

F
C
H
I
P
A
M
E
N
T
E

ADRIAN BARABOI

MARICEL ADAM

I
LECTRICE

EDITURA "GH. ASACHI"

IASI 2002

Capitolul 1

PROCESE DE COMUTAȚIE

Echipamentele de comutație reprezintă o clasă importantă a echipamentelor electrice, având în principal rolul de a stabili și întrerupe conducția în circuitele instalațiilor.

Comutația circuitelor poate fi dinamică sau statică, după cum echipamentele de comutație realizează această operație pe cale mecanică, prin închiderea și deschiderea unor contacte electrice, respectiv prin variația comandată a unui parametru electric de tip impedanță (în particular rezistență), specifică echipamentelor de comutație fără contacte.

Comutația circuitelor este însoțită de regimuri tranzitorii ale curenților și tensiunilor, capabile să producă asupra componentelor instalațiilor electrice solicitări de intensități mai mari decât cele existente în regim permanent de funcționare. Dacă procesele fizice care apar în echipamentele de comutație la conectarea circuitelor prezintă uneori mai mică importanță, deconectarea dinamică, însoțită de amorsarea arcului electric între contacte, ridică dificile probleme de ordin tehnic. În acest caz apare o solicitare suplimentară, produsă ca urmare a transferului de energie din coloana arcului spre componentele constructive din imediata vecinătate, ceea ce face ca temperatura acestora să crească rapid, la valori ridicate. Este necesar astfel ca întreruperea unui circuit aflat în sarcină să se obțină prin stingerea definitivă a arcului electric de deconectare într-un timp scurt, înainte ca acesta să producă efecte ireversibile, atât asupra elementelor constructive cu care vine în contact, cât și asupra stabilității instalației din care face parte circuitul care se deconectează.

1.1. Arcul electric. Amorsare. Proprietăți

Deconectarea dinamică a circuitelor parcurse de curent este însoțită de amorsarea, între contactele echipamentului de comutație, a unui arc electric, prin coloana căruia curentul continuă să circule.

Arcul electric de deconectare reprezintă o descărcare autonomă, prin care spațiul dintre contacte, în general electroizolant, devine bun conducător de electricitate, caracterizat prin densitate de curent și conductivitate de valori mari, temperatură înaltă, presiune mai mare decât cea atmosferică și gradient de potențial (intensitate a câmpului electric) de valoare redusă.

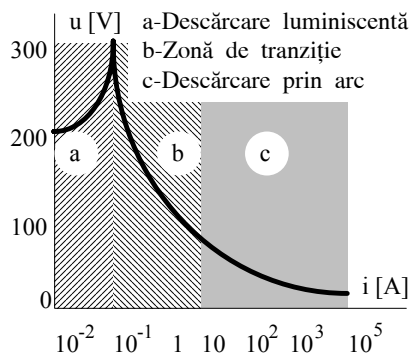


Fig.1.1

Caracteristica volt-ampere
a descărcării în gaze

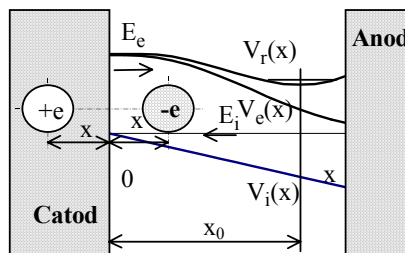


Fig.1.2

Emisia electronică la catod

În Fig.1.1 este reprezentată caracteristica volt-ampere a unei descărcări în gaze, pe care poate fi localizat arcul. Descărcarea luminiscentă se produce pentru căderi de tensiune la catod de 200...250 V, la curenți de 10^{-5} ... 10^{-1} A. Descărcării prin arc electric îi sunt proprii valori mari ale intensității curentului (10 ... 10^5 A), respectiv reduse pentru căderea de tensiune (10 ... 20 V). Descărcarea prin arc electric, definită ca descărcare autonomă în gaze, se obține atunci când nu mai este necesar un agent ionizant exterior, gradul de ionizare a gazului fiind suficient de înalt, încât să permită formarea unei avalanșe de electroni și ioni.

Amorsarea arcului electric se produce în mod diferit, după cum curentul deconectat are intensități de valori reduse sau mari. La întreruperea curenților de mică intensitate, amorsarea se produce, în principal, în urma autoemisiei electronice la catod. Intensitatea E_e a câmpului electric existent după ieșirea unui electron din catod, la distanța x de suprafața acestuia (Fig.1.2), este dată de relația:

$$E_e(x) = \frac{e}{16\pi\epsilon x^2}, \quad (1.1)$$

e fiind sarcina electronului, iar ϵ -permitivitatea gazului. Potențialul V_e al câmpului, la aceeași distanță, rezultă de forma:

$$V_e(x) = - \int_{\infty}^x E_e dx = \frac{e}{16\pi\epsilon x}. \quad (1.2)$$

Tab.1.1

Metalul	Bariu	Argint	Cupru	Wolfram
$V_e(0)$, [V]	1,5	4,3	4,5	4,6

În realitate, potențialul de ieșire $V_e(x)$, reprezentat în Fig.1.2, are valori $V_e(0)$ finite, datorită existenței nivelelor Fermi de energie. În Tab.1.1 sunt date valorile potențialelor de ieșire pentru câteva, metale uzual utilizate în construcția contactelor electrice. Un electron poate părăsi metalul, dacă energia sa cinetică depășește lucrul mecanic de ieșire, $eV_e(0)$. În cazul în care, la separarea contactelor, între acestea există o diferență de potențial, peste câmpul electric de intensitate E_e se suprapune un câmp electric imprimat, de intensitate E_i , considerată constantă, Fig.1.2. Pentru potențialul imprimat V_i , la distanța x de catod, se poate scrie relația:

$$V_i(x) = -E_i x. \quad (1.3)$$

Câmpul electric rezultat în spațiul anod-catod are intensitatea E_r de forma:

$$E_r(x) = E_e(x) - E_i, \quad (1.4)$$

încât, pentru distanța x_0 , la care intensitatea E_r se anulează, ținând seama de (1.1), (1.4), rezultă:

$$x_0 = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{e}{\pi \epsilon E_i}}. \quad (1.5)$$

Deci, la distanța x_0 de catod, intensitatea E_r a câmpului electric rezultat se anulează, iar potențialul acestuia, $V_r(x)$, reprezentat în Fig.1.2, admite o valoare minimă nenulă. În consecință, potențialul de ieșire, $V_e(0)$, se micșorează cu cantitatea:

$$\Delta V = V_e(x_0) - V_i(x_0), \quad (1.6)$$

care, ținând seama de (1.2), (1.3), (1.5), se mai poate scrie sub forma:

$$\Delta V = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e E_i}{\pi \epsilon}}. \quad (1.7)$$

Corespunzător, în prezența câmpului imprimat de intensitate E_i , are loc micșorarea energiei cinetice necesare ieșirii electronului din metal cu cantitatea:

$$\Delta W = e\Delta V. \quad (1.8)$$

Rezultă de aici că emisia electronică este stimulată de existența unei diferențe de potențial între contacte, în aceste condiții ea producându-se chiar la distanțe mai mari între anod și catod. Existența câmpului electric imprimat conduce la micșorarea energiei cinetice, necesare ieșirii electronilor din catod, cu cantitatea ΔW , dată de relația (1.8).

Electronii astfel extrași de pe suprafața catodului, accelerați spre anod în câmpul electric imprimat, produc ionizări prin ciocniri cu particule neutre încât, între contacte, se amorsează o descărcare prin arc. Aceasta este întreținută prin creșterea în avalanșă a numărului de particule cu sarcină electrică din spațiul disruptiv, atât pe seama emisiei termoelectronice la suprafața catodului, a cărei temperatură crește rapid în timp, cât și datorită ionizării termice în coloana arcului, ca urmare a creșterii temperaturii acesteia la valori de $5 \cdot 10^3 \dots 10^4$ °K.

Tensiunea u_s , la care se obține trecerea de la o descărcare autonomă la una neautonomă, se numește tensiune de străpungere și este dată de legea lui Paschen. Conform acesteia, în ipoteza unui câmp electric uniform, stabilit între doi electrozi situați la distanța d într-un mediu gazos aflat la presiunea p , tensiunea de străpungere depinde numai de produsul (pd) . Dependența $u_s(pd)$ este dată prin curbele lui Paschen, utile în tehnica echipamentelor de comutație funcționând cu mediu, izolan și de stingere a arcului electric, gazos. Aceste curbe, determinate experimental pentru diferite gaze, sunt date în Fig.1.3. În construcția echipamentelor destinate comutației, se urmărește ca, pentru o anumită distanță de izolație, d , impusă, să se stabilească valori de lucru, p , ale presiunii gazului, astfel încât tensiunea de străpungere, u_s , să rezulte de valori cât mai mari.

În cazul întreruperii curenților de mare intensitate (mii de amperi și mai mult), odată cu diminuarea forței de apăsare în contact, are loc scăderea numărului contactelor elementare (puncte de atingere), astfel încât densitatea de curent prin suprafața reală de contact crește foarte mult. Aceasta conduce la topirea și vaporizarea explozivă a ultimelor punți metalice dintre piesele de contact, între care se formează o plasmă de mare conductivitate. Arcul electric se consideră amorsat între rămășițele punților de contact, imediat după explozia acestora și este întreținut pe seama proceselor de ionizare, produse prin emisie termoelectronică și prin ciocniri între particule având energii cinetice de valori mari, ca urmare a temperaturii înalte din coloana arcului.

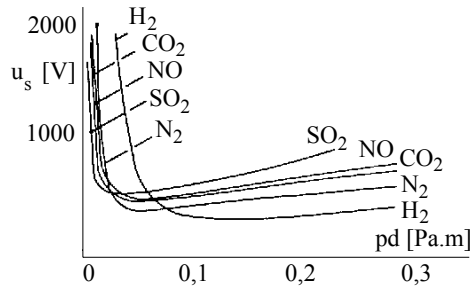


Fig.1.3
Curbele lui Paschen

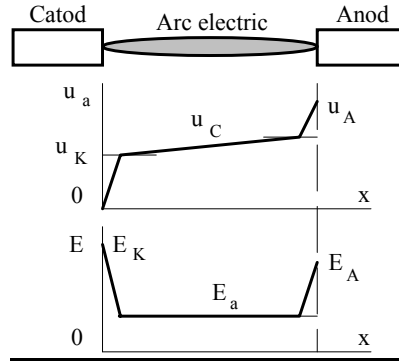


Fig.1.4
Tensiunea de arc și gradientul de potențial

Distribuția tensiunii și a gradientului de potențial în lungul coloanei unui arc electric cu ardere staționară este reprezentată în Fig.1.4, de unde rezultă că, în vecinătatea catodului, se produce o variație bruscă a tensiunii, numită cădere de tensiune catodică, u_K , gradientul de potențial corespunzător, E_K , având valori mari. În lungul coloanei arcului, tensiunea u_C variază aproape liniar, încât gradientul de potențial poate fi considerat constant, de valoare E_a . La anod se înregistrează de asemenea o variație bruscă a tensiunii, datorită căderii de tensiune anodice, u_A .

Căderea de tensiune catodică, având valori de 10...20 V, poate fi considerată constantă, pentru același mediu și același material al electrozilor. Căderea de tensiune anodică are valori dependente de intensitatea curentului prin arc. Conform Fig.1.4, tensiunea u_a a arcului electric, se poate scrie sub forma:

$$u_a = u_K + u_C + u_A ; \quad (1.9)$$

neglijând căderile de tensiune la electrozi și ținând seama de caracterul constant al gradientului de potențial E_a , relația (1.9) se poate aduce la forma uzuală:

$$u_a = E_a \ell, \quad (1.10)$$

ℓ fiind lungimea coloanei.

Stingerea arcului electric, etapă finală a procesului de deconectare, se obține prin deionizarea coloanei acestuia, care are ca urmare refacerea rigidității dielectrice a spațiului dintre contactele echipamentului de comutație. Deionizarea coloanei arcului se realizează prin recombinația particulelor

încărcate electric și prin difuzia acestora. Intensitatea procesului de recombinare depinde de natura, temperatura și presiunea gazului în care este amorsat arcul electric; valori scăzute pentru temperatură, respectiv ridicate pentru presiune și gradient de potențial, favorizează recombinarea. Deionizarea prin difuzie constă în împrăștierea particulelor încărcate electric în zone cât mai depărtate de spațiul de ardere a arcului, obținându-se astfel micșorarea conductivității coloanei acestuia.

1.2. Modelarea caracteristicilor arcului electric

Considerat ca element de circuit, arcul electric are proprietăți de rezistor neliniar, fiind caracterizat printr-o dependență neliniară între tensiune și intensitatea curentului care îl traversează.

Caracteristicile volt-ampere ale arcului electric pot fi statice sau dinamice, după cum viteza de variație a intensității curentului prin arc este foarte mică (în particular nulă) sau, dimpotrivă, are valori mari. Arcului electric de curent continuu îi sunt proprii atât caracteristici statice cât și dinamice, în timp ce arcul electric de curent alternativ poate fi modelat doar cu ajutorul caracteristicilor dinamice.

1.2.1. Caracteristicile arcului electric de curent continuu

În Fig.1.5a sunt reprezentate caracteristicile volt-ampere statice ale unui arc electric de curent continuu, obținute pentru diferite lungimi constante ale coloanei. Alura curbelor se explică prin faptul că, la creșterea intensității curentului, se înregistrează o creștere a temperaturii în coloana arcului, determinând o creștere importantă a conductivității gazului, având drept efect scăderea tensiunii de arc.

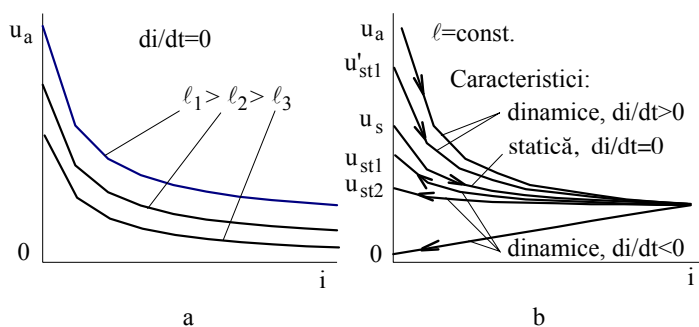


Fig.1.5

Caracteristicile arcului electric de curent continuu: a-stactice; b-dinamice.

Tab.1.2

Coeficienții funcției de aproximare Ayrton				
	Coeficientul			
Materialul	α [V]	β [VA]	γ [V/m]	δ [VA/m]
Cupru	30	10	1000	3000
Carbon	39	11,7	21	105

Caracteristicile volt-ampere dinamice se obțin pentru lungimi constante ale coloanei, dar pentru viteze nenule de variație a intensității curentului care traversează arcul. În Fig.1.5b sunt reprezentate caracteristicile volt-ampere dinamice ale unui arc electric de curent continuu, obținute pentru diferite viteze, di/dt , de variație a intensității curentului. Arcul electric se amorsează la tensiunea u_s . Valorile tensiunii de stingere, u_{st} , sunt cu atât mai depărtate de u_s , cu cât este mai mare viteza de variație a curentului. Fenomenul de histerezis, propriu acestor caracteristici, se explică prin inerția termică a coloanei.

Aproximarea analitică a caracteristicilor arcului electric de curent continuu oferă posibilitatea modelării matematice a acestui proces, având drept rezultat obținerea unor relații de calcul utile în tehnica echipamentelor de comutație. În acest sens, este cunoscută funcția de aproximare dată de Herta Ayrton, având expresia:

$$u_a(i) = a + \frac{b}{i}, \quad (1.11)$$

unde:

$$a = \alpha + \gamma \ell, \quad b = \beta + \delta \ell, \quad (1.12)$$

$\alpha, \beta, \gamma, \delta$ fiind constante, iar ℓ -lungimea coloanei arcului electric. În Tab.1.2 sunt date valorile constantelor din funcția Ayrton, pentru diferite materiale ale contactelor. Conform relațiilor (1.11), (1.12), funcția de aproximare Ayrton evidențiază o variație liniară a tensiunii de arc u_a , în raport cu lungimea ℓ a coloanei, pentru aceeași intensitate a curentului. Utilizată în calcule este și funcția de aproximare propusă de Nottingham:

$$u_a(i) = a + c\ell + (b + d\ell)i^{-n}, \quad (1.13)$$

unde a, b, c, d sunt constante, iar ℓ -lungimea coloanei arcului electric.

Exponentul n se calculează cu relația:

$$n = 2,62 \cdot 10^{-4} T, \quad (1.14)$$

T fiind temperatura de vaporizare a anodului, în grade absolute.

Tab.1.3

Coeficienții funcției de aproximare Rieder				
	Coeficientul			
Materialul	α [V]	β [m]	γ [V/m]	δ [A]
Cupru	26	0,013	$5,4 \cdot 10^5$	0,0074
Argint		0,011		
Wolfram		0,016		

Independența căderilor de tensiune la electrozi în raport cu lungimea ℓ a coloanei arcului este considerată în funcția lui Rieder, care are expresia:

$$u_a(i) = \alpha + (\beta + \ell)\gamma \left[\ln\left(\frac{i}{\delta}\right) \right]^{-3}, \quad (1.15)$$

α , β , γ , δ fiind constante, iar ℓ -lungimea coloanei arcului electric. Valorile constantelor funcției (1.15) sunt date în Tab.1.3, pentru diferite materiale de contact.

1.2.2. Caracteristicile arcului electric de curent alternativ

Spre deosebire de arcul electric de curent continuu, arcul de curent alternativ este un proces doar cvasistaționar care, la lungime unitară a coloanei, este caracterizat printr-o ecuație de bilanț al puterilor având expresia:

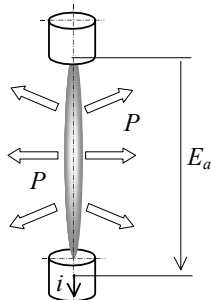


Fig 1.39

Coloana arcului electric de lungime unitară: E_a -tensiunea de arc; i -curentul prin arc; P -căldura cedată mediului în unitatea de timp.

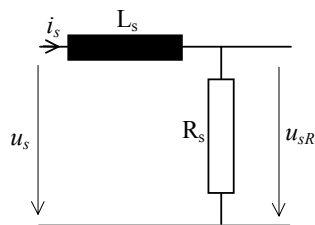


Fig.1.40

Schema electrică echivalentă a modelului de conductanță Mayr

$$E_a i = p + \frac{dQ}{dt}, \quad (1.16)$$

unde Q reprezintă energia din volumul coloanei arcului, E_a i -gradientul de potențial respectiv intensitatea curentului, iar p -puterea cedată mediului ambiant sub formă de căldură în unitatea de timp. Conform ipotezei avansate de Mayr, dependența conductanței G , a coloanei arcului, în raport cu conținutul Q , de energie, se poate exprima printr-o relație de forma:

$$G = K e^{\frac{Q}{Q_0}}, \quad (1.17)$$

unde K și Q_0 sunt constante. Deoarece, pentru coloana de lungime unitară, se poate scrie:

$$G = \frac{i}{E_a}, \quad (1.18)$$

după logaritmare și derivare în raport cu timpul, ținând seama și de (1.16), relația (1.17) conduce la ecuația:

$$\frac{1}{G} \frac{dG}{dt} = \frac{1}{T_a} \left(\frac{u_a i}{p \ell} - 1 \right), \quad (1.19)$$

u_a fiind tensiunea coloanei arcului electric de lungime ℓ . În ipoteza unei valori constante, P_0 , pentru puterea disipată pe unitatea de lungime a coloanei și adoptând notația:

$$T_a = \frac{Q_0}{P_0}, \quad (1.20)$$

unde T_a este constanta de timp a arcului electric, ecuația diferențială (1.19) devine de forma:

$$\frac{1}{i} \frac{di}{dt} - \frac{1}{u_a} \frac{du_a}{dt} = \frac{u_a i - P_0 \ell}{P_0 \ell T_a}, \quad (1.21)$$

cunoscută și sub numele de ecuație a arcului electric în regim dinamic. Considerând că intensitatea curentului prin arc este sinusoidală, de forma:

$$i(t) = \sqrt{2} I \sin \omega t, \quad (1.22)$$

pentru soluția ecuației diferențiale (1.21) se reține expresia:

$$u_a(t) = \frac{\sqrt{2} P_0 \ell \sin \omega t}{I \left[1 - \frac{\sin(2\omega t + \varphi)}{\sqrt{1 + (2\omega T_a)^2}} \right]}, \quad (1.23)$$

unde:

$$\varphi = \arctg\left(\frac{1}{2\omega T_a}\right). \quad (1.24)$$

În Fig.1.6 sunt reprezentate curbele $u_a(t)$ date de relația (1.23), pentru diferite valori atribuite produsului (ωT_a) . Pentru $(\omega T_a) \rightarrow 0$ se obțin caracteristici apropiate de cele ale arcului de curent continuu, în timp ce, pentru $(\omega T_a) \rightarrow \infty$, tensiunea de arc se apropie de o sinusoidă.

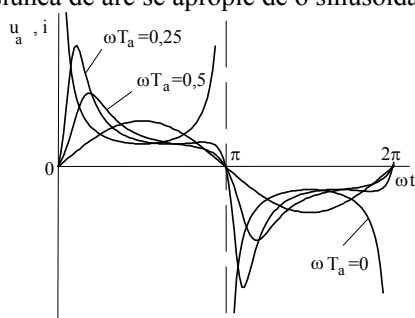


Fig.1.6

Curentul și tensiunea de arc

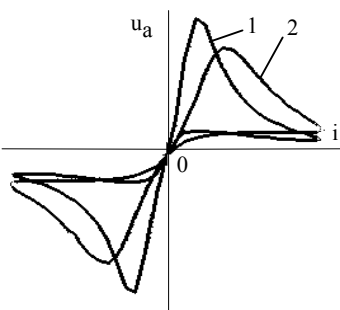


Fig.1.7

Caracteristici volt-ampere

În Fig.1.7 sunt reprezentate caracteristici volt-ampere dinamice ale arcului electric de curent alternativ. Ținând seama de relațiile (1.16), (1.17), (1.20), constanta de timp T_a a arcului electric se definește ca fiind intervalul de timp în care conductanța G scade de $e \approx 2,718$ ori, după anularea puterii furnizate arcului de rețeaua de alimentare ($i=0$). În aceleași condiții, constantele Q_0, K reprezintă conținutul de energie din plasmă, în momentul anulării intensității curentului, respectiv conductanța electrică a arcului, după o durată T_a , considerată din momentul trecerii prin zero a curentului.

Valorile constantei de timp T_a , care la întrerupătoarele moderne de înaltă tensiune sunt de ordinul microsecunde, au o importanță hotărâtoare în procesul stingerii arcului electric de curent alternativ. Astfel, pentru o valoare dată a pulsației, atât din relația (1.23) cât și din Fig.1.6, 1.7, rezultă că pentru reamorsarea arcului electric la începutul fiecărei semiperioade sunt necesare tensiuni de arc cu atât mai mari cu cât constanta de timp are valori mai mici;

aceasta înseamnă, conform relațiilor (1.17), (1.20) că, după anularea intensității curentului, puterea P_0 , evacuată sub formă de căldură în unitatea de timp din coloana arcului, are valori mari și conductanța scade rapid în timp. În aceste condiții, dacă sursa de alimentare a rețelei nu asigură niveluri suficient de mari ale tensiunii, arcul electric nu se mai reaprinde și se înregistrează stingerea sa definitivă.

Alt model de conductanță are la bază ipotezele lui Cassie, verificabile pentru valori mari ale intensității curentului de arc.

Utilizarea modelelor de conductanță (Mayr, Cassie etc.) permite efectuarea unei analize corecte, sub raport calitativ, a aplicațiilor în care arcul electric intervine ca element de circuit. Modele de conductanță evolute, cu mai mulți parametri independenți, sunt utilizate pentru dezvoltarea tehnicilor moderne în comutația de putere.

1.3. Modelarea stingerii arcului electric

În cadrul comutației dinamice, procesul deconectării circuitelor include, ca fază esențială, stingerea arcului electric amorsat la separarea contactelor echipamentului de comutație. Stingerea se produce în mod diferit, după cum arcul este de curent continuu sau alternativ.

1.3.1. Stingerea arcului electric de curent continuu în cazul circuitelor inductive

Se consideră circuitul R, L de curent continuu (Fig.1.8), la deconectarea căruia, între contactele A, K, se amorsează un arc electric, pe coloana căruia se înregistrează tensiunea $u_a(i)$. Ecuația de regim tranzitoriu a acestui circuit este de forma:

$$L \frac{di}{dt} + Ri + u_a(i) = U, \quad i(0) = i_0, \quad (1.25)$$

U fiind tensiunea continuă de alimentare. Utilizând funcția de aproximare a Hertei Ayrton, pentru ecuația (1.25) se stabilește expresia:

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \alpha + \gamma \ell + \frac{\beta + \delta \ell}{i} = U, \quad i(0) = i_0, \quad (1.26)$$

$\alpha, \beta, \gamma, \delta$ fiind constante, iar ℓ -lungimea coloanei arcului electric. În cazul arderii staționare, la curent constant a arcului electric, ecuația (1.26) devine algebrică, de forma:

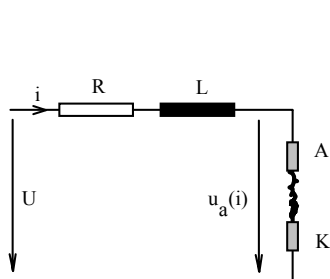


Fig.1.8
Circuit inductiv

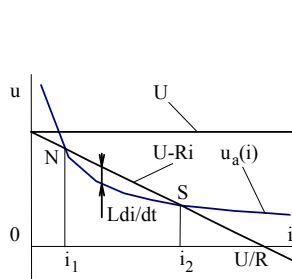


Fig.1.9
Analiza stabilității

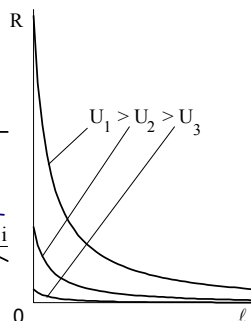


Fig.1.10
Stabilitatea în
coordonate (R, ℓ)

$$Ri^2 - (U - \alpha - \gamma\ell)i + \beta + \delta\ell = 0. \quad (1.27)$$

Din analiza acestei ecuații, rezultă unele concluzii privind stabilitatea arderii arcului electric, într-un circuit inductiv de curent continuu. Ecuația (1.27) poate admite două soluții reale, pozitive și distincte, $i_1 \neq i_2$, caz în care circuitului din Fig.1.8 îi sunt proprii două puncte de funcționare; fie acestea N și S (Fig.1.9), determinate la intersecția drepte de sarcină $(U - Ri)$ cu caracteristica volt-ampere, $u_a(i)$, a arcului electric.

Punctul de funcționare N corespunde arderii instabile deoarece, la mici variații ale intensității curentului în jurul valorii i_1 , rezultă tendințe de variație divergente în raport cu i_1 (pentru $i > i_1$ se obține $di/dt > 0$, deci o tendință de creștere a intensității, în timp ce pentru $i < i_1$, rezultă $di/dt < 0$, deci tendință de scădere a intensității curentului). În același mod se poate arăta că punctul S corespunde arderii stabile a arcului electric, deoarece la variații ale curentului în jurul valorii i_2 , rezultă tendințe de variație convergente spre i_2 .

În regim static, deci la variații cu viteze di/dt oricât de mici ale intensității curentului, când tensiunea autoindusă pe bobină poate fi neglijată, condiția necesară pentru stingerea arcului electric, Fig.1.9, se poate scrie sub forma:

$$u_a(i) \geq U - Ri, \quad \forall i. \quad (1.28)$$

Pentru aceasta este necesar ca ecuația (1.27) să admită cel mult o rădăcină dublă sau rădăcini complexe, ceea ce revine la a scrie:

$$(U - \alpha - \gamma\ell)^2 - 4R(\beta + \delta\ell) \leq 0. \quad (1.29)$$

Inecuația (1.29) delimitează domeniul, în planul coordonatelor (R, ℓ) , corespunzător căruia stingerea arcului electric este, în acest caz, sigură. În Fig.1.10 sunt reprezentate, conform ecuației (1.29), granițele zonelor de ardere a arcului electric, pentru diferite valori ale tensiunii de alimentare a circuitului considerat. Arcul electric arde, eventual stabil, pentru valori (R, ℓ) definind puncte localizate în zona dintre axele de coordonate și curbele de graniță și poate fi stins, pentru dublete (R, ℓ) specifice unor puncte din afara acestei zone. Pentru puncte de funcționare (R, ℓ_{cr}) situate pe curbele (1.29), arderea arcului electric este critică (punctele N, S, Fig.1.9, se confundă).

