_2 = v_1$  când întregul curent de aer curge prin ajutoraj, cât și pentru  $v_2 = 0$  când întregul curent de aer curge pe alături randamentul conversiei este nul, iar între aceste două extreme ale ineficienței există un

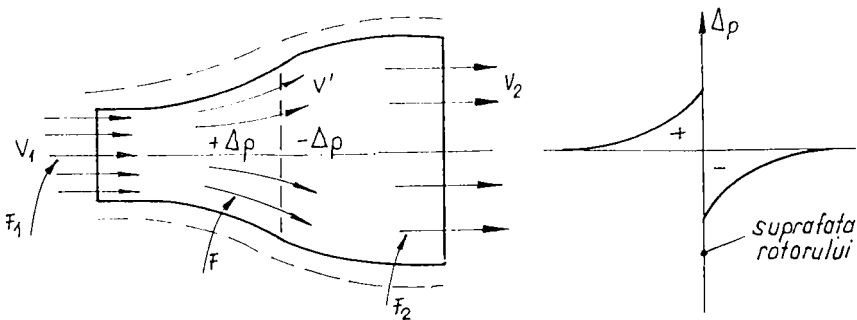


Figura 2.14. Spectrul vitezelor și variația presiunii la o turbină liberă.

randament de conversie aerodinamic maxim căruia îi corespunde un

coeficient de putere :  $c_p = 16/27$ , dacă reducerea relativă de viteză este de :  $v_2/v_1 = 1/3$  [50].

Coeficientul de putere maxim este comparabil cu factorul Carnot de la turbinele termice. Datorită coeficientului Reynolds finit al aripilor rotorului, precum și datorită lungimii finite a ei, a rugozității suprafeței profilului și a efectului de ecranare al turnului în practică :  $c_p < 0,45$ . Coeficientul de putere este maxim

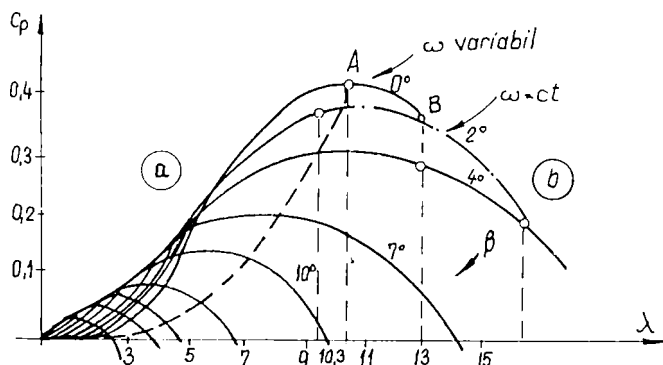


Figura 2.15. Variația coeficientului de putere în funcție de viteza modul și domeniile de încărcare pentru o turbină eoliană: a) completă ; b) parțială.

numai dacă există corespondențe optime de conversie și anume, în conformitate cu figura 2.12 numai în cazul unui anumit triunghi al vitezei relative ( $v_w$ ;  $v_t$ ;  $v_{rel}$ ). Se definește viteza modul " $\lambda$ "

$$\lambda = v_t/v_w = \omega r/v_w \quad (2.99)$$

Familia de caracteristici  $c_p(\lambda)$  în funcție de unghiul de poziție al palei " $\beta$ " se poate calcula pentru un anumit profil prin integrarea forței de antrenare funcție de unghiul palei. În figura 2.15 este redată familia de caracteristici  $c_p(\lambda)$  pentru turbina Growian [27]. Pentru calculul cuplului aerodinamic există următoarele relații în mărimi raportate la mărimile unui punct stabil de funcționare, notate cu indicele 0, care, în particular, poate fi chiar punctul nominal. Schema bloc corespunzătoare relațiilor de calcul date în (2.100) este reprezentată în figura 2.16.

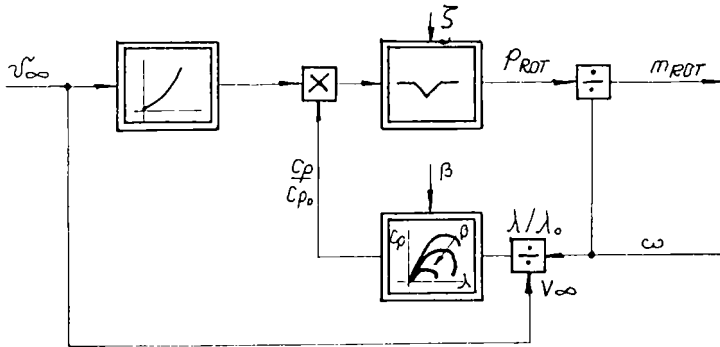


Figura 2.16. Schema bloc a comportării aerodinamice a unei turbine eoliene

$$P_{rot} = (c_p / c_{p0}) v_{\infty}^3 \quad ; \quad \lambda / \lambda_0 = \omega / v_{\infty}$$

$$m_{rot} = P_{rot} / \omega \quad ; \quad c_p / c_{p0} = f(\beta, \lambda / \lambda_0) \quad (2.100)$$

Blocul neliniar cu mărimea de perturbație ( $\zeta$ ) reprezintă umbra turnului. Acest bloc prinde întreruperea puterii în funcție de unghiul de rotație atunci când o pală a turbinei se suprapune peste piciorul turnului. În consecință va apărea o perturbație cu frecvența ( $N\omega/2\pi$ ), în care prin  $N$  s-a notat numărul de pale ale rotorului.

### B) Echilibrul mecanic al cuplurilor

Sistemul mecanic de acționare uzual constă din rotorul turbinei, arbore lent, transmisie, arbore rapid și rotorul generatorului. Arborele transmisiei se consideră semielastic ( $m_a$ ). În conformitate cu ecuația fundamentală a mișcării echilibrul mecanic (fig. 2.17) pentru cei doi arbori: lent și rapid, cuplați prin transmisie ( $Tr$ ), al cărui moment de inerție se neglijează, este:

$$M_T - M_a = J_T \cdot d\Omega_T / dt \quad ; \quad M_a - M_G = J_G \cdot d\Omega_G / dt \quad (2.101)$$

$$M_a = K(\theta_T - \theta_G / i)$$

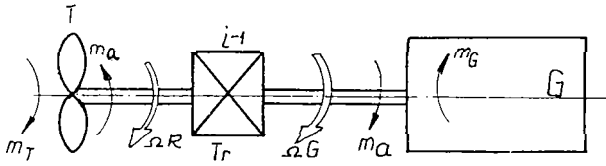


Figura 2.17. Echilibrul mecanic al cuplurilor.

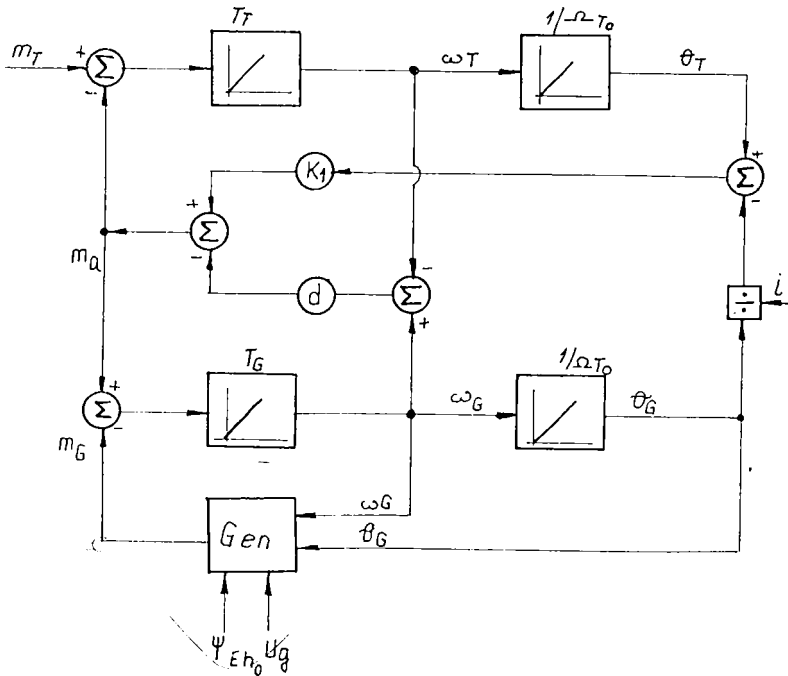


Figura 2.18. Schema bloc a arborelui motor.

Pentru raportare ecuațiile (2.101) se împart cu  $M_{T_0}$ . Rezultă:

$$\begin{aligned}
 m_T - m_a &= T_T d\omega_T/dt ; m_a - m_G = T_G d\omega_G/dt \\
 m_a &= K(\theta_T - \theta_G/i)
 \end{aligned}
 \tag{2.102}$$

Constantele electromecanice de timp sunt :

$$T_T = J_T \Omega_{T_0} / M_{T_0} ; T_G = J_G \Omega_{T_0} / M_{T_0} \quad (2.103)$$

iar vitezele raportate :

$$\omega_T = \Omega_{T_0}^{-1} d\theta_T / dt ; \omega_G = \Omega_{T_0}^{-1} d\theta_G / dt \quad (2.104)$$

Schema bloc a arborelui motor este dată în figura 2.18.

Datorită elasticității arborelui, supus la torsiune, sistemul va prezenta oscilații. Frecvența proprie de oscilație este dată de expresia [23]:

$$f_0 = (1/2\pi) \sqrt{K(1 + T_T/T_G) \Omega_{T_0} / T_T} \quad (2.105)$$

În funcție de mărimea instalației frecvența proprie de oscilație este de : ( 0,5 ... 7 ) [Hz]. Pentru studierea interacțiunilor ambele sisteme mecanice au fost simulate numeric [18]. Rezultatele arată că în timp ce frecvențele de oscilație relativ scăzute ale vântului exercită o influență negativă neînsemnată, ecranarea turnului perturbă puternic frecvența proprie de oscilație a arborelui motor.

Dacă amortizarea mecanică a oscilațiilor este prea costisitoare la generatorul sincron comandat electric se oferă posibilitatea amortizării electrice similară cu amortizarea generatorului sincron cuplat la rețea [5]. Pentru amortizarea activă se suprapune peste valoarea prescrisă a momentului electromagnetic un moment de amortizare ( $\Delta m_G$ ):

$$\Delta m_G = - d(\omega_T - \omega_G) \quad (2.106)$$

Cuplul de elasticitate al arborelui transmisiei ( $m_a$ ) este:

$$m_a = k_1 (\theta_T - \theta_G/i) - \Delta m_G \quad (2.107)$$

Prin factorul (d) se poate stabili un anumit mod de amortizare. La realizarea practică a amortizării active apare dezavantajul că turbina și generatorul trebuie prevăzute cu un traductor de turație, ceea ce pentru instalațiile mici este oneros.

Aceste dezavantaje sunt eludate în cazul eliminării transmisiei prin cuplarea directă la arbore a generatorului electric cu turbina eoliană [65].

#### 2.4.2. Energia convertită la funcționarea după vânt

Energia disponibilă a unei turbine eoliene este dată de coeficientul de putere ( $c_p$ ), care atinge valoarea maximă numai pentru o viteză modul ( $\lambda$ ) bine definită. Deci o conversie optimă nu este posibilă decât la o funcționare orientată după vânt, dacă se potrivește turația rotorului turbinei după viteza vântului. Deoarece energia convertită este funcție de : comportamentul aerodinamic al turbinei, de viteza medie anuală a vântului și de amplasarea în teren a turbinei, aprecierile care urmează se pot face numai pentru un caz concret.

Domeniile de încărcare pe curba  $c_p(\lambda)$ , (fig. 2.15) pot fi: a) completă și b) parțială. La instalațiile cu turație variabilă, care funcționează conduse de vânt, punctul de funcționare nominal este situat pe caracteristica corespunzătoare lui  $\beta=0$  în vârf ( punctul A), iar la instalațiile cu turație fixă se alege în general un unghi de funcționare suboptimal  $\beta = 2^\circ$ , iar punctul de funcționare nominal (B) trebuie să coboare spre un șir de valori mai mici ale coeficientului de putere ( $c_p$ ) [50].

În figura 2.19 sunt reprezentate pentru turbina Growian caracteristicile de putere în funcție de viteza vântului. Suprafața de sub curbe este proporțională cu energia convertită, iar suprafața dintre curbe dă surplusul de energie prin funcționare cu turație variabilă. Pierderea anuală de energie este mai mare la instalații cu caracteristici " $c_p/\lambda$ " abrupte și depinde și de alegerea vitezei staționare de funcționare a vântului. Cu cât aceasta are valoare mai ridicată cu atât instalația va funcționa mai des în domeniul încărcării parțiale ( punctul A, din fig.2.15) și simultan la funcționarea cu turație fixă se va remarca un mod de lucru defavorabil.

La funcționarea după vânt se poate obține o creștere suplimentară de energie fără ca pierderile în domeniul încărcării parțiale să crească prin creșterea cât mai mult a vitezei staționare (de frontieră), ceea ce conduce și la o creștere substanțială a puterii în domeniul încărcării complete. Un alt avantaj al funcționării după vânt este reducerea timpului mort cauzat de puterea prea mică convertită. Nu trebuie însă să se omită că din surplusul de energie [50] (teoretic de 7%) trebuie să se scadă pierderile care

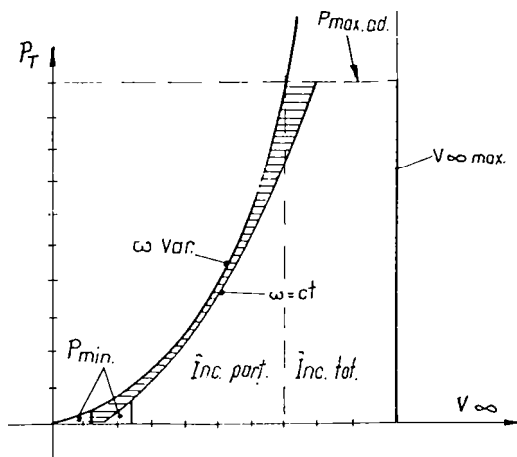


Figura 2.19. Variația puterii convertite de instalațiile cu turație fixă, respectiv variabilă în funcție de viteza vântului.

apar datorită echipamentului electric necesar pentru funcționare cu turație variabilă și anume:

- pierderi datorate unei reglări neoptimale în domeniul încărcărilor parțiale, la care coeficientul de putere " $c_p$ " nu poate fi menținut la valoarea maximă din cauza multiplelor condiții;
- pierderi în invertor pentru instalațiile cuplate la rețea sau în variatorul de curent continuu pentru instalațiile autonome;
- pierderi de energie datorită micșorării domeniului de turație din cauza problemelor de rezonanță mecanice, astfel încât la viteze mici ale vântului nu se poate funcționa cu turație optimă.

## 2.5. Metode de reglare la funcționarea după vânt

Pentru a menține coeficientul de putere al unei instalații eoliene la valoarea maximă, când viteza vântului variază, se deosebesc trei metode de reglare:

- 1) reglare la viteză - modul constantă;
- 2) reglarea la valoarea maximă a cuplului prin testare;
- 3) reglarea cu prescrierea cuplului după o caracteristică mecanică

a turbinei;

4) reglarea adaptivă a valorii maxime a cuplului prin excitarea sistemului de reglare.

### 2.5.1. Reglarea cuplului la viteză - modul constantă

Prin măsurarea turației și vitezei vântului se determină valoarea reală a vitezei-modul, iar printr-un regulator se stabilește valoarea prescrisă a lui ( $c_p$ ), fig.2.20, care să corespundă valorii optime de pe caracteristica " $c_p(\lambda)$ ", fig.2.15.

Ca mărime de comandă se poate utiliza direct valoarea prescrisă a cuplului electric sau, valoarea prescrisă a turației. Acest procedeu de reglare arată cea mai bună comportare dinamică, pentru că schimbările vitezei modul cauzate de curenții de aer pot fi reglate rapid. Pe lângă necesitatea cunoașterii exacte a valorii optime a vitezei modul, principala problemă a procedurii este măsurarea pretențioasă a vitezei, pentru că trebuie să se măsoare vitezele curenților de aer în care se află rotorul turbinei. Discutabil este locul de amplasare al anemometrului (fig.2.20). În apropierea turbinei influența rotorului turbinei asupra curentului liber de aer este prea puternică, în timp ce la distanțe prea mari intervalul de timp dintre măsurarea vitezei vântului și înregistrarea acesteia este prea mare. Din acest motiv la instalațiile eoliene de putere mare, din cauza dilatării restrânse în spațiu a curentului de

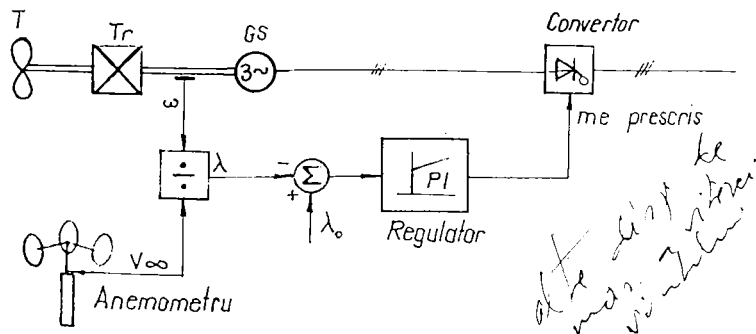


Figura 2.20. Schema-bloc a instalației de reglare la o viteză-modul constantă



aer, trebuie amplasate mai multe anemometre pentru a surprinde corect viteza medie a vântului în care este așezat întregul rotor. Drept consecință a motivelor anterioare la instalațiile de mare putere reglarea la o viteză modul constantă nu se poate aplica practic pentru realizarea funcționării după vânt. Încercările realizate demonstrează rezultate nesatisfăcătoare [17].

### 2.5.2. Reglarea la valoare maximă a cuplului prin testare

Pentru definirea unui cuplu de sarcină optim există un procedeu iterativ pentru ca reglarea să se desfășoare independent de viteza măsurată a vântului prin aproximarea caracteristicii " $c_p/\lambda$ ".

În cazul reglării maxime cu memorare aplicată unor instalații eoliene [9];[16] mărimea de comandă, de exemplu momentul electric ( $m_G$ ) al generatorului, va fi modificată iterativ. Principiul de reglare este reprezentat în figura 2.21. Din momentul  $t_1$  cuplul electromagnetic va fi crescut liniar, iar variația mărimii de optimizat - puterea de antrenare ( $p_a$ ), este crescătoare până la atingerea maximumului ( $t_2$ ) după care începe să scadă.

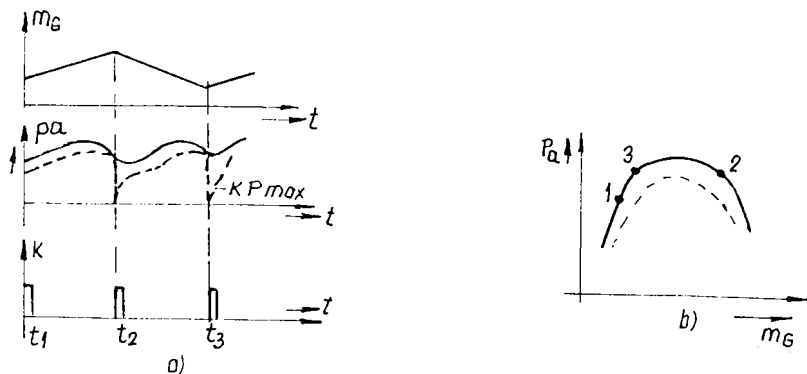


Figura 2.21. Principiul reglării la valoare maximă a cuplului.

Pe intervalul ( $t_2; t_3$ ) cuplul electromagnetic va descrește liniar. Printr-un comutator (K) se memorează în momentele  $t_2$  și  $t_3$  valoarea maximă a puterii de antrenare. Sistemul va oscila mereu în jurul valorii maxime (fig. 2.21, b). Principalul dezavantaj este

sensibilitatea la perturbații a acestui procedeu iterativ "on-line". Principala perturbație o constituie modificarea frecvență a vitezei vântului, care afectează cu puterea a treia mărimea măsurată ( $p_a$ ). În cazul unor amplitudini mici ale semnalului rampă de probă, în raport cu perturbația, pot apărea comutări false care determină abateri de reglare.

Din cauza sensibilității la perturbații acest procedeu de reglare este inadecvat pentru optimizarea "on - line" a energiei convertite de o turbină eoliană.

### 2.5.3. Reglarea cu prescrierea cuplului după o caracteristică mecanică a turbinei.

În cazul reglării pentru o viteză modul constantă ( $\lambda_0 = ct.$ ) turația și viteza vântului sunt în relație de proporționalitate directă, astfel încât cuplul motor produs de rotorul turbinei, respectiv puterea, au o variație cunoscută în funcție de turație.

$$P_a = M_a \Omega \approx c_p v_w^3; \quad \forall \lambda = ct.: v_w \sim \Omega \implies M_a \sim \Omega^2 \quad (2.108)$$

La prescrierea unei valori a cuplului electromagnetic proporțională cu pătratul turației, rotorul turbinei va fi încărcat astfel încât să se stabilească turația optimă și viteza modul corespunzătoare - figura 2.22.

Măsurători pe instalațiile eoliene existente confirmă eficacitatea acestui procedeu de reglare. În figura 2.23 este redată o comparație între variația vitezei vântului și variația turației la arborele unei turbine la care se aplică acest procedeu de reglare. Cu excepția erorilor dinamice se observă o bună proporționalitate între ambele mărimi măsurate, căreia îi va corespunde o viteză modul constantă.

În cazul montajului experimental (cap.4) se utilizează prescrierea valorii cuplului electric după o caracteristică mecanică a turbinei eoline prin aproximarea acesteia cu un transformator funcțional [14].

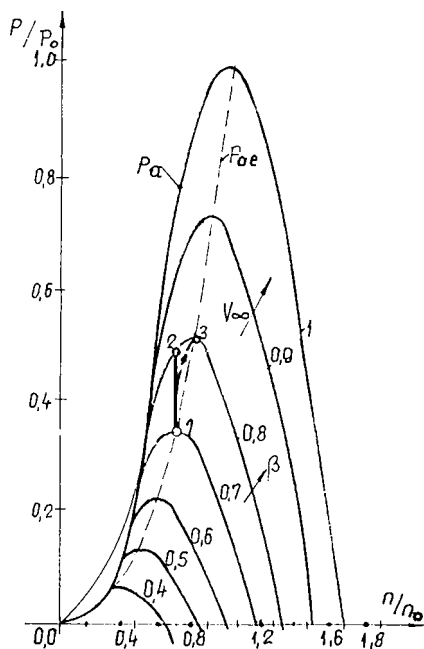


Figura 2.22. Variația puterii de antrenare și a puterii electrice disponibile în funcție de turație;  $P_{ae}$  - puterea de antrenare convertibilă electric.

