

NOȚIUNI DE CONVERSIE ELECTROMECHANICĂ A ENERGIEI

O mașină electrică este un *convertor electromecanic* de energie, care transformă energia electrică în energie mecanică când funcționează în *regim de motor* și invers, energia mecanică în energie electrică când funcționează în *regim de generator*.

Transformarea energiei are loc prin intermediul *câmpului magnetic* care se închide într-un circuit realizat din materiale magnetice.

Câmpul magnetic poate fi produs de către:

- **Magneți permanenți** – cazul mașinilor *magnetoelectrice* la care câmpul magnetic inductor (de excitație) este produs de magneți permanenți (excitație cu MP).
- **Electromagneți** – cazul mașinilor *electromagnetice*, la care câmpul magnetic de excitație este produs de curenții care circulă prin înfășurările de excitație ale mașinii (excitație electromagnetice).

1. Proprietăți ale materialelor magnetice

Materialele magnetice ce compun circuitele magnetice ale mașinilor electrice se clasifică în funcție de caracteristicile lor în: *materiale magnetice moi* și *materiale magnetice dure*. Comportarea unui material într-un câmp magnetic este definită de caracteristica inducție magnetică sau magnetizație (**B**) în funcție de intensitatea câmpului magnetic (**H**), caracteristică denumită *ciclu de histerezis* (figura 2.1).

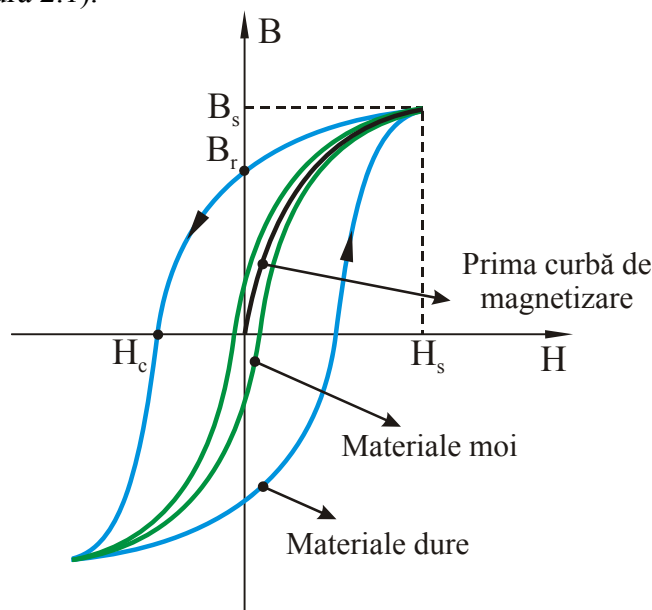


Fig. 2.1. Ciclu de histerezis

Materialele magnetice moi, se caracterizează prin inducție remanentă (**B_r**) mică, inducție de saturație (**B_s**) relativ mare, câmp magnetic coercitiv (**H_c**) mic, ciclul de histerezis îngust și pierderi mici prin histerezis și curenți turbionari.

Valoarea câmpului magnetic de saturație (**H_s**) este comparabilă în cele două cazuri.

După cum se cunoaște, există două tipuri de magnetizație, permanentă (existentă în stare pură în natură) și temporară (dependentă de existența unui câmp magnetic exterior).

$$\overline{M}_t = \chi_m \cdot \overline{H} \quad (2.1)$$

Relația de mai sus este valabilă pentru medii liniare, omogene și izotrope, constanta (adiimensională) care apare fiind denumită *susceptibilitate* sau *susceptivitate magnetică*.

Pentru medii neliniare, această mărime este funcție de intensitatea câmpului magnetic.

În cazul materialelor anizotrope, mărimea respectivă devine un tensor.

$$\overline{M}_t = \chi_m(\overline{H}) \cdot \overline{H}, \quad (2.2.)$$

$$\overline{M}_t = \overline{\chi}_m \cdot \overline{H} . \quad (2.3.)$$

Altfel spus, pentru materialele anizotrope, magnetizația temporară este dependentă de direcția de aplicare a câmpului magnetic. De exemplu, poate apărea o magnetizație pe o anumită direcție (de exemplu x în coordonate carteziene) deși câmpul este aplicat pe direcția z .

În funcție de mărimea susceptivității magnetice, materialele magnetice se pot împărți în diamagnetice, paramagnetice, feromagnetice, ferimagnetice și antiferomagnetice.

I. Materialele diamagnetice au susceptivitatea magnetică foarte mică și negativă, de ordinul $10^{-3} - 10^{-5}$. În consecință, permeabilitatea magnetică μ a acestor materiale este mai mică decât cea a vidului, dar rămâne foarte apropiată de aceasta.

$$\mu = \mu_0 (1 + \chi_m) \cong \mu_0 . \quad (2.4)$$

Exemple: argint, cupru, zinc, sulf, fosfor, siliciu.

Acest gen de materiale sunt respinse atunci când sunt introduse într-un câmp magnetic.

II. Materialele paramagnetice se caracterizează printr-o susceptivitate magnetică foarte mică, dar pozitivă, de ordinul $10^{-3} - 10^{-5}$. Permeabilitatea lor magnetică este supraunitară, dar rămâne totuși apropiată de unitate.

Exemple: oxigen, oxid de azot, seleniu, titan, vanadiu, crom, mangan, pământuri rare.

Acest gen de materiale sunt atrase atunci când sunt introduse într-un câmp magnetic mai intens.