Condiția (1.28) poate fi îndeplinită fie prin alungirea coloanei, fie prin creșterea rezistenței R , fie printr-un procedeu combinat. În cazul stingerii arcului prin alungirea coloanei, pentru intensitatea i_{cr} se obține:

$$i_{cr} = \frac{U - \alpha - \gamma \ell_{cr}}{2R} = \frac{2(\beta + \delta \ell_{cr})}{U - \alpha - \gamma \ell_{cr}}. \quad (1.30)$$

Alungirea coloanei conduce la creșterea tensiunii de arc, fapt care conduce la deplasarea pe verticală a caracteristicii volt-amper, până la îndeplinirea condiției de stingere, adică până când aceasta ajunge să fie amplasată deasupra drepte de sarcină. În cazul deconectării dinamice, concluzii corecte sub raport calitativ pot fi obținute pe cale analitică în ipoteza simplificatoare a neglijării fenomenului de histerezis, propriu caracteristicilor dinamice ale arcului (Fig.1.5b). În aceste condiții, considerând că viteza v , de alungire a arcului, este constantă, ecuația diferențială (1.26) se poate scrie sub forma:

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \alpha + \gamma vt + \frac{\beta + \delta vt}{i} = U, \quad i(0) = i_0. \quad (1.31)$$

Neglijând termenul neliniar, cu aport nesemnificativ în cazul unui circuit slab inductiv, ecuația (1.31) devine liniară de forma:

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \alpha + \gamma vt = U, \quad i(0) = \frac{U - \alpha}{R}; \quad (1.32)$$

drept soluție, reprezentând regimul tranzitoriu al curentului pe durata de ardere a arcului, se obține expresia:

$$i(t) = \frac{U - \alpha}{R} + \frac{T\gamma}{R} \left(1 - \frac{t}{T} - e^{-\frac{t}{T}} \right), \quad (1.33)$$

unde:

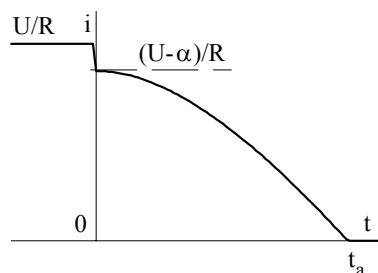


Fig.1.11
Regimul tranzitoriu al
curentului de arc

$$T = \frac{L}{R}. \quad (1.34)$$

Dacă se notează:

$$\ell_a = vt_a, \quad (1.35)$$

ℓ_a fiind lungimea coloanei arcului în momentul stingerii, pentru durata de ardere se obține expresia:

$$t_a = -T \ln \left(1 + \frac{U - \alpha - \gamma \ell_a}{Tv} \right). \quad (1.36)$$

Impunând condiția $t_a > 0$, din relația (1.36) se obține:

$$\ell_a > \frac{U - \alpha}{\gamma}, \quad (1.37)$$

evidențiindu-se astfel că stingerea arcului electric de curent continuu este posibilă numai dacă lungimea coloanei acestuia depășește o valoare limită. Regimul tranzitoriu al curentului prin coloana arcului electric este reprezentat în Fig.1.11. În ipoteza $t_a \gg T$, termenul exponențial din expresia (1.35) se poate neglija, încât se obține:

$$t_a \cong T + \frac{U - \alpha}{\gamma v}, \quad \ell_a \cong Tv + \frac{U - \alpha}{\gamma}. \quad (1.38)$$

Se poate concluziona că atât durata de ardere, cât și lungimea maximă a arcului electric au valori dependente de constanta de timp a circuitului deconectat și sunt cu atât mai mari, cu cât caracterul acestuia este mai inductiv. Prelungirea duratei de ardere a arcului are loc pe seama energiei acumulate în câmpul magnetic al bobinelor din circuit, tensiunea autoindusă pe acestea, la scăderea intensității curentului, suplimentând tensiunea sursei de alimentare.

1.3.2. Stingerea arcului electric de curent continuu în cazul circuitelor rezistive

Deconectarea dinamică a circuitelor rezistive de curent continuu este descrisă de ecuația (1.27). Toate considerațiile din § 1.3.1 referitoare la regimul

static ($di/dt=0$) al circuitului din Fig.1.8 își păstrează valabilitatea. În ipoteza menționată, privind viteza de alungire a coloanei arcului, din (1.27) se obține:

$$i(t) = \frac{1}{2R} \left(U - \alpha - \gamma \quad vt + \sqrt{(U - \alpha - \gamma \quad vt)^2 - 4R(\beta + \delta vt)} \right). \quad (1.39)$$

În momentul inițial al separării contactelor și în urma amorsării arcului electric, intensitatea curentului din circuit scade brusc de la valoarea:

$$I = \frac{U}{R}, \quad (1.40)$$

la valoarea:

$$i(0) = \frac{1}{2R} \left(U - \alpha + \sqrt{(U - \alpha)^2 - 4\beta R} \right) < I. \quad (1.41)$$

Urmează o scădere continuă până la stingere, obținută în momentul corespunzător căruia intensitatea curentului atinge valoarea critică, i_{cr} , dată de relațiile (1.30). Ținând seama de faptul că, în acest caz, se poate scrie:

$$\ell_a = \ell_{cr} = vt_a, \quad (1.42)$$

din relațiile (1.30₁), (1.42), pentru durata t_a de ardere a arcului electric, rezultă expresia:

$$t_a = \frac{U - \alpha - 2Ri_{cr}}{\gamma v}. \quad (1.43)$$

Comparând relațiile (1.38), (1.42), (1.43) rezultă că atât durata de ardere a arcului, cât și lungimea coloanei acestuia în momentul stingerii, depind de natura circuitului deconectat; prezența bobinelor face mai dificil procesul de stingere. Stingerea arcului electric în momentul corespunzător căruia intensitatea curentului atinge valoarea critică, se explică prin faptul că sursa de alimentare nu mai poate acoperi energia disipată sub formă de căldură în coloana arcului. Dacă R_a reprezintă rezistența arcului electric la un moment dat, puterea electrică P_a , furnizată de sursă arcului, are expresia:

$$P_a = R_a \left(\frac{U}{R + R_a} \right)^2. \quad (1.44)$$

Valoarea maximă, P_{am} , a puterii P_a , se obține atunci când rezistența arcului egalează rezistența circuitului deconectat, $R_a=R$; rezultă:

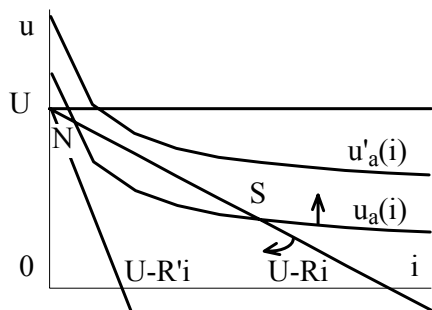
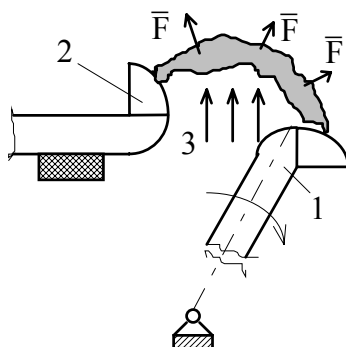
$$P_{am} = \frac{U^2}{4R} = \frac{P_m}{4}. \quad (1.45)$$

Relația (1.45) evidențiază faptul că, pe coloana arcului, se poate repartiza cel mult 25% din puterea maximă furnizată de sursă, circuitului; arcul electric de curent continuu poate fi stins numai dacă puterea disipată de coloana acestuia, sub formă de căldură în unitatea de timp, depășește 25% din puterea maximă, furnizată de sursă circuitului deconectat.

1.3.3. Procedee și dispozitive pentru stingerea arcului electric de curent continuu

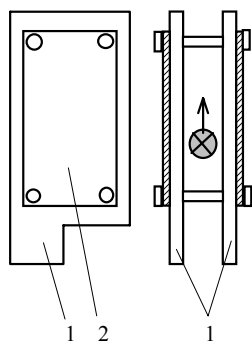
Dacă în unele aplicații industriale (sudare electrică, cuptoare cu arc etc.) se urmărește obținerea unei arderi stabile a arcului electric, în tehnica echipamentelor de comutație este necesară realizarea unui regim de ardere instabilă, favorabilă stingerii arcului, prin care se concretizează de fapt întreruperea circuitului. Potrivit considerațiilor din §1.3.1, 1.3.2, rezultă că există două posibilități de principiu, aplicabile în vederea stingerii arcului electric de curent continuu: translarea caracteristicii volt-ampere spre valori crescătoare ale tensiunii de arc, respectiv rotirea drepte de sarcină, corespunzător unor valori crescătoare ale rezistenței circuitului. Utilizarea, separată sau combinată, a procedeelor menționate conduce, la limită, la confundarea punctelor de funcționare N și S (Fig.1.12), condiția necesară pentru stingerea arcului electric fiind astfel îndeplinită. În conformitate cu relația (1.10), se menționează următoarele posibilități uzuale de stingere: creșterea tensiunii de arc, prin alungirea coloanei și deionizarea acesteia, creșterea rezistenței circuitului deconectat și modularea curentului de arc.

Stingerea arcului electric de curent continuu se poate realiza pe cale naturală sau forțată. Stingerea naturală (Fig.1.13), proprie echipamentelor de comutație de mică putere, se obține prin alungirea coloanei arcului, ca urmare a deplasării contactului mobil 1 în raport cu cel fix 2, a acțiunii forțelor electrodinamice de contur F și a suflajului natural, produs prin deplasarea gazelor cu temperatură ridicată, 3.

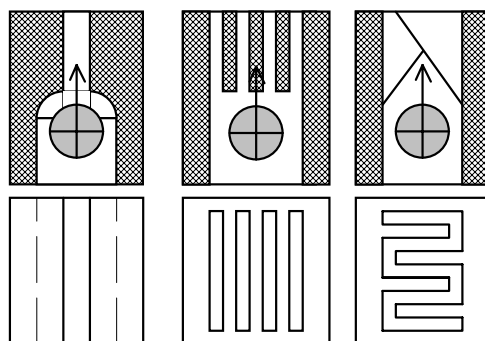
**Fig.1.12***Procedee de stingere a arcului electric***Fig.1.13***Stingerea naturală*

Pentru stingerea forțată, echipamentele de comutație sunt prevăzute cu dispozitive specializate, dintre care uzuale sunt camerele de stingere (asociate cu suflajul magnetic). Camerele de stingere sunt dispozitive care delimitează volumul de ardere a arcului electric. Acestea pot fi cu fantă largă (Fig.1.14), respectiv variabilă (Fig.1.15a); arcul electric este reprezentat ca un conductor parcurs de curent, având o mișcare ascendentă. Pereții 1 ai camerelor de stingere se confecționează din materiale refractare (șamot, azbociment, steatit), care se acoperă cu lacuri de hidrofobizare, pentru a se limita absorbția umezelii. La camerele de stingere cu fantă largă (Fig.1.14) distanța dintre pereții laterali 1 este mai mare decât diametrul coloanei. Pe suprafețele exterioare ale pereților electroizolanți 1 sunt amplasate plăcile feromagnetice 2, constituind piesele polare ale bobinei de suflaj magnetic. Intensificarea deionizării coloanei arcului este favorizată de contactul intim al acestuia cu pereții reci ai camerei de stingere; în acest scop, sunt uzuale variantele constructive reprezentate în Fig.1.15.

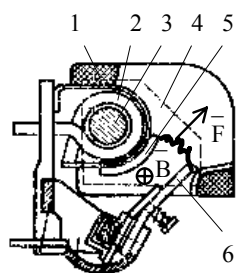
În majoritatea cazurilor, camerele de stingere sunt asociate cu suflajul magnetic, exercitat sub acțiunea forțelor electromagnetice care alungesc coloana arcului, parcursă de curent și situată în câmpul magnetic al bobinei de suflaj. Pentru realizarea suflajului magnetic (Fig.1.16), camera de stingere 1 este prevăzută cu o bobină realizată dintr-un număr de spire 2, dispuse pe miezul feromagnetic cilindric 3, având piesele polare 4 fixate pe pereții exteriori. Curentul care circulă prin coloana arcului traversează și spirele bobinei de suflaj, producând, între piesele polare, câmpul magnetic de inducție B . Interacțiunea acestuia cu curentul de arc produce forțe electromagnetice, orientate în sensul alungirii coloanei.

**Fig.1.14**

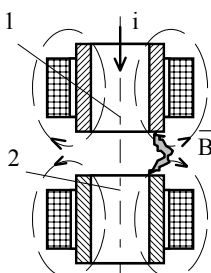
Camera de stingere cu fantă largă

**Fig.1.15**

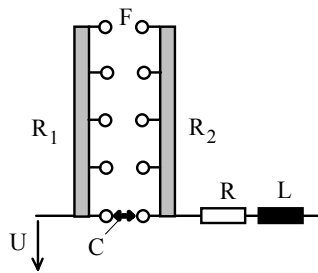
Camere de stingere: a-cu fantă variabilă; b-cu grile; c-cu șicane.

**Fig.1.16**

Suflajul magnetic

**Fig.1.17**

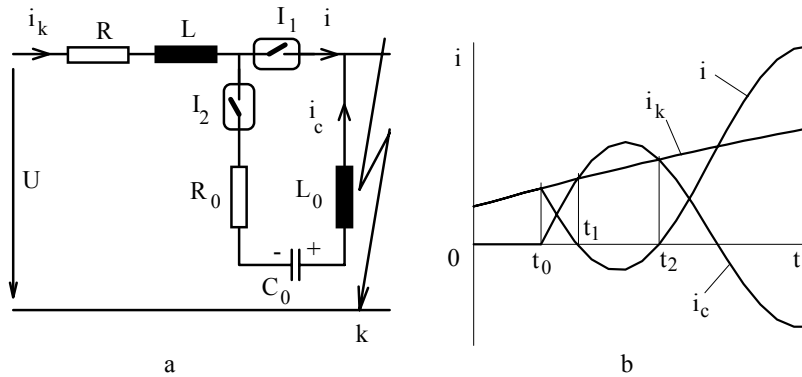
Deionizarea prin difuzie

**Fig.1.18**

Reductorul de curent

Suflajul magnetic poate fi obținut și cu ajutorul unor câmpuri magnetice radiale, coloana arcului electric fiind antrenată într-o mișcare de rotație, cu viteză apropiată de cea a sunetului, pe circumferințele contactelor tubulare 1, 2 (Fig.1.17). Un alt procedeu de stingere a arcului electric de curent continuu constă în creșterea rezistenței circuitului deconectat (Fig.1.18), dispozitivul utilizat numindu-se reductor de curent. La deconectare, puntea mobilă de contact C, în deplasare spre poziția finală, introduce în circuit trepte din rezistoarele R_1 , R_2 , obținându-se astfel creșterea rezistenței totale a circuitului. Arcul electric amorsat între contactele finale F și contactul mobil C este stins cu ușurință, datorită valorii mici a intensității curentului și arderii instabile.

Modularea curentului de arc este un procedeu utilizat pe scară largă în tehnicile moderne ale comutației de putere, condițiile de stingere fiind transferate în domeniul arcului electric de curent alternativ.

**Fig.1.19**

Modularea curentului de arc: a-schima electrică de principiu; b-regimul tranzitoriu de deconectare.

În Fig.1.19a este prezentată schema electrică de principiu a procedurii, ilustrând întreruperea unui curent de scurtcircuit. Aceasta conține întrerupătoarele I_1 - principal și I_2 - auxiliar. Prin închiderea întrerupătorului auxiliar I_2 , se permite descărcarea condensatorului de capacitate C_0 , inițial încărcat cu polaritatea din figură. La întreruperea unui curent de scurtcircuit i_k , simultan cu deschiderea întrerupătorului I_1 , se închide întrerupătorul I_2 , încât intensitatea $i(t)$ a curentului prin arc, rezultă de forma:

$$i(t) = i_k(t) - i_c(t), \quad (1.46)$$

$i_c(t)$ fiind intensitatea curentului de descărcare oscilantă a condensatorului. Dimensionând corespunzător circuitul de descărcare R_0 , L_0 , C_0 , se obține anularea intensității $i(t)$ a curentului prin arc, stingerea fiind posibilă într-unul din momentele t_1 , t_2 , ș.a.m.d., de trecere prin zero a acesteia (Fig.1.19b).

1.3.4. Stingerea arcului electric de curent alternativ

Stingerea arcului electric de curent alternativ este facilitată de anularea periodică a intensității curentului, în momentele căreia deionizarea coloanei este maximă. Procesele sunt diferite, după cum au loc la stingerea arcului electric lung (de înaltă tensiune), respectiv scurt (de joasă tensiune).

În stingerea arcului electric lung, intervin atât unii parametri ai circuitului care se deconectează (tensiunea tranzitorie de restabilire, care produce solicitarea dielectrică în întrerupător și intensitatea curentului, care

solicită termic întrerupătorul) cât și parametrii specifici întrerupătorului (tensiunea de străpungere în camera de stingere, care exprimă viteza de restabilire a rigidității dielectrice și tensiunea arcului electric, dependentă de gradul de răcire și de mediul de stingere). În intervalele de timp scurte, conținând momentele anulării intensității curentului, temperatura coloanei arcului și conductanța acesteia scad rapid, înregistrându-se procedeul de refacere a rigidității dielectrice, prin care spațiul dintre contacte își recapătă proprietățile electroizolante, pierdute în urma amorsării arcului. Acest proces se caracterizează prin creșterea tensiunii de străpungere a spațiului dintre contacte.

În momentele anulării intensității curentului, corespunzător cărora are loc practic stingerea periodică a arcului electric de curent alternativ, spațiului dintre contactele echipamentului de comutație i se aplică tensiunea tranzitorie de restabilire. Aceasta este constituită din tensiunea de regim permanent a sursei de alimentare, având pulsația ω , pe care se suprapune o componentă corespunzătoare regimului liber al circuitului deconectat, de pulsație $\omega_e \gg \omega$.

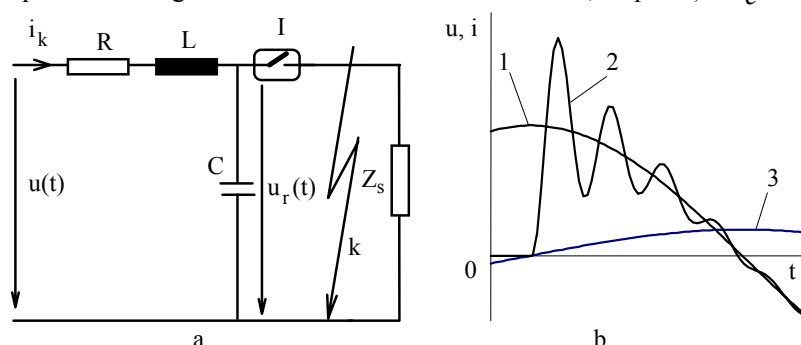
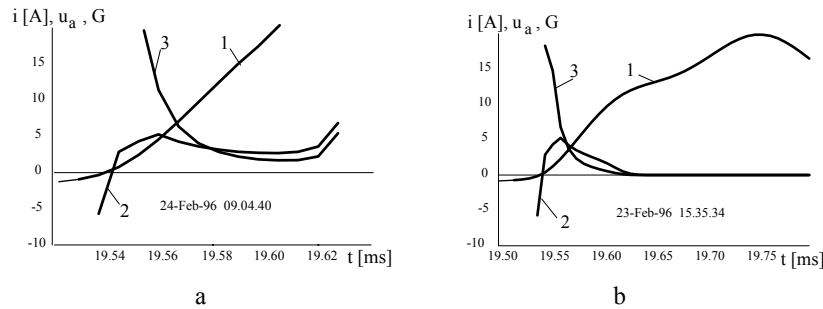


Fig.1.20

Deconectarea unui scurtcircuit la bornele întrerupătorului: a-schema electrică echivalentă; b-regimul tranzitoriu de deconectare; 1-tensiunea sursei; 2-tensiunea tranzitorie de restabilire; 3-curentul de scurtcircuit.

În general, se poate considera că stingerea definitivă a arcului electric de curent alternativ se obține în acel moment al anulării, în mod obișnuit naturale a intensității curentului, corespunzător căruia tensiunea tranzitorie de restabilire are o viteză de creștere suficient de mică, încât să nu mai poată produce reamorsarea arcului electric, nici prin ambalare termică, nici prin străpungere termoelectrică. Aceste considerații se referă la cazurile obișnuite de deconectare dinamică în instalațiile de curent alternativ, corespunzătoare fie regimurilor normale de sarcină, fie celor de scurtcircuit.

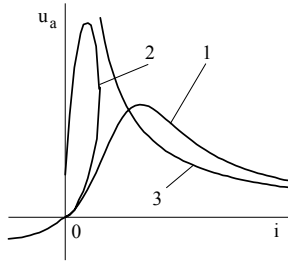
În Fig.1.20a este reprezentată grafic schema electrică echivalentă a întreruperii unui curent de scurtcircuit, produs la bornele întrerupătorului. În majoritatea cazurilor, curenții de scurtcircuit sunt practic inductivi, deoarece

**Fig.1.21**

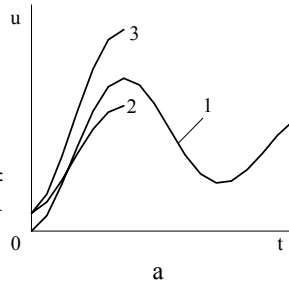
Fenomene la anularea curentului: a-reamorsare termică: 1-tensiunea de arc; 2-intensitatea curentului; 3-conductanța arcului; b-stingere definitivă: 1-tensiunea tranzitorie de restabilire.

parametrii liniilor electrice respectă inegalitatea $L\omega \gg R$. În Fig.1.20b, drept origine a timpului ($t=0$) este considerat momentul unei treceri prin zero a intensității $i_k(t)$ a curentului de scurtcircuit, căruia îi corespunde valoarea de vârf a tensiunii sursei de alimentare (curba 1); curba 2 reprezintă tensiunea tranzitorie de restabilire, conținând tensiunea sursei de alimentare, la care se adaugă regimul liber al circuitului oscilant echivalent (Fig.1.20a). Analiza în coordonate volt-ampere a ecuației (1.16), de bilanț al puterilor în coloana arcului electric, evidențiază faptul că pentru puncte de funcționare în care se verifică inegalitatea $E_q i > P_0$, se obține $dQ/dt > 0$; în aceste condiții are loc efectul de ambalare termică în coloana arcului, care duce inevitabil la reamorsarea sa. Unele rezultate, obținute în simularea arcului electric și a fenomenelor de deconectare, efectuată cu ajutorul EMT Program, sunt prezentate în Fig.1.21. Evoluția în timp a mărimilor caracteristice acestui proces, reprezentate grafic în jurul momentului trecerii naturale prin zero a intensității curentului, este dată în Fig.1.21a. Dacă evacuarea căldurii are loc cu mare intensitate, procesele deionizante produc scăderea rapidă a conductanței, Fig.1.21b, ajungându-se la stingerea definitivă a arcului electric, deci la întreruperea circuitului.

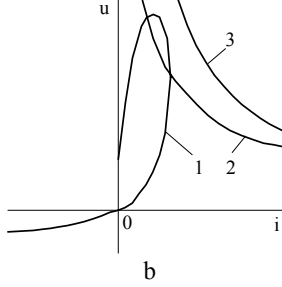
Reprezentarea grafică în coordonate volt-ampere a proceselor de reamorsare prin ambalare termică (curba 1), respectiv de stingere definitivă a arcului (curba 2) este dată în Fig.1.22, unde curba 3 reprezintă caracteristica statică ($u_{qi} = P_0 / i$). O întrerupere, inițial reușită din punct de vedere termic, poate continua cu un eșec termodielectric, dacă tensiunea tranzitorie de restabilire depășește tensiunea de străpungere $u_s(t)$, în camera de stingere; creșterea acesteia caracterizează procesul de refacere a rigidității dielectrice a spațiului dintre contacte.

**Fig.1.22**

Analiza deconectării, în coordonate volt-ampere:
 1-reamorsare termică;
 2-stingere definitivă;
 3-caracteristica statică.

**Fig.1.23**

Stingerea definitivă a arcului electric și eșecul termoelectric: a-evoluția temporală;
 b-caracteristici volt-ampere.



În Fig.1.23a, curba 1 reprezintă tensiunea tranzitorie de restabilire $u_T(t)$, iar curbele 2 și 3, de variație în timp a tensiunii de străpungere, corespund unei reamorsări termoelectrice a arcului electric, respectiv stingerii sale definitive. În coordonate volt-ampere (Fig.1.23b), curbele 2, 3 reprezintă caracteristici statice corespunzătoare eșecului termoelectric, respectiv stingerii definitive a arcului, iar 1-tensiunea tranzitorie de restabilire.

Studiind procesele care au loc în jurul momentului anulării intensității curentului de arc, se pot stabili condiții cantitative privind stingerea arcului electric de curent alternativ. Datorită inerției termice, conductanța arcului, calculată în momentele anulării intensității curentului, are valori nenule. Într-adevăr, notând aceste valori cu G_0 , se poate scrie:

$$G_0 = \frac{\left. \frac{di}{dt} \right|_{t=0}}{\left. \frac{du_a}{dt} \right|_{t=0}}. \quad (1.47)$$

Ținând seama de relațiile (1.22)...(1.24), pentru conductanța G_0 rezultă expresia:

$$G_0 = \frac{2(mT_a)^2}{P_0 \ell (1 + 4\omega^2 T_a^2)} \neq 0, \quad (1.48)$$

unde:

$$m = \pm \sqrt{2\omega l} \quad (1.49)$$

reprezintă panta intensității $i(t)$ a curentului, în momentele anulării acestuia.

Apelând la definiția dată în § 1.2.2 constantei de timp T_a a arcului electric, pentru conductanța $G(t)$ a acestuia se poate scrie expresia:

$$G(t) = G_0 e^{-\frac{t}{T_a}}, \quad (1.50)$$

valabilă pentru un interval de timp scurt, începând cu momentul anulării intensității curentului. Pentru ca tensiunea tranzitorie de restabilire $u_r(t)$, aplicată spațiului dintre contacte, să nu producă reamorsarea arcului electric, este necesar ca puterea introdusă în coloana arcului să aibă valori inferioare puterii P_0 , disipate de aceasta:

$$G(t)u_r^2(t) < P_0 \ell^2. \quad (1.51)$$

Astfel, ținând seama de (1.50), (1.51), condiția necesară pentru stingerea arcului electric de curent alternativ se scrie sub forma:

$$u_r(t) < \ell \sqrt{\frac{P_0}{G_0} e^{\frac{t}{T_a}}}. \quad (1.52)$$

Stingerea definitivă a arcului electric lung, amorsat la deconectare între contactele echipamentelor de comutație de înaltă tensiune, este dictată de evoluția în timp a conductanței $G(t)$ a acestuia, după anularea intensității curentului. În momentul trecerii prin zero a curentului, se anulează puterea electrică primită de la sursă, dar continuă cedarea în mediul înconjurător a căldurii acumulate în coloana arcului. Dacă evacuarea căldurii are loc cu mare intensitate, procesele deionizante produc scăderea rapidă a conductanței $G(t)$, după curba 3 din Fig.1.21b, ajungându-se la stingerea definitivă a arcului electric, deci la întreruperea circuitului. Aceasta este posibilă numai dacă densitatea electronilor în plasma reziduală nu depășește limita menționată, de $10^9/\text{cm}^3$. În caz contrar, după o diminuare inițială, conductanța crește corespunzător curbei 3 din Fig.1.21a, arcul electric reamorsându-se.