### Erorile dinamice la comanda cuplului.

Considerațiile anterioare își păstrează valabilitatea numai în regim staționar. Comportarea dinamică la prescrierea adaptivă a valorii cuplului se exemplifică pe fig.2.22. Să presupunem că instalația de conversie funcționează în punctul 1 pentru care  $c_p$  este maxim. La apariția unui curent de aer cu viteză mai mare ( $v_{\infty 1} = 0,7$  crește spre  $v_{\infty 2} = 0,8$ ) instalația va ajunge mai întâi în punctul (2), pentru că turația din cauza inerției mari a rotorului nu se modifică. Deoarece cuplul de antrenare este acum mai mare decât cuplul electric, rotorul este accelerat până ce atinge noul punct de funcționare (3) corespunzător unui  $c_p$  maxim. La oscilațiile rapide ale vitezei vântului valoarea coeficientului de putere se găsește

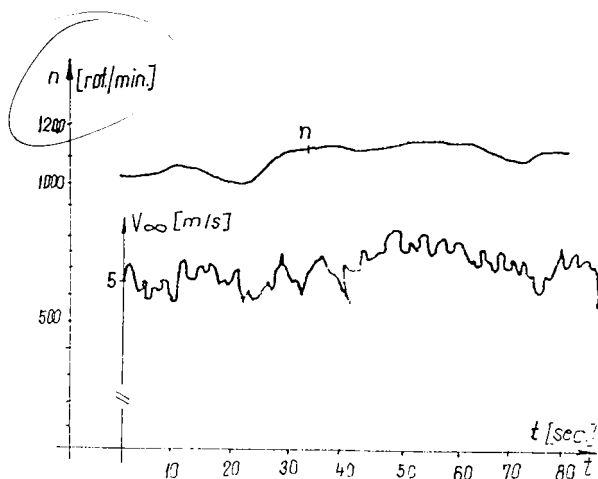


Figura 2.23. Variația turației și a vitezei vântului la funcționarea după vânt a unei instalații aeroelectrice.

în anumite momente sub valoarea maximă. Modificări lente ale vitezei vântului pot fi urmărite mai bine de către comandă (curba punctată 1-3).

Considerațiile teoretice anterioare sunt confirmate de măsurătorile pe instalații de probă și anume valoarea coeficientului de putere se găsește cu câteva procente sub valoarea maximă posibilă. Extinderea erorilor dinamice depinde de trei factori: a) variabilitatea vitezei vântului; b) momentul de inerție al rotorului turbinei; c) lățimea vârfului curbelor " $c_p/\lambda$ " care depind de tipul constructiv al turbinei.

#### Erori statice la comanda cuplului.

Prescrierea unei variații pătratice a cuplului determină o inexactitate legată de tipul comenzii și o problemă de compensare.

1. La fixarea o singură dată a comenzii este necesară cunoșterea exactă a punctului de funcționare nominal al instalației eoline, deci la ce viteză a vântului, respectiv turație la arborele turbinei, rezultă puterea nominală.

$$M_{ae} = (P_{ae}/\Omega_0)(\Omega/\Omega_0)^2, \quad (2.109)$$

$$P_{ae} = 0,5c_{po}\rho v_0^3 A_{rot}\eta_{tr}\eta_{GS} \quad \text{cu } \lambda_0 = \omega_0 r/v_0 \quad (2.110)$$

$\eta_{tr}; \eta_{GS}$  = randamentul transmisiei, respectiv al generatorului.

O determinare prin calcul a punctului de funcționare nominal cu ajutorul relațiilor anterioare este imprecisă din cauza necunoașterii unor coeficienți, iar o obținere prin înregistrare la fața locului este dificilă.

2. Prin comanda cuplului nu se pot regla perturbații astfel încât o translație a maximumului caracteristicii ( $c_p/\lambda$ ) conduce la apariția unei greșeli de comandă a cuplului. Ca perturbații se pot enumera : a) creșterea rugozității aripilor ( de exemplu în cazul depunerilor de chiciură ); b) dereglarea poziției aripilor; c) îndoirea sau elasticitatea exagerată aripilor.

3. La o caracteristică ( $c_p/\lambda$ ) nesimetrică ( de exemplu conform fig.2.15 o caracteristică cu pantă mare în dreapta și cu pantă mică în stânga ) poziția punctului de funcționare optim pe curba ( $c_p/\lambda$ ) este dependentă de viteza vântului. Dacă oscilațiile vitezei vântului sunt mari, punctul de funcționare trebuie deplasat spre valori mai mici ale lui ( $\lambda$ ) față de poziția corespunzătoare maximumului, pentru ca la o oscilație bruscă a vitezei vântului să nu ajungă pe porțiunea cu pantă abruptă a caracteristicii ( $c_p/\lambda$ ).

#### 2.5.4. Reglarea adaptivă a valorii maxime a cuplului prin excitarea sistemului de reglare

În conformitate cu considerațiile din paragraful (2.5.3) comanda cuplului generatorului după o caracteristică mecanică a turbinei constituie procedeul cel mai insensibil la perturbații pentru realizarea unei funcționări cu viteză modul ( $\lambda$ ) constantă. Erorile dinamice datorate comenzii cuplului nu pot fi eliminate, în schimb prin modificarea adecvată, în mod lent a comenzii se pot elimina erorile statice. Acest lucru se poate face printr-o reglare a valorii maxime, astfel încât centrala eoliană să dea maximumul de putere (2.108). În antiteză cu reglarea maximală care comandă în mod direct și iterativ cuplul electromagnetic, la aceasta variantă a comenzii cuplului - optimizare "off-line", nu apar probleme de stabilitate pentru că acțiunea este indirectă și lentă. În acest mod pot fi

compensate perturbațiile generate de viteza vântului.

Reglarea cu valoare limită, pentru optimizarea unei funcții de calitate [56], este în cazul acesta puterea unei turbine eoliene în funcție de cuplul electric de încărcare. Reglarea adaptivă a valorii limită poate avea ca mărime reglată panta caracteristicii puterea de antrenare în funcție de cuplul aeroelectric " $dp_a/dm_{ae}=0$ " [39]. Deoarece panta nu poate fi obținută în regim staționar este necesară o excitație a sistemului capabilă să deplaseze punctul de funcționare pe funcția de optimizat. Ca mărime de excitație se utilizează:

a) semnal de probă suprapus peste mărimea reglată pentru excitația sistemului;

b) mărime de perturbație pentru excitația sistemului (oscilațiile vitezei vântului).

### 3. SIMULAREA FUNCȚIONĂRII INSTALAȚIEI AEROELECTRICE

#### 3.1. Metode numerice pentru rezolvarea ecuațiilor mașinilor electrice de curent alternativ și ale convertoarelor de putere

Metodele numerice de integrare prin aproximare a sistemelor de ecuații diferențiale au la bază un procedeu pas cu pas prin care soluția se obține plecând de la valoarea ei inițială sub forma unui șir de valori ale variabilelor corespunzătoare diferitelor momente  $t$  (valori ale timpului). În literatura de specialitate, [30], se găsesc două tipuri de metode numerice:

- a) metode multipas în care soluția este dată pe baza informațiilor de la mai mulți pași anteriori;
- b) metode unipas sau pas cu pas, care iau în considerare informații din pasul anterior și eventual din interiorul acestuia.

Dintre avantajele metodelor unipas se enumeră: startul nemijlocit utilizând condițiile inițiale și posibilitatea lucrului cu pas variabil. Dezavantajele sunt constituite din complexitatea destul de mare a calculelor pentru deducerea algoritmului și din expresiile complicate ale algoritmului, ceea ce face ca implementarea pe ordinator a metodelor pas cu pas să impună timpi de calcul superiori metodelor multipas.

O metodă numerică este cu atât mai adecvată cu cât eroarea pe iterație (eroarea de metodă) este mai mică. De asemenea trebuie ca metoda să fie convergentă, adică propagarea erorilor să fie ținută sub control., ceea ce se asigură dacă metoda este consistentă și stabilă [59]. Dintre metodele numerice utilizate metodele de tip Runge-Kutta [62] au cunoscut cea mai largă răspândire, atât pentru o singură ecuație diferențială cât și pentru sistemele de ecuații diferențiale.

Fie sistemul de ecuații diferențiale scrise sub formă matricială:

$$\frac{d[X(x)]}{dx} = f(x, [X]) \quad (3.1)$$

în care  $[X]$  și  $f(x, [X])$  sunt două matrici coloană de ordinul  $(m)$ , prin urmare li se pot asocia doi vectori de ordinul  $(m)$ .

$$|X| = \begin{vmatrix} [X^{(1)}(x)] \\ \cdot \\ \cdot \\ [X^{(m)}(x)] \end{vmatrix} \quad (3.2)$$

$$f(x, [X]) = \begin{vmatrix} f^1(x, [X^{(1)}(x)], \dots, [X^{(m)}(x)]) \\ \cdot \\ \cdot \\ f^m(x, [X^{(1)}(x)], \dots, [X^{(m)}(x)]) \end{vmatrix} \quad (3.3)$$

În relațiile anterioare derivata de ordinul  $i$  a matricei  $[X]$  se notează cu  $[X^{(i)}(x)]$ , cu  $i = 1, 2, \dots, m$ . Funcțiile  $f^m$  au expresii cunoscute și sunt date condițiile inițiale:  $[X(x_0)] = [X_0]$ . Metodele de tip Runge-Kutta asigură soluția sistemului (3.1) pe baza unei relații unipas:

$$|x_{k+1}| = |x_k| + |c_{k,k+1}| \quad (3.4)$$

$|c_{k,k+1}|$  este o funcție care depinde de modul de desfășurare a problemei în intervalul respectiv:  $[x_k, x_{k+1}]$  și se poate scrie ca o combinație liniară:

$$|c_{k,k+1}| = \sum_{i=1}^s d_i |K_i| \quad (3.5)$$

Matricile  $|K_i|$  sunt produse dintre mărimea pasului:  $h = x_{k+1} - x_k$  și valorile funcției  $f(x, [X])$  în anumite puncte.

$$\begin{aligned} |K_1| &= hf(x_k, |x_k|); \\ |K_2| &= hf(x_k + \alpha_0 h, |x_k| + \beta_0 |K_1|); \\ |K_3| &= hf(x_k + \alpha_1 h, |x_k| + \beta_1 |K_1| + \gamma_1 |K_2|); \end{aligned}$$



$$| K_4 | = hf(x_k + \alpha_2 h, | X_k | + \beta_2 | K_1 | + \gamma_2 | K_2 | + \delta_2 | K_3 | ) \quad (3.6)$$

$| X_{k+1} |$  și  $| X_k |$  sunt soluții calculate numeric în punctele  $x_{k+1}$ , respectiv  $x_k$ .

Fie  $| X |$  soluția exactă a ecuației diferențiale (3.1) sub formă matriceală.

Dacă se găsesc ponderile:  $d_1, d_2, \dots, d_s$  și coeficienții:

$\alpha_0, \alpha_1, \dots, \alpha_{s-2}; \beta_0, \beta_1, \dots, \beta_{s-2}; \gamma_0, \gamma_1, \dots, \gamma_{s-2};$   
 $\delta_0, \delta_1, \dots, \delta_{s-2}$ , astfel încât  $| X_{k+1} |$  dat de (3.4) să coincidă în primii  $N$  termeni cu dezvoltarea în serie a soluției exacte pe intervalul  $[x_k, x_{k+1}]$  cu aceeași condiție inițială  $| X_{k_0} |$  se realizează o metodă de tip Runge-Kutta de ordinul  $N$ . Pentru  $s=2,3,4$  rezultă  $N=s$ ,  $N$  numindu-se ordinul sau gradul metodei.

Eroarea de metodă este de ordinul  $h^{s+1}$  și are o expresie complicată. Metodele Runge-Kutta sunt convergente și în cazul lor nu mai este necesar studiul stabilității [30].

Metodele de integrare numerică Runge - Kutta de ordinul patru ( $s=4$ ) au eroarea de metodă de ordinul  $h^5$ . Soluția aproximativă obține forma particulară:

$$| X_{k+1} | = | X_k | + d_1 | K_1 | + d_2 | K_2 | + d_3 | K_3 | + d_4 | K_4 | \quad (3.7)$$

În relația anterioară:  $| K_1 |; | K_2 |; | K_3 |; | K_4 |$  sunt dați de relația (3.6), iar valorile coeficienților  $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2; \beta_0, \beta_1, \beta_2; \gamma_1, \gamma_2; \delta_1$  și  $d_1; d_2; d_3; d_4$  se determină în așa fel încât termenii până la  $h^4$  inclusiv să coincidă în seriile de puteri ale lui  $h$  pentru:  $| X_{k+1} |$  și  $| X(x_{k+1}) |$ . Se obțin mai multe seturi de valori pentru algoritm, dintre care enumerăm:

a) metoda Runge-Kutta standard are:  $d_1 = d_4 = 1/6; d_2 = d_3 = 1/3;$   
 $\alpha_0 = \alpha_1 = \beta_0 = \gamma_1 = 1/2; \alpha_2 = \delta_2 = 1; \beta_1 = \beta_2 = \gamma_2 = 0;$

b) metoda Runge-Kutta de trei optimi are:  $d_1 = d_4 = 1/8;$   
 $d_2 = d_3 = 3/8; \alpha_0 = \beta_0 = 1/3; \alpha_1 = 2/3; \alpha_2 = \beta_2 = \gamma_1 = \delta_2 = 1;$   
 $\beta_1 = -1/3;$

c) metoda Runge-Kutta-Gill are parametrii:  $d_1 = d_4 = 1/6;$

$$d_2 = \frac{1}{3}(1 - \frac{\sqrt{2}}{2}); d_3 = \frac{1}{3}(1 + \frac{\sqrt{2}}{2}); \alpha_0 = \alpha_1 = \beta_0 = \frac{1}{2}; \alpha_1 = 1; \beta_1 = \frac{1}{2}(\sqrt{2} - 1);$$

$$\beta_2 = 0; \gamma_1 = 1 - \frac{\sqrt{2}}{2}; \gamma_2 = -\frac{\sqrt{2}}{2}; \delta_2 = 1 + \frac{\sqrt{2}}{2}$$

Un studiu comparativ al acestor variante [30] arată că varianta

este mai bună din punct de vedere al memoriei pentru că necesită un număr mai mic de alocații, iar algoritmul ei se poate scrie astfel încât să diminueze drastic influența erorilor de rotunjire. Superioritatea anterioară este contrabalansată de timpul de calcul sensibil mai mare decât cel necesar celorlalte două variante. În schimb metodele Runge-Kutta standard și de trei optimi dau rezultate afectate mai puternic de erorile de rotunjire.

În concluzie pentru ordinatoarele cu coprocesor sunt de preferat primele două metode (a,b), iar pentru ordinatoarele în simplă precizie se recomandă metoda a treia [4, pag.50...53].

Metodele tip Runge-Kutta, ca toate metodele unipas, au avantajul că folosind informații numai din nodul anterior pot lucra cu pas variabil, deci pot urmări cu precizie diferită fenomenele tranzitorii la diferite momente. Acestea se pot aplica și sistemelor de "m" ecuații diferențiale de ordin "s" prin transformarea acestora în sisteme de "ms" ecuații diferențiale de ordinul unu cu condițiile inițiale cunoscute.

### 3.2. Soluționarea ecuațiilor instalației de conversie mecano-electrică cu metoda Runge - Kutta standard

Utilizarea metodei Runge - Kutta standard necesită ordonarea sistemului de ecuații care descriu funcționarea mașinii în teoria celor două axe în sensul separării derivatelor necunoscute. Ca necunoscute se pot considera fie expresiile fluxurilor, fie expresiile curenților. Se urmărește reducerea numărului de necunoscute, având drept urmare reducerea timpului de calcul. Condițiile inițiale trebuie determinate luând în considerare regimuri concrete de funcționare. Instalația de conversie are schema electrică reprezentată în fig.3.1. Generatorul sincron alimentează printr-un redresor în punte trifazată o baterie de acumulatori cu un curent reglat printr-un variator de curent continuu. Pe durata pauzei variatorului generatorul va încărca un condensator, [33;36]. Curentul prin sarcină se menține datorită descărcării unei bobine prin dioda de nul. Uzual prin introducerea curenților de magnetizare pe cele două axe (d;q) se poate asocia mașinii sincrone o schemă electrică, care înlocuiește cuplajele magnetice cu cuplaje galvanice. Așadar pentru întreaga instalație de conversie se poate alcătui o schemă

electrică echivalentă, numită uzual rețea echivalentă.

Rețeaua echivalentă este alcătuită din trei tipuri de rețele:

- a) rețeaua cu componente electrice învârtitoare asociată mașinii sincrone [26], cu ecuațiile scrise în sistemul de coordonate rotorice;
- b) rețeaua cu topologie variabilă ciclic asociată redresorului, respectiv variatorului, și
- c) rețeaua cu componente fixe și topologie invariabilă, care reprezintă circuitul de sarcină.

Cele trei rețele sunt conectate în cascadă în ordinea enumerării anterioare. Mărimile de stare naturale sunt curenții, iar datorită comutației naturale a redresorului necomandat, care schimbă topologia rețelei, pe o perioadă a tensiunii la bornele generatorului apar 6 intervale de conducție și 6 intervale de comutație, deci ecuațiile mașinii de curent alternativ ar trebui integrate pe fiecare interval în parte dacă curentul redresat se consideră neted (inductanța circuitului de sarcină este infinită). Comutația poate fi echivalată printr-un rezistor conectat în serie cu sursa (2.24), caz în care se iau în considerare numai cele 6 intervale de conducție. În funcție de comanda dată tiristorului principal din variatorul de curent continuu, aprins sau stins, mașina electrică alimentează fie circuitul de sarcină, fie condensatorul conectat în derivație la borne. Prin urmare există 2 circuite de sarcină, care vor fi permutate la bornele mașinii la intervale de timp dependente de durata de conducție, respectiv de perioada de tact a variatorului de curent continuu. Ecuațiile diferențiale ale generatorului sincron cu redresor necomandat cuplat direct cu circuitul de sarcină (1.158) trebuie integrate pentru cele două cazuri. Expresiile curenților rezultă din ecuațiile de tensiune (1.158) ale mașinii sincrone în sistemul de coordonate rotorice, la care se adaugă și ecuația de mișcare (1.159):

$$\begin{aligned} \frac{di_{\kappa}}{dt} &= F_{\kappa}(i_{\kappa}, \frac{di'_{\xi}}{dt}, u_{\kappa}, \frac{d\theta}{dt}, R_{\kappa}, L_{\alpha\kappa}, L_{\kappa}, I'_{\xi}, C_{Ed}L_{ad}, \psi'_{EH0}) \\ \frac{di'_{\xi}}{dt} &= F_{\xi}(\frac{di_{\kappa}}{dt}, i'_{\xi}, R'_{\xi}, L_{\alpha\xi}, L'_{\xi}, C_{Ed}L_{ad}) \quad (3.8) \\ \frac{d}{dt}(\frac{d\theta}{dt}) &= F_m(i_{\kappa}, i'_{\xi}, L_{\alpha\kappa}, C_{Ed}L_{ad}, \psi'_{EH0}, P, J) + M_m(P/J) \\ &\text{cu: } \kappa = d, q; \xi = D, Q; \end{aligned}$$

Sistemul anterior în cazul general are 5 ecuații cu 5 necunoscute. Dacă se introduce ca necunoscută suplimentară derivata de ordinul întâi în raport cu timpul a unghiului de poziție, notată cu  $(y)$ , sistemul se transformă în:

$$\begin{aligned} \frac{di_{\kappa}}{dt} &= F_{\kappa}(i_{\kappa}, \frac{di'_{\xi}}{dt}, u_{\kappa}, Y, R_{\kappa}, L_{a\kappa}, L_{\kappa}, L'_{\xi}, C_{Ed}L_{ad}, \Psi'_{Eh0}) \\ \frac{di'_{\xi}}{dt} &= F_{\xi}(\frac{di_{\kappa}}{dt}, i'_{\xi}, R'_{\xi}, L_{a\xi}, L'_{\xi}, C_{Ed}L_{ad}) \\ \frac{dy}{dt} &= F_m(i_{\kappa}, i'_{\xi}, L_{a\kappa}, C_{Ed}L_{ad}, \Psi'_{Eh0}, P, J) + M_m(P/J) \\ \frac{d\theta}{dt} &= y \end{aligned} \quad (3.9)$$

Sistemul anterior conține 6 ecuații diferențiale de ordinul unu cu 6 necunoscute: curenții statorici, curenții de amortizare, unghiul de poziție și derivata de ordinul unu a acestuia. Rezolvarea sistemului de ecuații diferențiale necesită cunoașterea celor 5 funcții precum și a valorilor necunoscutelor în momentul inițial.

### 3.3. Simularea numerică a funcționării instalației aeroelectrice autonome

Instalația de conversie prezintă patru regimuri de funcționare dependente de viteza vântului ( $v_w$ ) și de starea de încărcare ( $u_b$ ) a bateriei:

- 1) dacă viteza vântului este sub viteza minimă de conversie ( $v_c$ ) se asigură numai alimentarea dispozitivului de automatizare (anexa 6.9);
- 2) dacă viteza vântului este mai mare decât viteza minimă de conversie iar bateria are tensiunea sub cea minimă ( $U_{b\ min}$ ), deci este descărcată complet, se încarcă numai bateria;
- 3) dacă viteza vântului este mai mare decât viteza minimă de conversie, iar bateria nu este complet încărcată se încarcă bateria și este conectată instalația de iluminat local ( $R_1$ );
- 4) dacă viteza vântului este mai mare decât viteza minimă de

conversie, iar bateria este complet încărcată ( are tensiunea mai mare decât tensiunea maximă  $U_{b\max}$  ) se conectează în tampon cu bateria o rezistență de încălzire ( $R_2$ ).

Schema instalației de conversie autonomă este reprezentată în fig. 3.1 în care tensiunea bateriei este supravegheată prin releul de tensiune minimă  $D_1$  reglat la  $U_{b\min}$  și prin releul de tensiune maximă  $D_2$ , reglat la  $U_{b\max}$ .

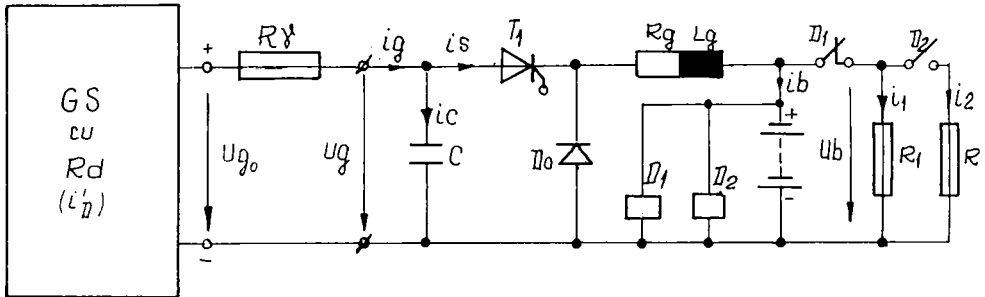


Figura 3.1. Schema instalației de conversie autonomă.