III. Materialele feromagnetice sunt acele materiale la care susceptivitatea magnetică (și deci și permeabilitatea) nu mai sunt constante, depinzând de intensitatea câmpului magnetic stabilit în interiorul lor și are valori mult mai mari decât la materialele magnetice liniare. La foarte multe materiale utilizate azi în tehnică, $\mu = (10^4 - 10^5) \mu_0$.

De asemenea, permeabilitatea magnetică a acestor materiale nu depinde doar de factorii fizici de mediu și de structură dar și, paradoxal, de procesul tehnologic de obținere a acestor materiale precum și de antecedentele (istoria trecută) stării de magnetizare a corpului.

La materialele feromagnetice, dependența reciprocă a inducției magnetice B și a intensității câmpului magnetic H are forma de *ciclu de histerezis*, prezentat în figura 2.1. Pentru acest tip de materiale, în practică se utilizează curba tehnică de magnetizare, trasată ca loc geometric al vârfulor ciclurilor de histerezis, corespunzătoare diferitelor valori maxime ale intensității câmpului magnetic aplicat.

Din categoria materialelor magnetice moi fac parte fierul tehnic, fonta, oțelul, aliajele de Fe-Si, Fe-Ni, Fe-Co cu eventuale adaosuri.

Deoarece pierderile de putere necesare magnetizării sunt mici, materialele magnetice moi se utilizează, în electrotehnică, în special la realizarea circuitului magnetic (miezurilor magnetice) al mașinilor, aparatelor și transformatoarelor electrice.

Materialele magnetice dure se caracterizează prin faptul că ciclul lor de histerezis este larg, ele magnetizându-se și demagnetizându-se foarte greu și având un câmp magnetic coercitiv foarte mare. Din acest motiv, aceste materiale sunt utilizate la fabricarea magneților permanenți, aceștia având o largă utilizare: inductoare ale generatoarelor de medie și mică putere, elemente de excitație ale ale micromașinilor electrice, elemente componente de bază în unele dispozitive de prindere și ridicare a greutateților metalice, în echipamente electronice, în construcția unor aparate de măsurat.

Din categoria acestor materiale fac parte unele oțeluri aliate și oțeluri-carbon, diferite aliaje pe bază de Fe-Ni-Al, V-Cr sau metale prețioase.

IV. Materialele ferimagnetice (ferite) au proprietăți comparabile cu cele ale materialelor feromagnetice, dar se deosebesc de acestea printr-un pronunțat caracter semiconductor.

Feritele sunt de regulă compuși ai unor metale bivalente cu oxidul de fier. Ele se realizează atât ca materiale magnetice moi (feritele de zinc, cadmiu, mangan, magneziu, etc) dar și ca materiale magnetice dure (bariu, cobalt, plumb). Deoarece conductivitatea lor este mică în comparație cu materialele feromagnetice, la ferite, pierderile prin curenți turbionari devin neglijabile.

Din acest motiv, feritele pot substitui materialele feromagnetice în construcția miezurilor micromașinilor electrice. Ele sunt singurele materiale utilizate în construcția unor echipamente care lucrează în înalta frecvență: antenele magnetice ale releelor, capetele magnetice de înregistrare, bobine de șoc și de inductanță, generatoare de impuls, multiplicatoare de frecvență, etc.

Un neajuns al feritelor îl constituie sensibilitatea lor mare în raport cu temperatura.

V. Materialele antiferomagnetice prezintă proprietăți mult mai puțin importante (caracteristici magnetice mai slabe decât la materialele feromagnetice sau ferite).

2. Energia câmpului magnetic

Se considerăm o bobină de formă toroidală, formată din N spire și alimentată la o t.e.m. e . Energia electrică debitată de sursă în intervalul de timp dt este:

$$dW = e \cdot i \cdot dt . \quad (2.5)$$

Pe seama acestei energii, în bobină ia naștere un câmp dH . Când curentul prin bobină variază de la $0 \rightarrow i$, câmpul magnetic evoluează de la $0 \rightarrow H$ și corespunzător variază și fluxul magnetic. Datorită variației în timp a fluxului magnetic, apare o t.e.m de autoinducție care tinde să echilibreze în fiecare moment t.e.m a sursei. T.e.m de autoinducție se poate scrie:

$$|e_i| = L \frac{di}{dt} , \quad (2.6)$$

în care L reprezintă inductanța bobinei.

Energia electrică debitată de sursă și înmagazinată în bobină sub formă de energie magnetică va fi:

$$W = \int_0^i L \cdot i \cdot di = \frac{1}{2} Li^2 . \quad (2.7)$$

Ținând cont că:

$$\Psi = L \cdot i \quad (2.8)$$

și că fluxul care străbate cele N spire ale bobinei, se poate scrie și sub forma:

$$\Psi = B \cdot N \cdot S , \quad (2.9)$$

S fiind secțiunea transversală a bobinei, rezultă:

$$W = \frac{1}{2} \Psi \cdot i = \frac{1}{2} N \cdot B \cdot i \cdot S . \quad (2.10)$$

Pe de altă parte, intensitatea curentului se poate exprima cu ajutorul teoremei lui Ampère:

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = N \cdot i \Rightarrow H \cdot l = N \cdot i \Rightarrow i = \frac{H \cdot l}{N} . \quad (2.11)$$

Prin urmare, expresia energiei magnetice va fi de forma:

$$W = \frac{1}{2} N \cdot B \cdot S \frac{H \cdot l}{N} = \frac{1}{2} B \cdot H \cdot V , \quad (2.12)$$

în care $V = S \cdot l$, reprezintă volumul în care este concentrat câmpul magnetic.