Stingerea arcului electric lung se obține astfel pe calea unei puternice deionizări a coloanei, ca urmare a evacuării în mediul înconjurător, în vecinătatea momentelor anulării periodice a curentului, a unei cantități cât mai mari de căldură. Un rol important în stingerea arcului electric lung îl are constanta de timp a acestuia. Corespunzător relației (1.48), pentru valori mici ale constantei de timp T_a , rezultă valori de asemenea mici ale conductanței G_0 ,

deci condiții bune pentru o stingere definitivă reușită. Aceeași concluzie se obține și în baza relației (1.52), valorile mici ale constantei de timp T_a , conducând la valori ridicate ale tensiunii de străpungere în camera de stingere. Valorile constantei de timp depind atât de mediul în care are loc arderea arcului electric cât și de dimensiunile geometrice ale coloanei acestuia; pentru calculul constantei de timp este utilă relația:

$$T_a = \frac{r_0^2}{2,4a_\theta}, \quad (1.53)$$

unde r_0 este raza coloanei arcului, iar a_θ difuzivitatea căldurii în mediul de stingere, dată de relația:

$$a_\theta = \frac{\lambda}{\gamma c}, \quad (1.54)$$

γ , c fiind densitatea, respectiv căldura specifică, iar λ -conductivitatea termică a mediului de stingere. Relația (1.53) evidențiază faptul că mediile cu bune proprietăți de stingere a arcului electric trebuie să se caracterizeze prin difuzivitate a căldurii de valori cât mai mari. Astfel de medii sunt azotul (constituent al aerului), hidrogenul, care rezultă din descompunerea chimică a uleiului mineral la temperatura arcului electric și hexafluorura de sulf, mediu electroizolant și de stingere care stă la baza dezvoltării tehnicilor moderne în comutația de putere.

Arcul electric scurt se amorsează între contactele echipamentelor de comutație de joasă tensiune. Datorită lungimii sale mici, de ordinul 1...3 mm, stingerea se obține pe baza proceselor din vecinătatea contactelor, neglijabile în cazul arcului electric lung. Astfel, se constată că pentru reamorsarea arcului electric scurt este necesar ca între contacte, după anularea intensității curentului, să fie aplicate tensiuni având valori de 150...250 V, în măsură să asigure gradientul de potențial corespunzător autoemisie electronice la noul catod. Dacă tensiunile aplicate au valori mai mici, arcul electric scurt se stinge definitiv, la prima trecere prin zero a intensității curentului.

1.3.5. Procedee și dispozitive pentru stingerea arcului electric de curent alternativ

Echipamentele moderne de comutație sunt prevăzute cu camere de stingere funcționând cu hexafluorură de sulf (SF_6) sau în vid avansat; comutația în hexafluorură de sulf cuprinde toată gama tensiunilor nominale, în timp ce

echipamentele cu comutație în vid avansat sunt întâlnite numai în instalațiile de joasă și medie tensiune.

Proprietățile excepționale, ca mediu electroizolant și de stingere a arcului electric, ale gazului SF₆ pot fi rezumate astfel:

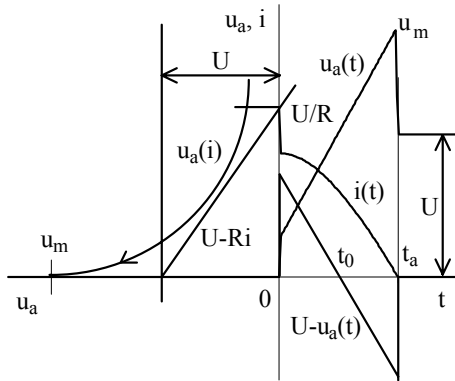
- gaz electroizolant, de mare rigiditate dielectrică, înregistrată chiar la presiuni relativ scăzute (0,15...0,4 MPa);
- excelent fluid extingtor, capabil să transporte o mare cantitate de căldură (entalpie de valori mari) care, înainte de trecerea prin zero a intensității curentului, permite răcirea arcului electric prin conducție termică radială pentru ca, în momentul anulării curentului, datorită proprietăților puternic electronegative, să permită refacerea rapidă a rigidității dielectrice a spațiului dintre contacte.

Proprietățile dielectrice și de mediu de stingere a arcului electric, care caracterizează hexafluorura de sulf, nu se regăsesc reunite la nici un alt fluid cunoscut. Numeroase cercetări conduc la părerea că este puțin probabil să fie descoperite alte medii, superioare sau măcar comparabile sub raportul proprietăților menționate, supremația gazului SF₆ în tehnicile comutației de mare putere fiind certă, cel puțin în viitorul apropiat.

Costrucțiile întrerupătoarelor de putere cu comutație în hexafluorură de sulf pot fi grupate în câteva variante de bază, după tehnica utilizată pentru obținerea suflajului în camera de stingere. Evoluția cronologică a acestor tehnici a produs trei generații de echipamente cu hexafluorură de sulf, existente în prezent în exploatare: tehnica pneumatică sau cu două presiuni, dezvoltată în anii 1960, tehnica autopneumatică sau cu o presiune, pusă în operă începând cu anii 1970 și întrerupătoarele performante, de înaltă și foarte înaltă tensiune, realizate după anii 1980. Trebuie subliniat că această etapizare este cu totul schematică, deoarece nu include rezultatele, de multe ori spectaculoase, obținute în realizarea aparaturii de comutație cu hexafluorură de sulf destinat instalațiilor de medie tensiune, cuprinzând o și mai bogată varietate de tehnici (autoexpansiune, suflaj magnetic, tehnici combinate, autocompresie asistată de autoexpansiune etc.) cu tendință de evoluție spre niveluri superioare de tensiune. La acestea se adaugă conceperea, proiectarea, construcția și introducerea în exploatare a instalațiilor capsulate cu izolație în hexafluorură de sulf.

1.4. Modelarea restabilirii tensiunii între contactele echipamentelor de comutație

Tensiunea înregistrată între bornele unui echipament de comutație, având contactele închise și parcurse de curent, atinge valori de ordinul zecilor de milivolți, repartizate în special pe rezistența de contact. Între contactele

**Fig.1.24**

Deconectarea dinamică a unui circuit de curent continuu

deschise ale aceluiași echipament se pot măsura, în regim permanent, valori care depind de tensiunea de alimentare și de structura instalației. Aceste două stări determină valorile inițiale, respectiv finale, corespunzătoare regimului tranzitoriu de deconectare dinamică. Deconectarea dinamică este constituită din două etape: prima, cuprinsă între momentul separării contactelor și cel al stingerii definitive a arcului electric, este urmată de cea de a doua, caracterizată prin procesul tranzitoriu de restabilire a tensiunii între

contactele echipamentului de comutație.

Tensiunea sursei de alimentare, pusă în evidență între contactele deschise ale echipamentului de comutație, după stingerea definitivă a arcului electric, pe durata tranzitorie, se numește tensiune tranzitorie de restabilire.

Pe durata regimului tranzitoriu de restabilire a tensiunii, valorile acesteia, înregistrate între contactele echipamentului de comutație, depășesc de regulă valorile nominale, izolația instalației fiind astfel supusă solicitărilor unor supratensiuni de comutație. Analiza acestui proces oferă informații utile în calculul, construcția, testarea și exploatarea echipamentelor de comutație.

1.4.1. Deconectarea dinamică în instalațiile de curent continuu

Restabilirea tensiunii între contactele echipamentului de comutație de curent continuu are loc în mod diferențiat, după natura circuitelor în care acesta funcționează. Analiza calitativă a procesului se poate efectua în ipoteza simplificatoare potrivit căreia tensiunea de arc, u_a , are o variație liniară în timp, de forma:

$$u_a(t) = \alpha + \gamma vt, \quad (1.55)$$

unde α , γ sunt constantele relației Ayrtton (1.11), iar v -viteza de alungire a coloanei arcului; drept origine a timpului se consideră momentul separării pieselor de contact. Pentru circuitul inductiv reprezentat grafic în Fig.1.8, ecuația de funcționare (1.32) conduce la soluția (1.33), care este expresia curentului prin arc, pe durata deconectării.

Utilizând curbele $i(t)$ și $u_a(t)$ -caracteristica volt-ampere dinamică a arcului electric, în Fig.1.37 se determină, pe cale grafică, curbele $u_a(t)$, respectiv $[U-u_a(t)]$. Rezultă astfel că, la deconectarea dinamică a unui circuit inductiv de curent continuu, între contactele echipamentului de comutație se pune în evidență o supratensiune, având valoarea maximă u_m ; ținând seama de (1.38), relația (1.55) se poate scrie:

$$u_m = u_a(t_a) = U + \gamma v t_a > U. \quad (1.56)$$

Pe elementele R , L de circuit, se aplică tensiunea $(U-u_a)$, care solicită izolația acestora. Supratensiunile de comutație evidențiate la deconectarea motoarelor de curent continuu sunt diminuate, datorită tensiunii contra-electromotoare. În acest caz, ecuația circuitului echivalent se scrie sub forma:

$$L \frac{di}{dt} + Ri + u_a = U - E, \quad (1.57)$$

unde L , R sunt parametrii electromotorului, u_a -tensiunea arcului electric, iar U , E -tensiunile de alimentare, respectiv contra-electromotoare.

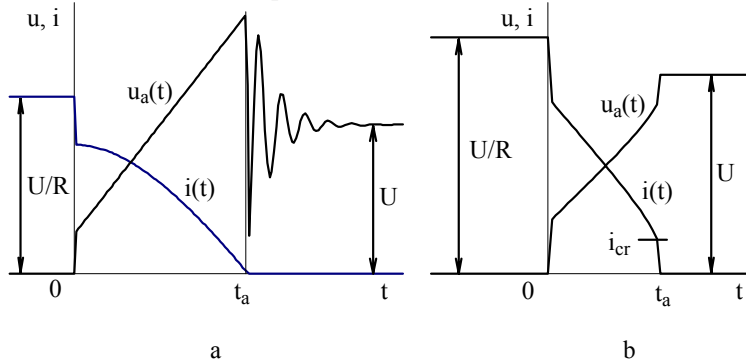


Fig.1.25

*Regimul tranzitoriu de deconectare dinamică
în curent continuu: a-circuit RLC; b-circuit rezistiv.*

Procedând ca și în cazul relației (1.56), pentru valoarea maximă, u_m , a tensiunii tranzitorii de restabilire, rezultă expresia:

$$u_m = U - E + \gamma v T, \quad (1.58)$$

T fiind constanta de timp a circuitului.

Prezența capacităților poate da un caracter oscilant tensiunii tranzitorii de restabilire (Fig.1.25a), în timp ce, deconectarea circuitelor rezistive are loc fără supratensiuni de comutație (Fig.1.25b).

Deoarece majoritatea circuitelor instalațiilor de curent continuu are caracter inductiv, supratensiunile înregistrate la deconectare au valori mari, încât se impune limitarea lor. Pentru obținerea efectului de limitare, se practică două procedee: șuntarea, cu elemente de tip R sau RC , fie a elementelor inductive din circuitul deconectat, fie a contactelor echipamentului de comutație. În Fig.1.26a este prezentată posibilitatea limitării supratensiunilor de comutație cu ajutorul unui rezistor de rezistență R_p . În ipoteza (1.55), ecuația care descrie funcționarea la deconectare a acestui circuit, se poate scrie sub forma:

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \gamma v \left(1 - \frac{R}{R_p}\right) t = (U - \alpha) \left(1 - \frac{R}{R_p}\right) - \frac{Lv\gamma}{R_p}. \quad (1.59)$$

Durata t_a , de ardere a arcului electric, în ipoteza $t_a \gg L/R$, se obține de forma:

$$t_a \cong T + \frac{U - \alpha}{\gamma v} - \frac{L}{R_p - R}, \quad (1.60)$$

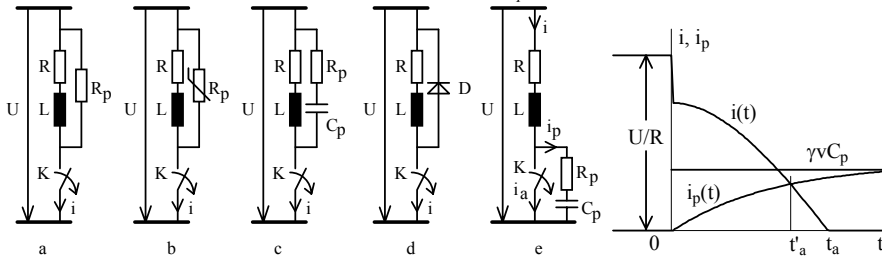


Fig.1.26

Limitarea supratensiunilor de comutație

Fig.1.27

Limitarea cu circuit RC

v fiind viteza de alungire a coloanei arcului, iar T -constantă de timp a circuitului. Comparând relațiile (1.38₁), (1.60), rezultă că, în ipoteza $R_p > R$, durata de ardere rezultă mai mică în cazul (1.60); corespunzător și tensiunea maximă u_m , de stingere a arcului, care reprezintă o supratensiune pentru circuit, va avea valori mai mici.

Soluția prezentată în Fig.1.26a are inconvenientul unui consum suplimentar de energie în regim permanent. Varianta din Fig.1.26b înlătură acest dezavantaj, grupul de limitare R_p, C_p intrând în funcțiune numai pe durata regimurilor tranzitorii, deci și la deconectare. Pentru evitarea funcționării oscilante, parametrii schemei prezentate în Fig.1.26b trebuie să verifice relația:

$$R + R_p > 2 \sqrt{\frac{L}{C_p}}. \quad (1.61)$$

O altă soluție de limitare a supratensiunilor de comutație constă în utilizarea unei diode D, conectată ca în Fig.1.26c. Durata de ardere se reduce în acest caz la valoarea t_0 (Fig.1.24) când, prin schimbarea sensului tensiunii $[U - u_a(t)]$ aplicată diodei D, aceasta intră în conducție; astfel se limitează tensiunea de arc la valoarea $(U + U_F)$, U_F fiind căderea de tensiune pe dioda în conducție.

Pentru protecția contactelor releelor se folosesc grupuri R_p , C_p , conectate în paralel cu contactele (Fig.1.26d). Rezolvând sistemul de ecuații care descrie funcționarea, la deconectare, a circuitului din Fig.1.26d, pentru intensitatea $i(t)$ rezultă expresia (1.33); intensitatea $i_p(t)$ se obține de forma:

$$i_p(t) = \gamma v C_p (1 - e^{-\frac{t}{T_p}}), \quad (1.62)$$

unde:

$$T_p = R_p C_p. \quad (1.63)$$

Durata t'_a de ardere a arcului electric între contactele K, se obține impunând condiția:

$$i_a(t'_a) = 0, \quad (1.64)$$

care, potrivit Fig.1.26d, implică:

$$i(t'_a) = i_p(t'_a). \quad (1.65)$$

Rezolvarea grafică a ecuației (1.65), dată în Fig.1.27, evidențiază o micșorare a duratei de ardere a arcului electric, $t'_a < t_a$, însoțită de limitarea supratensiunilor de comutație. Micșorarea duratei de ardere a arcului electric prin procedeele prezentate permite, pe lângă limitarea valorilor supratensiunilor de comutație și reducerea intensității procesului de uzură electrică a pieselor de contact.

1.4.2. Deconectarea dinamică în instalațiile de curent alternativ

În cazul instalațiilor de curent alternativ, tensiunea tranzitorie de restabilire poate avea caracter aperiodic sau oscilant, prezența capacităților având influențe similare celor din instalațiile de curent continuu. Pentru evidențierea unor aspecte legate de restabilirea tensiunii în instalațiile de curent alternativ, se consideră schema electrică echivalentă a deconectării unui scurtcircuit, Fig.1.20a, produs la bornele întrerupătorului. Parametrii circuitului

se consideră concentrați, spre deosebire de cazul real, din instalațiile electrice, unde aceștia sunt distribuiți; din acest punct de vedere, studiul circuitului din Fig.1.20a prezintă interes în special pentru încercările echipamentelor de comutație, deoarece, în laboratoarele de încercări, circuitele sunt în mod obișnuit constituite din elemente cu parametri concentrați. Considerând drept origine a timpului momentul stingerii arcului electric, care are loc la trecerea prin zero a intensității curentului de scurtcircuit, ecuația care descrie funcționarea circuitului din Fig.1.20a se poate scrie sub forma:

$$\sqrt{2}U\omega_0^2 \sin(\omega t + \psi) = \frac{d^2 u_r}{dt^2} + 2\delta \frac{du_r}{dt} + \omega_0^2 u_r, u_r(0) = 0, \left. \frac{du_r}{dt} \right|_{t=0} = 0 \quad (1.66)$$

și admite soluția oscilantă:

$$u_r(t) = \frac{\sqrt{2}U}{\omega CZ} \sin(\omega t + \psi_u) - \frac{\sqrt{2}Ue^{-\delta t}}{\omega CZ} \times \left[\left(\frac{\delta}{\omega_e} \sin \psi_u + \frac{\omega}{\omega_e} \cos \psi_u \right) \sin \omega_e t + \sin \psi_u \cos \omega_e t \right], \quad (1.67)$$

unde:

$$\left. \begin{aligned} Z &= \sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{I}{C\omega} \right)^2}, \psi_u = \psi - \varphi - \frac{\pi}{2}, \varphi = \arctg \frac{L\omega - \frac{I}{C\omega}}{R}, \\ \delta &= \frac{R}{2L}, \omega_0 = \frac{I}{\sqrt{LC}}, \omega_e = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}, \omega_0 > \delta. \end{aligned} \right\} \quad (1.68)$$

În condiții reale de scurtcircuit, circuitul echivalent este puternic inductiv ($L\omega \gg R$), încât se poate considera:

$$\psi \cong \frac{\pi}{2}. \quad (1.69)$$

Ținând seama de relațiile (1.68), parametrii φ și Z se pot scrie sub forma:

$$\varphi = \arctg \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{2\delta\omega}, Z = \frac{\sqrt{4\delta^2\omega^2 + (\omega^2 - \omega_0^2)^2}}{\omega_0^2\omega C}. \quad (1.70)$$

Deoarece în instalațiile existente se verifică relațiile:

$$\omega_0 \cong \omega_e \gg \delta, \quad \omega_0 \cong \omega_e \gg \omega, \quad (1.71)$$

pentru parametrii (1.70) se obțin expresiile:

$$\varphi \cong -\frac{\pi}{2}, \quad Z \cong \frac{1}{\omega C}. \quad (1.72)$$

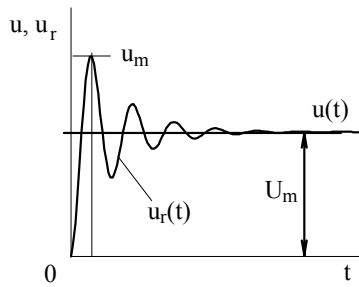


Fig.1.28
Tensiunea tranzitorie
de restabilire

Ținându-se seama de (1.68),...(1.71), soluția (1.67) conduce la următoarea expresie, simplificată, a tensiunii tranzitorii de restabilire:

$$u_r(t) = \sqrt{2}U (\cos \omega t - e^{-\delta t} \cos \omega_e t), \quad (1.73)$$

reprezentată grafic în Fig.1.28. Pe durata foarte scurtă a regimului tranzitoriu se consideră $\cos \omega t \cong 1$, încât expresia (1.73) se poate încă simplifica, devenind de forma:

$$u_r(t) = \sqrt{2}U (1 - e^{-\delta t} \cos \omega_e t), \quad (1.74)$$

existentă și în recomandările C.E.I.¹ cu privire la încercările echipamentelor de comutație. Pe baza relației (1.74), se definesc parametrii caracteristici ai tensiunii tranzitorii de restabilire oscilante, cu o singură frecvență și anume:

- valoarea de vârf, u_m care, pentru $\omega_e t = \pi$, rezultă de forma:

$$u_m = \sqrt{2}U \left(1 + e^{-\frac{\pi \delta}{\omega_e}} \right); \quad (1.75)$$

- factorul de oscilație, γ , definit prin relația:

$$\gamma = \frac{u_m}{\sqrt{2}U} = 1 + e^{-\frac{\pi \delta}{\omega_e}}, \quad 1 < \gamma < 2; \quad (1.76)$$

- frecvența proprie de oscilație, f_e :

¹ Comisia Electrotehnică Internațională

$$f_e = \frac{\omega_e}{2\pi}. \quad (1.77)$$

După cum se poate remarca, parametrii tensiunii tranzitorii de restabilire au valori dependente de parametrii instalațiilor. Astfel, frecvența proprie a rețelelor de medie tensiune (6...35 kV) este de 3...4 kHz, în timp ce pentru rețelele de înaltă și foarte înaltă tensiune, unde distanțele dintre conductoarele liniilor electrice aeriene conduc la valori mari ale inductanțelor, aceasta este de 0,5...1 kHz. Factorul de oscilație γ are, în mod obișnuit, valorile 1,3...1,6. Prin parametrii f_e și γ , tensiunea tranzitorie de restabilire exercită influențe importante asupra procesului stingerii arcului electric de curent alternativ, așa cum s-a arătat în § 1.3.3.

În cazul întreruperii unui curent de scurtcircuit trifazat, Fig.1.29, stingerea arcului la cei trei poli ai întrerupătorului nu are loc simultan, deoarece intensitățile curenților pe faze, I_1 , I_2 , I_3 sunt defazate, așa cum se indică în Fig.1.30.

Stingerea arcului electric se produce mai întâi la unul din poli, fie acesta polul 1, la care sunt îndeplinite condițiile stingerii definitive în momentul trecerii prin zero a intensității curentului. Ca urmare, scurtcircuitul trifazat devine bifazat, fazorii I_2 , I_3 ajungând, prin alunecare de fază, în pozițiile I'_2 , I'_3 . Stingerea definitivă a arcului electric are loc apoi simultan la polii 2, 3, după o întârziere corespunzătoare unui defazaj de $\pi/2$.

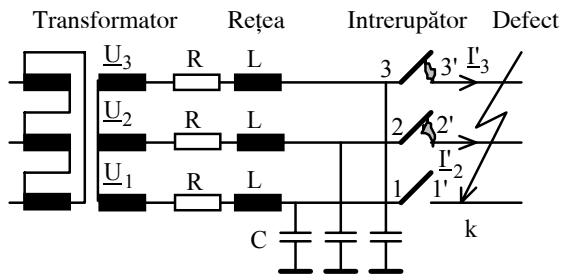


Fig.1.29

Schema electrică echivalentă la deconectarea dinamică a unui scurtcircuit trifazat

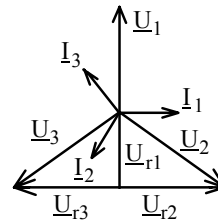


Fig.1.30

Diagrama fazorială

Valoarea efectivă a componentei de frecvență industrială a tensiunii tranzitorii de restabilire, $\underline{U}_{r1}$, pusă în evidență între contactele polului 1, după stingerea definitivă a arcului electric, Fig.1.29, rezultă de forma:

$$\underline{U}_{r1} = \underline{U}_1 - \underline{U}_2 + (R + jL\omega)\underline{I}'_2. \quad (1.78)$$

Cum însă:

$$\underline{I}'_2 = -\underline{I}'_3 = \frac{\underline{U}_2 - \underline{U}_3}{2(R + jL\omega)}, \quad (1.79)$$

rezultă:

$$\underline{U}_{r1} = \underline{U}_1 - 0,5(\underline{U}_2 + \underline{U}_3) \quad (1.80)$$

sau, ținând seama de diagrama fazorială din Fig.1.30:

$$U_{r1} = 1,5U_1 = \frac{1,5}{\sqrt{3}}U_n. \quad (1.81)$$

Pentru polii 2, 3 se obține:

$$\underline{U}_{r2} = -\underline{U}_{r3} = 0,5(\underline{U}_2 - \underline{U}_3) \quad (1.82)$$

sau:

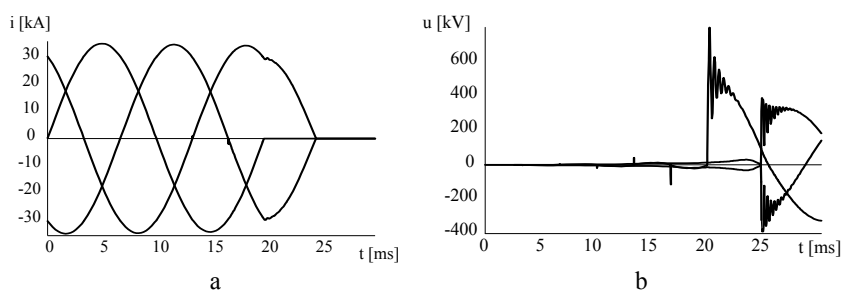
$$U_{r2} = U_{r3} = U_{r2,3} = 0,5\sqrt{3}U_1 = 0,5U_n. \quad (1.83)$$

Ținând seama de relațiile (1.76), (1.81), (1.83), valorile de vârf ale tensiunilor tranzitorii de restabilire, înregistrate la deconectarea unui scurtcircuit trifazat, se pot calcula utilizând expresiile:

$$u_{m1} = \frac{1,5\sqrt{2}}{\sqrt{3}}\gamma U_n, \quad u_{m2,3} = 0,5\sqrt{2}\gamma U_n, \quad (1.84)$$

unde u_{m1} , $u_{m2,3}$ sunt valorile de vârf ale tensiunii tranzitorii de restabilire pentru polul care întrerupe primul, respectiv pentru ceilalți doi poli, γ -factorul de oscilație, iar U_n -tensiunea nominală a instalației trifazate. Din relațiile (1.84) se obține:

$$\frac{u_{m1}}{u_{m2,3}} = \sqrt{3}. \quad (1.85)$$

**Fig.1.51**

*Regimul tranzitoriu de deconectare trifazată: a-curentul de scurtcircuit;
b-tensiunea de arc și tensiunea tranzitorie de restabilire.*

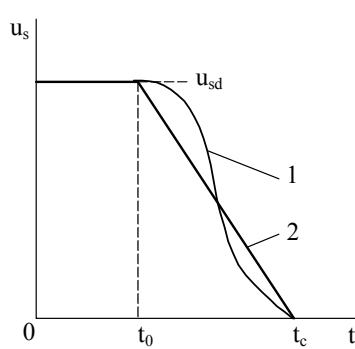
Din cele prezentate rezultă că, la un echipament de comutație trifazat, polul care întrerupe primul este solicitat la supratensiuni mai mari decât ceilalți doi poli care, la rândul lor, sunt suprasolicitați sub raport termic, din cauza duratei mai mari de ardere a arcului electric.

1.5. Comutația controlată

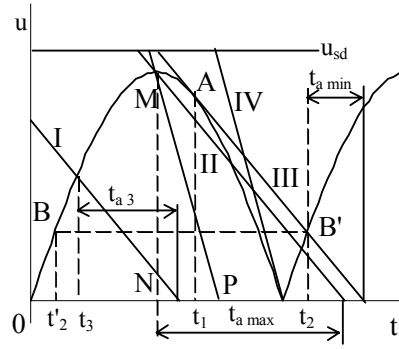
În general, sub denumirea de comutație controlată (sincronizată) se grupează soluțiile tehnice propuse pentru realizarea unui anumit tip de comandă a întrerupătoarelor de putere de înaltă tensiune, astfel încât conectarea sau/și deconectarea acestora să aibă loc într-un moment prestabilit în raport cu un semnal sinusoidal de referință, având frecvența industrială și care se găsește într-o anumită relație de fază cu mărimile de stare ale instalației (tensiune de alimentare, curent). Comanda sincronizată a întrerupătoarelor are în vedere minimizarea solicitărilor de regim tranzitoriu care însoțesc procesele de comutație, concretizate în principal prin supratensiuni și supracurenți. În funcție de natura circuitului supus comutației (inductiv, capacitiv) și având în vedere scopul comutației controlate, se studiază separat fenomenele legate de conectare (punerea sub tensiune), respectiv de deconectare.

1.5.1. Modelarea conectării controlate

Unul din parametrii principali care caracterizează funcționarea întrerupătoarelor este energia arcului electric de conectare. Aceasta influențează uzura contactelor și, în mare parte, solicitările mecanice exercitate asupra dispozitivului de stingere a arcului, pe durata manevrei de închidere.

**Fig.1.31**

Curba tensiune-timp, $u_s(t)$, de străpungere a spațiului dintre contacte: t_0 -începutul deplasării contactelor; t_c -momentul atingerii pieselor de contact; 1-curbă reală; 2-aproximare lineară.