Când generatorul sincron alimentează un redresor în punte trifazată necomandată pentru care comutația se echivalează cu o rezistență ( $R_f$ ) conectată la una dintre borne, tensiunea redresată va prezenta șase pulsuri pe o perioadă și va fi obținută prin diferența tensiunilor a două convertitoare trifazate cu punct median de polarități opuse (fig.2.2). Dacă originea timpului se alege la trecerea prin zero a tensiunii primei faze ( $u_1$ ) a mașinii sincrone în sens crescător atunci pe o perioadă a tensiunii generatorului sincron se deosebesc următoarele șase intervale de timp, pentru care se pot determina tensiunea redresată și curenții prin fazele mașini:

$$1) \quad 0 < \omega t < \pi/6 ; \quad 11\pi/6 < \omega t < 2\pi$$

$$u_g = u_3 - u_2$$

$$i_1 = 0; \quad i_2 = -i_g; \quad i_3 = i_g;$$

$$2) \quad \pi/6 < \omega t < \pi/2$$

$$u_g = u_1 - u_2$$

$$i_1 = i_g; \quad i_2 = -i_g; \quad i_3 = 0;$$

$$3) \quad \pi/2 < \omega t < 5\pi/6$$

$$u_g = u_1 - u_3$$

$$i_1 = i_g; i_2 = 0; i_3 = -i_g;$$

$$4) \quad 5\pi/6 < \omega t < 7\pi/6$$

$$u_g = u_2 - u_3$$

$$i_1 = 0; i_2 = i_g; i_3 = -i_g;$$

$$5) \quad 7\pi/6 < \omega t < 3\pi/2$$

$$u_g = u_2 - u_1$$

$$i_1 = -i_g; i_2 = i_g; i_3 = 0;$$

$$6) \quad 3\pi/2 < \omega t < 11\pi/6$$

$$u_g = u_3 - u_1$$

$$i_1 = -i_g; i_2 = 0; i_3 = i_g;$$

(3.10)

### 3.3.1. Regimul tranzitoriu electromagnetic

#### 3.3.1.1. Ecuția curentului de încărcare a bateriei în timpul pauzei

Rolul funcțional al variatorului de curent continuu este de a adapta tensiunea de funcționare în gol a generatorului sincron, variabilă cu turația turbinei eoliene, la tensiunea constantă a bateriei prin choppare (discretizare). Pentru a limita panta de variație a curentului de sarcină ( $i_s$ ) în serie cu bateria se conectează o bobina cu miez de fier numită uzual reactor. Variatorul lucrează cu o frecvență ( $f = T^{-1}$ ), dată de un generator de tact și modifică durata de conectare ( $T_c$ ) a sarcinii. În timpul pauzei ( $T_p$ ) reactorul se descarcă prin dioda de nul ( $D_0$ ). Ecuția diferențială a curentului prin baterie ( $i_b$ ) în timpul pauzei rezultă calculând tensiunea electromotoare de contur prin circuitul format de baterie, dioda de nul ( $D_0$ ) și reactor ( $R_g; L_g$ ).

$$e_r = \oint_r \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \frac{d\phi}{dt} = -L_g \frac{di_s}{dt} = R_{ge} i_s + U_b \quad (3.11)$$

cu :  $R_{ge} = R_g + R_b =$  rezistența echivalentă a circuitului de alimentare a bateriei.

Prin aplicarea teoremei lui Kirchhoff în nodul de conectare a rezistențelor de sarcină la baterie se obține:

$$i_s = i_b + i_1 + i_2 = i_b + \frac{U_b}{R_1} + \frac{U_b}{R_2} \quad (3.12)$$

Prin înlocuirea relației (3.12) în (3.11) rezultă:

$$R_{ge} i_b + L_g \frac{di_b}{dt} + U_b [1 + R_{ge} (\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2})] = 0 \quad (3.13)$$

### 3.3.1.2. Ecuațiile instalației în intervalul de conectare a sarcinii

Condițiile inițiale sunt:

$$\begin{aligned} i_g(0) &= I_{g \min}; \\ u_g(0) &= u_c(0) = U_{g \max} \end{aligned} \quad (3.14)$$

În relațiile (3.14) și (3.37) prin :  $(U_{g \max}; U_{g \min})$  și  $(I_{g \min}; I_{g \max})$  s-au notat valorile extreme între care variază tensiunea la borne, respectiv curentul redresorului, prin deconectarea, respectiv conectarea sarcinii de către variator.

Luând în considerare conectarea în paralel a condensatorului la bornele de ieșire a redresorului și teorema întâi a lui Kirchhoff într-unul din nodurile de conexiune a condensatorului se obține următoarele două ecuații:

$$\begin{aligned} u_g &= u_c \\ i_c &= (i_g - i_s) \end{aligned} \quad (3.15)$$

Pentru un regim electromagnetic tranzitoriu stabilizat ( în care limitele între care variază curentul continuu în circuitul de sarcină sunt constante, ( $I_{gmin} \leq I_g \leq I_{gmax}$ ) determinarea unghiului intern ( $\theta_0$ ) al mașinii sincrone se face cu utilizarea ecuațiilor de regim electromecanic staționar pentru o sarcină concretă ( $I_{gmediu}$ ), (anexa 6.7).

Aplicând relațiile (1.160) de transformare a curenților pentru  $m = 3$  se obține:

$$i_{01} = i_{02} = i_{03} = i_0 = (i_1 + i_2 + i_3)/3 \quad (3.16)$$

În cazul încărcării mașinii prin redresor trifazat din relațiile (3.16;1.158) rezultă :

$$i_0 = i_{0\lambda} = 0 ; \quad \psi_{0\lambda} = 0 ; \quad u_{0\lambda} = 0 \quad (3.17)$$

Luând în considerare relațiile (1.161) de trecere de la tensiunile mașinii echivalente la tensiunile mașinii reale se obțin:

$$\begin{aligned} u_1 &= u_d \cos \theta - u_q \sin \theta; \\ u_2 &= u_d \cos(\theta - 2\pi/3) - u_q \sin(\theta - 2\pi/3); \\ u_3 &= u_d \cos(\theta + 2\pi/3) - u_q \sin(\theta + 2\pi/3) \end{aligned} \quad (3.18)$$

Valoarea instantane a tensiunii redresate de redresorul în punte se calculează ca diferență a înfășurătorilor tensiunilor momentane date de cele două redresoare cu punct median și este dată în relațiile (3.19). Din relația (3.10) pentru intervalele 1 ... 6 se obțin :

$$u_g = u_x - u_y = A_z u_d - B_z u_q, \text{ cu: } x; y = 1 \dots 3 ; x \neq y ; \\ \text{și } z = 1 \dots 6$$

$$\begin{aligned} A_1 &= [\cos(\theta + 2\pi/3) - \cos(\theta - 2\pi/3)] = -\sqrt{3} \sin \theta \\ B_1 &= [\sin(\theta + 2\pi/3) - \sin(\theta - 2\pi/3)] = \sqrt{3} \cos \theta \\ A_2 &= [\cos(\theta) - \cos(\theta - 2\pi/3)] = -\sqrt{3} \sin(\theta - \pi/3) \\ B_2 &= [\sin(\theta) - \sin(\theta - 2\pi/3)] = \sqrt{3} \cos(\theta - \pi/3) \\ A_3 &= [\cos(\theta) - \cos(\theta + 2\pi/3)] = \sqrt{3} \sin(\theta + \pi/3) \\ B_3 &= [\sin(\theta) - \sin(\theta + 2\pi/3)] = -\sqrt{3} \cos(\theta + \pi/3) \\ A_4 &= [\cos(\theta - 2\pi/3) - \cos(\theta + 2\pi/3)] = \sqrt{3} \sin \theta = -A_1 \\ B_4 &= [\sin(\theta - 2\pi/3) - \sin(\theta + 2\pi/3)] = -\sqrt{3} \cos \theta = -B_1 \\ A_5 &= [\cos(\theta - 2\pi/3) - \cos(\theta)] = \sqrt{3} \sin(\theta - \pi/3) = -A_2 \\ B_5 &= [\sin(\theta - 2\pi/3) - \sin(\theta)] = -\sqrt{3} \cos(\theta - \pi/3) = -B_2 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} A_6 &= [\cos(\theta+2\pi/3) - \cos(\theta)] = -\sqrt{3}\sin(\theta+\pi/3) = -A_3 \\ B_6 &= [\sin(\theta+2\pi/3) - \sin(\theta)] = \sqrt{3}\cos(\theta+\pi/3) = -B_3 \end{aligned} \quad (3.19)$$

Luând în considerare relațiile de trecere de la curenții mașinii reale la curenții mașinii echivalente (1.160), curenții prin fazele mașinii determinați de relațiile (3.10) și coeficienții din relațiile (3.19) curenții mașinii echivalente sunt:

$$\begin{aligned} i_d &= [i_1\cos\theta + i_2\cos(\theta-2\pi/3) + i_3\cos(\theta+2\pi/3)] = A_2 i_g \\ i_q &= -[i_1\sin\theta + i_2\sin(\theta-2\pi/3) + i_3\sin(\theta+2\pi/3)] = -B_2 i_g \end{aligned} \quad (3.20)$$

Relațiile (3.20) se justifică prin fenomenul comutației naturale în sensul că întotdeauna conduce ventilul conectat la înfășurarea de fază a mașinii cu potențialul cel mai ridicat, care determină o polarizare directă a acestuia. În ecuațiile tensiunilor statorice scrise în sistemul de coordonate rotorice numai în funcție de curenți intervin și derivatele în raport cu timpul ale curenților statorici ( $i_d; i_q$ ).

$$\begin{aligned} di_d/dt &= (dA_2/dt)i_g + A_2(di_g/dt) \\ di_q/dt &= -[(dB_2/dt)i_g + B_2(di_g/dt)] \end{aligned} \quad (3.21)$$

Prin considerarea expresiilor (3.20) se obține:

$$dA_2/dt = -B_2(d\theta/dt); \quad dB_2/dt = A_2(d\theta/dt) \quad (3.22)$$

Derivatele curenților statorici în sistemul de coordonate rotorice obțin expresiile :

$$\begin{aligned} di_d/dt &= -B_2 i_g (d\theta/dt) + A_2 (di_g/dt) = i_q (d\theta/dt) + (i_d/i_g)(di_g/dt) \\ di_q/dt &= -A_2 i_g (d\theta/dt) - B_2 (di_g/dt) = -i_d (d\theta/dt) + (i_q/i_g)(di_g/dt) \end{aligned} \quad (3.23)$$

În relația (3.23) pentru că momentul de inerție echivalent al tuturor maselor în mișcare raportate la arborele mașinii electrice împiedică rotorul să urmărească regimul tranzitoriu electromagnetic rezultă  $\theta_0 = \text{constant}$ , prin urmare:  $d\theta/dt = \omega$ . Pentru a putea soluționa numeric sistemul de ecuații diferențiale, care caracterizează funcționarea generatorului sincron cu redresor ce alimentează o sarcină în tampon cu o baterie, este necesar ca ecuațiile sursei și

sarcinii să fie cuprinse într-o singură ecuație diferențială.

Ecuațiile tensiunilor pe cele două axe, cu considerarea relațiilor (3.20) și (3.22) sunt:

$$\begin{aligned}
 u_d &= \left[ -\frac{2}{3}A_z R_f + \omega B_z (L_d + C_{Ed} L_{ad}) - \omega B_z L_q \right] i_g - \\
 &\quad - A_z (L_d + C_{Ed} L_{ad}) \frac{di_g}{dt} - L_{ad} \frac{di'_d}{dt} + \omega L_q i'_d \\
 u_v &= \left[ \frac{2}{3}B_z R_f + \omega A_z L_q - \omega A_z (1 + C_{Ed}) L_{ad} \right] i_g + \\
 &\quad + B_z L_q \frac{di_g}{dt} - L_{aq} \frac{di'_q}{dt} - \omega L_d i'_d - \omega L_{EH0}
 \end{aligned} \tag{3.24}$$

Tensiunea la bornele redresorului fără considerarea comutației rezultă din relațiile (3.19) și (3.24):

$$\begin{aligned}
 u_{g0} &= - \left[ (1 + C_{Ed}) L_{ad} A_z^2 + L_{aq} B_z^2 + L_v (A_z^2 + B_z^2) \right] \frac{di_g}{dt} - \\
 &\quad - L_{ad} A_z \frac{di'_d}{dt} + L_{aq} B_z \frac{di'_q}{dt} + \\
 &+ \left\{ -\frac{2}{3} R_f (A_z^2 + B_z^2) + 2\omega A_z B_z [(1 + C_{Ed}) L_{ad} + 0,5 L_v - L_q] \right\} i_g + \\
 &\quad + \omega L_d B_z i'_d + \omega L_{aq} A_z i'_q + \omega L_{EH0} B_z
 \end{aligned} \tag{3.25}$$

Prin folosirea relațiilor trigonometrice rezultă:

$$A_z^2 + B_z^2 = 3 \tag{3.26}$$

Tensiunea la bornele redresorului la neglijarea comutației este:

$$\begin{aligned}
 u_{g0} &= - \left[ (1 + C_{Ed}) L_{ad} A_z^2 + L_{aq} B_z^2 + 3 L_v \right] \frac{di_g}{dt} - \\
 &\quad - L_{ad} A_z \frac{di'_d}{dt} + L_{aq} B_z \frac{di'_q}{dt} + \\
 &+ \{-2 R_f + 2\omega A_z B_z [(1 + C_{Ed}) L_{ad} - L_{aq} - 0,5 L_v]\} i_g + \\
 &\quad + \omega L_d B_z i'_d + \omega L_{aq} A_z i'_q + \omega L_{EH0} B_z
 \end{aligned} \tag{3.27}$$

Ecuția diferențială a căderilor de tensiune pe circuitul de sarcină alimentat de generatorul sincron cu redresor cu considerarea comutației ca o rezistență conectată la borne este:

$$u_{g0} = R_V i_g + R_{ge} i_b + L_g \frac{di_b}{dt} + U_b [1 + R_{ge} (\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2})] \quad (3.28)$$

Prin înlocuirea relației (3.27) în (3.28) se obține:

$$\begin{aligned} L_g \frac{di_b}{dt} + [(1 + C_{ed}) L_{ad} A_z^2 + L_{aq} B_z^2 + 3L_g] \frac{di_g}{dt} + L_{ad} A_z \frac{di'_D}{dt} - L_{aq} B_z \frac{di'_0}{dt} + \\ + R_{ge} i_b + \{R_V + 2R_f - 2\omega A_z B_z [(1 + C_{ed}) L_{ad} - L_{aq} - 0,5L_g]\} i_g - \\ - \omega L'_D B_z i'_D - \omega L_{aq} A_z i'_0 - \omega^2_{\epsilon h0} B_z + U_b [1 + R_{ge} (\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2})] = 0 \end{aligned} \quad (3.29)$$

Din cauza rezistivității mari a feritei se poate neglija amortizarea pe axa transversală, prin urmare dispar doi termeni din ecuația anterioară, care ia forma particulară:

$$\begin{aligned} L_g \frac{di_b}{dt} + [(1 + C_{ed}) L_{ad} A_z^2 + L_{aq} B_z^2 + 3L_g] \frac{di_g}{dt} + L_{ad} A_z \frac{di'_D}{dt} + \\ + R_{ge} i_b + \{R_V + 2R_f - 2\omega A_z B_z [(1 + C_{ed}) L_{ad} - L_{aq} - 0,5L_g]\} i_g - \\ - \omega L'_D B_z i'_D - \omega^2_{\epsilon h0} B_z + U_b [1 + R_{ge} (\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2})] = 0 \end{aligned} \quad (3.30)$$

Ecuția circuitului de amortizare pe axa longitudinală a mașinii este dată în sistemul (1.158). Prin înlocuirea curentului statoric pe axa longitudinală din relația (3.20) și a derivatei acestuia, dată de relația (3.23) în funcție numai de curentul la bornele

generatorului ( $i_g$ ) se obține :

$$(1 + C_{Ed})L_{ad}A_z \frac{di_g}{dt} + L'_D \frac{di'_D}{dt} - \omega(1 + C_{Ed})L_{ad}B_z i_g + R'_D i'_D = 0 \quad (3.31)$$

Ecuția căderilor de tensiune pe condensator este:

$$u_c = U_c(0_-) + \frac{1}{C} \int i_c dt \quad (3.32)$$

Dacă se ia în considerare ecuația tensiunii  $u_g$  de la bornele generatorului sincron cu redresor cu considerarea comutației și ecuația circuitului de sarcină se obține ecuația diferențială:

$$U_c(0_-) + \frac{1}{C} \int i_c dt = u_g = R_{ge} i_b + L_g \frac{di_b}{dt} + U_b \left[ 1 + R_{ge} \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \right] \quad (3.33)$$

Ecuția anterioară se derivează în raport cu timpul, iar curentul prin condensator se înlocuiește din relația (3.15).

$$L_g \frac{d^2 i_b}{dt^2} + R_{ge} \frac{di_b}{dt} - \frac{1}{C} i_g + \frac{1}{C} i_s = 0 \quad (3.34)$$

Dacă se ia în considerare și relația (3.12) rezultă:

$$L_g \frac{d^2 i_b}{dt^2} + R_{ge} \frac{di_b}{dt} - \frac{1}{C} i_g + \frac{1}{C} i_b = -\frac{U_b}{C} \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (3.35)$$

Sistemul, care caracterizează funcționarea generatorului sincron în intervalul de conectarea a sarcinii este format din trei ecuații

diferențiale (3.30);(3.31);(3.35) liniare, primele două de ordinul întâi, iar ultima de ordinul doi, cu trei necunoscute. Dacă se introduce ca necunoscută suplimentară ( $w$ ), derivata de ordinul întâi în raport cu timpul a curentului prin baterie, sistemul (3.36), se transformă într-un sistem de patru ecuații cu patru necunoscute ce conține numai ecuații diferențiale liniare în care derivatele în raport cu timpul ale necunoscutelor sunt de ordinul întâi.

$$L_g \frac{di_b}{dt} + [(1 + C_{Ed})L_{ad}A_z^2 + I_{aq}B_z^2 + 3L_v] \frac{di_g}{dt} + L_{ad}A_z \frac{di'_D}{dt} + R_{ge}i_b + \{R_y + 2R_f - 2\omega A_z B_z [(1 + C_{Ed})L_{ad} - L_{aq} - 0,5L_v]\}i_g - \omega L'_D B_z i'_D - \omega \psi'_{Eh0} B_z + U_b [1 + R_{ge}(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2})] = 0$$

$$(1 + C_{Ed})L_{ad}A_z \frac{di_g}{dt} + L'_D \frac{di'_D}{dt} - \omega(1 + C_{Ed})L_{ad}B_z i_g + R'_D i'_D = 0$$

$$L_g \frac{dw}{dt} + R_{ge} \frac{di_b}{dt} - \frac{1}{C} i_g + \frac{1}{C} i_b = -\frac{U_b}{C} (\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2})$$

$$\frac{di_b}{dt} - w = 0$$

(3.36)

### 3.3.1.3. Ecuațiile instalației în intervalul de deconectare a sarcinii

Energia electromagnetică acumulată în înfășurările statorice ale mașinii sincrone nu poate varia brusc, de aceea este necesar conectarea unui condensator la bornele redresorului. În intervalul de pauză a variatorului energia electromagnetică din înfășurările mașinii sincrone se transformă în energia electrostatică a condensatorului. Condițiile inițiale sunt:

$$\begin{aligned} i_g(0.) &= I_{g \max}; \\ u_g(0.) &= u_c(0.) = U_{g \min} \end{aligned} \quad (3.37)$$

Luând în considerare conectarea în paralel a condensatorului la bornele redresorului :

$$u_g = u_c = (1/C) \int i_g dt + U_c(0.) = u_{g0} - R_\gamma i_g \quad (3.38)$$

Prin derivarea relației anterioare se obține :

$$du_{g0}/dt - R_\gamma(di_g/dt) - (1/C)i_g = 0 \quad (3.39)$$

Prima ecuație diferențială a sistemului se obține prin derivarea relației (3.27).

$$\begin{aligned} & [(1 + C_{Ed})L_{ad}A_z^2 + L_{aq}B_z^2 + 3L_\sigma] \frac{d^2 i_g}{dt^2} + L_{ad}A_z \frac{d^2 i'_D}{dt} + \\ & + \{ R_\gamma + 2R_f - 4\omega[(1 + C_{Ed})L_{ad} - L_{aq} - 0,25L_\sigma]A_z B_z \} \frac{di_g}{dt} - \omega(2L_{ad} - L'_{bc})B_z \frac{di'_c}{dt} + \\ & + \{ \frac{1}{C} - 2\omega^2[(1 + C_{Ed})L_{ad} - L_{aq} - 0,5L_\sigma](A_z^2 - B_z^2) \} i_g - \omega^2 L'_b A_z i'_D = \omega^2 \psi'_{EnC} A_z \end{aligned} \quad (3.40)$$

A doua ecuație diferențială a sistemului este ecuația curentului de amortizare pe axa longitudinală (3.31). Pentru a elimina din ecuația (3.40) derivata de ordinul doi a curentului de amortizare pe axa longitudinală în raport cu timpul se derivează ecuația (3.31) în raport cu timpul.

$$\begin{aligned} & (1 + C_{Ed})L_{ad}A_z \frac{d^2 i_g}{dt^2} + L'_b \frac{d^2 i'_D}{dt^2} - 2\omega(1 + C_{Ed})L_{ad}B_z \frac{di_g}{dt} - \\ & + R'_b \frac{di'_D}{dt} - \omega^2(1 + C_{Ed})L_{ad}A_z i_g = 0 \end{aligned} \quad (3.41)$$

Prin eliminarea din ecuațiile (3.40) și (3.41) a derivatei de ordinul doi a curentului de amortizare pe axa longitudinală în raport cu timpul se obține ecuația (3.42), care conține numai derivata de

ordinul doi a curentului dat de redresor:

$$\begin{aligned}
 & \{ L'_0 [(1 + C_{Ed})L_{ad}A_z^2 + L_{aq}B_z^2 + 3L_\sigma] - (1 + C_{Ed})L_{ad}^2A_z^2 \} \frac{d^2i_g}{dt^2} + \\
 & + \{ L'_0 [R_\gamma + 2R_f - 4\omega(L_{ad} + C_{Ed}L_{ad} - L_{aq} - 0,25L_\sigma)A_zB_z] + \\
 & + 2\omega(1 + C_{Ed})L_{ad}^2A_zB_z \} \frac{di_g}{dt} - [\omega L'_0(2L_{ad} + L'_{0\sigma})B_z + R'_0L_{ad}A_z] \frac{di'_D}{dt} + \\
 & + \{ L'_0 [\frac{1}{C} - 2\omega^2(L_{ad} + C_{Ed}L_{ad} - L_{aq} - 0,5L_\sigma)(A_z^2 - B_z^2)] + \\
 & + \omega^2(1 + C_{Ed})L_{ad}^2A_z^2 \} i_g - \omega^2L_{0\sigma}^2A_zi'_D = \omega^2L'_0\psi'_{Eh0}A_z
 \end{aligned}
 \tag{3.42}$$

Sistemul, care caracterizează funcționarea generatorului sincron în intervalul de deconectare a sarcinii este format din două ecuații diferențiale (3.31) și (3.42) liniare, prima de ordinul întâi, iar ultima de ordinul doi, cu două necunoscute. Dacă se introduce ca necunoscută suplimentară ( $x$ ) derivata de ordinul întâi în raport cu timpul a curentului dat de redresor, sistemul (3.43), de trei ecuații

$$\begin{aligned}
 & \{ L'_0 [(1 + C_{Ed})L_{ad}A_z^2 + L_{aq}B_z^2 + 3L_\sigma] - (1 + C_{Ed})L_{ad}^2A_z^2 \} \frac{dx}{dt} + \\
 & + \{ L'_0 [R_\gamma + 2R_f - 4\omega(L_{ad} + C_{Ed}L_{ad} - L_{aq} - 0,25L_\sigma)A_zB_z] + \\
 & + 2\omega(1 + C_{Ed})L_{ad}^2A_zB_z \} \frac{di_g}{dt} - [\omega L'_0(2L_{ad} + L'_{0\sigma})B_z + R'_0L_{ad}A_z] \frac{di'_D}{dt} + \\
 & + \{ L'_0 [\frac{1}{C} - 2\omega^2(L_{ad} + C_{Ed}L_{ad} - L_{aq} - 0,5L_\sigma)(A_z^2 - B_z^2)] + \\
 & + \omega^2(1 + C_{Ed})L_{ad}^2A_z^2 \} i_g - \omega^2L_{0\sigma}^2A_zi'_D = \omega^2L'_0\psi'_{Eh0}A_z \\
 & L_{ad}(1 + C_{Ed})A_z \frac{di_g}{dt} + L'_0 \frac{di'_D}{dt} - \omega L_{ad}(1 + C_{Ed})B_z i_g + R'_0 i'_D = 0 \\
 & \frac{di_g}{dt} - x = 0
 \end{aligned}$$

(3.43)

cu trei necunoscute va conține numai ecuații diferențiale liniare, în care derivatele în raport cu timpul ale necunoscutelor sunt de ordinul întâi.