Densitatea de energie magnetică în volumul în care este concentrat câmpul magnetic se exprimă prin:

$$w = \frac{W}{V} = \frac{1}{2} B \cdot H = \frac{1}{2} \mu_0 H^2 , \quad (B = \mu_0 H) . \quad (2.13)$$

Relația (2.13) demonstrează faptul că energia magnetică corespunzătoare unității de volum va fi egală cu triunghiurile hașurate din figura 2.2. Pentru a se obține un anumit flux Ψ , care să asigure o anumită valoare a inducției B , este necesar să se comunice materialului ce trebuie magnetizat o energie magnetică mult mai mică în cazul în care acest material este de natură feromagnetică. (Aria cuprinsă între dreapta orizontală $\Psi = const.$, axa ordonatelor și caracteristica de magnetizare a materialului feromagnetic este mult mai mică decât aria cuprinsă între dreapta $\Psi = const.$, și caracteristica de magnetizare a materialului neferomagnetic – de exemplu caracteristica liniară a aerului). În consecință, în circuitele magnetice trebuie să se limiteze spațiile de aer sau de alte materiale neferomagnetice, adică trebuie să se limiteze dimensiunile întrefierurilor.

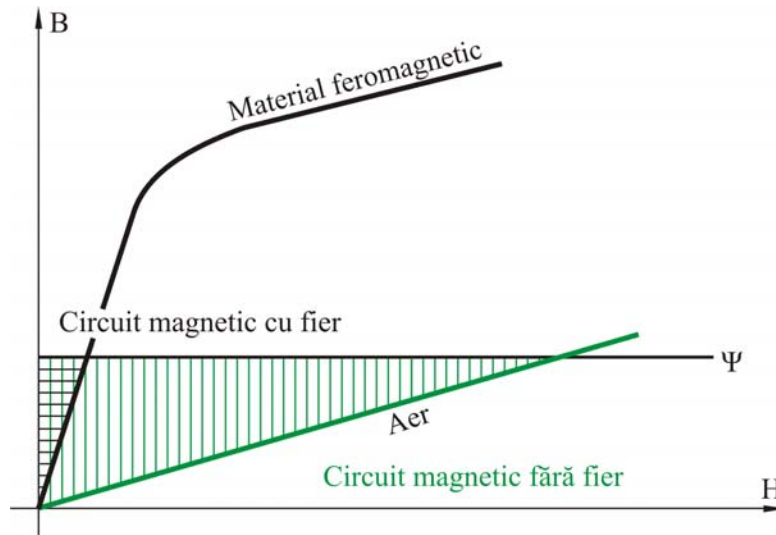


Fig. 2.2. Energia magnetică specifică unității de volum pentru materiale feromagnetice și neferomagnetice.

În figura 2.3. se prezintă situația unei mașini electrice care prin construcție prezintă un circuit magnetic prevăzut cu întrefier, în comparație cu un circuit magnetic fără întrefier.

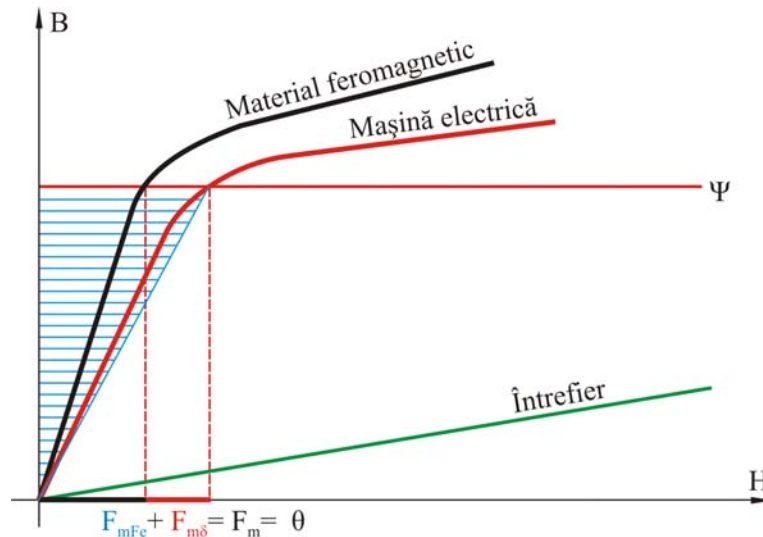


Fig. 2.3. Energia magnetică necesară unei mașini electrice în comparație cu un circuit magnetic fără întrefier.

Conform figurii 2.3, pentru a se obține fluxul Ψ , în cazul unui circuit magnetic cu întrefier (cazul mașinilor electrice), forța magnetomotoare necesară va fi:

$$F_m = F_{mFe} + F_{m\delta} \quad (2.14)$$

Deoarece: $F_m = N \cdot i = \theta$ (solenanția), dacă numărul de spire N al înfășurării care produce câmpul magnetic este constant, pentru a produce același flux magnetic Ψ , în cazul circuitelor magnetice cu întrefier, trebuie mărit curentul care străbate înfășurarea.

În cazul magneților permanenți, solenanția va fi de forma:

$$\theta = H_c \cdot l_{MP} \quad (2.15)$$

în care H_c este valoarea câmpului magnetic coercitiv, iar l_{MP} este lungimea magnetului permanent.