**Fig.1.32**

Curbele tensiunii sinusoidale și ale tensiunii de amorsare a spațiului dintre contacte

De exemplu, presiunea în camera de stingere provoacă micșorarea vitezei de deplasare a părților mobile. Aceasta poate avea ca rezultat creșterea duratei arcului și a probabilității de sudare a contactelor. Energia înaltă a arcului provoacă de asemenea creșterea presiunii mediului de stingere și, ca urmare, a solicitărilor mecanice ale întrerupătorului. Solicitarea mecanică în întrerupător este determinată de amplitudinea curentului la conectare și de energia arcului. Deoarece acești doi parametri depind de unghiul de conectare, solicitarea întrerupătorului poate fi modificată acționând asupra valorilor acestuia. Evaluarea energiei de arc la diferite unghiuri de conectare permite optimizarea procesului de închidere a unui întrerupător.

În Fig.1.31 este dată curba tensiune-timp a unei amorsări a spațiului dintre contacte. Curba reală 1 este foarte apropiată de de aproximantele ei liniare, 2. Contactele încep deplasarea lor în momentul t_0 , iar atingerea metalică a pieselor de contact apare în momentul t_c . Fiecare curbă corespunde unei viteze precizate de deplasare a contactelor.

Considerând că tensiunea de amorsare nu depinde de polaritate, în Fig.1.32 se prezintă curbele tensiunii sinusoidale în valori absolute și curbele de amorsare. Curbele I, II, III corespund diferitelor momente de alimentare a bobinei electromagnetului de închidere. Amorsarea arcului în camera de stingere apare în punctul de intersecție sau de tangență dintre curbele tensiunii de amorsare cu sinusoida tensiunii aplicate. În cazul curbei I, arcul electric se amorsează în momentul t_3 și arde pe durata t_{a3} . În cazul curbei II, arcul electric se amorsează pe valoarea de vârf a tensiunii aplicate și durata de ardere va fi

maximă, $t_{a \max}$. Curba III este tangentă la sinusoida tensiunii în punctul A. Această curbă corespunde unui caz limită; pentru o deplasare foarte mică la dreapta, arcul electric se inițiază în momentul t_2 , în a doua jumătate a perioadei, iar pentru o deplasare a curbei spre stânga, arcul electric se va amorsa în momentul t'_2 . În ambele cazuri, durata de ardere este minimă, $t_{a \min}$.

Se constată că pe sinusoida cuprinsă între punctele A, B, amorsarea arcului survine într-un moment independent de cel al punerii sub tensiune a bobinei electromagnetului de închidere. Ca urmare, componenta aperiodică maximă a curentului de scurtcircuit la închiderea unui astfel de întrerupător nu apare, deoarece stabilirea curentului la trecerea prin zero a tensiunii nu este posibilă. Componenta aperiodică maximă apare dacă are loc amorsarea arcului electric corespunzător punctului B. Curba IV a tensiunii de amorsare, tangentă la sinusoida tensiunii în punctul $t = \pi/\omega$ (Fig.1.32), corespunde vitezei minime de variație a tensiunii de amorsare pentru care închiderea circuitului la trecerea prin zero a tensiunii este posibilă și componenta aperiodică a curentului de scurtcircuit poate fi maximă; pentru această valoare a vitezei, durata minimă de arc este nulă. Se pune problema determinării, la aceeași viteză, a duratei maxime de arc. Corespunzător Fig.1.32, aceasta apare dacă amorsarea arcului între contacte se produce la valoarea de vârf a tensiunii aplicate (curba V).

Dacă tensiunea la bornele întrerupătorului este:

$$u(t) = \sqrt{2}U \sin \omega t, \quad (1.86)$$

viteza de variație a tensiunii de amorsare, din condiția de intersectare a curbelor în punctul $t = \pi/\omega$, se obține plecând de la expresia:

$$\left. \frac{du_s}{dt} = \frac{du}{dt} \right|_{t=\pi/\omega} = -\sqrt{2}\omega U. \quad (1.87)$$

Durata de ardere a arcului electric la închidere se obține cu ajutorul relației:

$$t_a = \frac{\sqrt{2}U \sin \omega t}{-\frac{du_s}{dt}}. \quad (1.88)$$

Durata maximă de ardere a arcului electric la închiderea întrerupătorului, obținută pentru $t = \pi/\omega$, este dată de relația:

$$t_{a\max} = \frac{\sqrt{2}U}{\omega\sqrt{2}U} = \frac{1}{\omega} = 3,18\text{ ms}. \quad (1.89)$$

Valoarea maximă a duratei arcului electric de conectare, de 3,18 ms, poate fi criteriul de obținere a componentei aperiodice maxime. Închiderea circuitului la trecerea prin zero a tensiunii este posibilă dacă $t_{a\max} \leq 3,18$ ms; în caz contrar, curba de rigiditate dielectrică a intervalului intersectează întotdeauna curba sinusoidei tensiunii aplicate, înainte de momentul anulării acesteia.

1.5.2. Deconectarea controlată

Teoria și exploatarea instalațiilor arată că deconectarea sincronizată este un mijloc foarte eficient prin care se pot evita anumite regimuri tranzitorii. Controlul timpului de ardere a arcului electric conduce la prevenirea reamorsării repetate și la minimizarea curentului tăiat. Necesitatea privind precizia timpilor este mai mică decât la conectarea sincronizată. Deconectarea fără arc este posibilă dacă dispersia separării contactelor se află în domeniul $\pm(1-2)$ ms.

Conectarea sincronizată necesită o precizie de $\pm(0,5-1)$ ms pentru a permite reducerea eficiență a efectelor regimurilor tranzitorii. Dacă, din cauza concepției, îmbătrânirii sau a altor factori pe termen lung, întrerupătorul nu mai îndeplinește condițiile de precizie, releele de sincronizare autoadaptive devin foarte utile. Ca dispozitive electronice, releele de sincronizare trebuie să fie serios testate privind comportarea în raport cu condițiile mediului ambiant și cu problemele de compatibilitate electromagnetică.

Se pot enumera următoarele procese de comutație în care prezintă interes aplicarea deconectării sincronizate :

- *Deconectarea bobinelor de reactanță de înaltă tensiune cu izolație în aer.* Se urmărește limitarea supratensiunilor datorate tăierii curentului și evitarea reamorsărilor repetate ale arcului electric.
- *Reanclșarea automată a liniilor.* Micșorarea supratensiunilor, comparabilă cu cea obținută cu rezistoare de limitare sau cu descărcătoare, poate fi obținută utilizând sincronizarea după momentele de trecere prin valoarea zero a tensiunii sursei, numai pentru manevrele de conectare în cazuri normale de funcționare, cu o tensiune de linie remanentă oscilantă. Abaterea admisă a timpului de închidere este de circa ± 1 ms. Soluții realizate există și costurile de investiții, comparativ cu cele pentru descărcătoare sau rezistoare de limitare, sunt mai scăzute.
- *Întreruperea curenților inductivi în instalații cu cuptoare cu arc, motoare.* Se evită reamorsările repetate ale arcului electric.

- *Funcționarea întrerupătoarelor de generator și a altor întrerupătoare care trebuie să întrerupă curenți de scurtcircuit având componente aperiodice de valori mari.*

Sub raport teoretic, comutația sincronizată poate fi considerată avantajoasă și în alte situații, cum ar fi în cazul liniilor lungi. Tehnicile actuale necesită dezvoltarea unor dispozitive de comandă și de manevră speciale, pentru a rezolva aceste cazuri.

1.5.3. Caracteristicile întrerupătoarelor sincronizate

Tehnologia actuală de comandă sincronizată constă în două circuite electronice separate, care au drept mărimi de intrare tensiunea și curentul, provenind respectiv de la transformatoarele de măsură. Un inconvenient major constă în necesitatea de a admite că durata de funcționare a întrerupătorului este constantă sau are un decalaj cunoscut în timp și care poate fi compensat prin intermediul unui circuit de reacție.

O concepție integrată (Fig.1.33) permite evitarea acestor probleme. Obiectivul constă în obținerea unui întrerupător sincronizat care poate fi considerat ca o "cutie neagră", destinat instalării într-o stație de tip tradițional.

Modulul de comandă electronică și traductoarele sunt integrate construcției întrerupătorului. Acest tip de "întrerupător inteligent" poate fi tratat la fel cu unul asincron tradițional și nu introduce cheltuieli suplimentare de instalare, nu necesită circuite de comandă speciale și nici nu ridică probleme deosebite de întreținere.

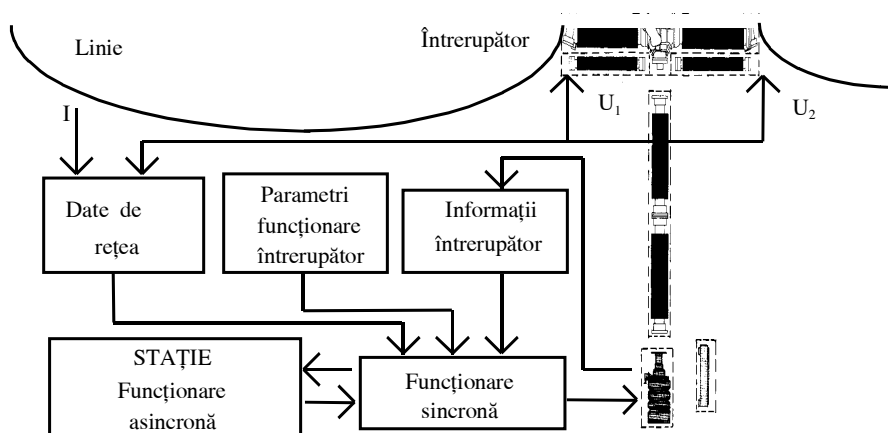


Fig.1.33

Schema de principiu a unui întrerupător sincronizat

Traductoare corespunzătoare, combinate cu un modul electronic inteligent, comandat prin program, pot introduce avantaje cum sunt:

- Identificarea automată a cazului de comutație prin programul modului electronic.
- Sincronizarea operațiilor de deconectare, cu scopul de a reduce solicitările produse din cauza formării unui arc electric între contacte, pe durata întreruperii curentului. Timpul optimal de formare a arcului este calculat pentru fiecare caz de comutație.
- Controlul funcțiilor esențiale, cu posibilitatea programării mentenanței întrerupătorului, fapt care conduce la folosirea eficientă atât a personalului de exploatare cât și a resurselor materiale.

O exigență fundamentală în practica comutației controlate este cunoașterea precisă a timpului de funcționare mecanică a întrerupătorului. Nici măcar la întrerupătoarele cele mai moderne acest parametru nu este, din păcate, constant. Deoarece dispersia timpilor de funcționare se situează într-un domeniu admisibil de ± 10 ms, în condiții normale de funcționare, variațiile în funcție de diferiți parametri operaționali cum ar fi temperatura scăzută a mediului ambiant, presiunea fluidului de lucru în mecanismul de acționare, frecvența, tensiunea operativă, preamorsarea arcului electric la conectare ar putea antrena abateri de câteva milisecunde, cu consecințe dintre cele mai importante asupra funcționării sincronizate. Aceste influențe, care pot duce la abateri în domeniul 10^{-4} - $3 \cdot 10^{-3}$ s pot fi luate în calcul de un modul electronic inteligent.

Probabilitatea de erori fatale în comutația controlată poate fi în continuare redusă prin programe de autotestare a funcțiilor electronice și prin controlul abaterilor între momentele de comutație calculat și real. Dacă apar erori în circuitele electronice, operațiile de comutație pot fi efectuate în condiții obișnuite (comutație nesincronizată), astfel încât întrerupătorul trebuie conceput permanent pentru a răspunde funcției de comutație, considerată în accepția sa tradițională.

Utilizarea comenzii adaptive a întrerupătoarelor, bazată pe tehnica microprocesoarelor, permite luarea în calcul a unei serii de parametri ce influențează precizia sincronizării, cum sunt :

- efectele condițiilor de mediu, asupra sistemului mecanic;
- precizia declanșatoarelor și electrovalvelor în funcție de valorile tensiunii operative;
- energia disponibilă pentru manevre de conectare repetate;
- efectul de histerezis mecanic al sistemului de contacte;
- prearcul;
- precizia de măsurare a timpului de închidere;
- îmbătrânirea sistemelor de stocare a energiei și de lubrifiere;

- dispersia timpilor necontrolați, pe duratele manevrelor cu frecvență redusă;
- eroziunea contactelor.

1.5.4. Întrerupătoare sincronizate cu SF₆ și vid

Eforturi importante au fost făcute pentru reducerea energiei de comandă de valori mari a întrerupătoarelor cu SF₆, funcționând cu o singură presiune. Ca element esențial, toate aceste cercetări au comună ideea de a utiliza energia arcului electric de deconectare însăși, în vederea propriei sale stingeri. Parametrii care intervin în reducerea energiei de comandă prin ameliorarea randamentului spațiului de ardere a arcului sunt: viteza de deplasare a contactelor, distanța dintre contacte, volumul sau secțiunea cilindrului de compresie (la întrerupătoarele cu autocompresie).

Creșterea tensiunii de ținere a spațiului dintre contacte a condus la micșorarea importantă a distanțelor de izolație și deci a cursei contactelor. Totuși, creșterea capacității de deconectare la scurtcircuit a influențat cel mai mult necesarul de energie pentru acționarea întrerupătorului. Introducerea sistemelor cu dublu ajutor, utilizate anterior la întrerupătoarele cu aer comprimat, a permis reducerea, într-un prim stadiu, a presiunii necesare pentru deconectare, dar cu o creștere considerabilă a tensiunii tranzitorii de restabilire.

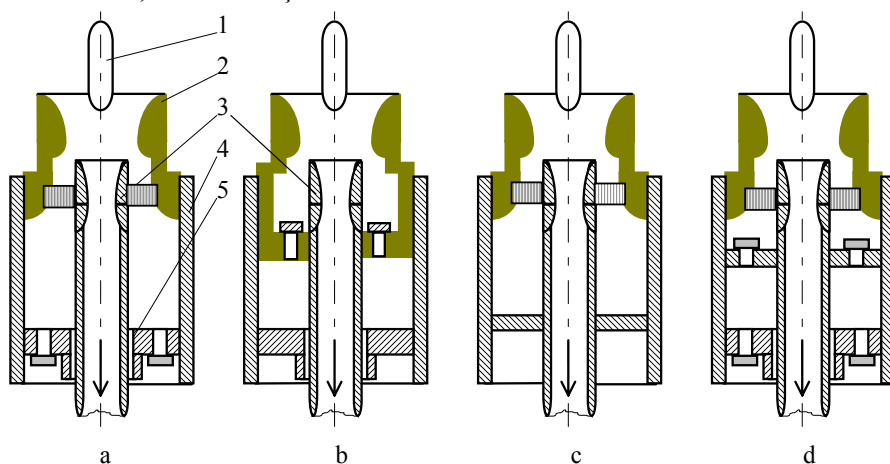
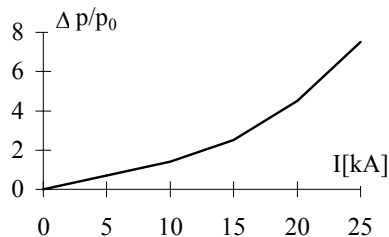


Fig.1.34

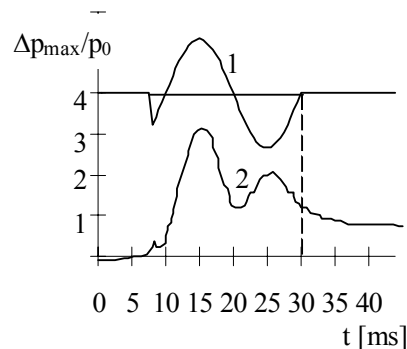
*Camere de stingere cu autocompresie: a-limitarea presiunii în cilindru;
b-supape între ajutor și cilindru; c-cilindru de volum constant, fără compresie
adițională a SF₆; d-cilindru de volum constant, cu compresie adițională a SF₆;
1-contact fix; 2-ajutor; 3-contact mobil; 4-cilindru de compresie; 5-piston fix.*

O măsură suplimentară a constituit-o micșorarea progresivă a diametrului ajutoarelor. Astfel, o fracțiune mai mare a energiei arcului a putut fi utilizată pentru realizarea presiunii în cilindru de compresie. Aceasta înseamnă, pe de altă parte, că și energia furnizată de mecanismul de acționare depinde de curentul întrerupt, fiind necesare valori mari de energie mai cu seamă la trecerea prin zero a curentului. O posibilitate de rezolvare a acestei probleme constă în limitarea presiunii din cilindru printr-o supapă de suprapresiune (Fig.1.34a). Apare în acest caz o pierdere în energia de compresie. În aceeași ordine de idei, se menționează introducerea unei supape între ajutoraj și cilindru de compresie (Fig.1.34b). Această soluție are dezavantajul de a nu permite decât o utilizare limitată a energiei arcului. Suprimarea totală a reacției asupra mecanismului de acționare, datorată presiunii produse sub acțiunea arcului electric de deconectare, poate fi obținută prin renunțarea completă la realizarea presiunii în cilindru de compresie (Fig.1.34c).

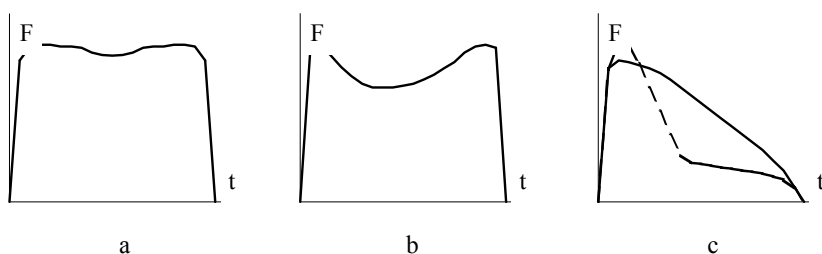
Dependența presiunii față de intensitatea curentului întrerupt (Fig.1.35) introduce dificultăți suplimentare privind întreruperea curenților de mică intensitate. Dimensionând sistemul de comutație pentru funcționare corectă la capacitatea nominală de rupere la scurtcircuit, apare riscul unei eficiențe sporite în stingerea arcului electric la întreruperea curenților de mică intensitate (funcționare cu smulgere sau tăiere de curent), fapt ce poate introduce supratensiuni de comutație de valori mari. Rezolvarea problemei devine posibilă odată cu noua tehnologie de comutație în SF₆, cunoscută sub numele de autocompresie asistată de autoexpansiune (Fig.1.34d).

**Fig.1.35**

Presiunea diferențială în funcție de intensitatea curentului întrerupt

**Fig.1.36**

Presiunea diferențială în camera de stingere (Fig.1.54d): 1-curentul de scurtcircuit; 2-presiunea diferențială.

**Fig.1.37**

Variația în timp a forței dezvoltate de mecanismul de acționare: a-comandă hidraulică; b-comandă cu aer comprimat; c-comandă cu resorturi.

Aceasta constă în introducerea unui dispozitiv mecanic de compresie dedicat suflajului curenților slabi, amplasat în serie cu camera de stingere principală, unde se produce, sub acțiunea arcului, presiunea necesară întreruperii curenților de mare intensitate.

Trecerea de la un mod de suflaj la altul poate avea loc prin intermediul unei supape practicate în peretele care separă cele două volume ale camerei de stingere. Camera de stingere funcționează cu autocompresie pentru curenți de până la 25-30% din capacitatea nominală de rupere la scurtcircuit, întreruperea unor curenți mai mari având loc sub acțiunea autoexpansiunii gazului.

Curba presiunii, reprezentată în Fig.1.36, ilustrează principiul de funcționare al acestei tehnici de comutație. Presiunea produsă sub acțiunea arcului electric în camera de stingere urmărește, în principiu, curba de variație a curentului. Presiunea reziduală, din momentul trecerii prin zero a curentului, poate fi determinantă pentru reușita întreruperii. Nu trebuie neglijate însă influențele exercitate de densitatea și deci de temperatura gazului, determinantă în ceea ce privește extracția de căldură din plasmă, deci pentru precizarea capacității de deconectare la scurtcircuit a întrerupătorului.

Utilizarea energiei arcului pentru realizarea presiunii necesare stingerii (întrerupătoare cu autoexpansiune) a permis micșorarea considerabilă a energiei de comandă. Reducerea masei camerei de stingere și a elementelor de transmisie a mișcării, adaptate la forțe de valori diminuate, a contribuit indirect la această reducere a energiei. Astfel, de exemplu, energia de comandă necesară declanșării unui întrerupător de 72,5 kV a putut fi redusă la mai puțin de 100 J/pol. Această puternică scădere a energiei obligă la reexaminarea alegerii principiului de comandă optimal sub raportul distribuției forței, al aspectelor economice și al fiabilității.

În Fig.1.37 se arată diferențele esențiale între caracteristicile forței, specifice mecanismelor de acționare de diferite tipuri: hidraulic, cu aer

comprimat, cu resorturi. Mecanismele de acționare cu comandă hidraulică (Fig.1.37a) se caracterizează printr-o forță aproape constantă pe toată durata acționării. În cazul comenzii pneumatice (Fig.1.37b), scăderea forței apare ca urmare a pierderilor de presiune, puternic dependente de viteză, în supapele de comandă. Conform curbei vitezelor, aceste pierderi sunt maxime în zona mediană. Această distribuție a forțelor corespunde foarte bine cerințelor întrerupătoarelor cu comutație în SF₆, realizate în tehnică autopneumatică. Valoarea inițială mare a forței dezvoltate produce o accelerație ridicată, favorizând întreruperea fără reamorsare a curenților capacitivi. Pe de altă parte, spre sfârșitul deplasării echipajului mobil, o forță de valori mari este din nou necesară, pentru a compensa presiunea înaltă care se creează în cilindrul de compresie.

Distribuția forței date de mecanismele de acționare cu resorturi (Fig.1.37c) se caracterizează printr-o scădere aproape constantă, pe durata destinderii resortului de deschidere, motiv pentru care caracteristica forței este mai puțin avantajoasă. În cazul noului principiu de întrerupere (autocompresie asistată de autoexpansiune) presiunea ridicată, necesară întreruperii curenților de scurtcircuit, nu mai este produsă de mecanismul de acționare. Aceasta se obține prin autoexpansiunea gazului, sub acțiunea temperaturii înalte a arcului electric însăși.

Forța de valori mari, disponibilă la sfârșitul cursei în cazul comenzilor hidraulică sau pneumatică, nu mai este necesară. Autocompresia asistată de autoexpansiune permite utilizarea unor mecanisme de acționare mai simple și deci mai fiabile, așa cum sunt mecanismele cu resorturi și cu actuatore electromagnetice. Acestea pot realiza o caracteristică încă mai bine adaptată sistemului de comutație, așa cum se arată cu linie întreruptă în Fig.1.37c. Avantajul este cu atât mai evident la întrerupătoarele de foarte înaltă tensiune, unde energia necesară pentru accelerarea echipajului mobil crește, mai mult decât proporțional, cu creșterea tensiunii.

Avantajul principal al întrerupătoarelor acționate cu actuatore electromagnetice constă în faptul că acestea permit aplicarea performantă în practică a principiilor comutației controlate. Realizarea acestei tehnici presupune, de asemenea, funcționarea cu poli independenți, fiecare pol fiind comandat pentru conectare/deconectare la momentul oportun.

Comutația controlată minimizează solicitările electrice și mecanice din instalație și din întrerupătorul însăși. Astfel, cantitatea de energie disipată în camera de stingere și orice supratensiune de comutație devin minime posibil. Pentru reușita comutației sincronizate, dispersia duratelor de acționare ale întrerupătorului trebuie să se încadreze în toleranțe restrânse, de $\pm 0,5$ ms la conectare, respectiv ± 1 ms la deconectare. Aceste performanțe sunt posibile prin asocierea dispozitivelor electromagnetice cu electronica. Introducerea unui nou mecanism de acționare presupune ca acesta să ofere performanțe cel puțin egale

cu cel anterior (acționare cu acumulare de energie în resorturi), atât din punct

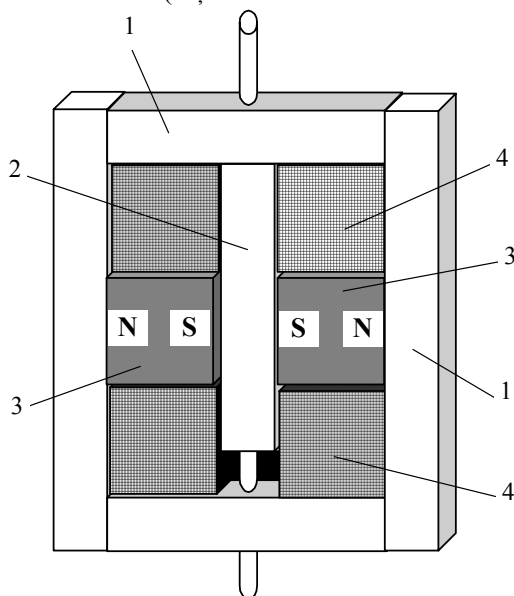


Fig.1.38

Actuator polarizat pentru comanda monopolară a întrerupătoarelor cu vid:

*1-miez feromagnetic;
2-armătură mobilă; 3-magnet permanent; 4-înfășurare.*

de vedere al indicatorilor de fiabilitate, cât și sub raportul securității și al durabilității. Noul tip de mecanism de acționare are la bază actuatorul electromagnetic polarizat (Fig.1.38) care, printr-o caracteristică electromecanică adecvată, are capacitatea de a acționa întrerupătoare de medie tensiune atât cu SF₆ cât și cu vid.

Deplasarea echipajului mobil la conectare/deconectare se face prin excitarea uneia din cele două bobine cu care este prevăzut actuatorul, în timp ce fiecare din pozițiile închis-deschis ale întrerupătorului sunt asigurate sub acțiunea forțelor electromagnetice produse de magneții permanenți.

A rezultat astfel un mecanism de acționare mult simplificat, la care probabilitatea de defectare și mentenanța sunt minimizate. Partea electromecanică este asistată de un sistem electronic de comandă, care integrează și funcții de autodiagnosticare.

1.6. Simularea proceselor de comutație

Considerat ca element de circuit, arcul electric are proprietăți de rezistor neliniar, deoarece dependența dintre tensiune și intensitatea curentului care îl traversează este diferită de o dreaptă. Proprietățile sale fizice îl apropie de caracteristicile cerute întrerupătorului ideal și anume:

- prin fenomenele de deionizare, coloana arcului poate trece rapid din starea

conductoare (plasmă) în cea de mediu electroizolant;

- tranziția între cele două stări are loc la trecerea naturală prin zero a curentului și este foarte rapidă, grație inerției termoelectrice foarte mici a mediului ionizat.

Aceste caracteristici, care răspund aproape direct unor cerințe funcționale foarte precise, sunt însă proprii unui proces fizic deosebit de complex, având mecanisme interne foarte greu de stăpânit. Extrema complexitate a fizicii arcului electric de deconectare pe de o parte și costul foarte ridicat al încercărilor experimentale în domeniul echipamentelor de comutație, pe de alta parte, au condus la încercări multiple de modelare a acestui fenomen, concretizate prin existența unui număr mare de modele, fie fizice, fie de conductanță (black box, boîte noire).

Modelele fizice au în vedere reprezentarea mecanismelor care intervin în arderea arcului electric și vizează determinarea unor parametri ai acestuia în scopul optimizării construcției dispozitivelor de stingere. Aceste modele au la bază ecuațiile fundamentale ale fizicii (conservarea masei, a cantității de mișcare și a energiei) și sunt cu atât mai complexe cu cât se urmărește reprezentarea mai detaliată și mai precisă a fenomenului. Dintre modelele fizice existente se citează cele ale lui Swanson-Roidt, Cowley-Chan-Fang, precum și modelul Hermann-Ragaller.

În cazul modelelor de conductanță, arcul electric este considerat un dipol rezistiv neliniar, modelul fiind constituit de fapt, sub formă analitică sau nu, din caracteristica volt-ampere a acestuia. Se pune în evidență în acest fel comportamentul electric macroscopic al unui aparat cu comutație dinamică, fiind posibilă racordarea și studiul funcționării acestuia într-un circuit electric.

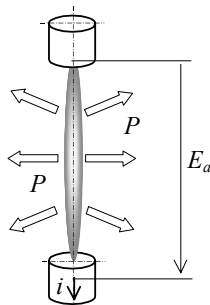


Fig 1.39

Coloana arcului electric de lungime unitară: E_a -tensiunea de arc; i -curentul prin arc; P -căldura cedată mediului în unitatea de timp.