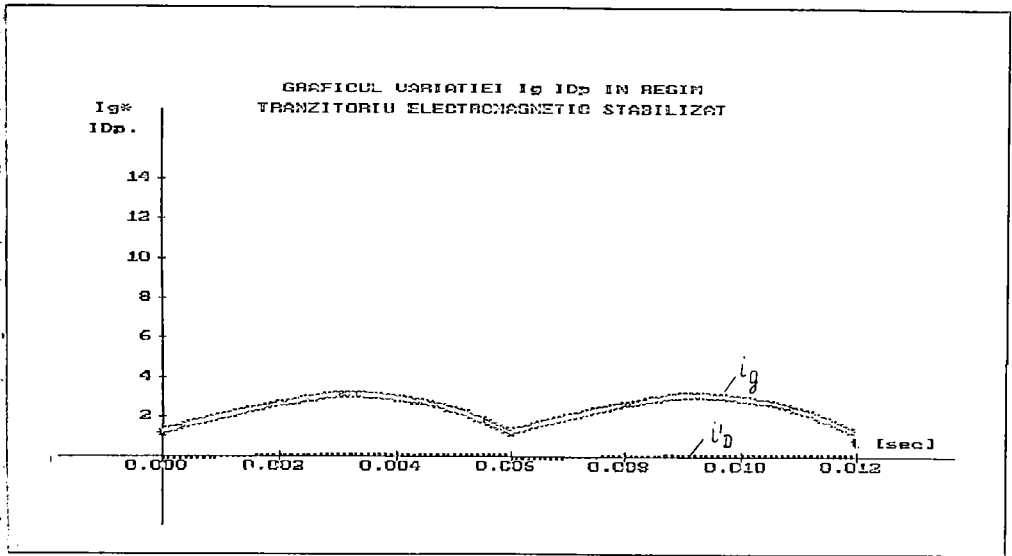


Fig.3.2. Curentul dat de redresor ( $i_g$ ) și curentul de amortizare pe axa longitudinală ( $i'_d$ ) a generatorului la frecvența  $f_1 = 25$  Hz a mărimilor electrice din indus.

Pentru rezolvare numerică sistemele (3.36) și (3.43) trebuie aduse la forma explicită, numită și forma normală. Calculul matricilor aferente formei explicite a sistemelor se face în anexa 6.6. Se va ține cont că reacția indusului este demagnetizantă în intervalul de conectare și magnetizantă (1.153) în intervalul de pauză al variatorului de curent continuu.

Rezultatele simulării prin metoda Runge-Kutta, pentru trei turări de antrenare ale arborelui generatorului sincron sunt date în figurile (3.2) ; (3.3) și (3.4). În comparație cu alte simulări numerice [23], care consideră inductivitatea de la bornele redresorului infinită și, prin urmare curentul continuu ( $i_g$ ) neted, prezenta simularea numerică arată modul de operare al variatorului de curent continuu, care modifică curentul prin sarcină într-un domeniu :  $\Delta I = (I_{gmax} - I_{gmin})$ . Amplitudinea de pulsație a curentului



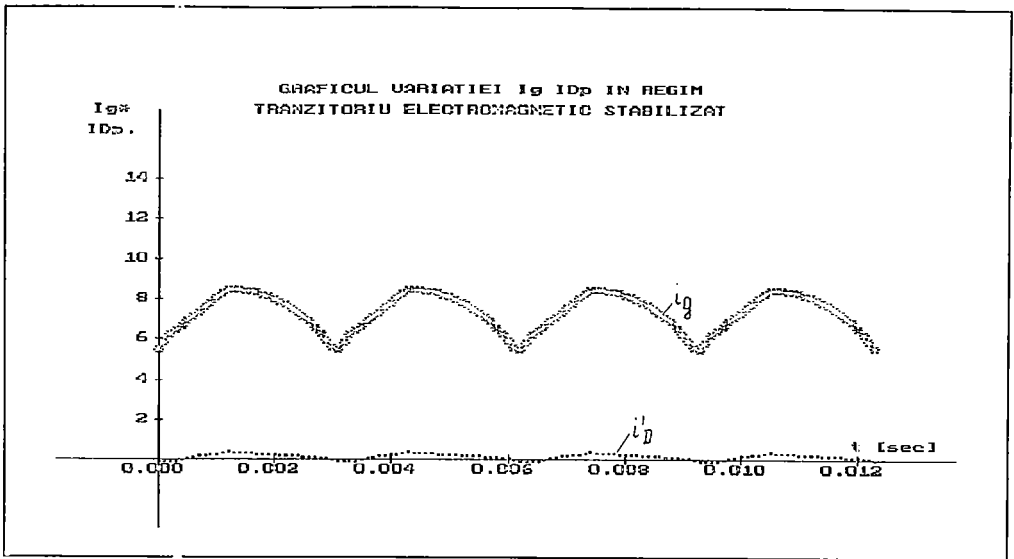


Fig.3.3. Curentul dat de redresor ( $i_g$ ) și curentul de amortizare pe axa longitudinală ( $i'_D$ ) a generatorului la frecvența  $f_1 = 50$  Hz a mărimilor electrice din indus.

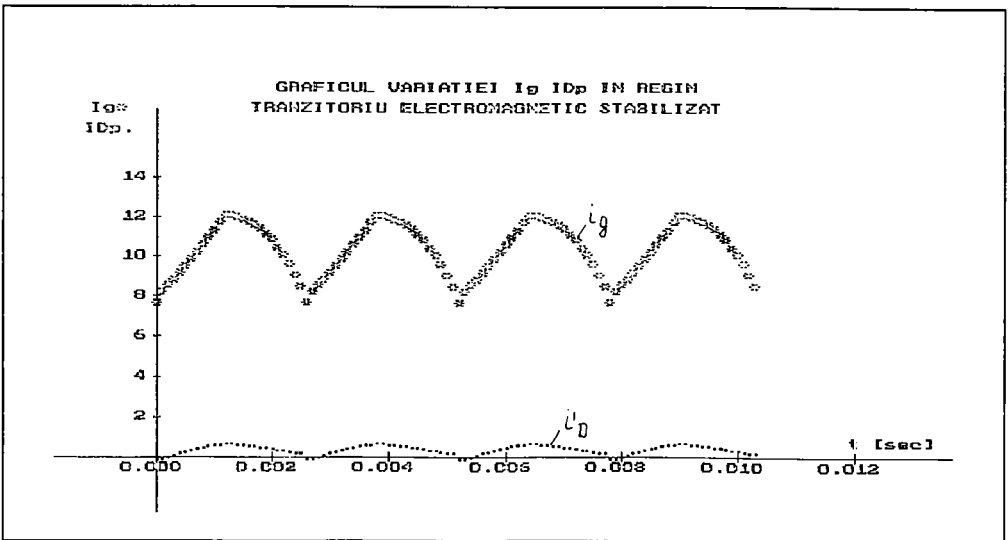


Fig.3.4. Curentul dat de redresor ( $i_g$ ) și curentul de amortizare pe axa longitudinală ( $i'_D$ ) a generatorului la frecvența  $f_1 = 66$  Hz a mărimilor electrice din indus.

( $\Delta I$ ) este cu atât mai mare cu cât generatorul sincron are viteze de rotație ale arborelui și totodată frecvențe ale mărimilor electrice din indus mai ridicate, cu toate că odată cu creșterea încărcării s-a micșorat perioada de tact a variatorului. Totodată se modifică valoarea unghiului intern ( $\theta_0$ ), care ia în considerare valoarea curentului mediu de sarcină prin mașină.

Pulsația curentului de amortizare ( $i'_d$ ) pe axa longitudinală indică funcționarea generatorului sincron în regim supratranzitoriu. Colivia de amortizare rotorică, echivalentă curenților turbionari, constituie un indus în scurtcircuit. Ca o consecință a legii inducției electromagnetice câmpul magnetic de reacție a rotorului se opune variației câmpului magnetic statoric. Curenții de amortizare ( $i'_d; i'_q$ ) din rotor se modifică în antifază cu variația curenților statorici, provocată de conectarea periodică a sarcinii de către tiristorul principal al variatorului. Amplitudinea pulsațiilor curenților de amortizare este cu atât mai mare cu cât rezistența și reactanța de dispersie ale înfășurărilor de amortizare pe cele două axe sunt mai mici.

Prin urmare rolul coliviei de amortizare este de a menține câmpurile magnetice rezultate în întrefier pe cele două axe ( $d; q$ ), care nu pot suferi o variație instantanee, aproape constante.

#### 4. INSTALAȚIA EXPERIMENTALĂ

La instalația de conversie autonomă, a cărei schemă principială de forță este reprezentată în fig. 3.1, generatorul sincron alimentează printr-un redresor trifazat necomandat sarcina conectată în derivație cu o baterie de acumulate. Generatorul sincron este cuplat mecanic cu un motor de curent continuu cu turație variabilă, supradimensionat larg, care simulează turbina eoliană. Vederea generală a instalației experimentale este prezentată în fig. 4.1. Deoarece tensiunea la bornele indusului generatorului se modifică odată cu viteza vântului, adaptarea la tensiunea constantă a bateriei se face de către un variator de curent continuu [36]. Instalația de conversie autonomă are ca parametri tehnici turația minimă a arborelui turbinei, la care începe încărcarea bateriei de acumulate și turația maximă, la depășirea căreia este protejată mecanic împotriva ambalării. Turația minimă, numită și turație de demarare a instalației de conversie, depinde de instalația

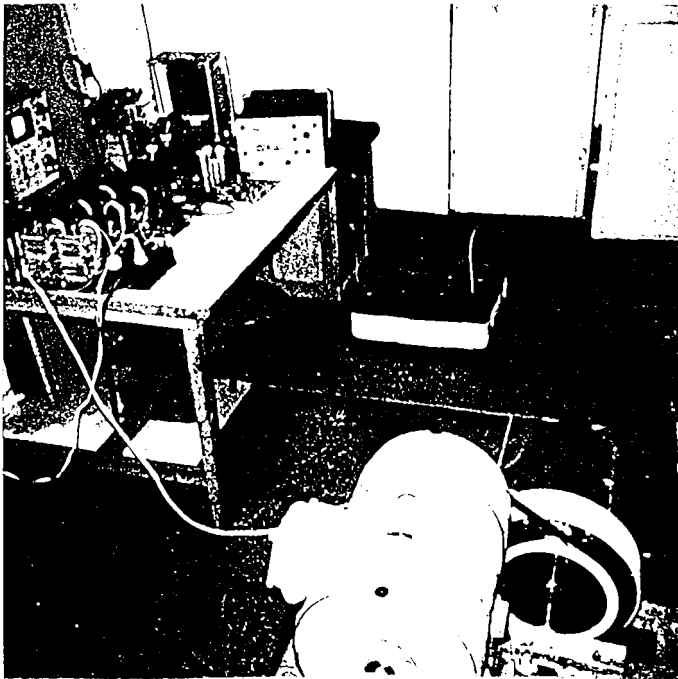


Figura 4.1. Vedere generală a instalației de laborator.

electrică, iar turația maximă este impusă de rezistența construcției mecanice. Generatorul sincron este cuplat mecanic direct cu turbina eoliană, ceea ce elimină multiplicatorul de turație, oscilațiile datorită elasticității arborelui [23] și crește randamentul global al instalației de conversie. O turație de demaraj mică se obține prin utilizarea unui generator cu pantă mare a caracteristicii tensiune la borne în gol în funcție de viteza de rotație, care se obține prin alegerea unui generator cu un număr mare de perechi de poli și prin reducerea forțelor de atracție magnetică dintre stator și rotor (pgf.1.2.4.). De asemenea prin construcția mașinii electrice se poate stabili un factor de acoperire polară, care duce la obținerea unei tensiuni la borne în gol maxime. Familia de caracteristici voltampermetrice ale generatorului sincron cu redresor în punte trifazată pentru turații de antrenare în domeniul: 80...600 rot/min determinate pentru încărcare rezistivă simetrică este redată în fig. 4.2.

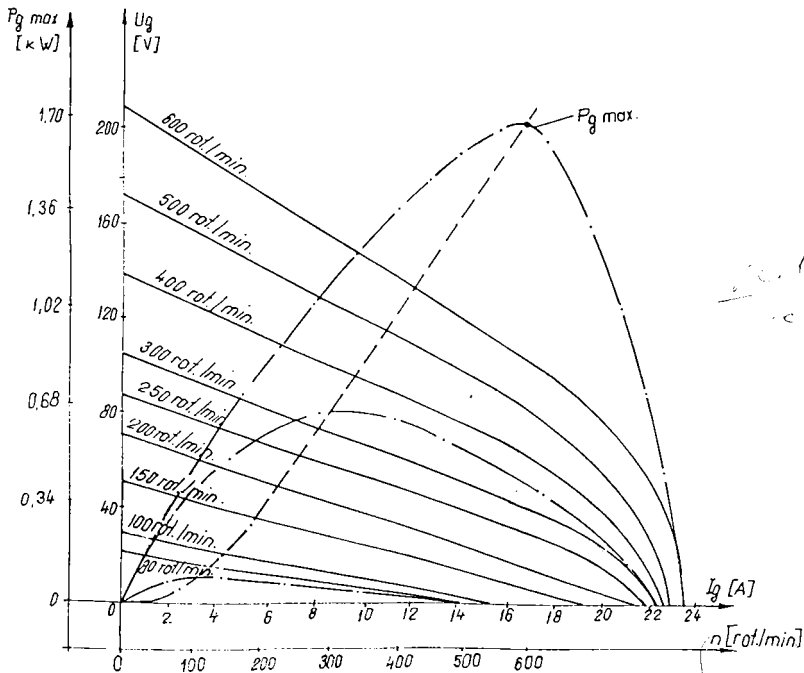


Figura 4.2 Familia de caracteristici voltampermetrice și puterile electrice, în funcție de turație ale generatorului sincron cu redresor.

Cu linie punct sunt reprezentate puterile electrice pentru trei turații (80; 300; 600) rot/min, iar cu linie întreruptă curba puterilor maxime. Generatorul sincron cu redresor funcționează în regim tranzitoriu electromagnetic, regim care constă din suprapunerea peste regimul sincron a unui regim de armonici [12, pag. 526-529]. Regimul sincron, al armonicilor fundamentale, poate fi tratat cu modelul mașinii echivalente în sistemul de coordonate rotorice (d;q). Regimul de armonici conține armonicile de ordinul  $v = 6k \pm 1$ . La generatoarele sincrone din producția de serie tensiunile electromotoare induse în înfășurările statorice de pulsație  $v\omega_s$ , au valori reduse în condițiile unor înfășurări de amortizare (D;Q) puternice. În cazul concret, al generatorului sincron realizat deoarece numărul de creștături pe pol și fază este ( $q = 1$ ) prima armonică de dinți ( $v = 5$ ) deformează curba inducției magnetice din întrefier și, prin urmare, și a tensiunii electromotoare pe fază (paragraful 1.2.2). Înfășurările de amortizare (D;Q) sunt constituite din căile de închidere ale curenților turbionari, deci nu sunt puternice, în special înfășurarea de amortizare de axa transversală,

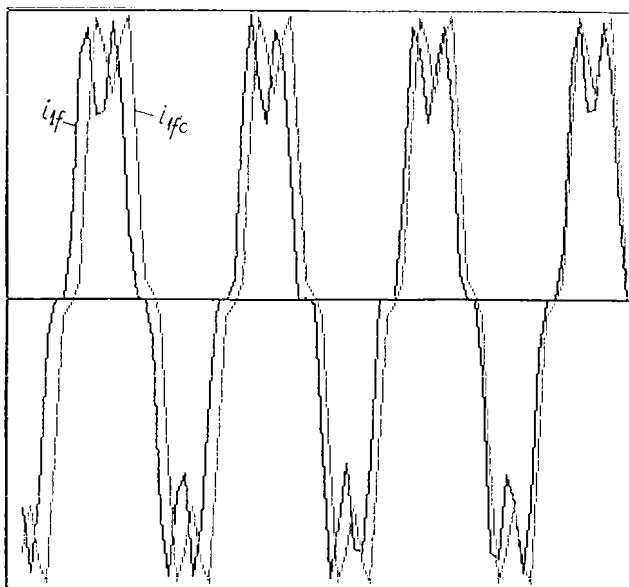


Figura 4.3 Formele de undă ale curentului de fază real ( $i_{1r}$ , reprezentat cu linie groasă) și curentului de fază ( $i_{1c}$ ), obținut prin compunerea armonicilor a cincea ( $v=5$ ) cu armonica fundamentală ( $v=1$ ) la generatorul sincron cu redresor trifazat necomandat.

al cărui efect poate fi neglijat din cauza rezistivității electrice mari a feritei (paragraful 1.3.2.4.). Armonica de ordinul cinci existentă în tensiunea de fază la borne în gol este întărită la funcționarea generatorului sincron cu redresor în punte trifazată. În fig. 4.3 sunt reprezentate oscilogramele curentului real ( $i_{if}$ ) și ale curentului compus ( $i_{ifc}$ ) prin suprapunerea armonicii de ordinul cinci peste armonica fundamentală. Determinările s-au făcut cu un aparat numeric (perturbograf) cu rezoluția de 1 ms. Conținutul în armonici al tensiunii și curentului de fază nu deranjează sarcina, care este deconectată prin circuitul de curent continuu. Alegerea unei baterii cu tensiunea la borne cât mai redusă intră în contradicție cu pierderile energetice pe conductoarele de transport.

Variatorul de curent lucrează în cadranul I în două moduri: conducție neîntreruptă sau conducție întreruptă. Dimensionarea elementelor schemei de forță conține în principal:

- a) dimensionarea bobinei de filtrare ( $L_g$ ) și a condensatorului de filtrare (C);
- b) dimensionarea elementelor variatorului de curent continuu.

Dimensionarea bobinei, a condensatorului de filtrare și a elementelor de forță ale variatorului începe cu determinarea constantei de timp a sarcinii ( $\tau$ ), raportată la perioada de tact (T), cu care se comandă variatorul de tensiune continuă pentru a se limita pulsația maximă a curentului " $\Delta I_{\max}$ " [31, pag.250].

$$\tau^* = \frac{\tau}{T} = \frac{L_g}{TR_g} = 2 \ln \frac{[U_g + R_g(\Delta I)_{\max}]}{[U_g - R_g(\Delta I)_{\max}]} \quad (4.1)$$

Din relația (4.1) rezultă că odată cu mărirea inductivității ( $L_g$ ) și a frecvenței de comandă (f) se reduce pulsația maximă a curentului.

Conducția întreruptă apare atunci când în intervalul de pauză curentul minim ( $I_{\min}$ ) se anulează instantaneu. În cazul instalației de conversie eoliano-electrice autonome conducția întreruptă apare în special prin scăderea tensiunii redresate datorită faptului că generatorul sincron convertește o energie primară de nivel redus. Pentru o frecvență de tact aleasă (T) se determină inductivitatea ( $L_g$ ) a bobinei de netezire. Calculul bobinei de netezire se poate face și din condiția de limitare a conducției întrerupte, al cărui domeniu de separație față de conducția permanentă este marcat de

curentul critic ( $I_{cr}^*$ ).

$$(I_{cr}^*)_{\max} < I_{\text{med}}^* \quad (4.2)$$

Valorile curenților sunt raportate la componenta forțată (de regim permanent) a curentului din circuitul de sarcină.

$$I_{gp} = U_g / R_{ge} \quad (4.3)$$

Variația pulsației maxime a curentului  $(\Delta I^*)_{\max}$  și a curentului critic maxim  $(\Delta I_{cr}^*)_{\max}$  se pot reprezenta în funcție de constanta de timp a sarcinii, [31, pag 255].

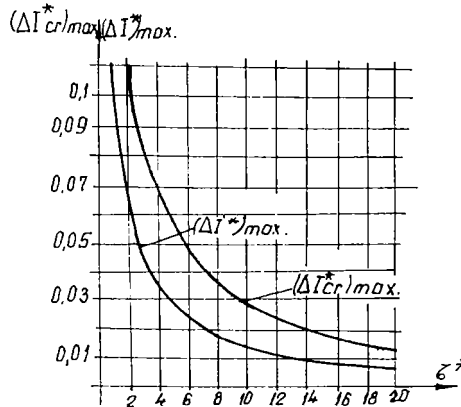


Figura 4.4. Variația curentului critic maxim, respectiv a pulsației maxime a curentului în funcție de constanta de timp a sarcinii.

În cazul alimentării unei mașini de curent continuu aceste două valori sunt restrictive, și anume  $(\Delta I^*)_{\max}$  asupra comutației, iar  $(\Delta I_{cr}^*)_{\max}$  asupra formei caracteristicilor mecanice, care nu mai sunt liniare.

În cazul alimentării unei baterii cele două valori sunt orientative pentru că nici pulsația maximă a curentului, nici regimul de curent întrerupt nu au condiții restrictive care să fie menționate în literatura de specialitate [62].

Pentru a menține tensiunea la bornele redresorului aproximativ

constantă, în timpul intervalelor de conducție și de pauză ale variatorului se folosește un condensator de filtrare C, care se dimensionează pentru tensiunea maximă redresată și pentru a prelua curentul de sarcină al generatorului.

Variatorul de tensiune continuă cu stingere prin condensator, care furnizează energie reactivă necesară comutației forțate, are circuitul de stingere conectat paralel cu sarcina, la care tensiunea de încărcare a condensatorului nu depinde de tensiunea bateriei [33, pag.70]. Pe lângă circuitul de comutație "L - C", variatorul mai dispune de : tiristor principal ( $T_1$ ), tiristor auxiliar ( $T_3$ ), tiristor de stingere ( $T_2$ ) și diodă de mers în gol ( $D_0$ ). Necesitatea utilizării unei frecvențe de comanda cât mai crescute ( $f = 250 \dots 450 \text{ Hz}$ ) impune timpii scurți de comutație pentru dispozitivele semiconductoare din circuitul de forță. De aceea este necesar ca tiristorul principal și dioda de mers în gol să fie rapide. Variatorul utilizat împreună cu formele de undă ale semnalelor sunt date în anexa A.6.8.

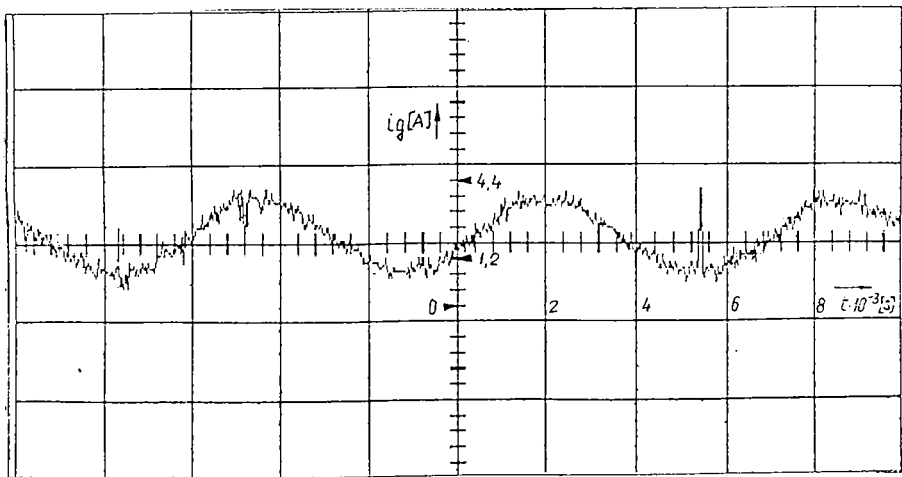


Figura 4.5. Oscilograma curentului  $i_g$ , la frecvența  $f_1 = 25 \text{ Hz}$  a generatorului.

Condensatorul de stingere  $C_1$  funcționează în regim tranzitoriu caracterizat de intervale de încărcare și de descărcare, deci este necesară utilizarea unui condensator care să lucreze în impuls. Condensatorul determină apariția unor vârfuri de forma dinților de ferăstrău în tensiunea și curentul de încărcare al bateriei [33].