În cazul câmpului produs de armătura unei mașini electrice prevăzută cu o înfășurare repartizată, solenanția va avea expresia:

$$\theta = N \cdot k_N \cdot i \quad (2.16)$$

în care N – este numărul de spire al înfășurării, k_N – este factorul de înfășurare (de bobinaj), iar i este curentul care străbate înfășurarea respectivă.

În general, se consideră un sistem format din m circuite magnetice. Energia magnetică totală, va fi:

$$W_m = \frac{1}{2} \sum_{\lambda=1}^m i_{\lambda} \Psi_{\lambda} , \quad (2.17)$$

în care Ψ_{λ} reprezintă **fluxul magnetic total**, de forma:

$$\Psi_{\lambda} = \Psi_{\lambda\lambda} + \sum_{\substack{v=1 \\ v \neq \lambda}}^m \Psi_{\lambda v} . \quad (2.18)$$

În relația de mai sus, $\Psi_{\lambda\lambda}$ se numește **fluxul propriu** al circuitului λ (fluxul produs de acest circuit):

$$\Psi_{\lambda\lambda} = L_{\lambda\lambda} \cdot i_{\lambda} , \quad (2.19)$$

în care $L_{\lambda\lambda}$ reprezintă inductanța proprie a înfășurării parcurse de curentul i_{λ} .

Fluxul $\Psi_{\lambda v}$ este **fluxul magnetic de cuplaj**, reprezentând contribuția câmpurilor magnetice produse de celelalte v circuite la fluxul circuitului λ , prin intermediul inductanțelor mutuale $L_{\lambda v}$.

$$\Psi_{\lambda v} = L_{\lambda v} \cdot i_v . \quad (2.20)$$

3. Transformarea energiei electrice în energie mecanică și invers

Fie $d\Psi$ fluxul care străbate un circuit în intervalul de timp dt , în timpul deplasării circuitului. Dacă curentul prin circuit este i , atunci lucrul mecanic efectuat de forțele electromagnetice va fi:

$$dL = F \cdot dx = B \cdot i \cdot dl \cdot dx = i \cdot B \cdot dS = i \cdot d\Psi . \quad (2.21)$$

Dacă existența câmpului magnetic este independentă de timpul în care are loc deplasarea circuitului, în decursul acestei deplasări, t.e.m. indusă va rezulta de forma:

$$e = -\frac{d\Psi}{dt} . \quad (2.22)$$

Această tensiune, apărută datorită deplasării circuitului, va determina o disipare de energie de forma:

$$dW = e \cdot i \cdot dt = -i \cdot d\Psi \Rightarrow dL = -dW . \quad (2.23)$$

Energia electrică produsă prin fenomenul de inducție este egală cu lucrul mecanic pe care forțele exterioare circuitului au trebuit să-l efectueze, pentru a echilibra forțele electromagnetice și să permită deplasarea.

Dacă energia electrică este pozitivă, sistemul se comportă ca un generator. Din contră, dacă energia electrică este negativă, înseamnă că circuitul a absorbit energie electrică, însă a produs lucru mecanic. El se comportă deci ca un motor.

Transformarea energiei electrice în energie mecanică sau invers se realizează numai cu ajutorul câmpului magnetic, care face posibilă desfășurarea fenomenului de inducție electromagnetice.

În cazul unei mașini electrice rotative, transformarea energiei, respectiv producerea cuplului electromagnetic este posibilă dacă energia magnetică depinde de poziția relativă a armăturilor.

În funcție de viteza de mișcare (de viteza de modificare a poziției relative a armăturilor), cuplul electromagnetic se calculează cu:

$$M = \left. \frac{\partial W_m}{\partial \alpha} \right|_{i=ct.} , \quad M = \left. \frac{\partial W_m}{\partial \alpha} \right|_{\Psi=ct.} , \quad (2.24)$$

în care W_m este energia magnetică, iar α reprezintă coordonata care definește poziția relativă dintre cele două armături ale mașinii.

Dacă fluxurile sunt produse de curenți, pentru o mașină cu câte o înfășurare pe fiecare armătură rezultă:

$$W_m = \frac{1}{2} i_1 \cdot (i_1 \cdot L_1 + i_2 \cdot L_{12}) + \frac{1}{2} i_2 \cdot (i_2 \cdot L_2 + i_1 \cdot L_{12}). \quad (2.25)$$

În relația de mai sus, L_1 – este inductanța proprie a armăturii 1, L_2 – este inductanța proprie a armăturii 2, L_{12} – este inductanța mutuală dintre cele două armături, iar i_1 și i_2 sunt curenții care circulă prin înfășurările celor două armături.

Cuplul electromagnetic dezvoltat de mașină va fi:

$$M = \frac{1}{2} i_1^2 \cdot \frac{dL_1}{d\alpha} + \frac{1}{2} i_2^2 \cdot \frac{dL_2}{d\alpha} + i_1 \cdot i_2 \cdot \frac{dL_{12}}{d\alpha}. \quad (2.26)$$

3.1. Mașina electrică cu întrefier constant

Fie mașina cu întrefier constant din figura 2.4.