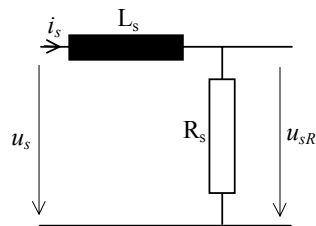


Fig.1.40

Schema electrică echivalentă a modelului de conductanță Mayr

Modelele de tip cutie neagră permit simularea interacțiunii dintre aparatul de comutație și rețeaua în care acesta este inserat, proces care interesează în mod deosebit serviciile de exploatare.

Multe dintre modelele de conductanță existente sunt exprimate printr-o ecuație diferențială de ordinul întâi care, pentru lungimea unitară a coloanei arcului (Fig.1.39) se poate obține plecând de la o ecuație de bilanț de forma:

$$E_a i = \frac{dQ}{dt} + P, \quad (1.90)$$

unde E_a , i sunt tensiunea de arc respectiv intensitatea curentului, Q -energia termică acumulată în volumul coloanei, P -puterea cedată mediului sub formă de căldură în unitatea de timp. Cele mai simple modele de conductanță, caracterizate doar prin doi parametri independenți, sunt cele imaginate de O. Mayr, respectiv A. M. Cassie.

1.6.1. Modelul de conductanță Mayr

Modelul Mayr, reprezintă prototipul unei întregi familii a modelelor de conductanță. Astfel, arcul electric este considerat ca fiind o coloană cilindrică de diametru constant, din care căldura produsă prin efect electrocaloric este evacuată pe direcție radială exclusiv prin conducție termică. Puterea cedată mediului sub formă de căldură în unitatea de timp, pe unitatea de lungime a coloanei arcului, se consideră constantă, P_0 . Conductivitatea electrică σ depinde de raza r a coloanei cilindrice, după o funcție de tipul $\exp(-r^2)$. Aceasta verifică astfel, cu o bună aproximație (pentru valori constante ale conductivității termice, λ) ecuația Elenbaas Heller.

În aceste ipoteze, arcul electric de curent alternativ, considerat de lungime unitară și în regim forțat, este caracterizat printr-o ecuație de forma:

$$\frac{1}{G_M} \frac{dG_M}{dt} = \frac{1}{T_a} \left(\frac{E_a i}{P_0} - 1 \right), \quad (1.91)$$

unde G_M , E_a , i sunt conductanța, tensiunea și curentul de arc, iar P_0 -căldura cedată mediului în unitatea de timp și T_a -constanta de timp sunt cei doi parametri independenți ai modelului. Conductanța arcului depinde univoc de gradul de ionizare a gazului, deci de cantitatea de căldură conținută în volumul acestuia încât, conform ipotezei avansate de Mayr, dependența conductanței G_M , raportată la unitatea de lungime, față de conținutul Q de energie se poate

exprima printr-o relație de forma:

$$G_M = K_M \exp\left(\frac{Q}{Q_0}\right), \quad (1.92)$$

unde K_M și Q_0 sunt constante.

Ecuția de regim dinamic pentru arcul electric având lungimea $\ell(t)$, considerat în ipotezele Mayr, este de forma:

$$\frac{dG_M}{dt} + \frac{G_M}{T_a} = \frac{i^2}{P_0 \ell T_a} - \frac{G_M}{\ell} \frac{d\ell}{dt}, \quad (1.93)$$

unde G_M este conductanța arcului electric de lungime ℓ , iar P_0 -puterea cedată mediului sub formă de căldură în unitatea de timp, pe unitatea de lungime a arcului.

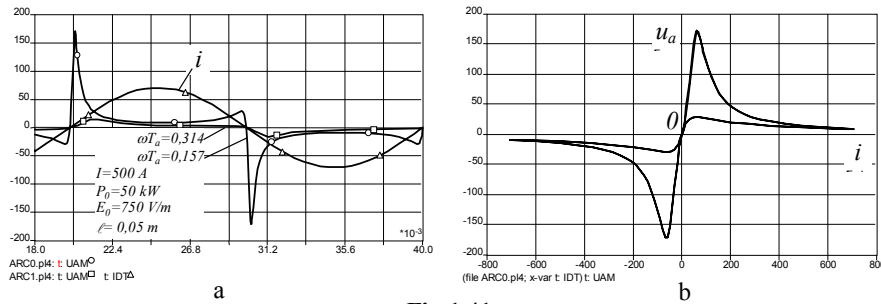


Fig.1.41

Regimul forțat al arcului electric (modelul Mayr):
a-tensiunea de arc; b-caracteristica volt-ampere.

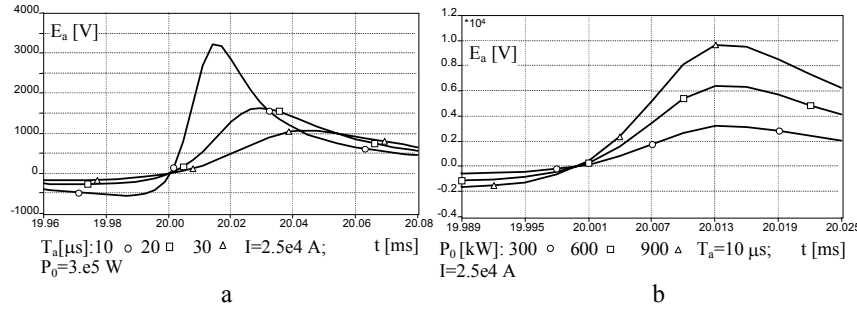


Fig.1.42

Influența parametrilor T_a și P_0 asupra tensiunii de arc, în regim forțat (modelul Mayr)

Modelul electric atașat ecuației (1.93) este circuitul din Fig.1.40, existând următoarea corespondență între coeficienții ecuației și parametrii circuitului:

$$G_M \Leftrightarrow i_s, L_s = 1000 \text{ mH}, R_s \Leftrightarrow \frac{I}{T_a}, u_s \Leftrightarrow \frac{i^2}{P_0 \ell T_a} - \frac{G_M}{\ell} \frac{d\ell}{dt}. \quad (1.94)$$

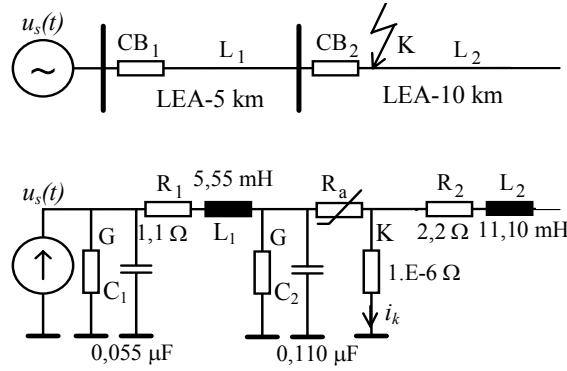
În curent sinusoidal și prin simulare în EMTP a comportării de regim tranzitoriu a modelului electric din Fig.1.40, se poate obține soluția $G_M(t)$ în regim forțat ($\ell = \text{const.}$) sau dinamic (la lungime variabilă în timp, $\ell(t)$) a arcului.

În Fig.1.41 se prezintă rezultate ale simulării numerice pentru tensiunea de arc (influența constantei de timp) și caracteristica volt-amper. În Fig.1.42 sunt date influențele asupra curbei tensiunii de arc obținute pentru diferite valori ale parametrilor T_a (Fig.1.42a), respectiv P_0 (Fig.1.42b).

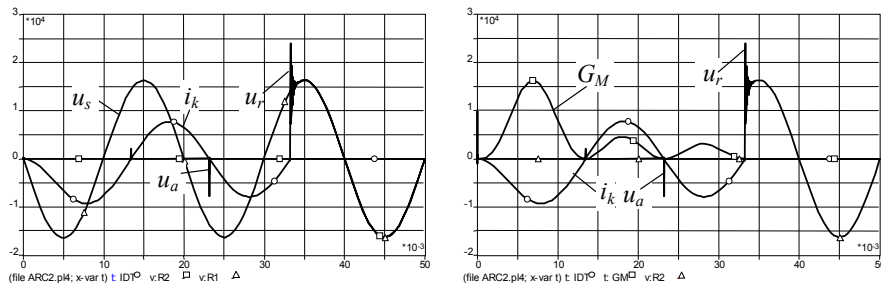
1.6.2. Aplicații ale modelului de conductanță Mayr

Modelul Mayr este aplicabil pentru valori mici ale intensității curentului de arc, deci poate fi utilizat pentru analiza aproximativă a regimului tranzitoriu de deconectare a unui circuit de curent alternativ. În condiții normale, aceasta se produce în momentul anulării naturale a intensității curentului, prin stingerea definitivă a arcului electric.

În Fig.1.43 este dată schema electrică echivalentă de deconectare a unui curent de scurtcircuit într-o linie de 20 kV. Circuitul de simulare a conductanței arcului electric, potrivit modelului (1.93), (1.94), are configurația din Fig.1.40.

**Fig.1.43**

Schema electrică a rețelei și circuitul echivalent

**Fig.1.44**

Regimul tranzitoriu de deconectare (modelul Mayr): $U_n = 20 \text{ kV}$, $T_a = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$, $P_0 = 180 \text{ kW}$, $v = 4 \text{ m/s}$, $\gamma = 1,46$, $f_e = 6,4 \text{ kHz}$, $u_m = 23917 \text{ V}$; u_s -tensiunea de serviciu; u_a -tensiunea de arc; u_r -tensiunea tranzitorie de restabilire; i_k -curentul de scurtcircuit; G_M -conductanța arcului.

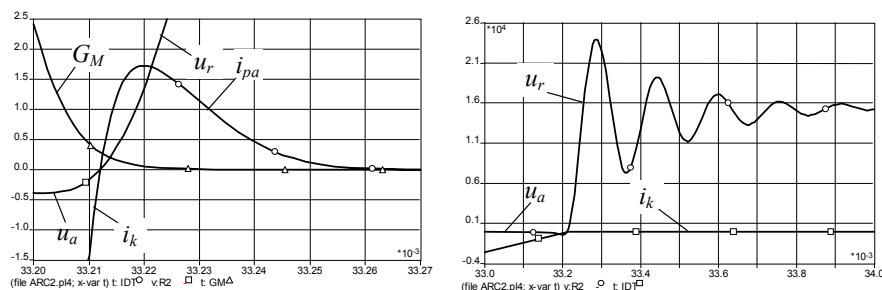


Fig.1.45

Regimul tranzitoriu de deconectare (modelul Mayr): $U_n = 20 \text{ kV}$, $T_a = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$,
 $P_0 = 180 \text{ kW}$, $v = 4 \text{ m/s}$, $\gamma = 1,46$, $f_e = 6,4 \text{ kHz}$, $u_m = 23917 \text{ V}$; G_M -conductanța arcului;
 u_a -tensiunea de arc; u_r -tensiunea tranzitorie de restabilire;
 i_k -curentul de scurtcircuit; i_{pa} -curentul postarc.

Rezultatele simulării sunt prezentate în Fig.1.44 și Fig.1.45, care conțin evoluția principalelor mărimi electrice pe durata regimului tranzitoriu de deconectare. În continuare este dat programul de simulare în EMTF.

```
BEGIN NEW DATA CASE
C Deconectare scurtcircuit cu arc electric MODEL MAYR
C LEA 20 kV Schema echivalenta GAMA
C Generated by ATPDRAW November, Friday 16, 2001
C A Bonneville Power Administration program
C Programmed by H. K. Høidalen at SEFAS - NORWAY 1994-98
C -----
C Miscellaneous Data Card ....
C dT >> Tmax >> Xopt >> Copt >
.0000001 .050
500 1 1 1 1 0 0 1 0
TACS HYBRID
90XX0004 {pentru conductanta MAYR}
90R3
98GM =1.E6*XX0004 {conductanta MAYR}
98DLPEDT59 +LDT 1.0
98F =50 {Hz}
98P0 =180000 {W}
98TA =5.E-6{se inlocuiesc rezistentele circuitelor R=1/TA-MAYR, R=2/TA-CASSIE}
98IDT =R3*1.0E6
98LDT =4.0*TIMEX {m}
98E0 =1500 {V/m}
99XX0001 =IDT*IDT/(P0*LDT*TA) -GM*DLPEDT/LDT
98RAM =INVR5 (GM)
98UAM =IDT*RAM
33GM UAM IDT
C 1 2 3 4 5 6 7 8
C 34567890123456789012345678901234567890123456789012345678901234567890
/BRANCH
C < n 1>< n 2><ref1><ref2>< R >< L >< C >
C R, L pt. 5 km LEA
R1 R2 1.10 5.55
C C pt. 5 km LEA
R1 .055 2
R1 1.00E3 3
C C pt. 10 km LEA
R2 .110 2
```

```

R2          1.00E3
R3          1.0E-6
C  Circuit conductanta MAYR
XX0001XX0002          0.20E6          1
XX0002XX0004          1000.          0
          XX0004          1.0E-6          2
91R2      R3      TACS  RAM
/SWITCH
C < n 1>< n 2>< Tclose ><Top/Tde >< Ie ><Vf/CLOP >< type >
/SOURCE
C < n 1><>< Ampl. >< Freq. ><Phase/T0>< A1 >< T1 >< TSTART >< TSTOP >
14R1      0      16330.      50.      +90.0      -1.      1.
60XX0001 0          {Sursa MAYR}          -1.      1.
BLANK TACS
BLANK BRANCH
BLANK SWITCH
BLANK SOURCE
3XX0002XX0004 1.000000E+0004 {cond. init. Mayr}
BLANK OUTPUT
BLANK PLOT
BEGIN NEW DATA CASE
BLANK

```

1.6.3. Modelul de conductanță Cassie

Modelarea arcului electric propusă de A. M. Cassie are la bază ipoteza unei coloane cilindrice, în volumul căreia temperatura, pierderile specifice prin efect electrocaloric, căldura specifică și conductivitatea electrică sunt mărimi constante, iar cedarea spre exterior a căldurii degajate în coloana arcului are loc numai prin convecție. A. M. Cassie, a obținut ecuația conductanței arcului electric având lungimea unitară sub forma:

$$\frac{I}{G_C} \frac{dG_C}{dt} = \frac{I}{T_a} \left[\left(\frac{E_a}{E_0} \right)^2 - 1 \right] \quad (1.95)$$

unde E_0 -valoarea de referință a tensiunii de arc (independentă de curent) și T_a -constanta de timp a arcului electric, reprezintă cei doi parametri independenți.

Potrivit acestui model, se consideră că gradul de ionizare a gazului este suficient de înalt, încât variația conductanței este atribuită modificării secțiunii transversale a coloanei. Conductanța, puterea cedată mediului prin convecție sub formă de căldură în unitatea de timp și cantitatea de căldură acumulată în coloana arcului sunt proporționale fiecare cu secțiunea transversală a acesteia:

$$G_C = C_1 Q = C_2 \sigma = C_3 s, \quad (1.96)$$

$C_1, \dots, C_3$ fiind constante. Ecuația de regim dinamic pentru arcul electric având lungimea $\ell(t)$, considerat în ipotezele Cassie, este de forma:

$$\frac{d\Gamma}{dt} + \frac{2}{T_a} \Gamma = \frac{2}{T_a} \left(\frac{i}{E_0 \ell} \right)^2 - \frac{2\Gamma}{\ell} \frac{d\ell}{dt}, \quad \Gamma = G_C^2. \quad (1.97)$$

G_C fiind conductanța arcului electric de lungime ℓ corespunzătoare modelului Cassie, iar $T_a[s]$, $E_0[V/m]$ -constante. Modelul electric atașat ecuației (1.97) este circuitul din Fig.1.40, existând următoarea corespondență între coeficienții ecuației și parametrii circuitului:

$$\Gamma \Leftrightarrow i_s, L_s = 1000 \text{ mH}, R_s \Leftrightarrow \frac{2}{T_a}, u_s \Leftrightarrow \frac{2}{T_a} \left(\frac{i}{E_0 \ell} \right)^2 - \frac{2\Gamma}{\ell} \frac{d\ell}{dt}. \quad (1.98)$$

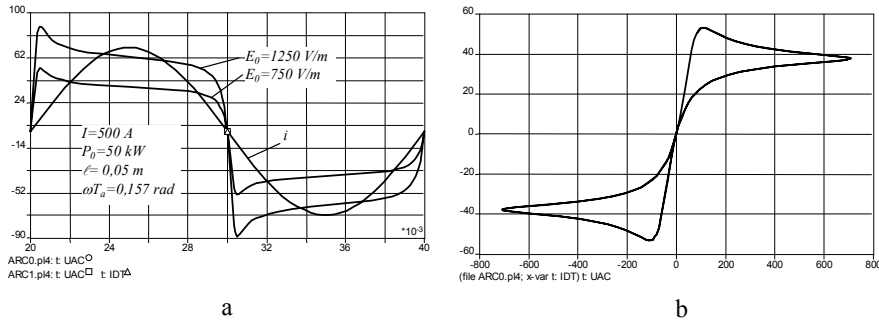


Fig.1.46

Simulare cu modelul Cassie: a-regimul forțat al tensiunii de arc în curent sinusoidal; b-caracteristica voltamper.

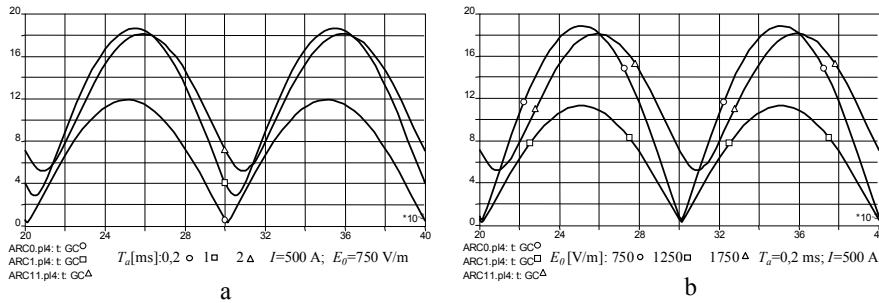
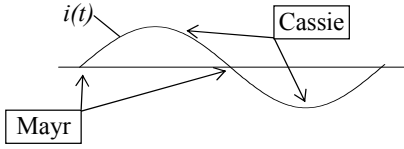
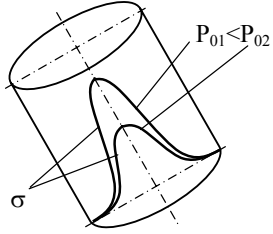
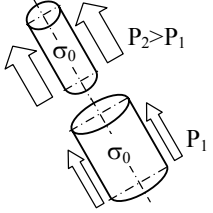


Fig.1.47

Influența parametrilor T_a și E_0 asupra conductanței arcului (modelul Cassie)

Tab.1.4

Nr. crt.	Denumirea	Modelul	
		Mayr	Cassie
1	Transferul termic	Prin conducție, $P_0 = const.$	Prin convecție, $P = k_0 Q$
2	Conductanța	Grad de ionizare variabil, $G_M = k \exp\left(\frac{Q}{Q_0}\right)$	Diametrul coloanei arcului variabil, $G_C = k_I Q$
3	Ecuția arcului în regim dinamic	$\frac{1}{G_M} \frac{dG_M}{dt} = \frac{1}{T_a} \left(\frac{E_a i}{P_0} - 1 \right)$	$\frac{1}{G_C} \frac{dG_C}{dt} = \frac{1}{T_a} \left[\left(\frac{E_a}{E_0} \right)^2 - 1 \right]$ $\frac{P}{G_C} = E_0^2 = const.$
4	Zona de valabilitate pe curba curentului		
5	Diagrama conceptuală		

În curent sinusoidal și prin simulare în EMTP a comportării de regim tranzitoriu a modelului electric din Fig.1.40, se poate obține soluția $G_C(t)$ în regim forțat ($\ell=const.$) sau dinamic (la lungime variabilă în timp, $\ell(t)$) a arcului.

Modelul Cassie poate fi utilizat în analiza regimurilor cu grad înalt de ionizare a mediului, deci când coloana arcului este traversată de curenți de mare intensitate. În Fig.1.46 se prezintă regimul forțat al tensiunii de arc obținute prin calcul, utilizând modelul de conductanță Cassie. În Fig.1.47 sunt evidențiate influențele parametrilor T_a și E_0 asupra conductanței arcului, ca rezultat al simulării efectuate cu ajutorul aceluiași model. În Tab.1.4 se prezintă sintetic particularitățile celor două modele de bază (Mayr, Cassie), utilizate ca modele de conductanță în studiul arcului electric.

1.6.4. Modele de conductanță combinate (Mayr-Cassie)

T. E. Browne, elaborând primul model hibrid Mayr-Cassie, consideră că procesele semnificative pentru un arc electric de deconectare au loc în două intervale de timp succesive. Primul, înregistrat înainte de momentul anulării intensității curentului, este susceptibil de a fi modelat pe baza teoriei lui Cassie, celui de al doilea, în care are loc regimul tranzitoriu de restabilire a tensiunii între contacte, aplicându-i-se teoria lui Mayr.

Modelul combinat, varianta 1 Având în vedere că, în general, conductanța raportată la unitatea de lungime a arcului electric are expresia (1.18), ecuația Mayr poate fi scrisă sub forma:

$$\frac{dG_M}{dt} + \frac{G_M}{T_a} = \frac{i^2}{P_0 \ell T_a}, \quad (1.99)$$

unde G_M este conductanța arcului electric, P_0 -puterea cedată mediului sub formă de căldură în unitatea de timp, iar i -valoarea momentană a intensității curentului prin arc.

Tab.1.5

Parametrul	Modelul Cassie (curent de mare intensitate)	Modelul Mayr (în jurul anulării curentului)
α	2	1
β	$\frac{E_0^2}{2}$	$P_0 \ell$
G_C	$\frac{1}{g^\alpha}$	-
G_M	-	$\frac{1}{g^\alpha}$

Modelul Cassie descrie fenomenele care au loc la valori mari ale curentului prin ecuația:

$$\frac{dG_C}{dt} + \frac{G_C}{T_a} = \frac{i^2}{G_C T_a E_0^2}, \quad (1.100)$$

unde G_C este conductanța arcului corespunzătoare modelului Cassie, E_0 -tensiunea de regim forțat a arcului de lungime unitară, iar T_a -constanta de timp.

Modelul combinat Cassie-Mayr presupune ca ecuațiile (1.99), (1.100) să fie satisfăcute succesiv, pentru durate în care curentul are valori mari, respectiv la trecerea prin zero a acestuia. Ecuațiile (1.99), (1.100) pot fi scrise generic sub forma:

$$\frac{dg}{dt} + \frac{\alpha}{T_a} g = \frac{i^2}{\beta T_a}. \quad (1.101)$$

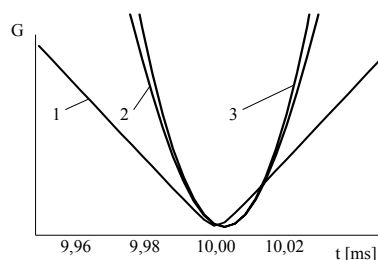
Ecuatiile (1.101) pot genera conductanța modelelor Cassie sau Mayr, dacă parametrii α , β sunt comutați periodic între valorile precizate în Tab.1.5. Având în vedere acest lucru, se propune utilizarea unei funcții de sincronizare, care să introducă în calcule una sau alta din valorile date în Tab.1.5, în concordanță cu intensitatea curentului. Această funcție poate fi de forma:

$$s(i) = \left| \frac{i}{I_m} \right|^n, \quad (1.102)$$

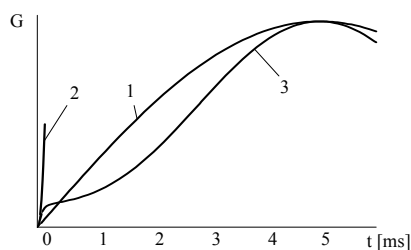
unde I_m este amplitudinea curentului sinusoidal $i(t)$ și $n>0$ -un exponent constant. Această ipoteză conduce la expresia:

$$\alpha(i) = 1 + s(i), \beta(i) = P_0 + \left(\frac{E_0^2}{2} - P_0 \right) s(i). \quad (1.103)$$

Modelul propus, având patru parametri independenți (T_a , P_0 , E_0 , n), corespunde ipotezelor Mayr (la trecerea prin zero a curentului) și este apropiat de ipotezele Cassie (la curent de mare intensitate). În particular, valoarea $n=0$ în relația (1.102) conduce la modelul Cassie, iar $n \rightarrow \infty$ este echivalent cu modelul Mayr. În Fig.1.48 este reprezentată conductanța arcului electric, obținută prin calcul în jurul trecerii prin zero a curentului, utilizând ecuațiile (1.99)...(1.101), în condițiile (1.102), (1.103), pentru $n=2$ și presupunând un curent sinusoidal. Păstrând condițiile menționate, în Fig.1.49 este reprezentată grafic conductanța arcului electric în funcție de timp, dar pentru valori mari ale curentului.

**Fig.1.48**

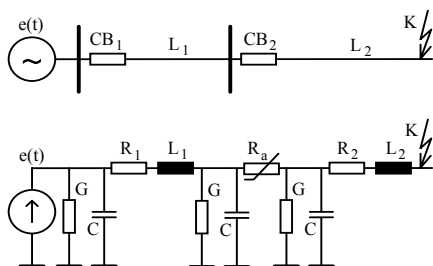
Conductanța arcului electric la trecerea prin zero a curentului: 1-modelul Cassie; 2-modelul Mayr; 3-modelul combinat Cassie-Mayr.

**Fig.1.49**

Conductanța arcului electric la curent de mare intensitate: 1-modelul Cassie; 2-modelul Mayr; 3-modelul combinat Cassie-Mayr.

Din Fig.1.47, Fig.1.48 rezultă că este posibilă ajustarea, prin valori ale parametrului n , a conductanței electrice corespunzătoare modelului combinat Cassie-Mayr (curba 3) printr-o oscilație între conductanța modelului Cassie (curba 1), respectiv modelul Mayr (curba 2).

Modelele de conductanță ale arcului electric sunt frecvent utilizate pentru simularea proceselor de comutație, de exemplu întreruperea scurtcircuitelor în liniile electrice sau a curenților inductivi de valori mici, cu predicția variației curentului. Toate tehnologiile de comutație moderne sunt caracterizate prin valori scăzute ale tensiunii arcului electric. Acest aspect este o consecință a valorilor mici ale constantei de timp a arcului în mediile de stingere actuale (de exemplu SF_6). Aceste medii exercită, prin cea mai scăzută putere cedată mediului, cele mai eficiente efecte de stingere asupra arcului electric.

**Fig.1.50**

Schema electrică a rețelei și circuitul echivalent

Se exemplifică aplicarea acestui model în simularea numerică a interacțiunii arc-rețea la întreruperea unui curent de scurtcircuit. Schema rețelei de 400 kV și circuitul echivalent sunt reprezentate în Fig.1.50. Curentul de scurtcircuit trifazat, datorat defectului K produs pe linia L_2 , este întrerupt prin întrerupătorul CB_2 . În schema echivalentă, arc electric este considerat cu rezistența sa R_a , rezultată din modelul combinat Cassie-Mayr al arcului. Simularea numerică este rezolvată prin utilizarea EMTP. În

Fig.1.51a sunt reprezentate curbele de regim tranzitoriu ale curentului de scurtcircuit trifazat, în timpul evoluției arcului în întrerupătorul CB₂.

Altă mărime a regimului este tensiunea tranzitorie de restabilire, reprezentând regimul tranzitoriu, de obicei oscilant, al tensiunii ce apare între contactele întrerupătorului, după stingerea arcului electric. Acestă mărime definește capacitatea de întrerupere a unui întrerupător. În Fig.1.51b sunt reprezentate curbele tensiunii de arc pe cele trei faze, urmată de tensiunea tranzitorie de restabilire. Pentru factorul de amplitudine, s-a obținut valoarea $\gamma=1,6$. Parametrii modelului Cassie (valorile E_0) influențează factorul de amplitudine. În Fig.1.52a sunt reprezentate evoluțiile în timp ale conductanței arcului electric (curba 1), curentului prin coloana arcului (curba 2) și tensiunea tranzitorie de restabilire (curba 3), la anularea curentului. Este vizibilă întreruperea cu succes a curentului de defect, cu o scădere abruptă a conductanței arcului electric. În Fig.1.52b,c se prezintă curbele calculate ale puterii și energiei arcului trifazat. Acest tip de investigație poate fi utilizat în monitorizarea echipamentelor și diagnosticarea sistemelor.