Dințarea formei de undă a curentului dat de redresor ( $i_g$ ) este vizibilă și în oscilogramele înregistrate pe instalația experimentală pentru trei regimuri de funcționare (fig. 4.5; fig. 4.6; fig. 4.7).

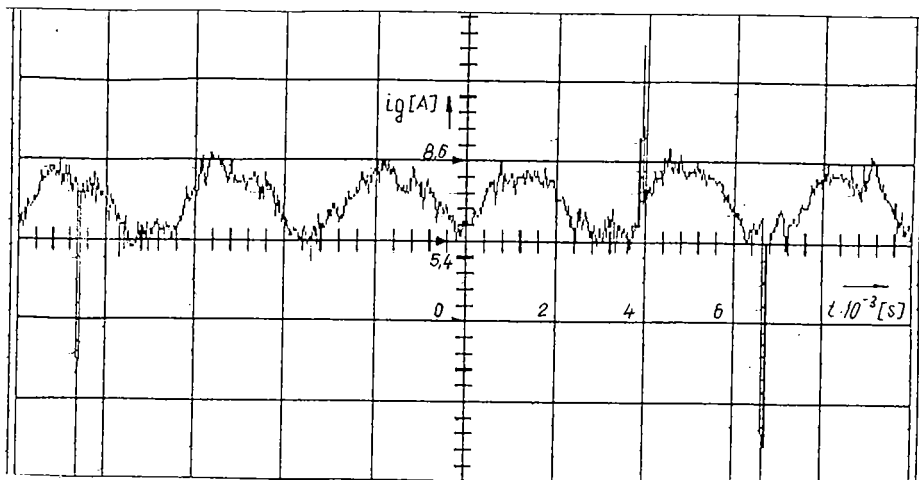


Figura 4.6. Oscilograma curentului  $i_g$ , la frecvența  $f_1 = 50$  Hz a generatorului.

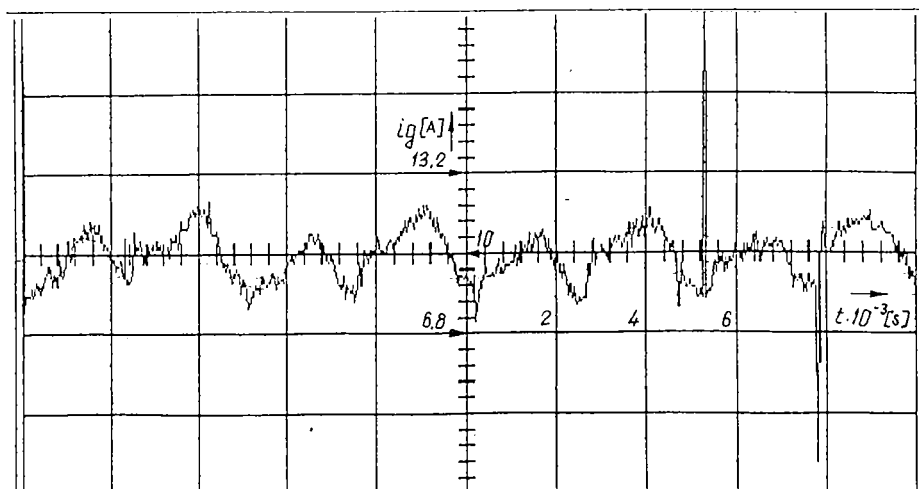


Figura 4.7. Oscilograma curentului  $i_g$ , la frecvența  $f_1 = 66$  Hz a generatorului.

Instalația de automatizare realizează reglarea curentului de încărcare a sarcinii cu prescrierea valorii cuplului după o caracteristică mecanică dată a turbinei eoliene (paragraful 2.5.3). Aproximarea parabolei, care descrie caracteristica mecanică de tip ventilator, se face cu un transformator funcțional [14]. Dispozitivul de automatizare realizează reglarea adaptivă având ca semnal de intrare tensiunea de fază ( $u_f$ ) sau frecvența din indus a generatorului, iar ca mărime de reacție curentul ( $i_b$ ) de încărcare a sarcinii. Regulatorul este cu acțiune proporțională (P) și comandă cu modulația impulsurilor în durată (MID) cele trei tiristoare (principal, de stingere și auxiliar) ale variatorului de curent continuu (principal, de stingere și auxiliar) ale variatorului de curent continuu. Variația valorilor medii ale mărimilor electrice măsurate înainte și după variatorul de curent continuu (VC) este reprezentată în fig. 4.8.

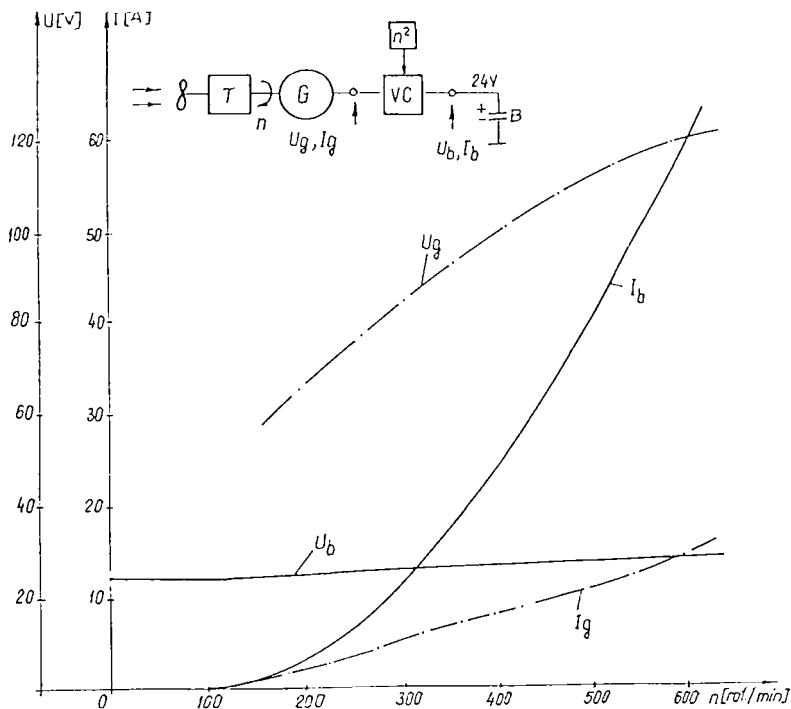


Figura 4.8 Curentul și tensiunea la bornele generatorului sincron cu redresor ( $U_g; I_g$ ) și la bornele sarcinii ( $U_b; I_b$ ) în funcție de turație, la reglarea cu prescrierea cuplului după o caracteristică mecanică a turbinei eoliene (de tip ventilator).

Schema electronică a instalației de comandă realizate este dată anexa A.6.9.

### 5. CONCLUZII FINALE

Generatoarele sincrone excitate cu magneți permanenți, cuplate direct la arbore cu turbina eoliană reprezintă o soluție robustă, în conversia mecano-electrică a energiei. Lucrarea conține șapte capitole, la menționarea cărora evidențiez contribuțiile originale.

În capitolul întâi se studiază câmpul magnetic din întrefierul mașinii reale și variația tensiunii electromotoare induse în funcție de coeficientul de acoperire polară. Se determină forțele de atracție magnetică dintre rotor și stator, al căror cuplu echivalent trebuie învins la demarare. Pentru mașina echivalentă, cu înfășurări și câmp magnetic în întrefier repartizate sinusoidal în lungul pasului polar, se determină prin calcul aproximativ coeficienții de formă a câmpurilor magnetice de excitație și de reacție pe cele două axe ( $d; q$ ), cu trei grade de precizie. Se determină pentru cele trei cazuri variația tensiunii electromotoare induse în funcție de acoperirea polară. Se calculează eroarea medie raportată în procente față de tensiunea electromotoare indusă a mașinii reale. Aplicarea teoriei celor două axe la mașinile sincrone cu poli aparenti introduce erori [22], de aceea considerațiile teoretice trebuie verificate experimental.

Se elaborează ecuațiile de regim tranzitoriu ale mașinii sincrone excitată cu magneți permanenți la neglijarea pierderilor în fier luând în considerare reacția indusului. Armonicile din forma de undă a tensiunii electromotoare induse pe fază nu trebuie diminuate pentru că acestea nu pătrund în circuitul de utilizare. Generatorul sincron este brevetat [46]. Progresele realizate în domeniul magneților permanenți au permis realizarea unor densități mari de energie magnetică [66], ceea ce extinde aplicarea excitației statice spre gama puterilor medii și mari.

În capitolul doi se determină funcțiile de transfer ale unui generator sincron cu redresor necomandat la funcționarea autonomă în teoria micilor variații, luând în considerare comutația și variația tensiunii la bornele statorice. Se alege metoda de reglare la funcționarea după vânt prin prescrierea valorii cuplului după o caracteristică mecanică dată a turbinei, care a dat bune rezultate în exploatare. Dispozitivul de automatizare este brevetat [2].

În capitolul trei se simulează funcționarea instalației de

conversie autonome (fig.3.1), alcătuită din generator sincron, redresor, variator de curent continuu, baterie și consumator, prin cuprinderea într-o singură ecuație diferențială a ecuațiilor tensiunilor statorice pe două axe ( $d; q$ ) ale generatorului sincron și a ecuației tensiunii la bornele sarcinii.

S-au stabilit ecuațiile care modelează matematic modul de operare al variatorului de curent continuu atât în timpul conectării sarcinii, cât și în timpul pauzei, când se alimentează condensatorul conectat în derivație, la bornele generatorului. Prin elaborarea programelor de calcul numeric al ecuațiilor de regim tranzitoriu electromagnetic al generatorului sincron cu redresor și variator de curent continuu se pune la dispoziția celor interesați un instrument concret de soluționare.

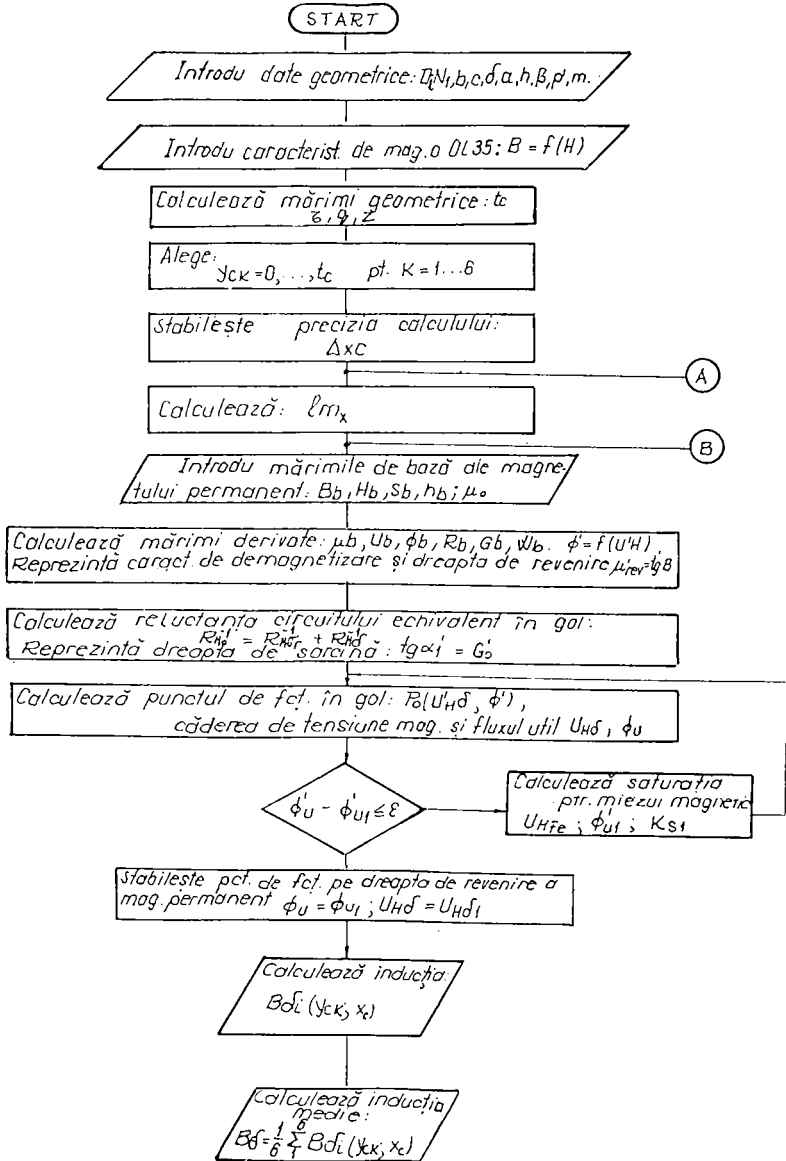
În capitolul patru, instalația experimentală, s-au ridicat caracteristicile externe ale generatorului sincron cu redresor la diferite viteze de antrenare și s-a determinat puterea maximă la borne în funcție de turația de antrenare, în cazul alimentării unei sarcini rezistive. La funcționarea cu dispozitivul de automatizare s-a determinat variația valorilor medii ale tensiunii și curentului la bornele generatorului sincron cu redresor și la bornele bateriei în funcție de turația de antrenare. S-au oscilografiat curenții prin sarcină pentru diferite turații de antrenare și diferite încărcări. Rezultatele experimentale, cu excepția unor oscilații introduse de armonica a cincea și a unor vârfuri introduse de circuitul de stingere a tiristorului principal, concordă cu cele obținute la simularea numerică.

Utilizarea variatoarelor de tensiune cu stingere prin condensator, este limitată de procesul tranzitoriu de încărcare - descărcare al condensatorului care introduce vârfuri în formele de undă a tensiunii și curentului reglat și limitează frecvența de lucru. Variatoarele de tensiune cu stingere pe grilă, realizate cu tranzistoare de putere sau tiristoare GTO, permit frecvențe de lucru mai mari, limitate numai de frecvența de tăiere a dispozitivelor semiconductoare. Reducerea inductanței bobinei de netezire prin creșterea frecvenței de lucru, în condițiile menținerii constante a amplitudinii pulsațiilor curentului la ieșirea variatorului, poate constitui un criteriu energetic care avantajează dispozitivele cu blocare pe grilă în realizarea variatoarelor de curent continuu.

6. ANEXE

Anexa 6.1. Ordinogramele programului de calcul al repartiției inducției magnetice în întrefier la mașina reală.

6.1.1. Ordinograma generală de calcul



6.1.2. Ordinogramele de calcul al lungimii liniilor de câmp magnetic din întrefier

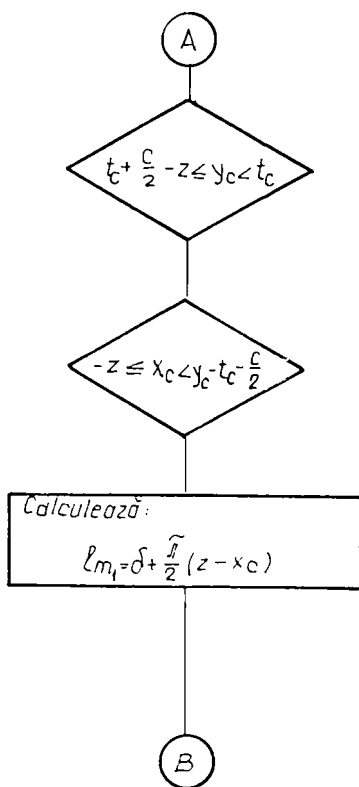


Fig. 6.1. Dinte (-1).

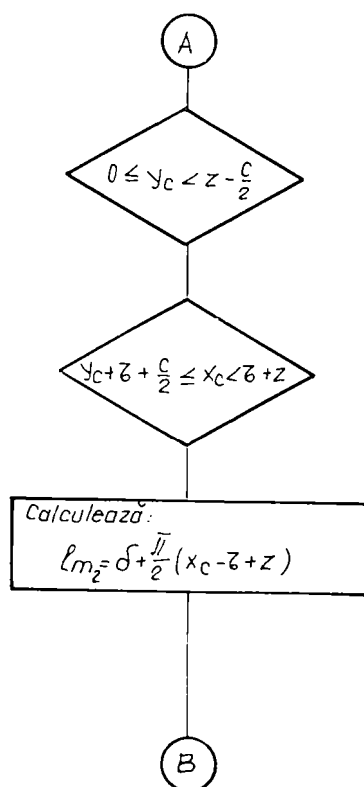


Fig. 6.2. Dinte ( $m_q + 1$ ).

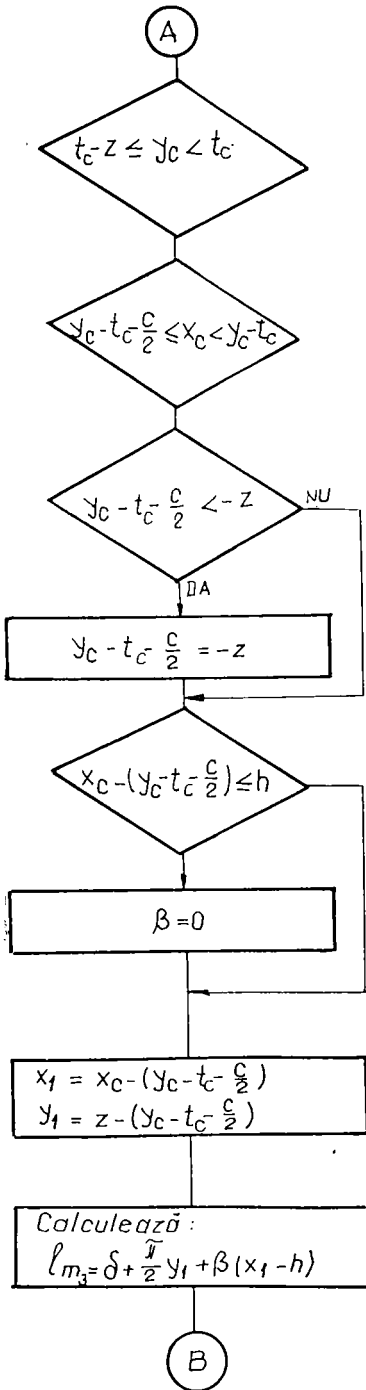


Fig.6.3. Crestătura (0) perete stânga in exteriorul tălpii polare.

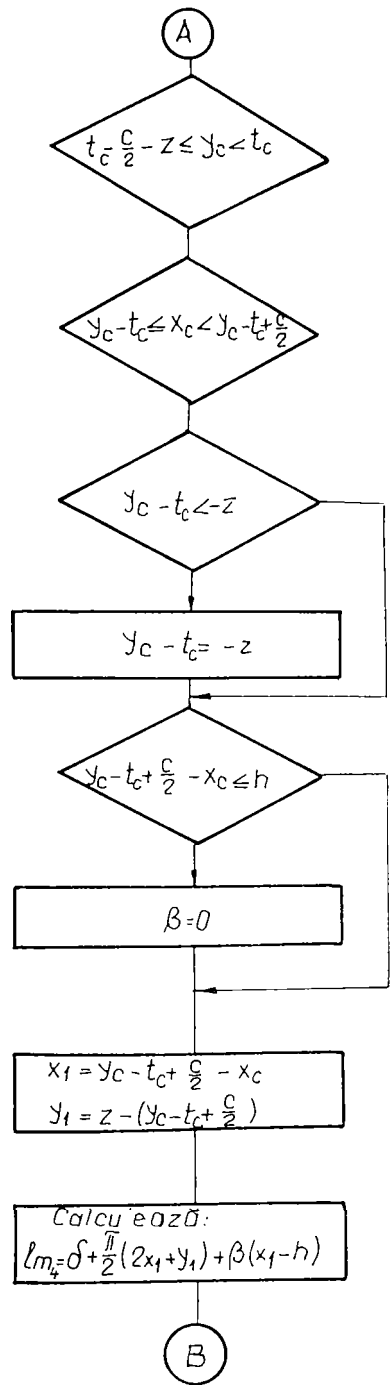


Fig.6.4. Crestătura (0) perete dreapta in exteriorul tălpii polare.



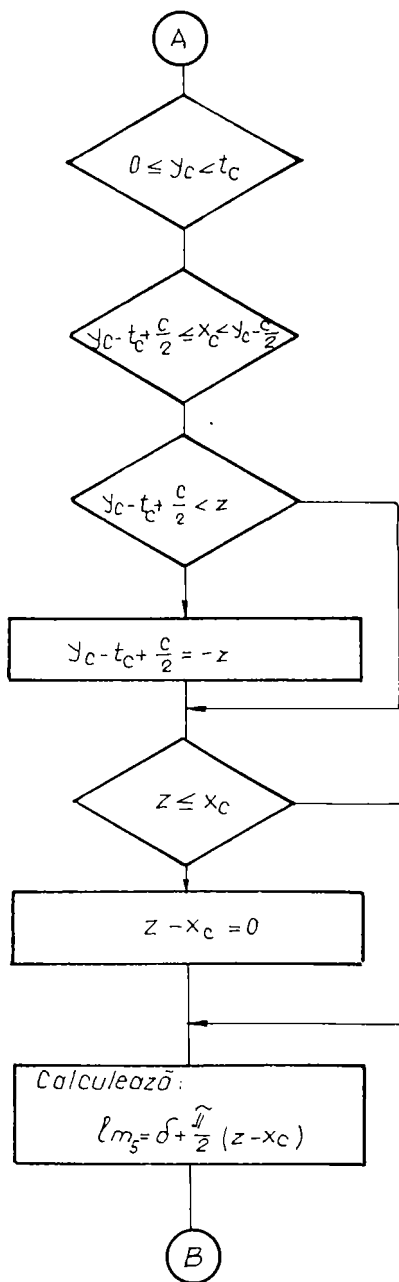


Fig. 6.5. Dinte (0).

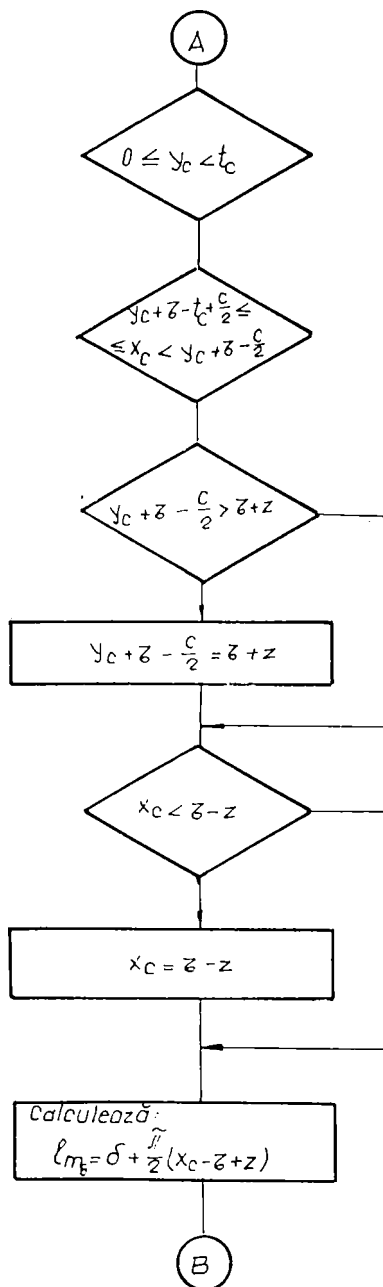


Fig. 6.6. Dinte (mq).