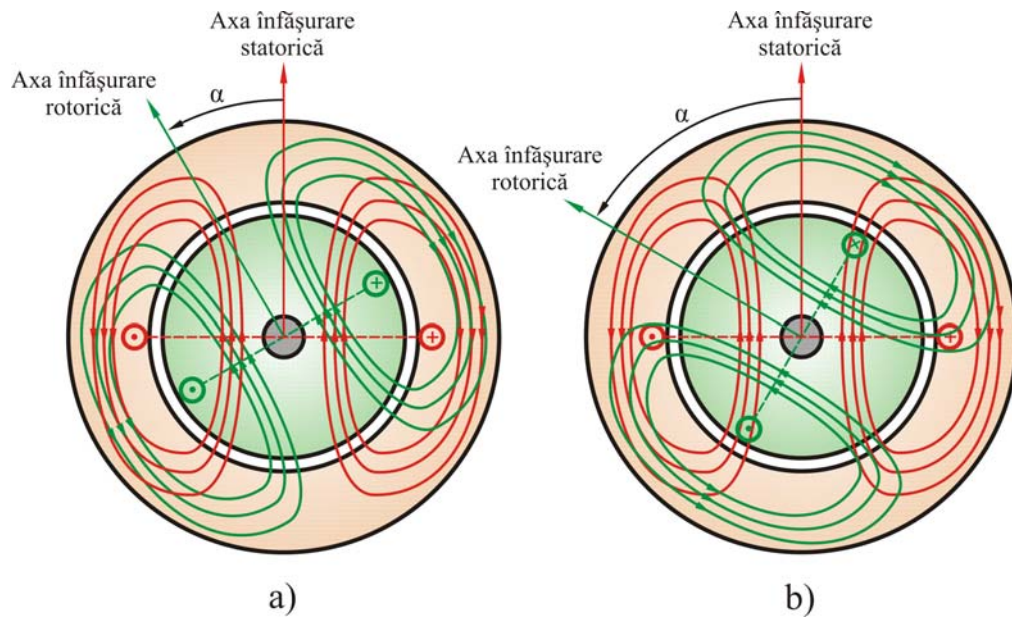


Fig. 2.4. Mașina cu întrefier constant.

Axele magnetice ale înfășurărilor statorică și rotorică sunt decalate în spațiu cu unghiul α . Liniile de câmp ale înfășurării statorice îmbrățișează și conductoarele înfășurării rotorice, producând fluxul de cuplaj magnetic dintre cele două circuite, caracterizat prin inductanța de cuplaj magnetic L_{12} . Același fenomen se desfășoară și în cazul înfășurării rotorice.

Numărul liniilor de câmp ale unei înfășurări care cuprind și înfășurarea plasată pe cealaltă armătură se modifică în funcție de poziția rotorului față de stator, deci în funcție de unghiul α , care caracterizează poziția relativă dintre cele două armături (figura 2.4, a și b). Aceasta înseamnă că fluxul de cuplaj magnetic și respectiv inductanța de cuplaj magnetic L_{12} vor depinde de unghiul α , deci de poziția relativă a celor două armături.

Fluxul magnetic propriu al înfășurării statorice va fi:

$$\Psi_{11} = L_1 \cdot i_1. \quad (2.27)$$

Fluxul magnetic propriu al înfășurării rotorice va fi

$$\Psi_{22} = L_2 \cdot i_2. \quad (2.28)$$

Fluxul magnetic de cuplaj se exprimă prin:

$$\Psi_{12} = L_{12} \cdot i_2. \quad (2.29)$$

Inductanțele proprii L_1 și L_2 sunt constante, nedepinzând de unghiul α , adică de mișcarea rotorului.

Pentru a constata modul în care inductanța de cuplaj variază în funcție de unghiul α , se va presupune o distribuție spațială sinusoidală a câmpului magnetic.

Acceptând această presupunere, inductanța de cuplaj L_{12} va avea forma:

$$L_{12} = L_{12\max} \cos \alpha . \quad (2.30)$$

Dacă rotorul se află în mișcare de rotație cu viteza unghiulară Ω , iar mașina are un număr de p perechi de poli, viteza unghiulară electrică de rotație este:

$$\omega = p \cdot \Omega = p \cdot \frac{2\pi \cdot n}{60} \left[\frac{\text{rot}}{\text{min}} \right] , \quad (2.31)$$

în care n reprezintă turația rotorului. În acest caz, unghiul α se va exprima prin:

$$\alpha = \omega \cdot t + \alpha_0 . \quad (2.32)$$

În relația de mai sus, α_0 reprezintă poziția inițială a rotorului (poziția rotorului la momentul $t = 0$).

Din relația (2.26) se va calcula cuplul electromagnetic dezvoltat de mașină:

$$M = -i_1 \cdot i_2 \cdot L_{12\max} \cdot \sin \alpha . \quad (2.33)$$

Considerând pentru simplificare că $\alpha_0 = 0$, evoluția în timp a cuplului electromagnetic dezvoltat de mașină este prezentată în figura 2.5.