Modelul combinat, varianta 2 Plecându-se de la ipotezele $G(Q)$ ale modelelor de arc Cassie și Mayr, se ajunge la o variantă nouă a modelului combinat Cassie-Mayr, caracterizat prin trei parametri independenți, util în studiul interacțiunii arcului cu rețeaua.

Se prezintă baza analitică a modelului combinat și se ilustrează rezultatele obținute cu date de simulare numerică, efectuată cu ajutorul programului EMTP.

Această variantă poate avea în vedere funcționarea, după ecuația Mayr, în jurul trecerii prin zero a curentului și după o ecuație care să furnizeze conductanța arcului electric între valorile date de modelele Cassie, respectiv Mayr, dacă intensitatea curentului este de valori mari.

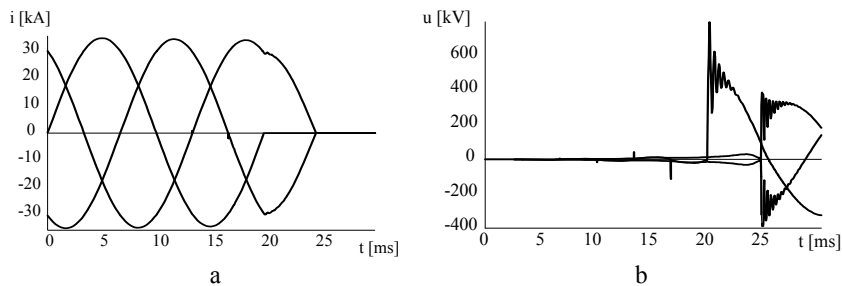
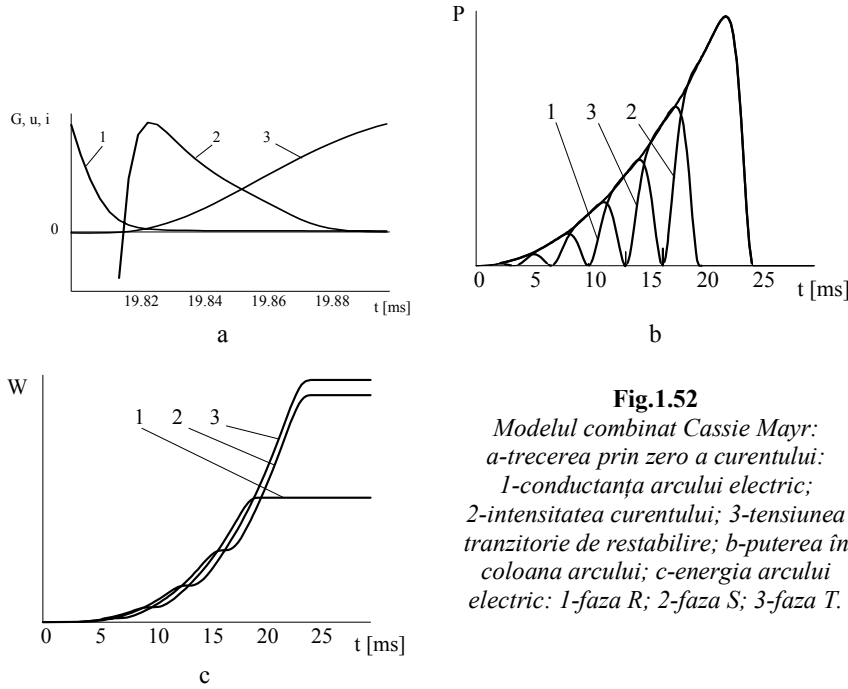


Fig.1.51

*Regimul tranzitoriu de deconectare trifazată: a-curentul de scurtcircuit;
b-tensiunea de arc și tensiunea tranzitorie de restabilire.*

**Fig.1.52**

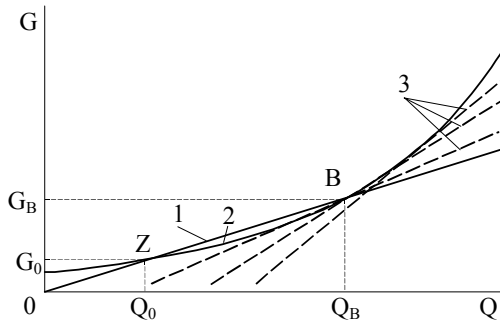
*Modelul combinat Cassie Mayr:
a-trecerea prin zero a curentului:
1-conductanța arcului electric;
2-intensitatea curentului; 3-tensiunea
tranzitorie de restabilire; b-puterea în
coloana arcului; c-energia arcului
electric: 1-faza R; 2-faza S; 3-faza T.*

În Fig.1.53 sunt reprezentate curbele $G(Q)$ având expresiile (1.96), pentru modelul Cassie (dreapta 1), respectiv (1.92) pentru modelul Mayr (exponențiala 2). În noua viziune, modelul combinat constă în respectarea ipotezei Mayr până într-o vecinătate a punctului B, de bifurcație între modelele Cassie și Mayr (la valoarea Q_B a energiei calorice). Urmează evoluția pe tangenta la curba $G_M(Q_M)$.

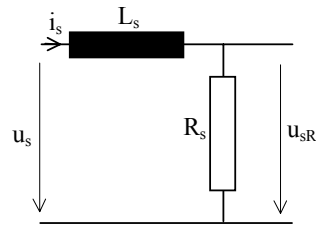
Prin alegerea valorilor parametrului Q_B , care devine astfel cel de al treilea parametru independent al modelului combinat Cassie-Mayr, modelul propus poate acoperi toate valorile conductanței cuprinse între curbele $G_M(Q_M)$ și $G_C(Q_C)$, punctul de funcționare deplasându-se pe una din tangentele 3.

Modelul matematic urmărește logica înlănțuirii fenomenelor. Astfel, pentru valori $Q \leq Q_B$, modelul de arc este de tip Mayr, dat de ecuația (1.91) și caracterizat prin cei doi cunoscuți parametri independenți, T_a și P_0 . Pentru valori $Q > Q_B$ se adoptă ipotezele modelului Cassie și ecuația de bilanț al puterilor, (1.90), se consideră sub forma:

$$E_a i = \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{T_a}. \quad (1.104)$$

**Fig 1.53**

Caracteristici $G(Q)$: 1- modelul Cassie; 2- modelul Mayr; 3-modelul combinat Cassie-Mayr; B- bifurcație spre modelul Cassie-Mayr; Z-punctul corespunzător trecerii prin zero a curentului.

**Fig 1.54**

Circuitul echivalent de simulare

Ecuția tangentei în B la curba 2 (Fig.1.53) este:

$$Q = mG + n, \quad (1.105)$$

unde:

$$m = \frac{Q_0}{G_B}, \quad n = Q_B - Q_0. \quad (1.106)$$

Ținând seama de relațiile (1.105), (1.106), ecuația (1.104) se poate scrie sub forma:

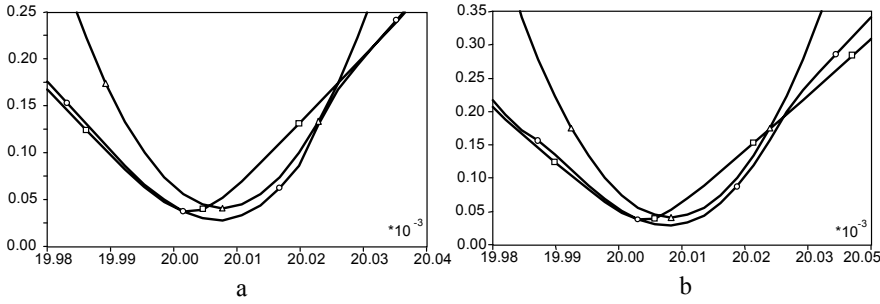
$$\frac{dG}{dt} + \frac{G}{T_a} = \frac{i^2}{mG} - \frac{n}{mT_a}. \quad (1.107)$$

În condițiile menționate, modelul matematic al problemei Cassie-Mayr se exprimă concentrat sub forma finală:

$$\frac{dG}{dt} + \frac{G}{T_a} = e(t), \quad (1.108)$$

unde:

$$e(t) = \begin{cases} \frac{i^2}{P_0 T_a}, & \text{if } Q \leq Q_B, \\ \frac{i^2}{mG} - \frac{n}{mT_a}, & \text{if } Q > Q_B. \end{cases} \quad (1.109)$$

**Fig.1.55**

Influența parametrului Q_B asupra conductanței modelului combinat Cassie-Mayr

În (1.109), parametrii independenți sunt T_a , P_0 , Q_B , iar m , n au expresiile (1.106). Simularea numerică și rezolvarea ecuației neliniare (1.108) sunt efectuate în EMTP dacă, mai întâi, se face o modelare electrică a ecuației. Modelul electric este un circuit de ordinul I, de tip R, L (Fig.1.54), funcționând, la rândul său, după ecuația:

$$L_s \frac{di_s}{dt} + Ri_s = u_s. \quad (1.110)$$

Dacă se adoptă drept criteriu de similitudine identitatea coeficienților și a semnalelor de excitație, trebuie avute în vedere condițiile:

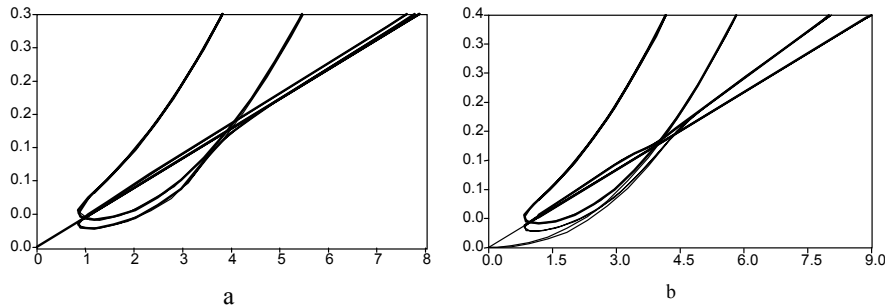
$$L_s [mH] \Leftrightarrow 1000, R_s [\Omega] \Leftrightarrow \frac{I}{T_a}, u_s [V] \Leftrightarrow e(t). \quad (1.111)$$

În ipotezele considerate, conductanța G este simulată prin curentul din circuit:

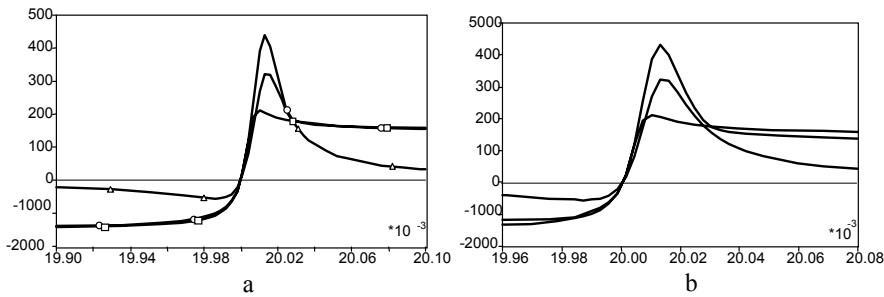
$$i_s \Leftrightarrow G(t). \quad (1.112)$$

O parte a rezultatelor numerice obținute au fost reprezentate grafic, parametrizându-se valorile Q_B . În Fig.1.55 este prezentată influența parametrului Q_B asupra evoluției temporale a conductanței arcului electric, în jurul unui moment de trecere prin zero a curentului. Se constată că pentru $Q_B = 3$ J, conductanța obținută din modelul combinat Cassie-Mayr se apropie de curba specifică modelului Cassie (Fig.1.55a).

Dacă se crește valoarea parametrului Q_B , se obțin curbe caracteristice situate între cele date de modelele Cassie și Mayr (Fig.1.55b). Aceste efecte sunt mai bine evidențiate cu ajutorul caracteristicilor $G(Q)$, reprezentate în Fig.1.56.

**Fig 1.56**

Influența parametrului Q_B asupra caracteristicilor $G(Q)$ ale arcului electric

**Fig 1.57**

Influența parametrului Q_B asupra evoluției temporale a tensiunii de arc (modelul combinat Cassie-Mayr)

În Fig.1.57 sunt date curbele tensiunii de arc pentru $Q_B=3 J$ (Fig.1.57a), respectiv $Q_B=5 J$ (Fig.1.57b). Aceleași grafice conțin, pentru comparație, curbele tensiunii de arc obținute cu ajutorul modelelor Cassie, respectiv Mayr. Se constată că pentru valori crescătoare date parametrului Q_B , tensiunea de arc se depărtează de modelul Cassie, apropiindu-se de curbele obținute prin utilizarea modelului Mayr.

1.6.5. Simularea comutației în vid

Compatibilitatea electromagnetică (CEM) se definește ca fiind capabilitatea unui aparat, echipament sau sistem de a funcționa satisfăcător în mediul său electromagnetic, fără a produce el însuși perturbații electromagnetice intolerabile pentru restul echipamentelor din mediul respectiv.

După natura și tipul echipamentelor intrate într-o relație CEM, se întâlnesc trei categorii fundamentale de acțiuni :

- produse de un sistem asupra altui sistem electromagnetic;
- produse de un sistem electromagnetic asupra mediului ambiant;
- existente în interiorul aceluiași sistem.

Efectul perturbator asupra componentelor și sistemelor introduce erori în mărimile utile. Relația numerică dintre aceste erori, înregistrate în sistemul victimă și mărimea perturbației care le produce, oferă posibilitatea evaluării sensibilității la perturbații a unui sistem.

Valoarea maximă a perturbațiilor care permite menținerea în limite admisibile a mărimilor utile se numește rigiditate la perturbații. O imagine a raportului dintre sensibilitate și rigiditate la perturbații poate fi dată de valoarea energiei minime ce conduce la distrugerea unor componente.

Funcționarea, în cadrul aceluiași sistem, a unor aparate electrice din generații diferite, caracterizate, dacă sunt victime, prin valori variabile în limite largi ale sensibilității și rigidității la perturbații, iar dacă sunt surse de perturbații, prin niveluri perturbatoare mai înalte sau mai scăzute, este posibilă doar în urma stabilirii și aplicării unor măsuri tehnice de compatibilizare.

Retehnologizarea rețelelor de distribuție de medie tensiune, cel puțin cu raportare la România, presupune înlocuirea echipamentului existent, datând din anii 1960...1970, cu aparate din generații recente; în cazul aparatelor de comutație, acestea sunt, de regulă, întrerupătoarele cu SF₆, respectiv cu funcționare în vid.

Compatibilitatea electromagnetică între aparate electrice din generații diferite a apărut în plan practic odată cu retnologizarea instalațiilor electroenergetice, care se face, de obicei, etapizat; în aceste condiții, cel puțin temporar, în rețelele electrice coexistă aparate din generații diferite, care trebuie compatibilizate. Problema este de maximă importanță tehnică și economică, figurând ca direcție prioritară în preocupările recente ale CIGRE².

Întrerupătoarele cu vid constituie surse de perturbații electromagnetice, care au justificat unele rezerve ale utilizatorilor, fondate pe ideea că funcționarea acestora este însoțită, la deconectare, de supratensiuni de comutație mai mari decât cele întâlnite la alte echipamente.

Studiul supratensiunilor de comutație menționate arată că aceste perturbații pot fi produse ca urmare a tendinței de tăiere a curentului, respectiv de reamorsare repetată a arcului electric. Deconectarea cu tăiere (smulgere) de curent depinde de particularitățile arderii și stingerii arcului electric în vid avansat.

Supratensiunile de comutație provocate de acest mod de funcționare se consideră totuși a fi neglijabile, mai ales în condițiile limitărilor considerabile ale curentului tăiat, impuse prin soluții tehnologice aplicate sistemului de contacte.

² Conférence Internationale des Grandes Réseaux Electriques

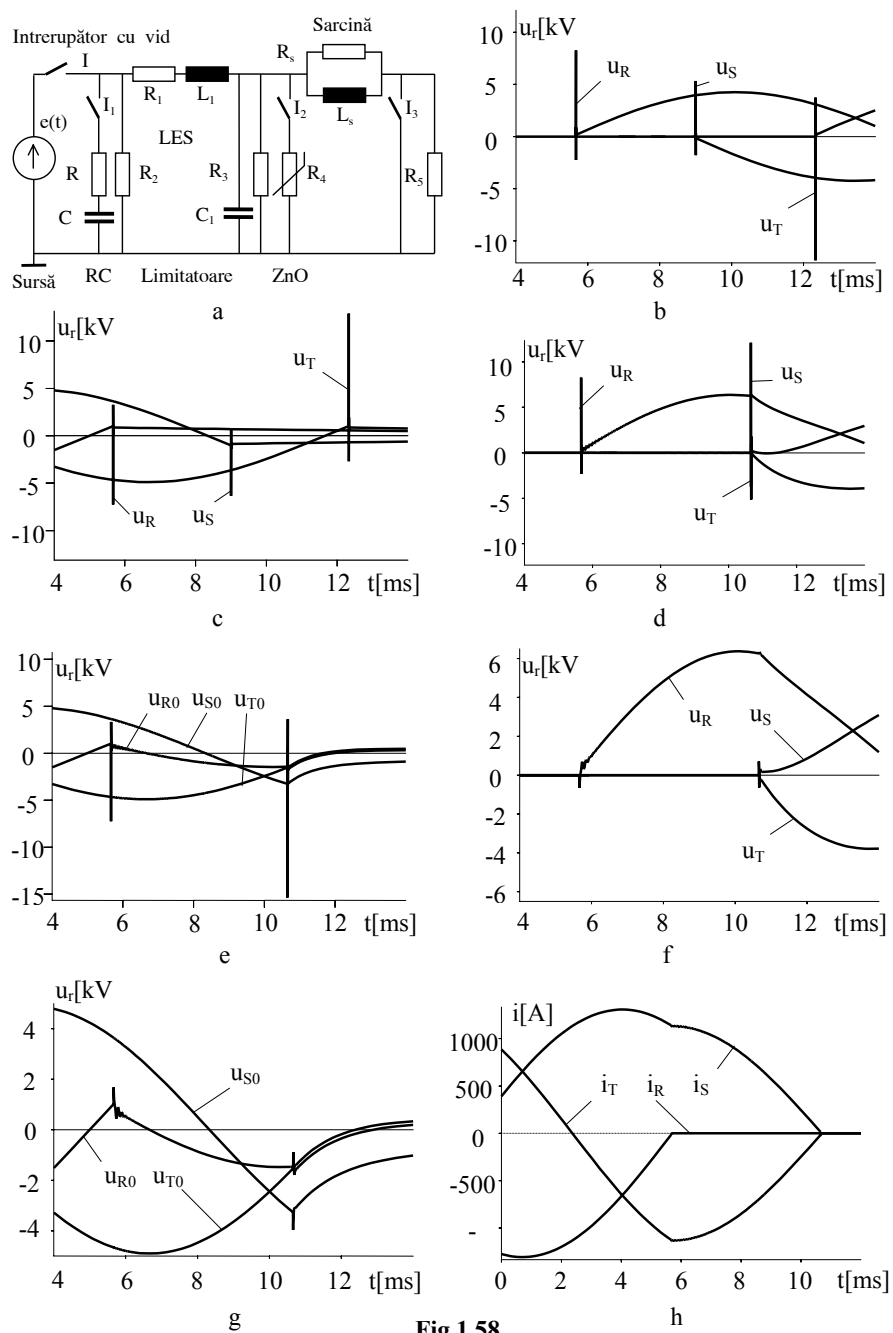


Fig.1.58

Reamorsarea repetată a arcului electric într-un întrerupător cu vid se soldează cu supratensiuni de comutație având fronturi mai mult sau mai puțin abrupte, cu factor de amplitudine de câteva unități. Acestea nu se consideră periculoase dar, dacă sunt frecvente, pot accentua îmbătrânirea izolației.

Utilizând modelul reprezentat prin schema electrică dată în Fig.1.58a, în mediul software EMTP s-a simulat fenomenul de tăiere a curentului, la funcționarea unui întrerupător cu vid. Mărimea curentului tăiat este de 10...15 A, reprezentând circa 1% din valoarea maximă a curentului de sarcină întrerupt. Circuitul de sarcină poate fi modelat cu neutrul izolat sau legat la pământ. Este posibil, de asemenea, studiul influențelor echipamentului de limitare asupra nivelului perturbator al supratensiunilor de comutație.

Rezultatele simulării sunt prezentate în Fig.1.58, după cum urmează: b, c-supratensiuni la deconectarea cu tăiere de curent a unui circuit de sarcină cu neutrul legat la pământ (între contactele aceluiasi pol, respectiv între contactele dinspre sarcină și pământ), fără circuit de limitare; d, e-idem pentru circuit de sarcină cu neutrul izolat; f, g-influența circuitului de limitare RC; h-curentul întrerupt. Limitarea supratensiunilor de comutație produse la funcționarea echipamentelor de comutație cu vid este posibilă prin utilizarea unor elemente de protecție cum sunt grupurile R, C sau descărcătoarele cu oxizi metalici.

Capitolul 2

SOLICITĂRI TERMICE

Echipamentul electric aflat în funcționare este supus unor solicitări termice de intensitate variabilă, ca urmare a transformării, la nivelul diferitelor elemente constructive, a energiei electromagnetice în căldură. În consecință, pe durata funcționării de regim normal, temperaturile diferitelor repere cresc în timp, până la atingerea valorilor corespunzătoare regimului termic permanent, când întreaga energie calorică degajată este transferată mediului înconjurător.

Există regimuri de încălzire, de exemplu cele produse sub acțiunea curenților de scurtcircuit, în care procesele termice pot fi considerate adiabactice. În aceste cazuri întreaga energie calorică degajată conduce la creșterea rapidă, spre valori înalte, a temperaturilor elementelor constructive. În stabilirea valorii temperaturii la care un reper constructiv funcționează, prezintă importanță cunoașterea temperaturii mediului ambiant θ_a , cu valoarea normală de referință $\theta_a = 40^\circ\text{C}$. Temperatura de funcționare θ , înregistrată la un moment dat, se poate calcula cu relația:

$$\theta = \theta_a + \mathcal{G}, \quad (2.1)$$

unde $\mathcal{G}$ este supratemperatura (creșterea de temperatură), care apare din cauza încălzirii prin efect electrocaloric. Majoritatea normelor existente se referă la două valori ale temperaturilor de regim permanent și anume supratemperatura maximă $\mathcal{G}_p$, respectiv temperatura maximă θ_p , dependente prin relația:

$$\mathcal{G}_p = \theta_p - \theta_a. \quad (2.2)$$

2.1. Dezvoltarea căldurii în echipamentele electrice

Conform legii transformării energiei în masa conductoarelor, puterea cedată de câmpul electromagnetic unității de volum a unui conductor parcurs de curent, este dată de relația:

$$p = \overline{EJ}, \quad (2.3)$$

$\bar{E}$ fiind intensitatea câmpului electric, iar $\bar{J}$ -densitatea curentului de conducție. În cazul particular al unui conductor omogen, mărimea p , dată de relația (2.3), reprezintă căldura degajată în unitatea de timp și de volum a conductorului parcurs de curent. Ținând seama de expresia locală a legii lui Ohm:

$$\bar{E} = \rho \bar{J}, \quad (2.4)$$

unde ρ este rezistivitatea materialului, relația (2.3) devine de forma:

$$p = \rho J^2, \quad (2.5)$$

reprezentând forma locală a legii Joule-Lenz de transformare a energiei în volumul conductoarelor. Pentru un conductor omogen de lungime ℓ și secțiune transversală constantă s , în ipoteza unei valori constante a densității de curent, puterea disipată sub formă de căldură în unitatea de timp este dată de relația:

$$P = \int_V \rho J^2 dV = Ri^2, \quad (2.6)$$

R fiind rezistența conductorului, iar i -intensitatea curentului care îl traversează.

Ipoteza densității de curent constante pe suprafața transversală a unui conductor omogen se verifică obișnuit în cazul curentului continuu, când rezistența se calculează cu ajutorul relației cunoscute:

$$R_{cc} = \rho \frac{\ell}{s}, \quad (2.7)$$

pentru care semnificațiile parametrilor sunt precizate la relația (2.6). În cazul căilor de curent masive, traversate de curent alternativ, pentru calculul rezistenței se utilizează relația:

$$R_{ca} = k_p R_{cc}, \quad (2.8)$$

unde $k_p > 1$ este coeficientul pierderilor suplimentare, care apar din cauza efectelor pelicular (de suprafață) și de proximitate sau de apropiere. Acestea constau în refularea curentului pe suprafața transversală a conductorului, pe care densitatea de curent devine astfel diferită de o constantă.

Corespunzător celor două efecte, care concură la creșterea pierderilor active în conductoare, se definesc coeficienții pierderilor suplimentare, produse

prin efect pelicular, k_{p1} , respectiv prin efect de proximitate, k_{p2} . Pentru coeficientul global, k_p se poate scrie relația:

$$k_p = k_{p1} k_{p2}. \quad (2.9)$$

Evaluarea pe cale analitică a pierderilor suplimentare este posibilă prin descrierea stării electromagnetice din volumul căii conductoare. Acestea depind de frecvența curentului alternativ, de natura materialului conductor și de dimensiunile geometrice ale sistemului. Valorile $k_{p1}=1\ldots 1,6$ și $k_{p2}=0,9\ldots 1,6$ pot fi considerate drept uzuale. Pentru calculul analitic sau determinarea pe bază de nomograme a valorilor coeficienților k_{p1} , k_{p2} , se poate apela la datele din literatură. Cantitatea de căldură degajată într-un interval de timp oarecare, rezultă prin integrarea expresiei (2.6):

$$Q(t) = \int_0^t P(t) dt. \quad (2.10)$$

Transportul cantității de căldură dQ în unitatea de timp, după direcția normală pe un element de suprafață de arie ds determină, în general, fluxul termic:

$$P(t) = \frac{dQ}{dt}. \quad (2.11)$$

Densitatea fluxului termic (fluxul termic specific sau debitul de căldură) se obține prin raportarea fluxului termic la suprafața traversată:

$$q = \frac{dP}{ds}, \quad dP = \overline{q} d\overline{s}. \quad (2.12)$$

În reperele constructive ale echipamentului electric, dezvoltarea căldurii nu se produce exclusiv prin transformare Joule-Lenz. Piese feromagnetice, amplasate în câmp magnetic variabil în timp, ca și materialele electroizolante, situate în câmp electric variabil în timp, reprezintă sediile unor importante surse de căldură. Puterea p_{Fe} , transformată în căldură în unitatea de timp, de unitatea de masă a unui material feromagnetic, funcționând într-un câmp magnetic variabil în timp, are expresia:

$$p_{Fe} = p_h + p_t + p_v, \quad (2.13)$$

unde p_h reprezintă pierderile specifice prin histerezis, p_t -prin curenți turbionari (Foucault), iar p_v -pierderile specifice datorate vâscozității magnetice, având valori neglijabile la frecvențe joase. Pierderile specifice prin histerezis (raportate la unitatea de volum) pot fi calculate cu ajutorul relațiilor date de Steinmetz:

$$p_h = \eta f B_m^n, \quad (2.14)$$

respectiv Richter:

$$p_h = \frac{f}{100} (a + b B_m) B_m, \quad (2.15)$$

unde f este frecvența câmpului magnetic de inducție B_m (valoare maximă) η , n , a , b fiind constante. Pierderile specifice prin curenți turbionari pot fi evaluate cu ajutorul expresiei:

$$p_t = \sigma_t \left(\frac{f}{100} B_m \right)^2, \quad (2.16)$$

în timp ce pierderile specifice totale se pot calcula cu relația:

$$p_{Fe} = \left[\sigma_h \frac{f}{100} + \sigma_t \left(\frac{f}{100} \right)^2 \right] B_m^2, \quad (2.17)$$

σ_h , σ_t fiind constante.