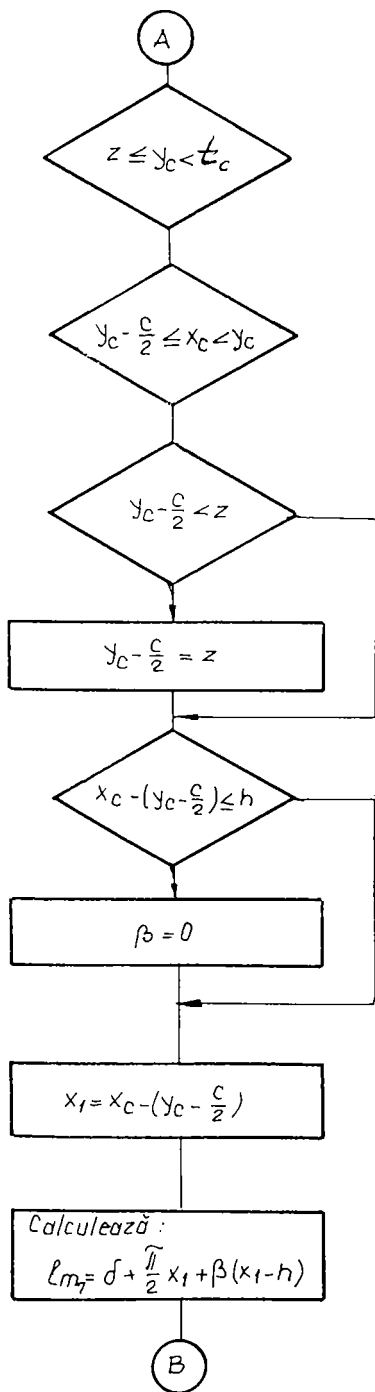


Fig. 6.7. Crestătura (1), perete stânga în dreptul tăpii polare.

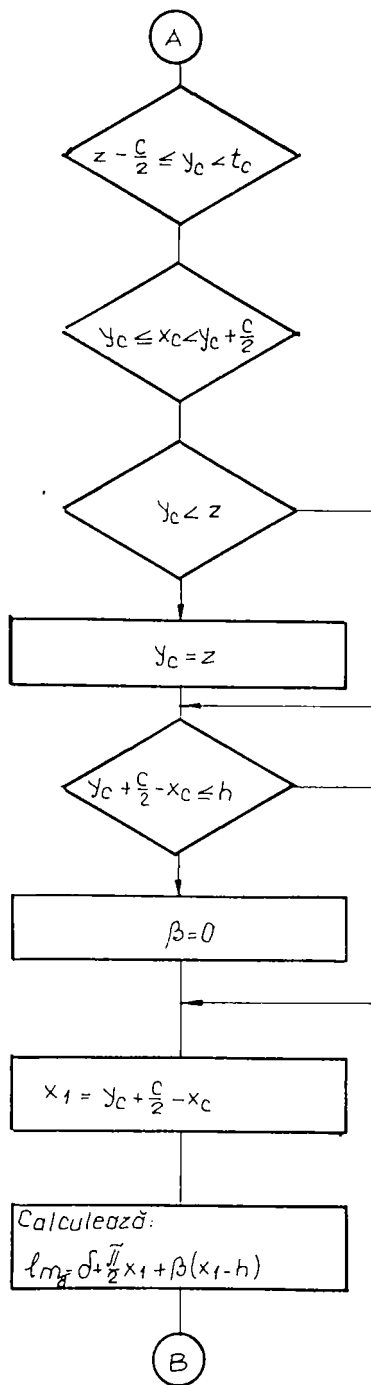


Fig. 6.8. Crestătura (1), perete dreapta în dreptul tăpii polare.

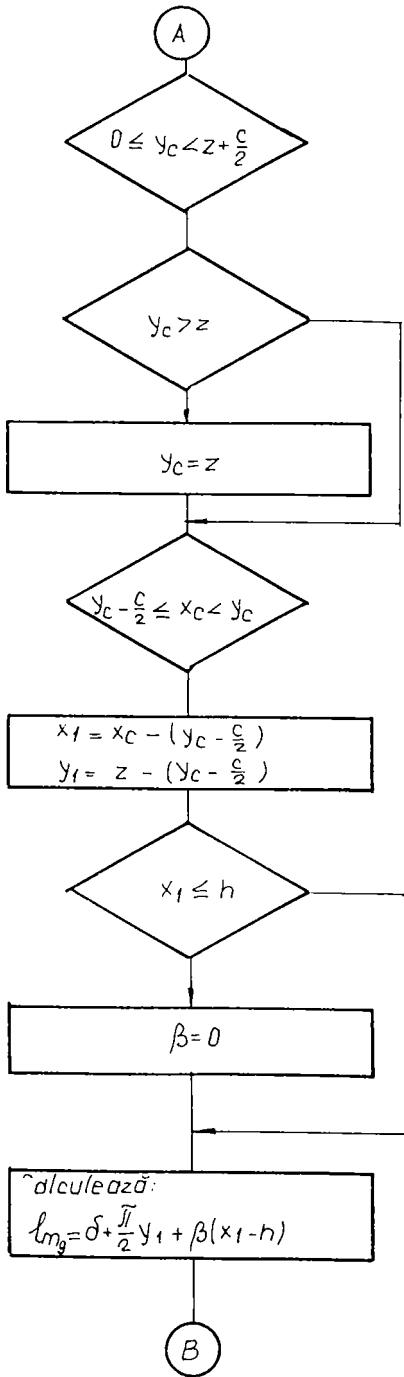


Fig. 6.9. Crestătura (1), perete stânga în exteriorul tălpii polare.

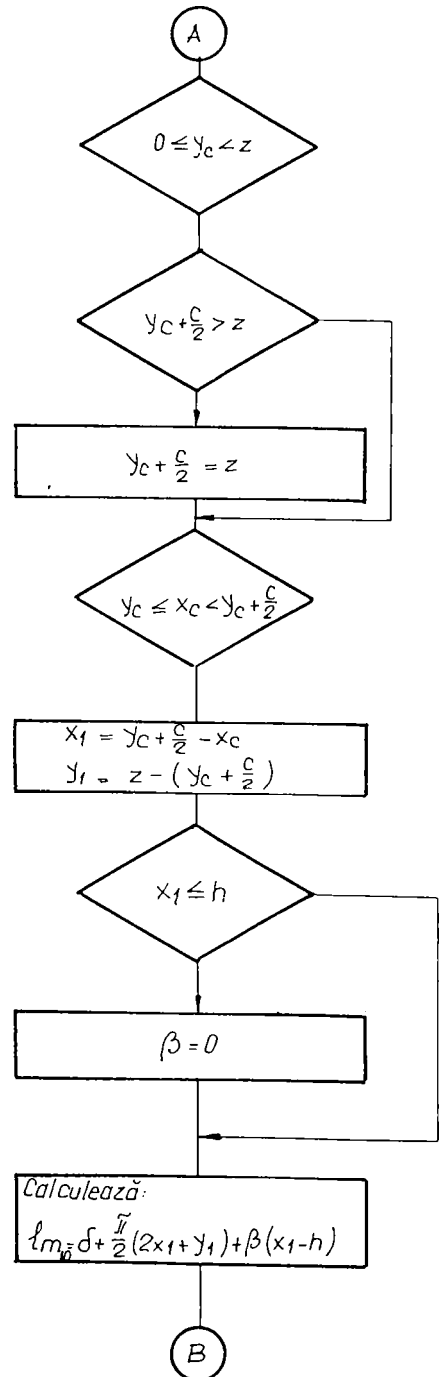


Fig. 6.10. Crestătura (1), perete dreapta în exteriorul tălpii polare.

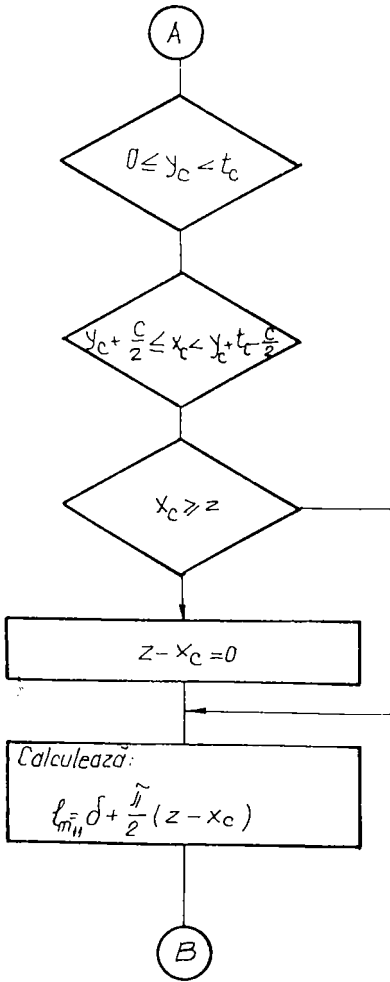


Fig. 6.11. Dinte (1).

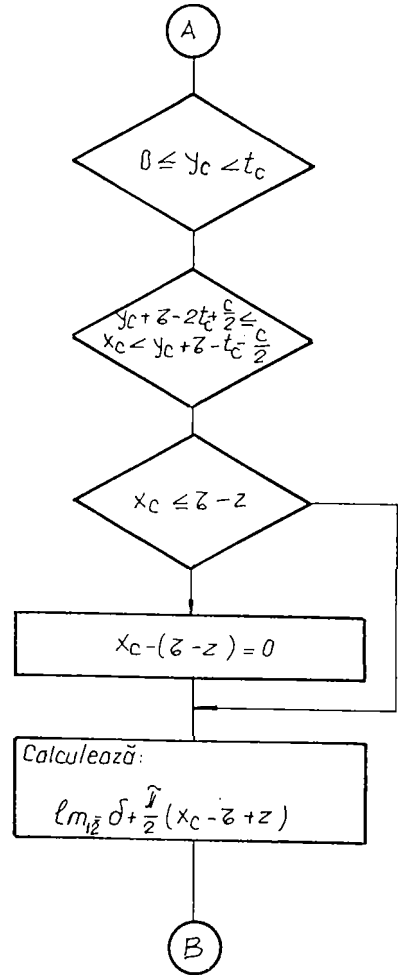


Fig. 6.12. Dinte (mq-1).

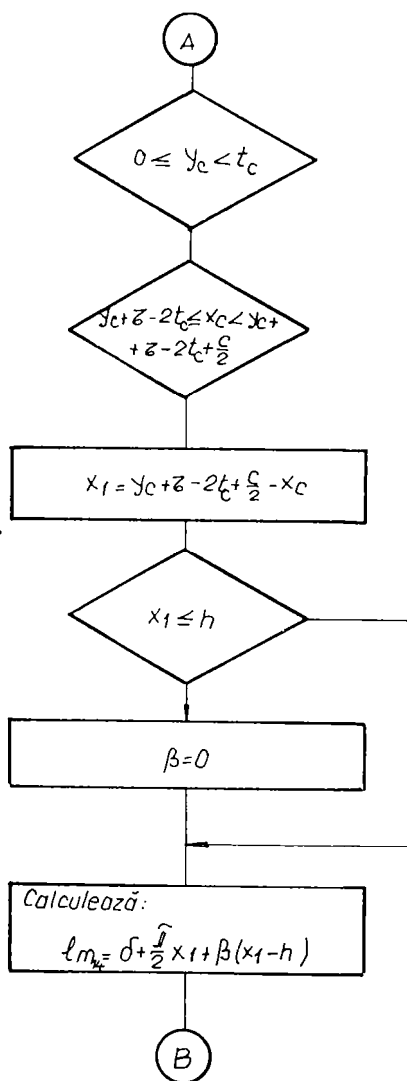
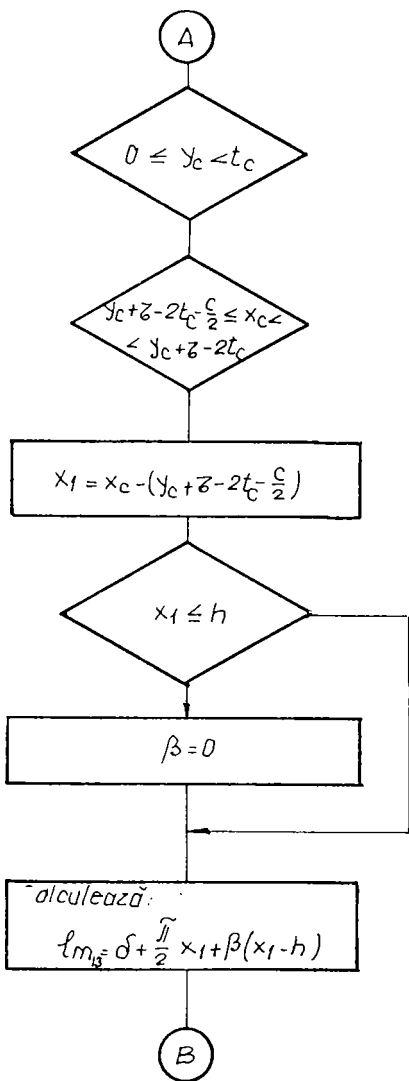


Fig. 6.13. Crestătura (mq-1), perete stânga în dreptul tălpii polare.

Fig. 6.14. Crestătura (mq-1), perete dreapta în dreptul tălpii polare.

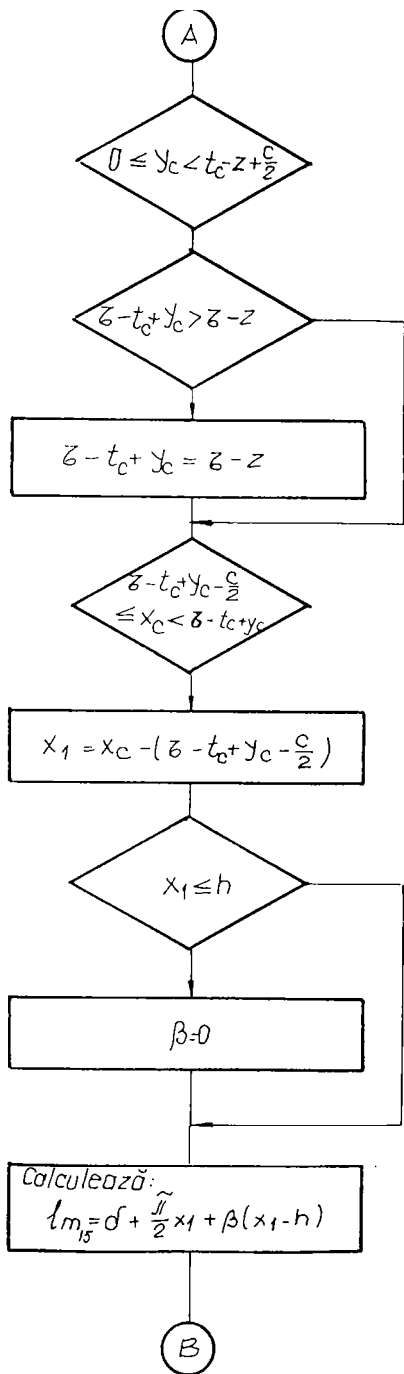


Fig. 6.15. Crestătura (mq),  
 perete stânga în dreptul  
 tălpii polare.

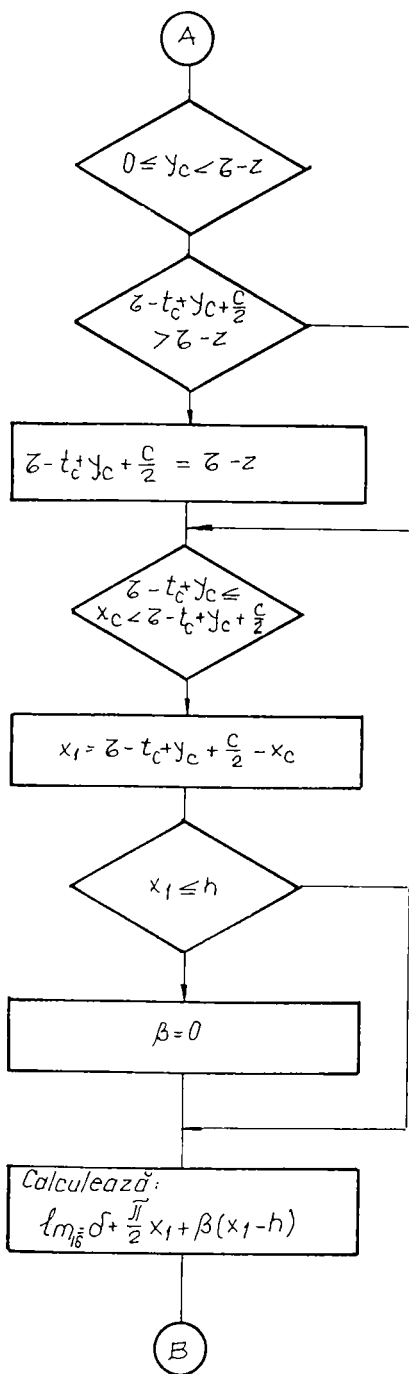


Fig. 6.16. Crestătura (mq),  
 perete dreapta în dreptul  
 tălpii polare.

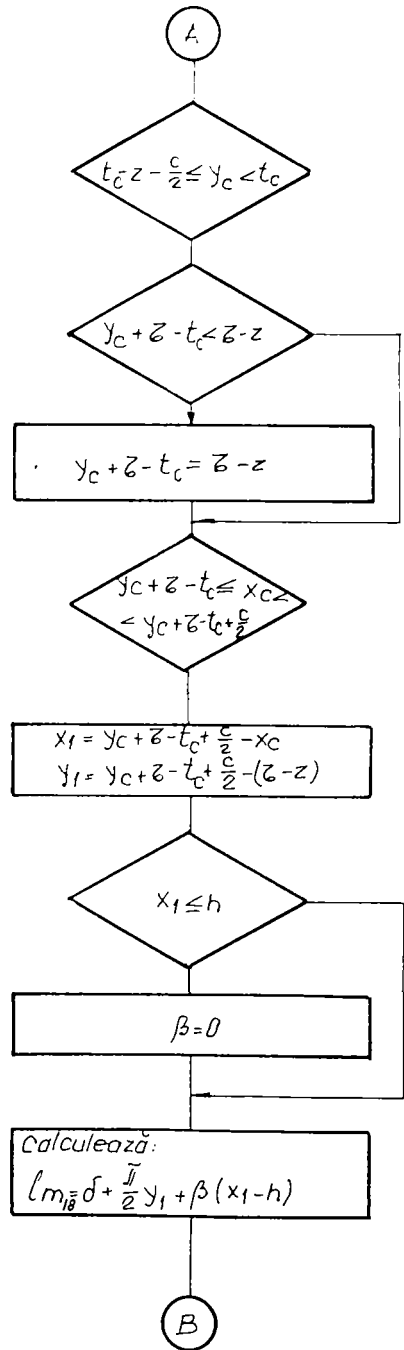
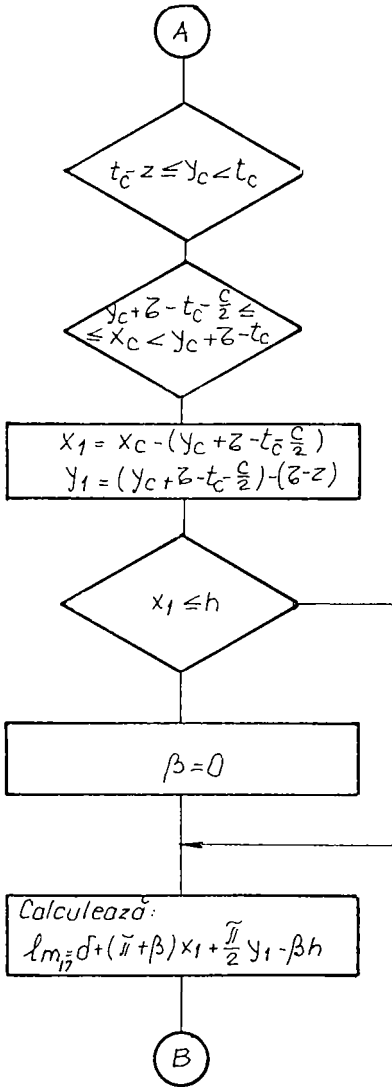


Fig. 6.17. Crestătura (mq), perete stânga în exteriorul tălpiei polare.

Fig. 6.18. Crestătura (mq), perete dreapta în exteriorul tălpiei polare.

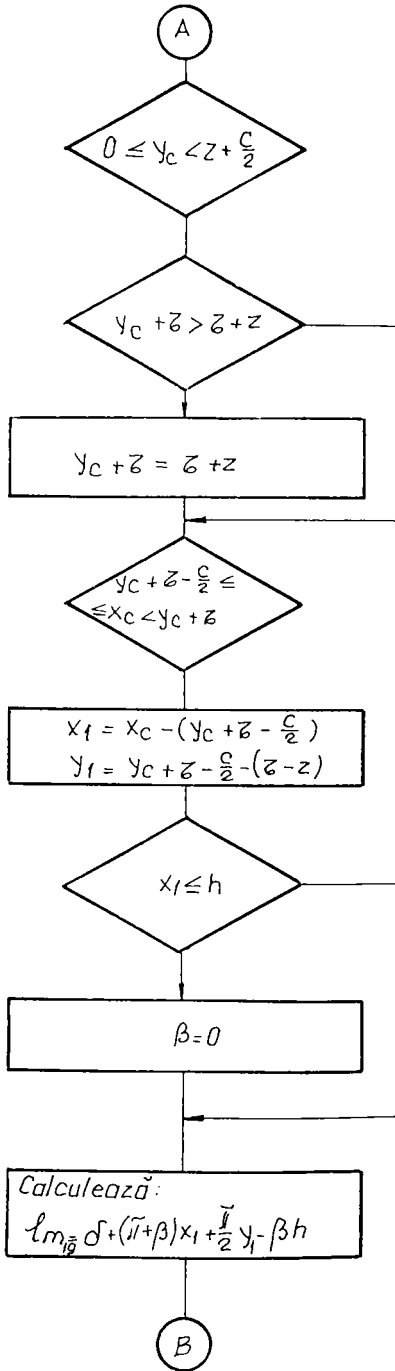


Fig. 6.19. Crestătura (mq+1), perete stânga în exteriorul tălpii polare.