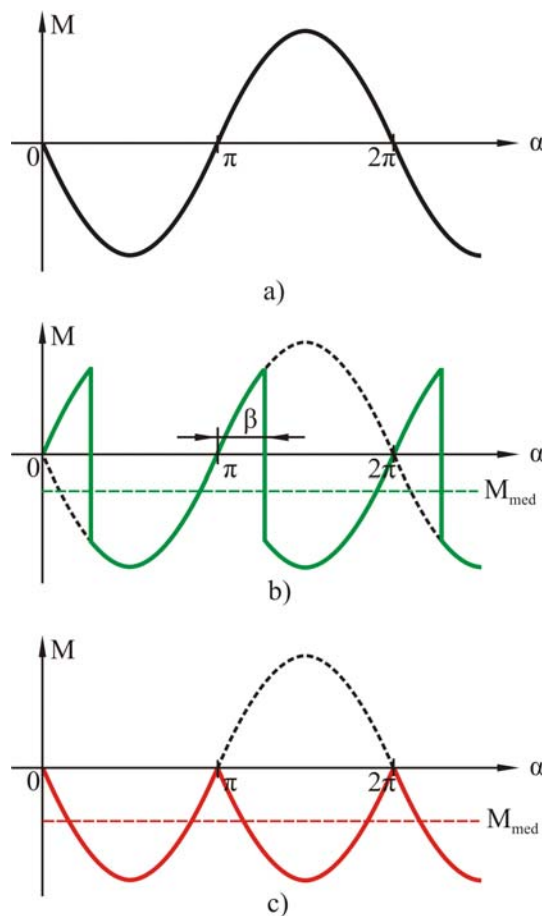


Fig. 2.5. Cuplul electromagnetic dezvoltat de mașină.

Conform figurii 2.5 a, dacă cei doi curenți i_1 și i_2 sunt constanți, cuplul electromagnetic mediu este nul.

Pentru a se obține un cuplu electromagnetic mediu nenul, este necesar ca după momentul $\alpha = \pi$, să se schimbe sensul curentului prin una din cele două înfășurări, adică **unul dintre cei doi curenți să fie alternativ**. Acest lucru este ilustrat în figura 2.5 b, în care sensul unuia dintre cei doi curenți se schimbă cu o întârziere β față de momentul $\alpha = \pi$. Valoarea maximă a cuplului electromagnetic mediu se va obține dacă schimbarea sensului curentului se face chiar în momentul $\alpha = \pi$, după cum este ilustrat în figura 2.5 c.

Momentul schimbării sensului curentului impune valoarea medie a cuplului electromagnetic și pentru aceasta, trebuie să se cunoască poziția momentană a rotorului.

Frecvența curentului alternativ trebuie să fie egală cu frecvența de rotație.

Dacă curentul statoric este continuu, frecvența curentului rotoric va fi dată de:

$$\omega_2 = \omega . \quad (2.34)$$

Dacă curentul rotoric este continuu, frecvența curentului statoric va fi dată de:

$$\omega_1 = \omega . \quad (2.35)$$

Prin generalizarea relațiilor (2.34) și (2.35), se obține:

$$\pm \omega_1 \pm \omega_2 = \pm \omega . \quad (2.36)$$

Relația (2.36) constituie formularea matematică a **condiției de frecvență** pentru transformarea energiei.

• la mașinile fără mișcare (transformator):

$$\omega = 0, \quad \omega_1 = \omega_2 . \quad (2.37)$$

• la mașinile rotative – se aplică relația (2.36).

3.2. Mașina cu întrefier variabil

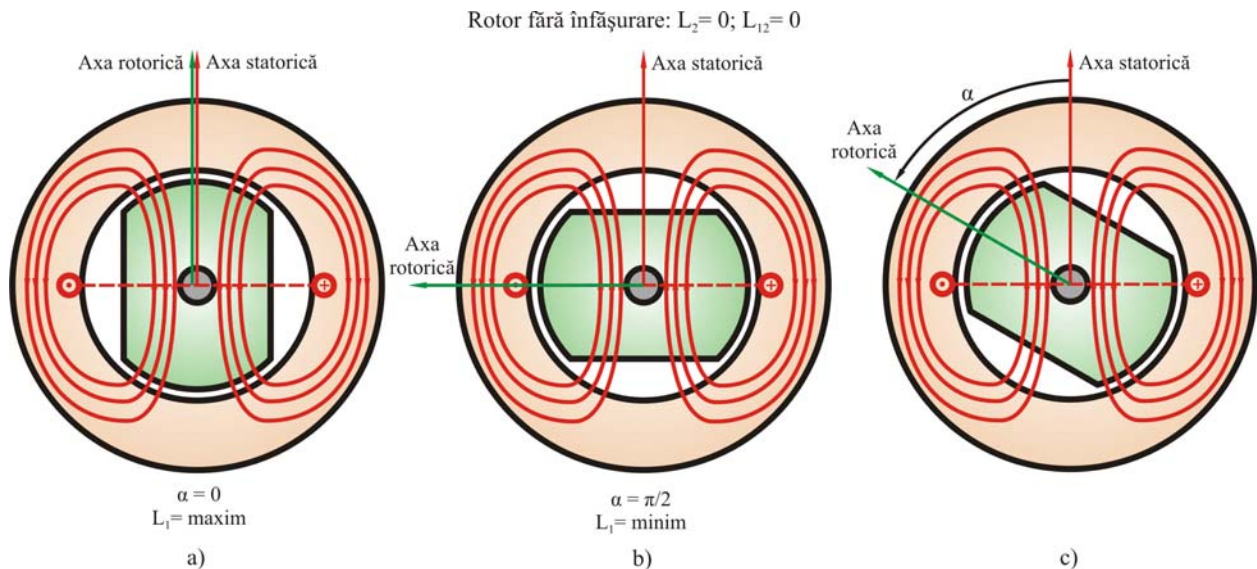


Fig. 2.6. Mașina cu întrefier variabil.