Materialele electroizolante sunt supuse solicitărilor termice datorită pierderilor în dielectrici, produse sub acțiunea tensiunilor variabile în timp; aceste pierderi sunt date de relația:

$$p_i = \omega \varepsilon E^2 \operatorname{tg} \delta, \quad (2.18)$$

unde ω este pulsația, ε -permitivitatea izolației, E -intensitatea câmpului electric, iar δ -unghiul de pierderi. La frecvențe joase și comparativ cu alte surse termice, pierderile active în materialele dielectrice pot fi neglijate.

2.2. Modelarea transmisiei termice

Transformarea energiei electromagnetice în energie calorică are loc la nivelul materialelor active (căi conductoare, piese feromagnetice și electroizolante). Cedarea energiei termice produse se efectuează prin transmisie termică, fluxul termic fiind orientat întotdeauna de la zonele cu temperaturi mai ridicate spre cele cu temperaturi mai scăzute; durata procesului se extinde până

la egalizarea temperaturilor. Transmisia termică se realizează pe căile cunoscute: conducție, radiație și convecție.

2.2.1. Transmisia termică prin conducție

Conducția termică reprezintă fenomenul de propagare a căldurii în volumul corpurilor solide, lichide, gazoase sau între aceste corpuri aflate în contact, când repartiția temperaturii în volumul considerat este neuniformă. Transmisia termică prin conducție se realizează cu cea mai mare viteză în metale, gazele rarefiate fiind caracterizate prin cea mai slabă conducție termică. Starea termică a unui mediu este definită prin câmpul scalar continuu de temperaturi $\theta(x, y, z, t)$; acesta devine staționar, $\theta(x, y, z)$, dacă temperatura diferitelor puncte ale mediului este invariabilă în timp. Totalitatea punctelor câmpului staționar, caracterizate prin aceeași valoare a temperaturii, determină suprafețe izoterme (Fig.2.1). Prin intersecția suprafețelor izoterme cu plane, se obțin curbe izoterme. Gradientul câmpului de temperatură se definește prin relațiile:

$$\text{grad}\theta = \lim_{\Delta n \rightarrow 0} \left| \frac{\Delta\theta}{\Delta n} \right|_{n_0} = \frac{\partial\theta}{\partial n} n_0 = |\text{grad}\theta| \bar{n}_0, \quad (2.19)$$

unde n este direcția normalei la izotermă, iar $\bar{n}_0$ -versorul gradientului.

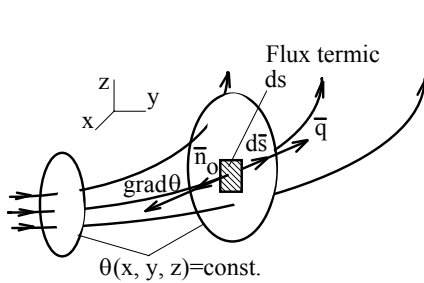


Fig.2.1
Câmpul de temperatură

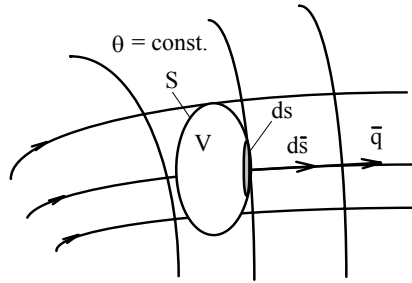


Fig.2.2
Conducția termică nestaționară

Potrivit relației de definiție (2.19), gradientul funcției potențial $\theta(x, y, z)$ reprezintă un vector în spațiu, orientat în sensul creșterii temperaturii de la o izotermă la alta. Relația dintre căldura transmisă prin conducție și gradientul de temperatură este stabilită prin legea lui Fourier, având expresia:

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial s \partial a} = \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial Q}{\partial a} \right) = -\lambda(n) \frac{\partial \theta}{\partial n} = -\lambda(n) |\text{grad} \theta|, \quad (2.20)$$

$\lambda(n)$ fiind conductivitatea termică a mediului anizotrop în care are loc transmisia căldurii. Ținând seama de relația de definiție (2.11) și de legea (2.20), pentru fluxul termic rezultă succesiv:

$$dP = -\lambda(n) \frac{\partial \theta}{\partial n} d\bar{s}_0 = -\lambda(n) |\text{grad} \theta| d\bar{s}_0 = -\lambda(n) \text{grad} \theta d\bar{s}, \quad (2.21)$$

semnul (-) indicând că sensul fluxului termic este opus sensului vectorului gradient de temperatură (Fig.2.1). Pentru densitatea fluxului termic, din relațiile (2.12), (2.21) rezultă expresiile:

$$\bar{q} = -\lambda(n) \text{grad} \theta, \quad q = -\lambda(n) |\text{grad} \theta| = -\lambda(n) \frac{\partial \theta}{\partial n}. \quad (2.22)$$

Pe baza legii (2.20) a lui Fourier se poate obține ecuația generală a conducției termice nestaționare pentru mediile solide. Ținând seama de relațiile (2.20), (2.22), se determină energia calorică dQ_s , transmisă pe durata dt printr-o suprafață închisă oarecare S , care delimitează volumul V (Fig.2.2):

$$\frac{dQ_s}{dt} = \int_S \bar{q} d\bar{s} = - \int_S \lambda(n) \text{grad} \theta d\bar{s}. \quad (2.23)$$

În același interval de timp, variația energiei din volumul V este de forma:

$$\frac{dQ_V}{dt} = \int_V p dV - \int_V \gamma c \frac{\partial \theta}{\partial t} dV, \quad (2.24)$$

unde primul termen din membrul al doilea reprezintă energia transformată prin efect electrocaloric, iar cel de al doilea-cantitatea de căldură acumulată, care produce variația în timp a temperaturii. Cu γ , c s-au notat densitatea, respectiv căldura specifică. Potrivit legii conservării energiei se poate scrie:

$$dQ_s = dQ_V, \quad (2.25)$$

încât, având în vedere relațiile (2.23), (2.24), se obține ecuația de bilanț termic:

$$\int_V p dV = \int_V \gamma c \frac{\partial \theta}{\partial t} dV - \int_S \lambda(n) \text{grad} \theta d\bar{s}. \quad (2.26)$$

Aplicând ultimei integrale din relația (2.26) teorema Gauss-Ostrogradski, se obține expresia:

$$p = \gamma c \frac{\partial \theta}{\partial t} - \text{div}[\lambda(n) \text{grad} \theta], \quad (2.27)$$

care reprezintă ecuația generală a conducției termice nestaționare în medii solide conținând surse termice. Pentru încălzirea conductoarelor prin efect electrocaloric, pierderile specifice p sunt date de relația (2.5). În coordonate carteziene, ecuația (2.27) se scrie sub forma:

$$p = \gamma c \frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_x \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_y \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_z \frac{\partial \theta}{\partial z} \right). \quad (2.28)$$

Pentru un mediu izotrop, $\lambda_x = \lambda_y = \lambda_z = \lambda = \text{const.}$, încât ecuația (2.28) devine :

$$p = \gamma c \frac{\partial \theta}{\partial t} - \lambda \nabla^2 \theta, \quad (2.29)$$

unde $\nabla^2 = \Delta$ este operatorul laplacean aplicat câmpului de temperaturi $\theta(x,y,z)$. Dacă mediul nu conține surse termice, în (2.29) se consideră $p=0$.

2.2.2. Transmisia prin radiație și convecție. Transmisia combinată a căldurii

Schimbul de căldură între corpuri având temperaturi diferite, efectuat pe calea energiei radiante, constituie transmisia termică prin radiație. Aceasta are loc obișnuit în medii transparente pentru radiațiile infraroșii și luminoase, având lungimi de undă în gama 0,8...40 μm , respectiv 0,4...0,8 μm .

Densitatea fluxului termic, evacuat prin radiație la suprafața exterioară a unui conductor care funcționează în vid sau într-un mediu gazos având temperatura T_a , este dată de legea Stefan-Boltzmann:

$$q_r = K\varepsilon(T^4 - T_a^4), \quad (2.30)$$

unde $K=5,6697 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$ este constanta Stefan-Boltzmann, $\varepsilon \leq 1$ - coeficientul de radiație sau emisivitatea totală a conductorului, iar T - temperatura suprafeței radiante, exprimată în grade absolute. Transmisia termică de pe suprafața de radiație se caracterizează prin parametrul α_r , numit transmisivitate termică prin radiație; acesta este definit prin relația:

$$\alpha_r = \frac{q_r}{T - T_a} = \frac{q_r}{\theta - \theta_a}, \quad (2.31)$$

unde q_r reprezintă densitatea fluxului termic de radiație, iar T , θ și T_a, θ_a - temperaturile corespunzătoare corpului care radiază, respectiv mediului ambiant. Ținând seama de (2.30), (2.31) rezultă:

$$\alpha_r = K\varepsilon \frac{T^4 - T_a^4}{T - T_a}. \quad (2.32)$$

Energia termică transmisă de un corp prin radiație la temperatură constantă se poate calcula cu relația:

$$Q_r = \alpha_r S (\theta - \theta_a) t, \quad (2.33)$$

unde S este suprafața de radiație, iar t - durata procesului. La temperaturile întâlnite obișnuit în funcționarea echipamentelor electrice, transmisia termică prin radiație poate fi neglijată. În cazul sistemelor conductoare funcționând la temperaturi de 100...120 °C, fluxul termic transmis prin radiație reprezintă 40...50% din fluxul total; acest procent are valori superioare pentru reperele ce funcționează la temperaturi mai ridicate (elemente fuzibile, bimetale, camere de stingere etc.).

Transmisia termică prin convecție se realizează pe seama deplasării particulelor unui fluid (gaz sau lichid), pe o suprafață caldă, care cedează căldură. Convecția poate fi naturală, când curenții apar ca urmare a diferențelor de densitate dintre straturile calde și cele reci ale fluidului sau forțată, când curenții de fluid se obțin cu ajutorul unor ventilatoare (pentru gaze) sau pompe (pentru lichide). Densitatea fluxului termic de transmisie a căldurii prin convecție se calculează cu relația:

$$q_c = \alpha_c (\theta - \theta_a), \quad (2.34)$$

unde α_c este transmisivitatea termică prin convecție, iar θ , θ_a - temperaturile corespunzătoare suprafeței care cedează căldura, respectiv fluidului de răcire.

Energia termică transmisă prin convecție la temperatură constantă este dată de relația:

$$Q_c = \alpha_c S(\theta - \theta_a)t, \quad (2.35)$$

S fiind suprafața de cedare a căldurii, iar t -durata transmisiei.

În funcționarea echipamentelor electrice, transmisia căldurii are loc combinat, atât prin radiație cât și prin convecție, astfel încât, pentru densitatea totală a fluxului termic, se poate scrie:

$$q_t = q_r + q_c. \quad (2.36)$$

Ținând seama de relațiile (2.30), (2.34), (2.36), se poate scrie:

$$q_t = \alpha_t (\theta - \theta_a), \quad (2.37)$$

unde θ , θ_a sunt temperaturile corespunzătoare corpului cald respectiv mediului ambiant, iar α_t -transmisivitatea termică globală sau coeficientul global de transmisie a căldurii. Din (2.30), (2.34), (2.36) se obține:

$$\alpha_t = \alpha_r + \alpha_c. \quad (2.38)$$

Valori ale coeficienților α_r , α_c , de transmisie a căldurii, sunt precizate în literatură. Fluxurile termice dP sau P , disipate prin suprafețele dS , respectiv S , de separare a unui corp de mediul ambiant, se calculează cu relația lui Newton, scrisă sub una din formele:

$$dP = \alpha_t (\theta - \theta_a) dS, P = \alpha_t S(\theta - \theta_a), \quad (2.39)$$

Tab.2.1

Nr. crt.	Denumirea	α_t [W/m ² .°C]
1	Bare orizontale de cupru, ϕ 10...60, în aer	9...13
2	Bare de cupru în aer, așezate pe muchie	6...9
3	Fontă sau fier vopsite, în aer	10...14
4	Cilindri de porțelan, în cuvă cu ulei	50...150
5	Înfășurări cu izolație de hârtie: • în aer • în ulei	10...12,5 25...36
6	Elemente de constantan sau nichelină, fire rotunde sau plate, înfășurate în elice, pe verticală	20

7	Pachete de tole din oțel:	
	• în aer	10...12,5
	• în ulei	70...90

α_t fiind transmisivitatea termică globală, S -suprafața de cedare a căldurii spre mediul ambiant, iar θ , θ_a -temperaturile corpului care cedează căldură, respectiv a mediului ambiant. Relațiile (2.21), (2.39₁) permit stabilirea dependenței dintre valorile temperaturii și ale gradientului de temperatură de pe suprafața exterioară a unui corp; aceasta rezultă de forma:

$$-\lambda(n)\frac{d\theta}{dn}\Big|_S = \alpha_t(\theta - \theta_a)\Big|_S, \quad (2.40)$$

$\lambda(n)$ fiind conductivitatea termică a corpului cald, considerată după direcția n a normalei la suprafața S . În Tab.2.1 sunt date valori uzuale ale transmisivității termice globale, corespunzătoare solicitării termice a unor repere constructive ale echipamentelor electrice.

2.2.3. Ecuația generală a solicitărilor termice ale conductoarelor

În construcția echipamentelor electrice, căile conductoare sunt componente care asigură conducția electrică și care, parcurse de curenți, sunt supuse unor solicitări termice de intensitate variabilă. În mod obișnuit, conductoarele sunt alcătuite din porțiuni omogene sub formă de bară, supuse încălzirii prin efect electrocaloric, produs sub acțiunea curentului care le traversează.

Pentru determinarea ecuației generale a solicitărilor termice ale căilor conductoare, se consideră o porțiune dintr-un conductor omogen (Fig.2.3), parcursă de un curent de intensitate i , situată într-un fluid de răcire, având temperatura θ_a . La nivelul volumului elementar dV_x , bilanțul termic necesită calculul următoarelor componente:

- fluxul termic produs de sursele interne de căldură:

$$dP_p = p(x,t)dV_x = p(x,t)s_x dx, \quad (2.41)$$

unde $p(x,t)$ reprezintă pierderile specifice de putere în conductor, calculate la nivelul volumului dV_x :

- fluxul termic de transmisie prin conducție a căldurii în lungul căii conductoare, determinat de gradientul de temperatură din volumul acesteia:

$$dP_\lambda = -\text{div}(\lambda \text{ grad}\theta) dV_x = -\lambda \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} s_x dx, \quad (2.42)$$

λ fiind conductivitatea termică a materialului conductor;

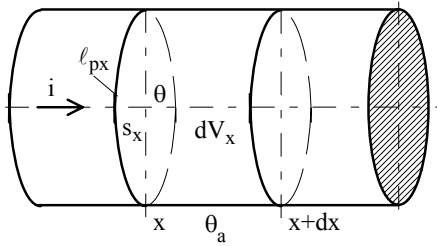
- fluxul termic al căldurii acumulate în volumul conductorului, care produce variația temperaturii în timp:

$$dP_V = \gamma c \frac{\partial \theta}{\partial t} dV_x = \gamma c s_x \frac{\partial \theta}{\partial t} dx, \quad (2.43)$$

unde c este căldura specifică, iar γ -densitatea materialului conductor;

- fluxul termic de cedare a căldurii spre mediul ambiant, prin suprafața laterală a volumului dV_x :

$$dP_\alpha = \alpha_t(x,t)(\theta - \theta_a) \ell_{px} dx, \quad (2.44)$$



unde $\alpha_t(x,t)$ este transmisivitatea termică globală, iar ℓ_{px} -perimetrul corespunzător suprafeței s_x a secțiunii transversale. În baza legii conservării energiei, bilanțul termic la nivelul volumului dV_x se scrie sub forma:

$$dP_p = dP_V + dP_\lambda + dP_\alpha, \quad (2.45)$$

Fig.2.3

Solicitarea termică a conductorului omogen care, ținând seama de relațiile (2.41)...(2.44), conduce la ecuația generală a solicitărilor termice ale căilor conductoare; aceasta are expresia:

$$p(x,t) = \gamma c \frac{\partial \theta}{\partial t} - \lambda \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \alpha_t(x,t) \frac{\ell_{px}}{s_x} (\theta - \theta_a), \quad (2.46)$$

unde funcția necunoscută este temperatura $\theta(x,t)$. Pentru o porțiune omogenă a unei căi conductoare, având secțiunea s și perimetrul ℓ_p constante pe toată lungimea, ecuația (2.46) devine de forma:

$$p(x,t) = \gamma c \frac{\partial \theta}{\partial t} - \lambda \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \alpha_t(x,t) \frac{\ell_p}{s} (\theta - \theta_a). \quad (2.47)$$

Efectuând schimbarea de variabilă (2.1), din (2.47) se reține expresia:

$$p(x,t) = \gamma c \frac{\partial \vartheta}{\partial t} - \lambda \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \alpha_t(x,t) \vartheta \frac{\ell_p}{s}, \quad (2.48)$$

unde $\vartheta(x,t)$ este supratemperatura căii conductoare. Ecuația (2.48) descrie procesele termice dintr-un conductor omogen, având suprafața secțiunii transversale constantă pe toată lungimea, în ipoteza transmisiei termice prin conducție în lungul conductorului și combinate (conducție, radiație, convecție), la cedarea căldurii prin suprafața laterală, spre mediul ambiant.

2.3. Modelarea regimurilor termice tranzitorii ale conductoarelor

Regimul tranzitoriu de încălzire a unei căi de curent prin transformare Joule-Lenz reprezintă efectul modificărilor care survin, de obicei prin salt, în valorile intensității curentului care traversează conductorul; pe durata oricărui regim tranzitoriu, temperaturile înregistrează valori variabile în timp. Regimurile termice tranzitorii ale conductoarelor se produc atât în timpul regimurilor normale de funcționare a instalațiilor, când acestea sunt supuse unor solicitări termice de lungă durată (continue sau intermitente), cât și pe duratele regimurilor anormale (de scurtcircuit), când solicitarea termică este de scurtă durată.

Studiul regimului tranzitoriu de încălzire prezintă interes atât în cazul solicitării termice de lungă durată, când temperaturile evoluează în timp spre valori constante, de regim permanent, cât și în cazul solicitărilor termice de scurtă durată, când creșterea nelimitată a temperaturilor este oprită, înainte de atingerea unei valori limită admisibile, prin întreruperea curentului de scurtcircuit.

2.3.1. Modelarea regimurilor tranzitorii, în solicitarea termică de lungă durată

Studiul regimului tranzitoriu de încălzire a unei căi conductoare în cazul solicitării termice de lungă durată se efectuează în baza următoarelor ipoteze simplificatoare: calea conductoare este omogenă, transmisivitatea termică globală și căldura specifică se consideră invariabile cu temperatura, variația temperaturii în lungul conductorului este nulă, iar temperatura mediului ambiant are o valoare constantă. În aceste ipoteze, ecuația (2.48) în care se consideră:

$$p(x,t) = \rho_0 [1 + \alpha_R (\vartheta + \theta_a)] J^2, \alpha_t(x,t) = \alpha_t = \text{const.}, \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = 0, \quad (2.49)$$

devine de forma:

$$\rho_0 [1 + \alpha_R (\vartheta + \theta_a)] J^2 = \gamma c \frac{\partial \vartheta}{\partial t} + \alpha_t \frac{\ell_p}{s} \vartheta, \vartheta(0) = \vartheta_0, \quad (2.50)$$

unde ρ_0 , γ reprezintă rezistivitatea, respectiv densitatea materialului conductor la 0 °C, α_R -coeficientul de variație a rezistivității cu temperatura, J -densitatea de curent, c -căldura specifică, α_t -transmisivitatea termică globală, ℓ_p -lungimea perimetrului corespunzător secțiunii transversale s , $\vartheta(t)$ -supratemperatura căii conductoare. Dacă se notează:

$$\vartheta_p = \frac{\rho_0 J^2 s (1 + \alpha_R \theta_a)}{\alpha_t \ell_p - \rho_0 J^2 s \alpha_R}, T = \frac{\gamma c s}{\alpha_t \ell_p - \rho_0 J^2 s \alpha_R}, \quad (2.51)$$

ecuația diferențială (2.50) se scrie sub forma:

$$\frac{d\vartheta}{dt} = -\frac{\vartheta}{T} + \frac{\vartheta_p}{T}, \quad \vartheta(0) = \vartheta_0. \quad (2.52)$$

În ipoteza valorii critice a densității de curent, date de relația:

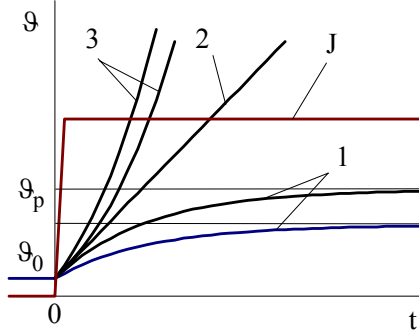


Fig.2.4

Regimul tranzitoriu al supratemperaturii: 1- $\vartheta(t)$ în cazul solicitării termice de lungă durată; 2, 3- $\vartheta(t)$ pentru solicitarea termică de scurtă durată; J- densitatea de curent

$$J = J_{cr} = \sqrt{\frac{\alpha_t \ell_p}{\rho_0 \alpha_R s}}, \quad (2.53)$$

pentru care numitorul expresiilor (2.51) se anulează, ecuația (2.52) devine:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\mathcal{G}}{dt} &= \frac{\rho_0 J_{cr}^2 (1 + \alpha_R \theta_a)}{\gamma c}, \\ \mathcal{G}(0) &= \mathcal{G}_0 \end{aligned} \right\} \quad (2.54)$$

și admite soluția:

$$\mathcal{G}(t) = \frac{\rho_0 J_{cr}^2 (1 + \alpha_R \theta_a) t}{\gamma c} + \mathcal{G}_0. \quad (2.55)$$

În ipoteza $J \neq J_{cr}$, ecuația diferențială (2.49) are drept soluție expresia:

$$\mathcal{G}(t) = \mathcal{G}_p \left(1 - e^{-\frac{t}{T}} \right) + \mathcal{G}_0 e^{-\frac{t}{T}}, \quad (2.56)$$

unde $\mathcal{G}_p$ și T , date de relațiile (2.51), reprezintă supratemperatura de regim permanent, respectiv constanta de timp termică a conductorului. Corespunzător relațiilor (2.55), (2.56), în Fig.2.4 sunt reprezentate curbele $\mathcal{G}(t)$, proprii regimului tranzitoriu de încălzire a unei căi conductoare în cazul solicitării termice continue, de lungă durată. Curbele 1 reprezintă evoluția în timp a supratemperaturii corespunzător unor densități de curent $J_1 < J_2 < J_{cr}$, pentru care, ținând seama de (2.51), rezultă $\mathcal{G}_p > 0$, $T > 0$; curba 2 corespunde soluției (2.55) obținută în ipoteza (2.53), iar curbele 3 reprezintă evoluția temporală a supratemperaturii de regim tranzitoriu pentru densități de curent $J > J_{cr}$. Acest ultim caz, caracterizat prin creșterea nelimitată a supratemperaturii în timp, este propriu încălzirii produse sub acțiunea curenților de scurtcircuit. Dacă se notează cu ℓ lungimea căii conductoare și se ține seama de relațiile:

$$R_0 = \rho_0 \frac{\ell}{S}, R_a = R_0 (1 + \alpha_R \theta_a), I = JS, m = \gamma \ell S, S = \ell \ell_p, \quad (2.57)$$

unde R_0 , R_a reprezintă valori ale rezistenței căii conductoare înregistrate la temperaturile 0°C respectiv θ_a , I -intensitatea curentului (valoare efectivă), iar m , S -masa, respectiv suprafața de cedare a căldurii, relațiile (2.51) devin:

$$\mathcal{G}_p = \frac{R_a I^2}{\alpha_t S - R_0 I^2 \alpha_R} \cong \frac{R_a I^2}{\alpha_t S}, \quad T = \frac{mc}{\alpha_t S - R_0 I^2 \alpha_R} \cong \frac{mc}{\alpha_t S}, \quad (2.58)$$

utile în calcule preliminare. Ecuația (2.52), este de fapt un bilanț al fluxurilor termice, ce poate fi scris și sub forma:

$$P(t) = P_V(t) + P_\alpha(t), \quad (2.59)$$

unde:

$$P(t) = R_0[1 + \alpha_R(\vartheta + \theta_a)]I^2, P_V(t) = mc \frac{d\vartheta}{dt}, P_\alpha(t) = \alpha_t S \vartheta, \quad (2.60)$$

$P(t)$ reprezentând puterea electromagnetică transformată în căldură în unitatea de timp, $P_V(t)$ -căldura acumulată în volumul conductor în unitatea de timp, $P_\alpha(t)$ -căldura cedată mediului de întregul conductor în unitatea de timp. Având în vedere soluția (2.56), fluxurile termice (2.60) se obțin de forma:

$$\left. \begin{aligned} P(t) &= R_0(1 + \alpha_R \theta_a)I^2 + R_0 \alpha_R I^2 \left[\vartheta_p \left(1 - e^{-\frac{t}{T}} \right) + \vartheta_0 e^{-\frac{t}{T}} \right], \\ P_V(t) &= \frac{mc}{T} (\vartheta_p - \vartheta_0) e^{-\frac{t}{T}}, \\ P_\alpha(t) &= \alpha_t S \left[\vartheta_p \left(1 - e^{-\frac{t}{T}} \right) + \vartheta_0 e^{-\frac{t}{T}} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (2.61)$$

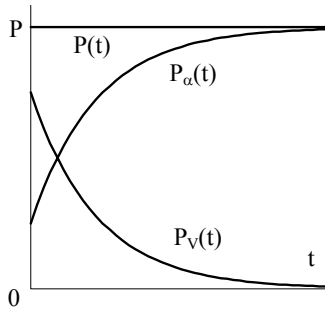


Fig.2.5

Regimul tranzitoriu al fluxurilor termice

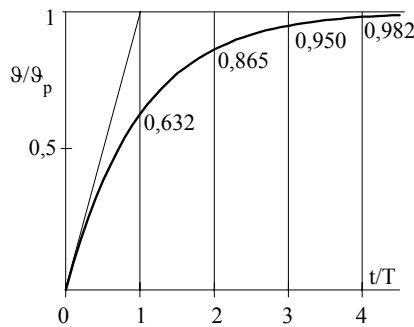


Fig.2.6

Temperatura de regim permanent și constanta de timp

În Fig.2.5 este dată reprezentarea grafică a expresiilor (2.61), obținută în ipoteza $J < J_{cr}$, corespunzătoare deci solicitării termice de lungă durată. Se

constată astfel că, pe durata regimului tranzitoriu de încălzire, fluxul termic $P_V(t)$ scade pe măsura creșterii temperaturii, în timp ce fluxul termic de cedare a căldurii, $P_a(t)$, crește; se ajunge astfel ca, în regim permanent, întreaga putere degajată prin efect electrocaloric să fie cedată, sub formă de căldură în unitatea de timp, mediului ambiant. Dacă se neglijează variația cu temperatura a rezistivității, considerându-se deci $\alpha_R=0$, relațiile (2.51), (2.58) devin de forma:

$$\vartheta_p \cong \frac{R_0 I^2}{\alpha_r S}, \quad T \cong \frac{mc}{\alpha_r S}, \quad (2.62)$$

constantele având semnificațiile precizate la relația (2.57).

În Fig.2.6 este reprezentată, potrivit relației (2.56) și în ipoteza $\theta_0=0$, curba de încălzire a unei căi conductoare. Constanta de timp termică, T , reprezintă intervalul de timp măsurat de la începutul regimului tranzitoriu de încălzire, pentru care se verifică relația:

$$\vartheta(T) = 0,632 \vartheta_p, \quad \vartheta_0 = 0, \quad (2.63)$$

ϑ_p fiind supratemperatura de regim permanent; constanta de timp termică, T , se poate evalua pe cale grafică prin măsurarea segmentului care reprezintă subtangenta în origine la curba $\vartheta(t)$, așa cum se indică în Fig.2.6.