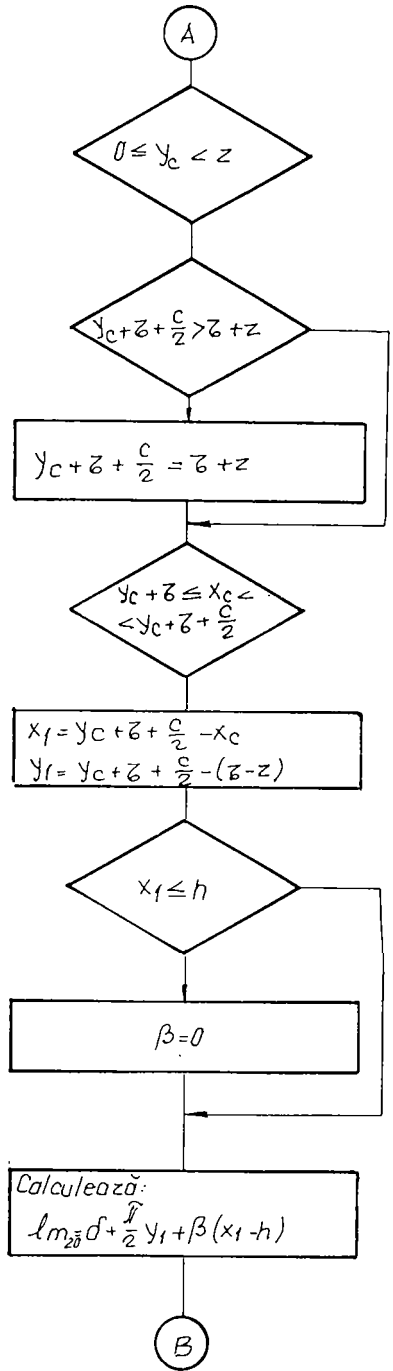
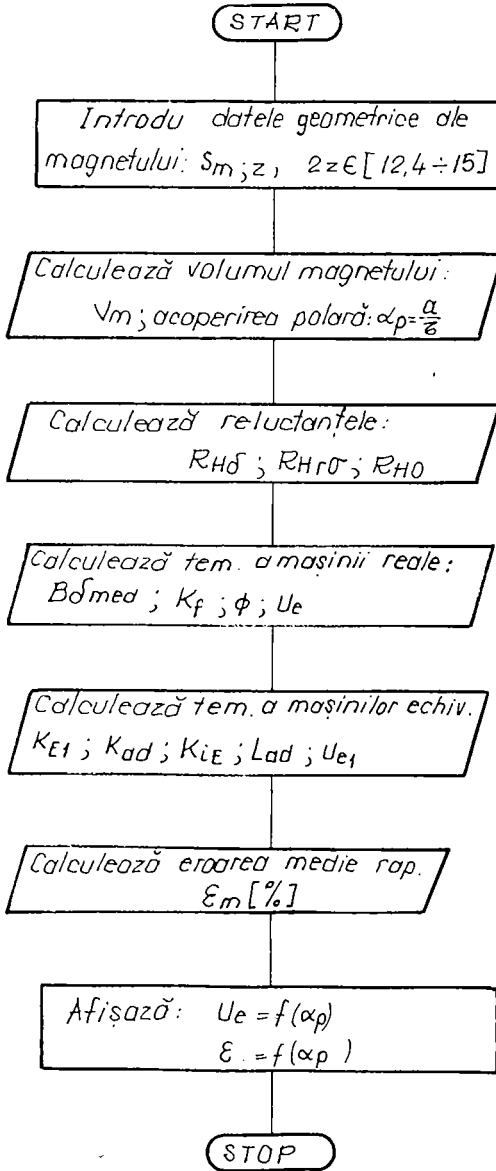


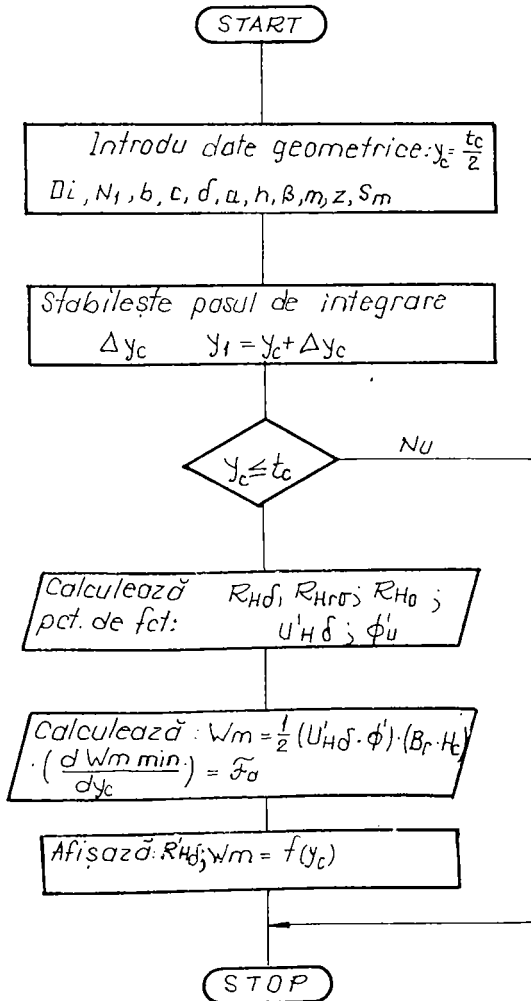
Fig. 6.20. Crestătura (mq+1), perete dreapta în exteriorul tălpii polare.



Anexa 6.2. Ordinograma programului de calcul al variației tensiunilor la borne în gol pentru mașina reală și mașinile echivalente în funcție de acoperirea polară.



Anexa 6.3. Ordinograma programului de calcul al variației reluctanței întrefierului și al densității medii a energiei magnetice pe zona polară.



#### Anexa 6.4. Determinarea variației inducției magnetice în piesa polară.

În paragraful 1.2.3 s-a determinat modul de variație al tensiunii electromotoare induse în înfășurarea de fază statorică, dacă se păstrează constant diametrul exterior al rotorului ( $D_r$ ) și coarda care subîntinde baza mică a trapezului curbiliniu ( $b_i$ ), care reprezintă secțiunea transversală prin piesa polară. Magneții permanenți păstrează un volum aproximativ constant, dar se modifică coeficientul de acoperire polară al mașinii ( $\alpha_p$ ), pentru care s-a determinat variația tensiunii electromotoare (paragraful 1.3.4) induse pe un domeniu în vecinătatea maximumului. Pentru a determina modificarea coeficientului de saturație cu acoperirea polară trebuie calculate căderile de tensiune magnetice în mediile feromagnetice pe o curbă închisă a câmpului magnetic util ( $\Gamma$ ). Porțiunea care își schimbă dimensiunile constructive ( $\alpha_p \tau, h_p$ ) este corpul polului, care este și cea mai solicitată magnetic, pentru că este parcursă de fluxul util și de fluxul de dispersie. Secțiunea transversală prin rotorul mașinii sincrone este reprezentată în fig. 6.21. Deoarece baza mică a trapezului este de peste trei ori mai mare decât

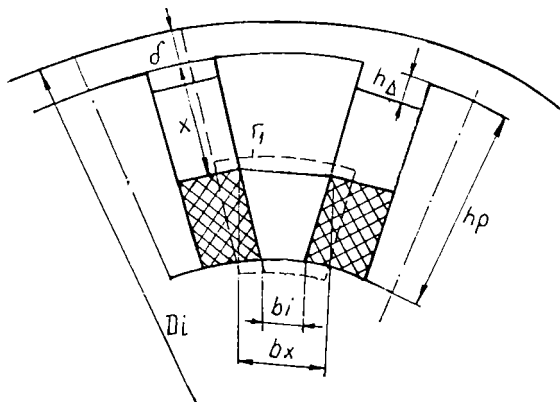


Figura 6.21. Secțiune transversală prin rotorul mașinii.

întrefierul ( $\delta$ ) se neglijează fluxul de dispersie dintre piesele polare pe diametrul interior al calotei cilindrice, care reprezintă suprafața inductorului dinspre axul mașinii. Să aplicăm legea

fluxului magnetic pe suprafața laterală a unui corp care înconjoară în imediata vecinătate partea piesei polare de la vârf până la planul situat la distanța  $x$ . Secțiunea dintre planul transversal și suprafața laterală a corpului susmenționat determină curba închisă  $\Gamma_1$ . Se neglijează câmpul magnetic care se închide între fețele frontale ale piesei polare și mediile feromagnetice înconjurătoare. Legea fluxului magnetic arată că fluxul magnetic care străbate secțiunea  $S_x$  a piesei polare situată la distanța  $(x + \delta)$  de suprafața interioară a armăturii indusului este dat de suprafețele laterale ale părților din cei doi magneti, de la vârf până la secțiunea  $S_x$ , cu care piesa polară are suprafețe de contact. Pe suprafețele de contact intim (rugozitatea celor două suprafețe șlefuite este mică) dintre magnet și piesele polare inducția magnetică este constantă, corespunzătoare punctului de funcționare determinat de intersecția caracteristicii de revenire cu dreapta de sarcină (fig. 1.6). Fluxul dat de partea hașurată a magnetilor permanenți din fig. 6.21 este:

$$\phi(S_x) = 2B_{mg}l_{mg}(h_p - x) \quad (6.1)$$

Fluxul prin suprafața  $S_x$  a piesei polare este:

$$\phi(S_x) = B_{Fe_x}b_xl_{Fe} \quad (6.2)$$

Lățimea piesei polare la distanța  $x$  de întrefier este :

$$b_x = \frac{\pi}{p} \left[ \frac{D_i}{2} - (\delta + x) \right] - 2z \quad (6.3)$$

În relațiile din acest paragraf notațiile utilizate sunt:

$\phi(S_x)$  = fluxul polar prin suprafața situată la distanța  $x$  de întrefier;  $h_p$  = înălțimea piesei polare;  $b_i$  = coarda ce subîntinde baza mică;  $h_p - h_A$  = înălțimea magnetului permanent;  $B_{mg}$  = inducția magnetică a magnetului permanent la distanța  $x$  de întrefier;  $l_{mg}$  = lungimea magnetului permanent;  $l_{Fe}$  = lungimea piesei polare.

Prin aplicarea legii fluxului magnetic pe domeniul

antemenționat, ceea ce impune egalitatea relațiilor (6.1) și (6.2) inducția magnetică în corpul polului la distanța  $x$  de întrefier este:

$$B_{fex} = \frac{2B_{mg}l_{mg}}{l_{fe}} \frac{h_p - x}{\frac{\pi}{p} \left[ \frac{D_i}{2} - (\delta + x) \right] - 2z} \quad (6.4)$$

Relația anterioară se scrie concentrat :

$$\frac{B_{fex}}{B_{mg}} = 2A(x) \quad (6.5)$$

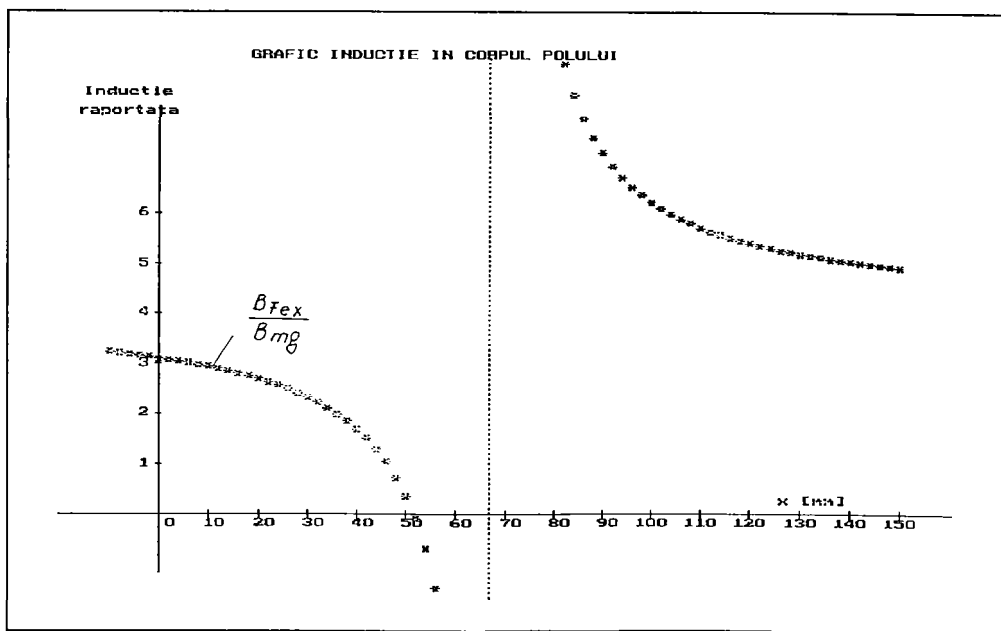


Fig. 6.22. Variația inducției raportate ( $B_{fex}/B_{mg}$ ) în corpul piesei polare.

Reprezentarea grafică a funcției  $2A(x)$ , dependentă numai de mărimile geometrice este dată în fig. 6.22. Domeniul de variație fizic este:  $0 \leq x \leq h_p$ . Se observă că inducția magnetică în fier este zero pe suprafața interioară a rotorului și atinge valoarea maximă

spre întrefier, de peste trei ori mai mare decât inducția magnetului permanent, ceea ce justifică denumirea de concentrator de câmp utilizată în literatura de specialitate [41] pentru piesa polară.

Inducția magnetică medie în piesa polară se calculează aplicând relația lui Simpson:

$$B_{Fe \text{ med}} = \frac{B_{Fe}(x=0) + 4B_{Fe}(x=\frac{h_p}{2}) + B_{Fe}(x=h_p)}{6} \quad (6.6)$$

Dacă se modifică coeficientul de acoperire polară ( $\alpha_p$ ) într-un domeniu în vecinătatea maximumului tensiunii electromotoare induse, astfel încât  $b_i = \text{constant}$ , mărimile constructive care variază au următoarele expresii de calcul:

$$h_p = \frac{p(\alpha_p \tau - b_i)}{\pi} - h_\Delta ; \quad (6.7)$$

$$2z = \frac{\pi}{p} \left( \frac{D_i}{2} - \delta \right) - \alpha_p \tau$$

Calcululele efectuate utilizând relația (6.5) sunt date în tab. 6.1, care arată variația inducției medii în corpul piesei polare în funcție de coeficientul de acoperire polară.

Tabelul 6.1.

CALCUL INDUCȚIE ÎN POL		
$\alpha_{fp}$	Ind.med. rap.	Ind.med. Fier
0.543	2.164	0.513
0.551	2.179	0.513
0.559	2.193	0.514
0.567	2.207	0.514
0.575	2.221	0.514
0.583	2.235	0.514
0.591	2.248	0.514
0.599	2.261	0.514
0.607	2.273	0.513
0.615	2.285	0.513
0.623	2.298	0.512

Concluzie: Inducția medie în corpul piesei polare se menține aproape constantă la modificarea coeficientului de acoperire polară în condițiile și pe domeniul specificat.

Anexa 6.5. Tabele de variație

Tabelul 6.2

Variația reluctanței și a densității medii de energie magnetică la deplasarea unei armături în lungul unui pas de creștătură statoric.

Deplasarea relativă dintre armături pe un pas dentar		
$w_c$	Reluctanța zonei polare	Densitatea de energie magnetică
0.00	2.1612521944E+06	6.5967760177E+03
0.52	2.1614953765E+06	6.5968044129E+03
1.04	2.1621026947E+06	6.5968781739E+03
1.56	2.1629316244E+06	6.5969808108E+03
2.09	2.1638629898E+06	6.5970903887E+03
2.61	2.1596206750E+06	6.5965749570E+03
3.13	2.1463668168E+06	6.5948760690E+03
3.65	2.1263779464E+06	6.5920561017E+03
4.17	2.1035935114E+06	6.5884346722E+03
4.69	2.0831520017E+06	6.5842621204E+03
5.22	2.0718953215E+06	6.5827347066E+03
5.74	2.0718992145E+06	6.5827354608E+03
6.26	2.0831701558E+06	6.5848654097E+03
6.78	2.1036239768E+06	6.5884597688E+03
7.30	2.1264029062E+06	6.5920598192E+03
7.82	2.14636574493E+06	6.5948761800E+03
8.34	2.1596093465E+06	6.5965735869E+03
8.87	2.1638589325E+06	6.5970899023E+03
9.39	2.1629386896E+06	6.5969816627E+03
9.91	2.1621055572E+06	6.5968785209E+03
10.43	2.16149507040E+06	6.5968038443E+03

Tabelul 6.3

Variația tensiunii electromotoare induse în funcție de coeficientul de acoperire polară la mașina sincronă reală.

$\alpha_p = 0.543$	$U_e = 35.211$
$\alpha_p = 0.551$	$U_e = 35.320$
$\alpha_p = 0.559$	$U_e = 36.412$
$\alpha_p = 0.567$	$U_e = 36.486$
$\alpha_p = 0.575$	$U_e = 36.545$
$\alpha_p = 0.583$	$U_e = 36.582$
$\alpha_p = 0.591$	$U_e = 36.598$
$\alpha_p = 0.599$	$U_e = 36.596$
$\alpha_p = 0.607$	$U_e = 36.575$
$\alpha_p = 0.615$	$U_e = 36.534$
$\alpha_p = 0.623$	$U_e = 36.472$



Anexa 6.6. Forma explicită a sistemului de ecuații pentru regimul tranzitoriu electromagnetic al generatorului sincron cu redresor și variator de curent continuu

Pentru o scriere concisă în sistemul de ecuații al instalației în intervalul de conectare a sarcinii (3.36) se notează coeficienții.

$$\begin{aligned}
 D(t) &= (1 + C_{Ed}) L_{ad} A_z^2 + L_{aq} B_z^2 + 3 L_v \\
 E(t) &= L_{ad} A_z \\
 F(t) &= R_v + 2 R_f - 2 \omega A_z B_z [(1 + C_{Ed}) L_{ad} - L_{aq} - 0,5 L_{\sigma}] \\
 G(t) &= \omega L'_b B_z \\
 H(t) &= \omega B_z \Psi'_{Eh0} - U_b [1 + R_{ge} (\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2})] \\
 I(t) &= (1 + C_{Ed}) L_{ad} A_z \\
 J(t) &= \omega (1 + C_{Ed}) L_{ad} B_z \\
 K(t) &= E(t) I(t) - D(t) I'_b
 \end{aligned}
 \tag{6.8}$$

Dacă se introduce necunoscuta:  $w = di_b/dt$ , sistemul sub formă matricială este:

$$\begin{aligned}
 &\begin{vmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & L_q & D(t) & E(t) \\ 0 & 0 & I(t) & L'_b \\ L_g & R_{ge} & 0 & 0 \end{vmatrix} \frac{d}{dt} \begin{vmatrix} w \\ i_b \\ i_g \\ i'_b \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & R_{ge} & F(t) & -G(t) \\ 0 & 0 & -J(t) & R'_b \\ 0 & \frac{1}{C} & -\frac{1}{C} & 0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} w \\ i_b \\ i_g \\ i'_b \end{vmatrix} = \\
 &= \begin{vmatrix} 0 \\ H(t) \\ 0 \\ -\frac{U_b}{C} (\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}) \end{vmatrix}
 \end{aligned}
 \tag{6.9}$$

Prin notarea matricelor sistemul (6.9) este:

$$|A_1(t)| \frac{d}{dt} \begin{vmatrix} w \\ i_b \\ i_g \\ i'_D \end{vmatrix} + |B_1(t)| \begin{vmatrix} w \\ i_b \\ i_g \\ i'_D \end{vmatrix} = |C_1(t)| \quad (6.10)$$

Pentru rezolvare sistemul trebuie adus la forma explicită:

$$\frac{d}{dt} \begin{vmatrix} w \\ i_b \\ i_g \\ i'_D \end{vmatrix} = \alpha(t) \begin{vmatrix} w \\ i_b \\ i_g \\ i'_D \end{vmatrix} + \beta(t) \quad (6.11)$$

Se înmulțește la stânga cu matricea inversă:

$$A_1^{-1}(t) = \begin{vmatrix} -\frac{R_{ge}}{L_g} & 0 & 0 & \frac{1}{L_g} \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{L_g L'_t}{K(t)} & -\frac{L'_D}{K(t)} & \frac{E(t)}{K(t)} & 0 \\ -\frac{L_g I(t)}{K(t)} & \frac{I(t)}{K(t)} & -\frac{D(t)}{K(t)} & 0 \end{vmatrix} \quad (6.12)$$

Matricile - coeficienți ale formei explicite sunt:

$$\alpha(t) = \begin{vmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} & \alpha_{13} & \alpha_{14} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} & \alpha_{23} & \alpha_{24} \\ \alpha_{31} & \alpha_{32} & \alpha_{33} & \alpha_{34} \\ \alpha_{41} & \alpha_{42} & \alpha_{43} & \alpha_{44} \end{vmatrix} ; \quad \beta(t) = \begin{vmatrix} \beta_1 \\ \beta_2 \\ \beta_3 \\ \beta_4 \end{vmatrix} \quad (6.13)$$

Termenii matricilor coeficienți au expresiile :

$$\begin{aligned}
 \alpha_{11} &= -\frac{R_{ge}}{L_g} ; \quad \alpha_{12} = -\frac{1}{C L_g} ; \quad \alpha_{13} = \frac{1}{C L_g} ; \quad \alpha_{14} = 0 \\
 \alpha_{21} &= 1 ; \quad \alpha_{22} = 0 ; \quad \alpha_{23} = 0 ; \quad \alpha_{24} = 0 \\
 \alpha_{31} &= \frac{L_g L'_b}{K(t)} ; \quad \alpha_{32} = \frac{R_{ge} L'_b}{K(t)} ; \\
 \alpha_{33} &= \frac{F(t) L'_b + E(t) J(t)}{K(t)} ; \quad \alpha_{34} = \frac{-G(t) L'_b - E(t) R'_b}{K(t)} \\
 \alpha_{41} &= -\frac{L_g I(t)}{K(t)} ; \quad \alpha_{42} = -\frac{R_{ge} I(t)}{K(t)} ; \\
 \alpha_{43} &= \frac{-F(t) I(t) - D(t) J(t)}{K(t)} ; \quad \alpha_{44} = \frac{G(t) I(t) + D(t) R'_b}{K(t)} \\
 \beta_1 &= -\frac{U_b}{C} L_g \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) ; \quad \beta_2 = 0 ; \\
 \beta_3 &= -\frac{H(t) L'_b}{K(t)} ; \quad \beta_4 = \frac{H(t) I(t)}{K(t)}
 \end{aligned}
 \tag{6.14}$$

Pentru o scriere concisă în sistemul de ecuații al instalației în intervalul de deconectare a sarcinii (3.43) se notează coeficienții:

$$\begin{aligned}
 L(t) &= (1 + C_{Ed}) L_{ad} A_z^2 + L_{aq} B_z^2 + 3 L_v \\
 M(t) &= L_{ad} A_z \\
 N(t) &= R_v + 2R_f - 4 \omega A_z B_z [(1 + C_{Ed}) L_{ad} - L_{aq} - 0,25 L_v] \\
 O(t) &= \omega B_z (2L_{ad} + L'_{D\sigma}) \\
 P(t) &= \frac{1}{C} + 2 \omega^2 (B_z^2 - A_z^2) [(1 + C_{Ed}) L_{ad} - L_{aq} - 0,5 L_v] \\
 Q(t) &= \omega L'_b A_z \\
 R(t) &= \omega^2 A_z \Psi'_{Eh0}
 \end{aligned}
 \tag{6.15}$$

$$S(t) = - \frac{L'_b N(t) + 2 J(t) M(t) + I(t) \left[ O(t) - \frac{M(t)}{T_b} \right]}{T(t)}$$

$$T_b = \frac{L'_b}{R'_b} \quad (6.16)$$

$$T(t) = M(t) I(t) - L(t) L'_b$$

Dacă se introduce necunoscuta:  $x = di_g/dt$  sistemul sub formă matricială este :

$$\begin{vmatrix} 0 & 1 & 0 \\ [L'_b L(t) - M(t) I(t)] & [L'_b N(t) + 2J(t)M(t)] & -[L'_b O(t) + R'_b M(t)] \\ 0 & I(t) & L'_b \end{vmatrix} \cdot \frac{d}{dt} \begin{vmatrix} x \\ i_g \\ i'_b \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & [L'_b P(t) + \omega^2 I(t)M(t)] & -L'_b Q(t) \\ 0 & -J(t) & R'_b \end{vmatrix} \begin{vmatrix} x \\ i_g \\ i'_b \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 \\ L'_b R(t) \\ 0 \end{vmatrix} \quad (6.17)$$

Pentru o scriere concisă se notează matricile:

$$|A_2(t)| \frac{d}{dt} \begin{vmatrix} i_b \\ i_g \\ i'_b \end{vmatrix} + |B_2(t)| \begin{vmatrix} i_b \\ i_g \\ i'_b \end{vmatrix} = |C_2(t)| \quad (6.18)$$

Matricea  $A_2(t)$  se inversează:

$$A_2^{-1}(t) = \begin{vmatrix} S(t) & \frac{1}{T(t)} & \frac{O(t) + \frac{M(t)}{T_b}}{T(t)} \\ -1 & 0 & 0 \\ \frac{I(t)}{L'_b} & 0 & -\frac{1}{L'_b} \end{vmatrix} \quad (6.19)$$

Sub formă explicită sistemul de ecuații este:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} x \\ i_g \\ i'_b \end{pmatrix} = U(t) \begin{pmatrix} x \\ i_g \\ i'_b \end{pmatrix} + V(t) \quad (6.20)$$

Matricile coeficienți ale sistemului (6.20) sunt:

$$U(t) = \begin{pmatrix} u_{11} & u_{12} & u_{13} \\ u_{21} & u_{22} & u_{23} \\ u_{31} & u_{32} & u_{33} \end{pmatrix} ; \quad V(t) = \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \\ v_3 \end{pmatrix} \quad (6.21)$$

Termenii matricilor coeficienți sunt:

$$\begin{aligned} u_{11} &= S(t) ; \\ u_{12} &= \frac{J(t) [ O(t) + \frac{M(t)}{T_b} ] - [ L'_b P(t) + \omega^2 I(t) M(t) ]}{T(t)} ; \\ u_{13} &= \frac{L'_b Q(t) - R'_b [ O(t) + \frac{M(t)}{T_b} ]}{T(t)} \\ u_{21} &= -1 ; \quad u_{22} = 0 ; \quad u_{23} = 0 \\ u_{31} &= \frac{I(t)}{L'_b} ; \quad u_{32} = -\frac{J(t)}{L'_b} ; \quad u_{33} = \frac{1}{T_b} \\ v_1 &= L'_b \frac{R(t)}{T(t)} ; \quad v_2 = 0 ; \quad v_3 = 0 \end{aligned} \quad (6.22)$$

Anexa 6.7. Valorile inițiale pentru regimul tranzitoriu electromagnetic al generatorului sincron cu redresor și variator de curent continuu.