După cum este ilustrat în figura 2.6, datorită formei circuitului magnetic al rotorului, întrefierul mașinii nu mai este constant de-a lungul circumferinței statorului adică de-a lungul coordonatei spațiale α . Dacă $\alpha = 0$ (axele celor două armături coincid), liniile câmpului statoric se închid pe un traseu de reluctanță minimă, ceea ce înseamnă că dacă rotorul este în această poziție, inductanța înfășurării statorice este maximă (figura 2.6, a). În momentul în care poziția rotorului se caracterizează prin $\alpha = \pi/2$, liniile câmpului statoric se închid pe un traseu pentru care întrefierul are valoarea maximă și prin urmare circuitul magnetic are reluctanța maximă, iar inductanța înfășurării statorice va fi minimă (figura 2.6, b). Aceasta înseamnă că inductanța înfășurării statorice va depinde de poziția rotorului în raport cu statorul, adică de coordonata spațială α . O situație intermediară este prezentată în figura 2.6, c.

Variația inductanței statorice L_1 în funcție de unghiul α , este prezentată în figura 2.7. În această figură, L_0 reprezintă inductanța constantă a circuitului statoric, iar L_{1m} inductanța de magnetizare:

$$L_1 = L_0 + L_{1m} \cdot \cos 2\alpha . \quad (2.38)$$

Valoarea maximă a inductanței statorice rezultă:

$$L_{1d} = L_0 + L_{1m} , \quad (2.39)$$

care se obține pentru $\alpha = 0$, iar valoarea minimă:

$$L_{1q} = L_0 - L_{1m}, \quad (2.40)$$

care se obține pentru $\alpha = \pi/2$.

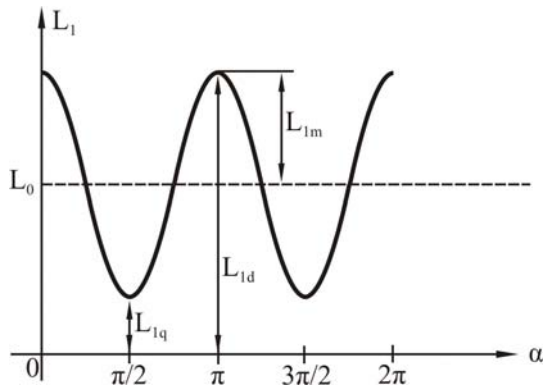


Fig. 2.7. Variația inductanței proprii a statorului în funcție de unghiul α .

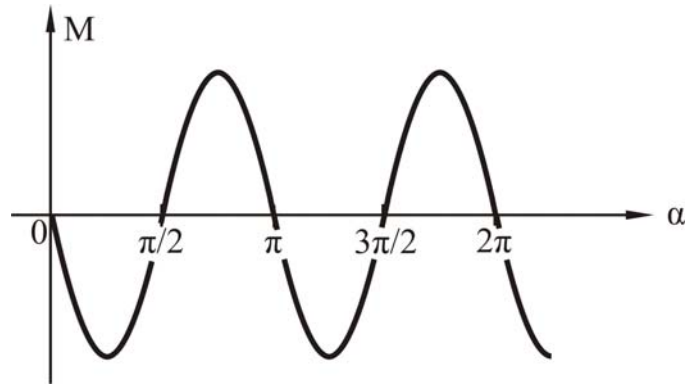


Fig. 2.8. Variația cuplului electromagnetic în funcție de unghiul de poziție al rotorului α .

Diferența dintre valorile extreme ale inductanței proprii a statorului va fi:

$$\Delta L = L_{1d} - L_{1q} = 2L_{1m} \Rightarrow L_{1m} = \frac{\Delta L}{2}. \quad (2.41)$$

Energia magnetică totală în cazul variației inductanței proprii L_1 ca în figura 2.7, este:

$$W_m = \frac{1}{2} L_1 \cdot i_1^2 = \frac{1}{2} [L_0 + L_{1m} \cos 2\alpha] \cdot i_1^2. \quad (2.42)$$

Cuplul electromagnetic produs va rezulta:

$$M = \frac{\partial W_m}{\partial \alpha} \Big|_{i=ct.} = -L_{1m} \cdot i_1^2 \cdot \sin 2\alpha = \frac{1}{2} \Delta L \cdot i_1^2 \cdot \sin 2\alpha. \quad (2.43)$$

Evoluția cuplului electromagnetic în funcție de coordonata spațială α este prezentată în figura 2.8. Cuplul mediu este nul. Spre deosebire de cazul anterior, nu este suficient să se schimbe sensul curentului care străbate înfășurarea statorică. Pentru a se obține un cuplu mediu diferit de zero este necesar:

- 1) curentul să fie întrerupt în intervalul $\pi/2 < \alpha < \pi$, ceea ce implică automat că trebuie să se cunoască poziția rotorului în orice moment;
- 2) câmpul magnetic trebuie să se deplaseze (să se rotească), astfel încât unghiul α să parcurgă intervalul $0 < \alpha < \pi/2$.

Din cele de mai sus rezultă că trebuie să existe cel puțin două faze, iar frecvența curentului statoric trebuie să fie egală cu frecvența de rotație: $\omega_l = \omega$.

3.3. Mașina cu histerezis

Se consideră o armătură cilindrică în creștăturile căreia este introdusă o înfășurare polifazată alimentată de la un sistem polifazat simetric de tensiuni alternative de frecvență f_l , asigurându-se prin aceasta în întregime un câmp magnetic învârtitor de inducție B_m practic constantă (figura 2.9, a).