Pentru rezolvarea sistemelor de ecuații diferențiale liniare (6.16) și (6.25) aduse la forma explicită trebuie cunoscute de fiecare dată atât în timpul intervalului de conectare a sarcinii, cât timpul pauzei, valorile inițiale ale necunoscutelor. În cazul unui regim electromagnetic stabilizat valorile inițiale se repetă după fiecare perioadă de tact a variatorului de curent continuu. Se prescrie valoarea inițială a curentului ( $I_{gmin}$ ) pentru intervalul de conectare a sarcinii. Valoarea inițială a curentului ( $I_{gmax}$ ) pentru intervalul de pauză este valoarea finală a curentului din intervalul de conectare a sarcinii.

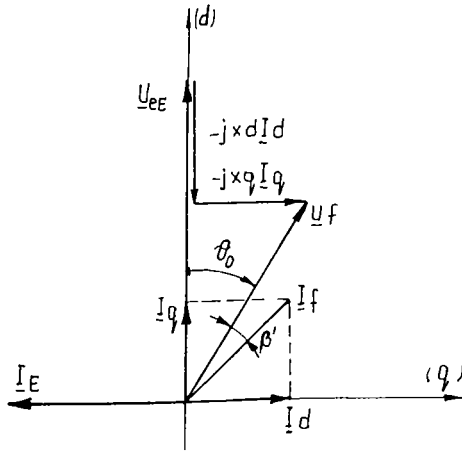


Figura 6.23. Diagrama fazorială simplificată a mașinii sincrone.

Diagrama fazorială simplificată (cu neglijarea pierderilor în fier și a căderilor de tensiune pe rezistențele statorice) a generatorului sincron este reprezentată în fig. 6.23. Se obține următoarea

egalitate:

$$U_f \sin\theta_0 \approx X_q I_q \quad (6.23)$$

Componenta ( $I_q$ ) activă a curentului care încarcă generatorul sincron este:

$$I_q = I_f \cos(\theta_0 + \beta') \quad (6.24)$$

Unghiul intern ( $\theta_0$ ) al mașinii sincrone are expresia:

$$\theta_0 \approx \arctg \frac{\cos\beta'}{\frac{U_f}{X_q I_f} + \sin\beta'} \quad (6.25)$$

Încărcarea mașinii electrice este activă. Unghiul de defazaj inductiv dintre curentul și tensiunea de fază este egal, în cazul redresorului necomandat, cu semiunghiul de comutație ( $\beta' = \gamma/2 \approx 0$ ).

Curentul de fază al mașinii se determină în funcție de curentul mediu care încarcă mașina și de schema redresorului, în cazul nostru în punte trifazată. Tensiunea de fază se determină în funcție de tensiunea medie la bornele redresorului, în sarcină.

$$I_f = \sqrt{\frac{2}{3}} I_{gmed} \quad (6.26)$$
$$U_f = \frac{\pi}{3\sqrt{6}} U_{gmed}$$

Pentru determinarea reactanței pe axa transversală se ține cont de pulsația ( $\omega_1$ ) mărimilor electrice din indus, dependentă de turația de antrenare a generatorului. Curentul mediu ( $I_{gmed}$ ), care încarcă mașina, se calculează prin integrarea numerică a curentului ( $i_g$ ) pe o perioadă de tact ( $T$ ) a variatorului:

$$I_{gmed} = \frac{1}{T} \int_0^T i_g(t) dt \quad (6.27)$$

Tensiunea la bornele generatorului sincron cu redresor ( $u_g$ ) se determină cu relațiile (3.27) și (3.28) în funcție de încărcarea ( $i_g$ ) acestuia. Tensiunea medie redresată ( $U_{gmed}$ ) se calculează prin integrare numerică:

$$U_{gmed} = \frac{1}{T} \int_0^T u_g(t) dt \quad (6.28)$$

Calculul unghiului intern ( $\theta_0$ ) al mașinii sincrone, care corespunde unui anumit curent mediu ( $I_{gmed}$ ) în sarcină se face iterativ, după ordinograma din figura 6.24.

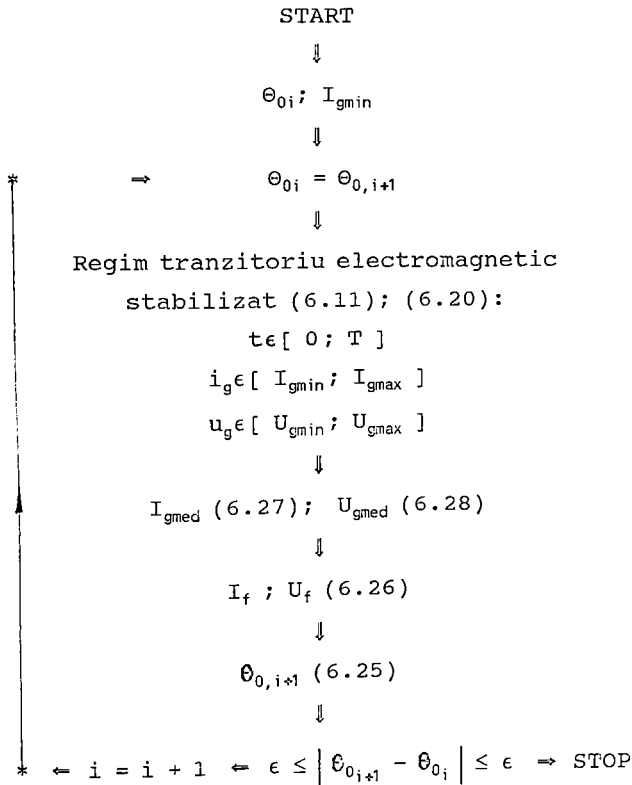


Figura 6.24. Ordinograma de calcul al unghiului intern ( $\theta_0$ )

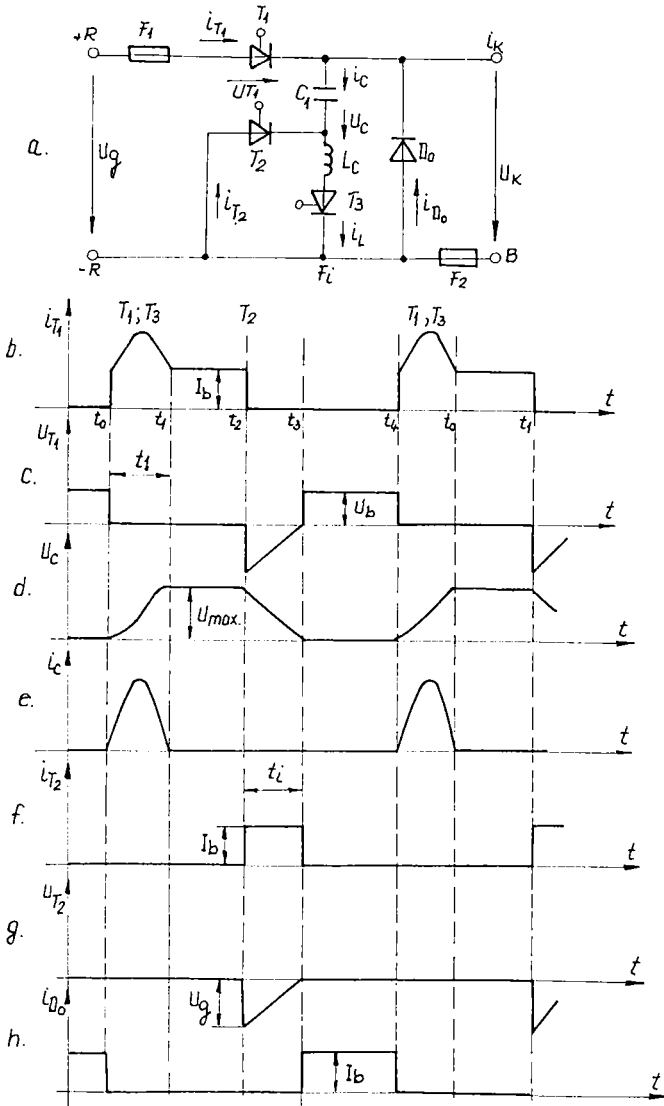
Se obțin valorile unghiului intern (de sarcină) al mașinii sincrone:

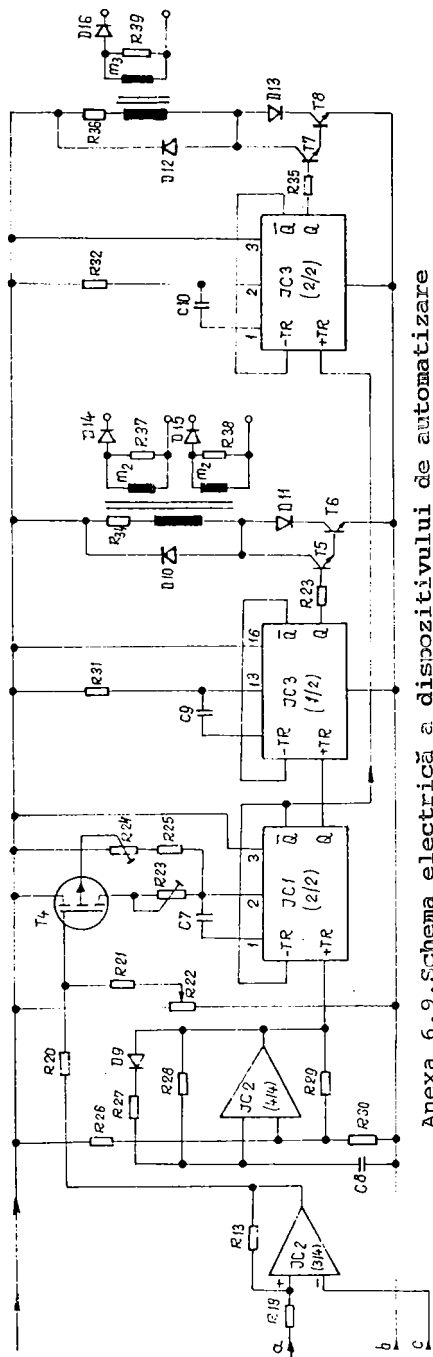
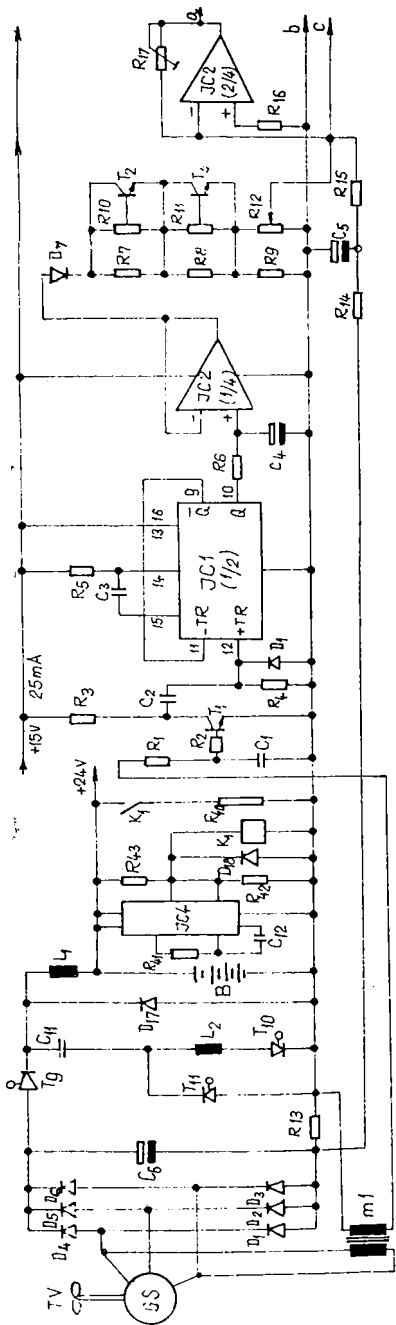
$$\theta_{01} = 0,105 \text{ rad} ; \quad \theta_{02} = 0,279 \text{ rad} ; \quad \theta_{03} = 0,521 \text{ rad.}$$

pentru simulările numerice date în fig. 3.2, 3.3, 3.4.



Anexa 6.8. Schema electrică și diagrama semnalelor pentru variatorul de curent continuu.





Anexa 6.9. Schema electrică a dispozitivului de automatizare

Legendă a componentelor principale:

B = baterie;

$C_6$  = condensator de filtrare;

$C_{11}$  = condensator de stingere;

$D_1 \dots D_6$  = redresor necomandat în punte trifazată;

$D_{17}$  = diodă de nul;

GS = generator sincron trifazat;

$IC_1, IC_3$  = monostabile pentru formarea impulsurilor de comandă a variatorului de curent continuu;

$L_1$  = inductivitate de filtrare;

$L_2$  = inductivitate de stingere;

$m_1$  = traductor pentru măsurarea vitezei de rotație a generatorului;

$m_2; m_3$  = transformatoare de aprindere;

$D_7; R_7 \dots R_{12}; T_2; T_3$  = element de prescriere prin aproximare a caracteristicii mecanice a turbinei eoliene;

$T_9; T_{10}; T_{11}$  = tiristor principal, respectiv auxiliar și de stingere.

## BIBLIOGRAFIE :

1. I.Ardeleanu, şcl. - Circuite integrate CMOS, manual de utilizare. Editura tehnică, Bucureşti, 1986 ;
2. C.Avram ; L.Modran - Dispozitiv pentru reglarea adaptivă a încărcării unui generator electric dintr-o centrală eoliană. brevet de invenție nr. 106906B1/1993, OSIM Bucureşti;
3. R.A. Bautz - Development of a maintenance free 10kW windgenerator. Proceedings Windpower'85, pg 423-428, San Francisco;
4. E. Berinde - Procese tranzitorii generatorul de inducție cu două viteze de rotație într-o instalație aeroelectrică, teză de doctorat, Institutul Politehnic " Traian Vuia " , Timișoara. 1989.
5. U.J.Bichler - Synchrongenerator mit aktiver Dämpfung, Dissertation, TU Braunschweig, 1985 ;
6. I. Boldea ; Gh. Atanasiu - Analiza unitară a mașinilor electrice. Editura Academiei R.S.R, Bucureşti, 1983;
7. J.M. Braun - Stationares und dynamisches Betriebsverhalten von permanentmagnetenregten Synchronmaschinen unter Berücksichtigung der Oberwellen, Dissertation, TU Munchen, 1990.
8. N. Budișan - Teoria sistemelor, vol.II, Litografia I.P."Traian Vuia", Timișoara, 1987;
9. I.K.Buehring ; L.L.Freris - Control policies for wind energy conversion systems, IEE proc., vol.128, Pt.C, No 5, Sep. 1981;
10. E. Burzo - Magneți permanenți, Editura Academiei R.S.R., Bucureşti, 1987;
11. S.Călin;I.Dumitrache - Regulate automate, Editura didactică și pedagogică, Bucureşti, 1985 ;
12. A. Câmpeanu - Mașini electrice, Editura Scrisul Românesc, Craiova, 1988;
13. S.Cedighian - Materiale magnetice, Editura tehnică, Bucureşti,1967;
14. M. Ciugudean - Proiectarea unor circuite electronice, Editura Facla, Timișoara, 1983 ;
15. I. Danilevici - Parametrii mașinilor de curent alternativ, Editura tehnică, Bucureşti, 1966;

16. A.Dekitsch; A.Fritzsckhe - Entwicklung eines 5m -  
-Durchmesser Windenergiekonverters mit vertikaler Drehachse,  
Seminar und Statusreport Windenergie, Julich, 1978 ;
17. J.W. Dekker, and others : A horizontal axis wind turbine after  
8000 hours of operation, European wind energy conference,  
Hamburg, 1984 ;
18. J. Dettling - Digitale Simulation der Regelung einer  
Drehzahlvariablen Windenergieanlage, Diplomarbeit,  
TU Braunschweig, 1985 ;
19. C.Diaconescu ; L.Modran - Cercetări privind realizarea unui  
sistem de achiziție și procesare de date pentru optimizarea  
consumurilor energetice, contract nr. 660 B/1994 dintre  
Universitatea din Sibiu și Ministerul Cercetării și Tehnologiei,  
București.
20. T. Dordea - Mașini electrice, Editura didactică și pedagogică,  
București, 1977;
21. T. Dordea - Proiectarea și construcția mașinilor electrice,  
Editura Universității Tehnice din Timișoara, Timișoara, 1983;
22. T. Dordea - La theorie des deux axes pour les machines  
electriques a enroulement repartis par zones - Revue Roumaine  
des sciences techniques, serie Electrotechnique et Energetique,  
38, 2, pg. 235...255, Bucarest, 1993;
23. I. Ernst - Cathor - Drehzahlvariable Windenergieanlage mit  
Gleichstromzwischenkreis und optimum - suchendem Regler,  
Dissertation, T.U. Carolo - Wilhemina zu Braunschweig, 1986;
24. S. Florea, I. Dumitrache șcl. - Electrotehnică industrială și  
automatizări, Editura didactică și pedagogică, București, 1980;
25. I.S. Gheorghiu ; AL. Fransua - Tratat de mașini electrice, vol.  
IV, Mașini sincrone, Editura Academiei R.S.R., București, 1972;
26. M.J.Hoeijmakers - " Simulation of a Synchronous Machine  
with Diode Rectifier by Means of a Network Model " -  
Proc. Int. Conf. on Electrical Machines, Munchen, 1986,  
pp.733-776;
27. V. Ilie; L. Almasi, șcl - Utilizarea energiei vântului, Editura  
tehnică București, 1984 ;
28. N. Iosif, șcl. - Tiristoare și module de putere, catalog,  
Editura tehnică, București, 1984 ;
29. Ivanov; Smolenski - Machines electriques, Edition de  
Moscou, 1980;

30. L.Ixaru - Metode numerice pentru ecuații diferențiale cu aplicații, Editura Academiei RSR, București, 1979;
31. A. Kelemen, M.Imecs - Electronică de putere, Editura didactică și pedagogică, București, 1983;
32. A. Kelemen; M. Imecs - Sisteme de reglare cu orientare după câmp ale mașinilor de curent alternativ, Editura Academiei R.S.R, București, 1989;
33. A.Kelemen; M.Imecs; I.Matlac; G.Titz - Mutatoare, Editura didactică și pedagogică, București, 1981 ;
34. A. Kelemen - Acționări electrice, Editura didactică și pedagogică, București, 1979;
35. K.P.Kovacs; I.Racz - Transiente Vorgänge in Wechselstrom-maschinen, Verlag der ungarischen Akademie der Wissenschaften, Budapest, 1959 ;
36. H.K. Kothe - Praxis solar und windelektrische Energieversorgung, VDI Verlag, Stuttgart, 1980;
37. P.C.Krause - Analysis of Electrical Machinery , Mc.Graw Hill Inc., USA,1986;
38. W. Leonhard - Statistische Analyse linearer Systeme, Teubner, Stuttgart, 1973 ;
39. W. Leonhard : Einführung in die Regelungstechnik, Vieweg, Braunschweig, 1977 ;
40. I. Matlac - Considerations regarding the bridge three - phase rectification circuit external characteristics - Proceedings vol. II, The third national conference on electrical drives pg. B17 - B23, Brașov, 1982;
41. R.Măgureanu; N. Vasile - Motoare sincrone cu magneți permanenți și reluctanță variabilă, Editura tehnică, București, 1982;
42. C.I. Mocanu - Teoria câmpului electromagnetic, Editura didactică și pedagogică, București, 1981;
43. L.Modran - Electrical equipment for autonomous wind turbines, Proceedings of the OPTIM Brașov 1991, vol.I, pg.254...261;
44. L. Modran, D. Volovici, I. Vișa - The Magnetic Adhesion Forces to Permanent Magnet Synchronous Machine, Proceedings of the OPTIM Brașov 1996;
45. L. Modran, D. Volovici, - Permanent Magnet Synchronous Generator with Rectifier - Stability in Autonomous State, Proceedings of ICATE'96 Craiova, 1996;

46. L.Modran - Generator electric, brevet de invenție nr. 107058B1/1993, OSIM București;
47. L.Modran; L.Almasi - Generator electric, brevet de invenție nr. 108127B1/1994, OSIM București;
48. L.Modran - Generator electric trifazat fără perii, brevet de invenție nr. 108832B1/94, OSIM București;
49. L.Modran - Instalație de conversie mecano - electrică pentru turbinele de vânt, contract nr.3/1989 cu ICSITMUA Brașov;
50. J.P.Molly - Windenergie in Theorie und Praxis, Verlag C.F. Muller, Karlsruhe, 1978 ;
51. R. Răduleț ; M. Opanschi - Proiectarea hidrogeneratoarelor și a motoarelor sincrone, Editura tehnică, București, 1980;
52. R. Râpeanu, șcl. - Circuite integrate analogice, Editura tehnică, București, 1983 ;
53. R.Richter - Mașini electrice, vol.I, Editura tehnică, București, 1958;
54. C. Saal ; W. Szabo - Sisteme de acționare electrică. Determinarea parametrilor de funcționare, Editura tehnică, București, 1981;
55. E. Schnieder - Digitale Nachbildung stromrichter gespeisten Maschinen, Archiv fur Elektrotechnik, 61 (1979), s. 199...208;
56. H.J. Schwartz - Digitale Nachbildung eines permanenterregten Stromrichtermotor, Diplomarbeit, T.H.Darmstadt, 1986.
57. E. Seracin ; D. Popovici - Tehnica acționărilor electrice, Editura tehnică, București, 1985;
58. C.Șora - Bazele electrotehnicii, Editura didactică și pedagogică, București, 1982;
59. N.Teodorescu; V. Olaru - Ecuații diferențiale cu derivate parțiale, Editura tehnică, București, 1978;
60. H.S.Tsien - Engineering Cibernetics, Mc Graw Hill, New York, 1954, pg. 214 - 230 ;
61. M. Zechnall - Extremwertregelung am Beispiel der Gemischbildung eines Ottomotors, Dissertation TU Braunschweig, 1972 ;
62. Siemens - Memoratorul inginerului electrician, Editura tehnică, București, 1971;
63. Colectiv nenominalizat - Automatisierung -Brockhaus Verlag, Leipzig, 1975 ;
64. I. Ferite Urziceni - Cătaog de fabricație, București, 1989;
65. Enercon - 40, Cătaog al firmei Enercon GmbH Aurich, 1994;
66. Vakuumschmelzta - Cătaog de fabricație, Hanau, 1992;