În interiorul acestei armături, este plasată a doua armătură constituită dintr-un material feromagnetic dur (cu ciclu de histerezis lat, conform figurii 2.9, a). Fenomenele energetice care se desfășoară în prezența unor materiale cu astfel de caracteristici nu pot fi descrise decât în regim quasistacionar și pentru un număr întreg de cicluri. Din această cauză, se va utiliza energia magnetică mediată pe o perioadă sau pentru un număr întreg de perioade T , energie care conform teoriei lui Wartburg, este de forma:

$$W_{mmed} = f_2 \cdot S_H \cdot V_H \cdot T, \quad (2.44)$$

în care:

- f_2 reprezintă frecvența de parcurgere a ciclului de histerezis;

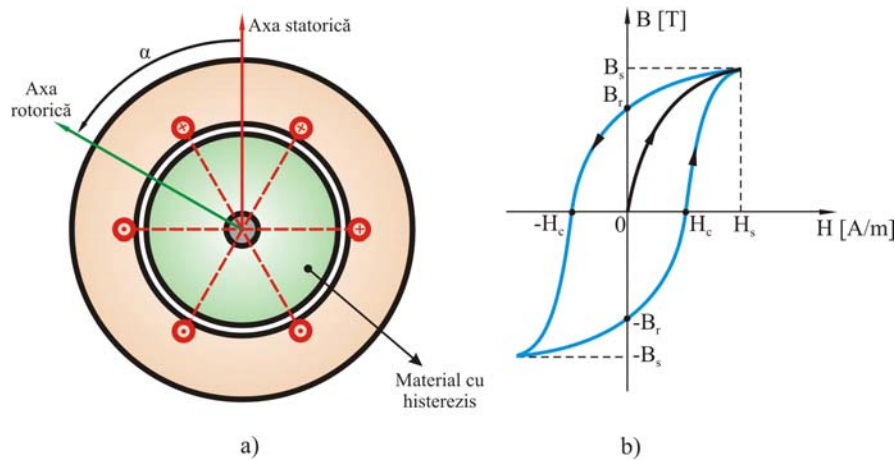


Fig. 2.9. Mașina cu histerezis: a) – schema de principiu;
b) – ciclul de histerezis al materialului din care este executat rotorul.

- S_H – este suprafața ciclului de histerezis;
- V_H – reprezintă volumul materialelor cu histerezis;
- T – este perioada desfășurării fenomenelor energetice.

Câmpul magnetic din întrefier se rotește cu viteza $\omega_1 = 2\pi f_1$ și considerând s alunecarea rotorului față de câmpul magnetic învârtitor, frecvența f_2 va avea expresia:

$$f_2 = \frac{\omega_2}{2\pi} = s \frac{\omega_1}{2\pi}, \quad (2.45)$$

în care ω_2 este viteza de rotație a rotorului. Unghiul α care determină poziția rotorului la un anumit moment T , este:

$$\alpha = (1-s)\omega_1 T. \quad (2.46)$$

Determinarea cuplului electromagnetic se face tot pe baza teoremei forțelor generalizate, derivata energiei făcându-se la flux constant:

$$M = - \left(\frac{\partial W_{m \text{ med}}}{\partial \alpha} \right)_{\Psi = \text{ct.}}. \quad (2.47)$$

Deoarece energia magnetică mediată pe o perioadă a înfășurărilor care produc câmpul magnetic învârtitor este nulă, $W_{m \text{ med}}$ reprezintă numai energia corespunzătoare materialului cu histerezis, energie definită prin relația (2.44).

Din relația (2.46) rezultă că în condițiile timpului T ales constant și ale pulsației ω_1 constante, singura mărime care poate varia este alunecarea s și prin urmare:

$$d\alpha = -\omega_1 \cdot T \cdot ds, \quad (2.48)$$

ceea ce conduce la expresia cuplului electromagnetic mediat:

$$M = \frac{1}{\omega_1 T} \frac{\partial \left(\frac{s\omega_1}{2\pi} S_H V_H T \right)}{\partial s} = \frac{S_H V_H}{2\pi}. \quad (2.49)$$

Se poate remarca imediat că acest cuplu este constant, indiferent de alunecare. El este pozitiv, îndreptat spre creșterea unghiului α , atât timp cât $s > 0$ și își schimbă brusc semnul când $s < 0$, termenul de la numărător reprezentând o energie consumată este întotdeauna pozitiv, pe când numitorul a devenit negativ.

Cuplul specific pe unitatea de volum pentru materialele folosite în construcția unor astfel de mașini este la prima vedere cam de 30 de ori mai mic decât în cazul mașinilor cu înfășurări pe ambele armături (convertoarele electromagnetice). Aceste mașini se construiesc pentru puteri mici sau foarte mici, de ordinul waților sau cel mult al zecilor de wați. La aceste puteri, mașinile cu înfășurări pe ambele armături prezintă pânze de curent mult mai mici și încărcări magnetice

scăzute. Este motivul pentru care la puteri similare, raportul cuplurilor specifice să fie numai de 1,5 – 2 în defavoarea mașinilor cu histerezis (a convertoarelor cu histerezis).

În gama acestor puteri, mașinile cu histerezis prezintă două avantaje importante:

- cuplu constant, indiferent de alunecare;
- capacitate de intrare în sincronism pentru orice moment de inerție.

Pentru unele aplicații speciale, acest tip de mașini reprezintă cea mai bună soluție.