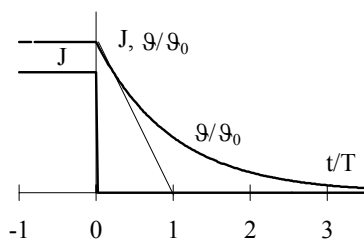


Fig.2.7
Regimul tranzitoriu de răcire

Ecuția regimului tranzitoriu de răcire a unei căi conductoare se obține din (2.52) impunând condiția $J=0$, ceea ce implică $\vartheta_p=0$; aceasta rezultă de forma:

$$\frac{d\vartheta}{dt} = -\frac{\vartheta}{T}, \quad \vartheta(0) = \vartheta_0 \quad (2.64)$$

și admite soluția:

$$\vartheta(t) = \vartheta_0 e^{-\frac{t}{T}}, \quad (2.65)$$

T fiind constanta de timp termică a căii conductoare. În Fig.2.7 este reprezentată curba $\vartheta(t)$ dată de relația (2.65), pentru regimul tranzitoriu de răcire a unei căi conductoare. Constanta de timp T are, în general, valori diferite de cea de la încălzire, și se poate calcula cu ajutorul expresiei (2.62₂).

2.3.2. Stabilitatea termică a echipamentelor electrice

Noțiunea de stabilitate termică se definește în legătură cu regimul tranzitoriu de încălzire a căilor conductoare, corespunzător solicitării termice de scurtă durată, produse sub acțiunea curenților de scurtcircuit. Stabilitatea termică a echipamentelor electrice reprezintă capabilitatea acestora de a suporta, pe durate limitate și fără deteriorări vizibile, solicitarea termică produsă de curenții de scurtcircuit. Duratele menționate și intensitatea corespunzătoare a curentului au valori precizate în norme și constituie parametri nominali ai echipamentelor electrice.

Scurtcircuitele, asimilate regimurilor anormale din instalații (regimuri de defect), sunt produse, în general, fie în urma străpungerii izolației (din cauza supratensiunilor și a îmbătrânirii), fie a greșelilor de manevră și, nu de puține ori, din cauze întâmplătoare.

În instalațiile de curent alternativ, scurtcircuitele pot fi simetrice (trifazate) sau nesimetrice (bifazate cu sau fără punere la pământ, monofazate). Calculul procesului de scurtcircuit trifazat este necesar pentru verificarea stabilității termice și electrodinamice a echipamentelor electrice de comutație; pentru alegerea și reglarea echipamentelor de protecție sunt necesare, în general, determinări pentru toate tipurile de scurtcircuit. În cazul unui scurtcircuit simetric depărtat, ponderea impedanțelor interne ale generatoarelor sincrone în limitarea intensității curentului poate fi neglijată.

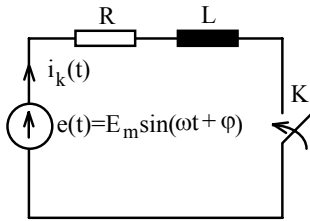


Fig.2.8

Schema electrică echivalentă

Ecuatia care modelează funcționarea în regim tranzitoriu a circuitului echivalent (Fig.2.8) este de forma:

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{2}E \sin(\omega t + \varphi) &= L \frac{di_k}{dt} + Ri_k, \\ i_k(0) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.66)$$

și admite soluția:

$$i_k(t) = \sqrt{2}I_k \left[\sin(\omega t + \varphi - \varphi_k) - e^{-\frac{t}{T}} \sin(\varphi - \varphi_k) \right], \quad (2.67)$$

unde:

$$I_k = \frac{E}{\sqrt{R^2 + (L\omega)^2}}, \quad \varphi_k = \arctg \frac{L\omega}{R}, \quad T = \frac{L}{R}. \quad (2.68)$$

Dacă se notează:

$$\varphi_0 = \varphi_k - \varphi, \quad (2.69)$$

φ_0 fiind numit unghi de conectare, expresia (2.64) a curentului de scurtcircuit devine de forma:

$$i_k(t) = \sqrt{2}I_k \left[\sin(\omega t - \varphi_0) + e^{-\frac{t}{T}} \sin \varphi_0 \right]. \quad (2.70)$$

Conform relației (2.67), intensitatea curentului de scurtcircuit conține componentele $i_{kp}(t)$ -periodică, respectiv $i_{ka}(t)$ -aperiodică, încât această relație este de forma generală:

$$i_k(t) = i_{kp}(t) + i_{ka}(t), \quad (2.71)$$

unde:

$$i_{kp}(t) = \sqrt{2}I_k \sin(\omega t - \varphi_0), \quad i_{ka}(t) = \sqrt{2}I_k e^{-\frac{t}{T}} \sin \varphi_0, \quad (2.72)$$

I_k fiind valoarea efectivă a intensității curentului de scurtcircuit de regim permanent. În funcție de valorile unghiului de conectare φ_0 , curentul de scurtcircuit poate fi simetric ($\varphi_0 = n\pi$, $n=0,1$, Fig.2.9a), respectiv asimetric; asimetria maximă se obține pentru valori $\varphi_0 = (2n+1)\pi/2$, $n=0, 1$ (Fig.2.9b).

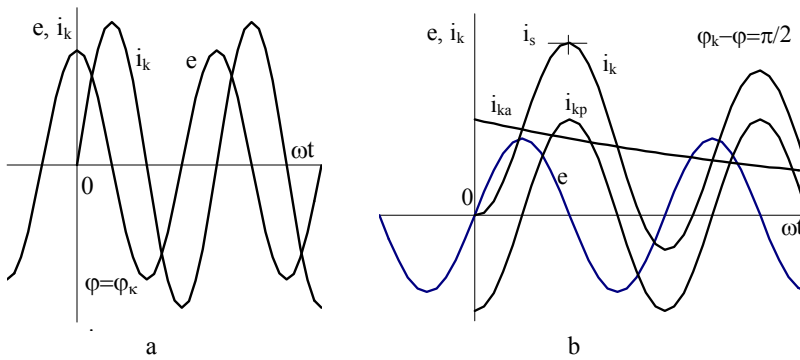


Fig.2.9

*Regimul tranzitoriu al curentului de scurtcircuit:
a-curent simetric; b-curent cu asimetrie maximă.*

Pentru $\varphi_0 = (2n+1)\pi/2$, expresia (2.70) a intensității curentului de scurtcircuit depărtat devine de forma:

$$i_k(t) = (-1)^{n+1} \sqrt{2}I_k \left(\cos \omega t - e^{-\frac{t}{T}} \right), \quad n = 0, 1, \dots \quad (2.73)$$

valorile exponentului n modificând doar faza inițială. Valoarea de vârf maximă, i_s , a intensității curentului de scurtcircuit, numită și curent de șoc sau de lovitură, se obține pentru $\omega t = \pi$; din (2.73) rezultă:

$$i_s = \sqrt{2} I_k \left(1 + e^{-\frac{\pi}{\omega T}} \right). \quad (2.74)$$

Expresia curentului de șoc se poate considera sub forma restrânsă:

$$i_s = \sqrt{2} k_s I_k, \quad (2.75)$$

unde factorul de șoc, k_s , din (2.74), (2.75), se obține de forma:

$$k_s = 1 + e^{-\frac{\pi}{\omega T}}, \quad 1 < k_s < 2. \quad (2.76)$$

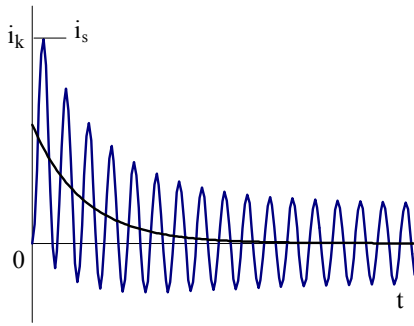


Fig.2.10

Curentul de scurtcircuit apropiat

În cazul scurtcircuitului apropiat, ponderea în limitarea intensității curentului o deține impedanța internă a generatorului sincron; în acest caz, valorile de vârf ale componentei periodice nu mai sunt constante, ci amortizate cu două constante de timp, corespunzătoare regimurilor subtranzitoriu, respectiv tranzitoriu. În Fig.2.10 este reprezentată grafic variația în timp a intensității curentului de scurtcircuit apropiat. Curentul de șoc este dat, în

acest caz, de relația:

$$i_s = \sqrt{2} k_s I_k'', \quad (2.77)$$

unde I_k'' este valoarea efectivă a intensității curentului de scurtcircuit simetric inițial. Dacă în cazul scurtcircuitului depărtat $I_k'' = I_k$ (Fig.2.9), la scurtcircuit apropiat se verifică relația $I_k'' > I_k$, Fig.2.10. Valorile parametrilor I_k , I_k'' și k_s se determină prin procedee de calcul specifice, fiind utilizate pentru verificarea stabilității termice și electrodinamice a echipamentelor electrice.

Calcululele privind verificarea stabilității termice a căilor conductoare, solificate în regim de scurtă durată sub acțiunea curenților de scurtcircuit, se

efectuează în ipotezele corespunzător cărora procesul termic se consideră adiabatic, deci fără schimb de căldură cu mediul ambiant.

Datorită variației în limite largi a temperaturii, atât rezistivitatea materialului conductor cât și căldura specifică a acestuia se consideră liniar variabile cu temperatura, după relații de forma:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha_R \theta), c = c_0(1 + \beta \theta), \quad (2.78)$$

ρ_0, c_0 fiind valori corespunzătoare temperaturii de 0°C , iar α_R, β -coeficienții de variație. În aceste condiții, ținând seama și de (2.1), ecuația (2.50) se consideră sub forma:

$$\rho_0(1 + \alpha_R \theta) j_k^2(t) = \gamma c_0(1 + \beta \theta) \frac{d\theta}{dt}, \theta(0) = \theta_0, \quad (2.79)$$

$j_k(t)$ fiind densitatea de curent corespunzătoare intensității $i_k(t)$, a curentului de scurtcircuit.

Tab.2.2

Nr. crt.	Materialul	Tipul constructiv	$\theta_{ad}, [^\circ\text{C}]$	$\theta_{kad}, [^\circ\text{C}]$
1	Cupru	Conductor gol sau vopsit	60	200
		Conductor aerian funie	80	170
		Cablu cu izolație de hârtie, 3 kV	65	160
2	Cupru	Cablu cu izolație de hârtie, 6 kV	65	120
		Cablu cu izolație de hârtie, 20 kV	55	120
		Cablu cu izolație de hârtie, >20 kV	45	100
3	Aluminiu	Conductor gol sau vopsit	60	180
		Conductor aerian funie	80	130
		Cablu cu izolație de hârtie, 3 kV	65	160
		Cablu cu izolație de hârtie, 6 kV	65	120
		Cablu cu izolație de hârtie, 20 kV	55	120
		Cablu cu izolație de hârtie, >20 kV	45	100

Integrând ecuația (2.79) pe durata reală, t_k , a procesului de scurtcircuit, se obține:

$$\sigma(t_k) = s^2 R(\theta_0, \theta_k), \quad (2.80)$$

unde:

$$\sigma(t_k) = s^2 \int_0^{t_k} j_k^2(t) dt = \int_0^{t_k} i_k^2(t) dt \quad (2.81)$$

reprezintă solicitarea termică la scurtcircuit, iar:

$$\left. \begin{aligned} R(\theta_0, \theta_k) &= \int_{\theta_0}^{\theta_k} \frac{\gamma_0 (1 + \beta \theta)}{\rho_0 (1 + \alpha_R \theta)} d\theta = \\ &= \frac{\gamma_0}{\rho_0} \left[\frac{\beta}{\alpha_R} (\theta_k - \theta_0) + \frac{\alpha_R - \beta}{\alpha_R^2} \ln \frac{1 + \alpha_R \theta_k}{1 + \alpha_R \theta_0} \right] \end{aligned} \right\} \quad (2.82)$$

-rigiditatea termică la scurtcircuit. Asigurarea stabilității termice la scurtcircuit a echipamentelor electrice impune ca valoarea finală, θ_k , a temperaturii atinse de căile conductoare în momentul t_k , al întreruperii curentului de scurtcircuit, să nu depășească valoarea admisibilă, θ_{kad} , precizată în norme; astfel de valori sunt date în Tab.2.2.

Valoarea admisibilă a solicitării termice la scurtcircuit, σ_{ad} , poate fi calculată cu ajutorul relațiilor (2.80), (2.82), în care se consideră $\theta_0 = \theta_{ad}$, $\theta_k = \theta_{kad}$, unde $\theta_{ad} < \theta_{kad}$ reprezintă valorile admisibile ale temperaturilor corespunzătoare solicitărilor termice de lungă durată, respectiv de scurtă durată (la scurtcircuit). În acest fel se consideră cazul cel mai defavorabil, în care temperatura inițială a solicitării termice la scurtcircuit este egală cu temperatura admisibilă corespunzătoare solicitării termice de lungă durată, încât se admite că:

$$\sigma_{ad} = s^2 R(\theta_{ad}, \theta_{kad}). \quad (2.83)$$

Pentru verificarea stabilității termice la scurtcircuit este necesar calculul solicitării termice la scurtcircuit, $\sigma(t_k)$, posibil de efectuat cu ajutorul metodei curentului echivalent. Conform acesteia, se consideră că solicitarea termică la scurtcircuit este produsă sub acțiunea unui curent echivalent de intensitate I_{ke} , constantă, care acționează pe durata t_{ke} . Ținând seama de relația (2.81₂), se poate scrie:

$$\sigma(t_k) = I_{ke}^2 t_{ke}. \quad (2.84)$$

Aceeași valoare a solicitării termice la scurtcircuit se poate obține sub acțiunea unor curenți de intensități diferite, $I_1 \neq I_2$, care acționează pe durate diferite, $t_1 \neq t_2$; impunând condiția:

$$\sigma(t_1) = \sigma(t_2) = I_1^2 t_1 = I_2^2 t_2, \quad (2.85)$$

rezultă relațiile de echivalență:

$$I_2 = I_1 \sqrt{\frac{t_1}{t_2}}, t_2 = \left(\frac{I_1}{I_2} \right)^2 t_1. \quad (2.86)$$

Solicitarea termică la scurtcircuit se consideră de forma:

$$\sigma(t_k) = \sigma_a(t_k) + \sigma_p(t_k), \quad (2.87)$$

unde $\sigma_a(t_k), \sigma_p(t_k)$ reprezintă solicitările termice produse de componentele aperiodică, respectiv periodică, ale curentului. Cele două solicitări sunt calculabile cu relațiile:

$$\sigma_a(t_k) = m I_k''^2 t_k, \sigma_p(t_k) = n I_k''^2 t_k, \quad (2.88)$$

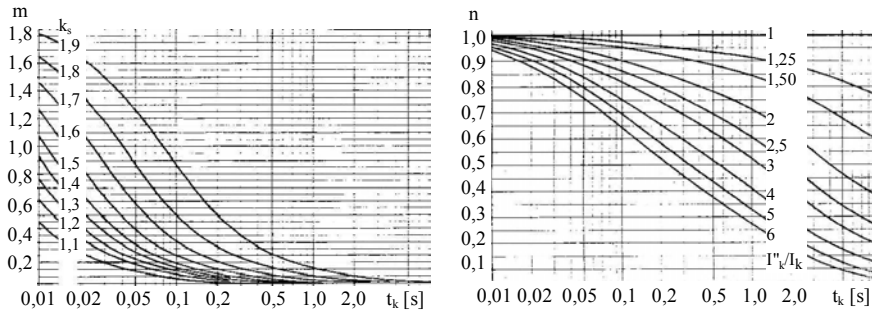


Fig.2.11
Coeficienții de corecție m și n

unde $0 < m(k_s, t_k) \leq 1,8$ și $0 < n(I_k''/I_k, t_k) \leq 2$ sunt coeficienți de corecție, ce pot fi determinați din curbe, pentru $t_{ke} = t_k$ (Fig.2.11). Ținând seama de (2.84), (2.87), (2.88), pentru intensitatea $I_{ke'}$ a curentului echivalent de scurtcircuit, se obține expresia:

$$I_{ke} = I_k'' \sqrt{\frac{(m+n)t_k}{t_{ke}}}, \quad (2.89)$$

I_k'' fiind intensitatea curentului de scurtcircuit simetric inițial, t_k -durata reală a scurtcircuitului și t_{ke} -durata curentului echivalent. Având deci determinați parametrii curentului de scurtcircuit, prin metoda curentului echivalent se poate

efectua calculul expeditiv al solicitării termice, $\sigma(t_k)$; pentru un echipament supus verificării, stabilitatea termică este asigurată dacă se satisface inegalitatea:

$$\sigma(t_k) \leq \sigma_{ad}. \quad (2.90)$$

Pentru unele echipamente electrice, solicitarea termică admisibilă la scurtcircuit, σ_{ad} , se poate calcula cu ajutorul unei relații de forma (2.84); astfel, pentru întrerupătoarele de înaltă tensiune se consideră:

$$\sigma_{ad} = I_{pr}^2 t, \quad (2.91)$$

unde I_{pr} (capacitatea de deconectare la scurtcircuit) și t (durata admisibilă de menținere a curentului I_{pr}) sunt parametri nominali. În aceste condiții, relația de verificare (2.90) devine de forma:

$$I_{ke}^2 t_{ke} \leq I_{pr}^2 t. \quad (2.92)$$

Dacă pentru echipament nu sunt precizate valori ale parametrilor nominali care să definească stabilitatea termică la scurtcircuit, verificarea se poate efectua în baza relației (2.90), solicitarea termică admisibilă calculându-se cu ajutorul relației (2.83).

2.3.3. Modelarea regimului tranzitoriu în solicitarea termică intermitentă

Echipamentele electrice sunt uneori destinate funcționării în regim intermitent, caracterizat prin variația în timp, după o anumită lege, a valorilor efective ale intensității curentului. Regimul termic periodic intermitent, având perioada T_i dată de relația:

$$T_i = t_c + t_p, \quad (2.93)$$

se obține ca urmare a unei circulații periodic-intermitente a curentului; valoarea (valoarea efectivă) a intensității acestuia, I_p , este constantă pe duratele de conducție t_c , dar se anulează pe duratele de pauză, t_p (Fig.2.12a).

Regimul periodic intermitent de încălzire se stabilește dacă, pe duratele t_p , supratemperatura conductorului nu se anulează, iar perioada T_i , a ciclurilor, îndeplinește condiția:

$$T_i \leq 6 \cdot 10^2 \text{ s.} \quad (2.94)$$

Un parametru util în calculele referitoare la regimul intermitent este durata relativă de conectare, obișnuit exprimată procentual și definită prin relațiile:

$$DC = \frac{t_c}{T_i}, DC\% = \frac{t_c}{T_i} 100, \quad (2.95)$$

t_c fiind durata activă (de conducție) a regimului intermitent, iar T_i -perioada de repetiție a ciclurilor (valori standardizate :10%, 25%, 40%, 60%, 100%). Deoarece regimul termic tranzitoriu este constituit practic dintr-o succesiune periodică de procese de încălzire și răcire, ținând seama de (2.56), (2.65), se poate scrie:

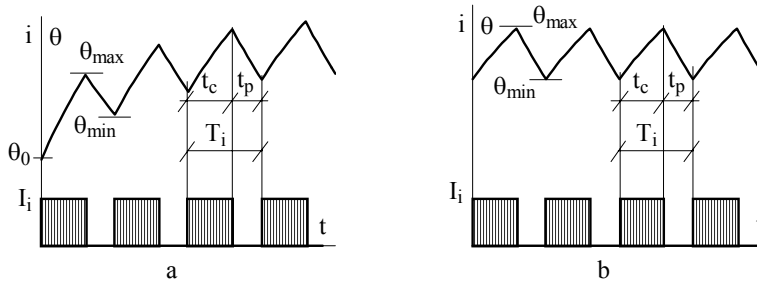


Fig.2.12

*Curentul și temperatura în cazul solicitării termice periodic intermitente:
a-regimul tranzitoriu; b- regimul cvasipermanent.*

$$\mathcal{G}(t) = \begin{cases} \mathcal{G}_p \left(1 - e^{-\frac{t-nT_i}{T}} \right) + \mathcal{G}(nT_i) e^{-\frac{t-nT_i}{T}}, & nT_i \leq t \leq nT_i + t_c, \\ \mathcal{G}(nT_i + t_c) e^{-\frac{t-nT_i-t_c}{T}}, & nT_i + t_c \leq t \leq (n+1)T_i, n = 0, 1, 2, \dots \end{cases} \quad (2.96)$$

unde supratemperatura $\mathcal{G}_p$ și constanta de timp termică T se calculează cu relațiile (2.58), în care consideră $I=I_i$. Aplicând din aproape în aproape relațiile (2.96), pentru valorile minime, $\mathcal{G}(nT_i)$, respectiv maxime, $\mathcal{G}(nT_i + t_c)$, ale supratemperaturii de regim tranzitoriu, se obțin expresiile:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{G}(nT_i) &= \mathcal{G}_p \left(1 - e^{-\frac{nT_i}{T}} \right) \left(\frac{e^{-\frac{t_p}{T}} - e^{-\frac{T_i}{T}}}{1 - e^{-\frac{T_i}{T}}} \right) + \mathcal{G}_0 e^{-\frac{nT_i}{T}}, n = 0, 1, 2, \dots, \\ \mathcal{G}(nT_i + t_c) &= \mathcal{G}_p \left[1 - e^{-\frac{(n+1)T_i}{T}} \right] \left(\frac{1 - e^{-\frac{t_c}{T}}}{1 - e^{-\frac{T_i}{T}}} \right) + \mathcal{G}_0 e^{-\frac{nT_i + t_c}{T}}, \end{aligned} \right\} \quad (2.97)$$

$\mathcal{G}_0 = \mathcal{G}(0)$ reprezentând supratemperatura inițială a căii conductoare. În cazul solicitării termice intermitente, regimul tranzitoriu al temperaturii tinde spre un regim cvasipermanent (Fig.2.12b), pe durata căruia temperatura oscilează între limitele θ_{min} , θ_{max} , în jurul unei valori medii constante. Trecând la limită în relațiile (2.97), se obține:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{G}_{min} &= \lim_{n \rightarrow \infty} \mathcal{G}(nT_i) = \mathcal{G}_p(I_i) \frac{e^{-\frac{t_p}{T}} - e^{-\frac{T_i}{T}}}{1 - e^{-\frac{T_i}{T}}}, \\ \mathcal{G}_{max} &= \lim_{n \rightarrow \infty} \mathcal{G}(nT_i + t_c) = \mathcal{G}_p(I_i) \frac{1 - e^{-\frac{t_c}{T}}}{1 - e^{-\frac{T_i}{T}}}, \end{aligned} \right\} \quad (2.98)$$

$\mathcal{G}_p(I_i)$ fiind supratemperatura de regim permanent corespunzătoare solicitării termice de lungă durată a căii conductoare sub acțiunea curentului de intensitate I_i , T -constanta de timp termică, T_i -perioada de repetiție a ciclurilor. Relația (2.98₂) evidențiază faptul că supratemperatura maximă, $\mathcal{G}_{max}$, corespunzătoare regimului intermitent cvasipermanent, este mai mică în valoare decât supratemperatura $\mathcal{G}_p(I_i)$; relația (2.98₂) se mai poate scrie sub forma:

$$\frac{\mathcal{G}_p(I_i)}{\mathcal{G}_{max}(I_i)} = \frac{1 - e^{-\frac{T_i}{T}}}{1 - e^{-\frac{t_c}{T}}} = k_\theta > 1, \quad (2.99)$$

k_θ fiind factorul de supraîncărcare pentru temperatură. În ipoteza $T \gg T_i$, prin aproximarea liniară a funcțiilor exponențiale din relația (2.99), se obține:

$$k_{\theta} = \frac{1}{DC}, \quad (2.100)$$

DC fiind durata relativă de conectare. Dacă supratemperatura maximă a unei căi conductoare are aceeași valoare, indiferent dacă solicitarea termică este de lungă durată continuă sau intermitentă, se poate arăta că, în funcționare intermitentă, calea conductoare este supraîncărcată în curent. Într-adevăr, din condiția:

$$\mathcal{G}_p(I) = \mathcal{G}_{max}(I_i), \quad (2.101)$$

și, ținând seama de relațiile (2.58₁), (2.99), se obține:

$$\mathcal{G}_p(I) = \frac{R_a I^2}{\alpha_t S} = \frac{\mathcal{G}_p(I_i)}{k_{\theta}} = \frac{R_a I_i^2}{\alpha_t S k_{\theta}}, \quad (2.102)$$

astfel încât, în final, se poate scrie:

$$I_i = k_i I, \quad (2.103)$$

unde:

$$k_i = \sqrt{k_{\theta}} = \frac{1}{\sqrt{DC}} > 1 \quad (2.104)$$

reprezintă factorul de supraîncărcare în curent, I, I_i fiind intensitățile curentului corespunzătoare solicitării termice continue, respectiv intermitent. Intensitatea I_{iad} a curentului admisibil pentru funcționarea unei căi conductoare în regim intermitent, se determină din condiția:

$$\mathcal{G}_{max}(I_{iad}) = \theta_{ad} - \theta_a, \quad (2.105)$$

care, ținând seama și de (2.58), (2.99₂), conduce la:

$$I_{iad} = \sqrt{\frac{\alpha_t S k_{\theta} (\theta_{ad} - \theta_a)}{R_a}} = \sqrt{\frac{\alpha_t \ell_p S (\theta_{ad} - \theta_a)}{DC \cdot \rho_0 (1 + \alpha_R \theta_a)}}, \quad (2.106)$$

unde notațiile au semnificațiile cunoscute. Relația (2.106), considerată pentru două regimuri intermitente (raportate evident la aceeași cale conductoare), caracterizate prin parametrii (DC_1, I_{iad1}) , respectiv (DC_2, I_{iad2}) , permite stabilirea unei relații de echivalență, pentru care se obține:

$$\frac{I_{iad1}}{I_{iad2}} = \sqrt{\frac{DC_2}{DC_1}}. \quad (2.107)$$

Din (2.107), pentru $DC_I=1$, se regăsește relația (2.103), considerată pentru funcționarea căii conductoare la limita admisibilă de temperatură.

2.4. Modelarea regimului permanent de încălzire a conductoarelor

Regimul permanent de încălzire a căilor conductoare ale echipamentelor electrice se caracterizează prin valori invariabile în timp ale temperaturii. Pentru analiza acestui regim se utilizează ecuațiile generale ale conducției termice, respectiv ale solicitărilor termice ale căilor conductoare, corespunzător particularizate. Astfel, pentru cazul regimului permanent, ecuația generală (2.29) a transmisiei termice prin conducție devine de forma:

$$p + \lambda \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right) = 0, \quad (2.108)$$

iar pentru ecuația generală (2.47), a solicitărilor termice ale căilor conductoare, se reține expresia:

$$p = -\lambda \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \alpha_t \frac{\ell_p}{s} (\theta - \theta_a), \quad (2.109)$$

unde p reprezintă pierderile specifice de putere prin efect electrocaloric, λ -conductivitatea termică, α_t -transmisivitatea termică globală, θ , θ_a -temperaturile căii conductoare, respectiv a mediului ambiant, ℓ_p -lungimea perimetrului secțiunii transversale s . Din punct de vedere al calculului, regimul permanent poate fi abordat în ipoteze simplificatoare, când nu se ține seama de existența unui flux termic axial egalizator sau, într-o accepție mai apropiată de realitate, când regimul permanent se studiază în prezența acestui flux termic.

2.4.1. Modelarea regimului permanent de încălzire a conductoarelor, fără flux termic axial egalizator

În regim permanent, fluxul termic axial, de transmisie a căldurii prin conducție în lungul unei căi conductoare având secțiunea transversală de suprafață constantă, poate fi neglijat, în general dacă lungimea conductorului este suficient de mare sau dacă acesta este prevăzut la capete cu izolație termică

de foarte bună calitate. În aceste condiții, la regim permanent, temperatura în lungul căii conductoare se consideră constantă; din (2.109), se obține:

$$ps = \alpha_t \ell_p (\theta - \theta_a). \quad (2.110)$$

Relația (2.110) evidențiază faptul că, în regim permanent, căldura degajată prin efect electrocaloric într-un conductor, fără flux termic axial, este cedată integral mediului ambiant. La funcționarea în curent continuu, pierderile specifice p sunt date de relația (2.49₁). În curent alternativ este necesară considerarea pierderilor suplimentare, care apar din cauza efectelor pelicular și de proximitate. În general, pierderile specifice în volumul conductoarelor se pot calcula cu relația:

$$p = k_p \rho_0 (1 + \alpha_R \theta) \left(\frac{I}{s} \right)^2, \quad (2.111)$$

unde notațiile au următoarele semnificații: k_p -coeficientul pierderilor suplimentare ($k_p=1$ în curent continuu, $k_p>1$ în curent alternativ), ρ_0 -rezistivitatea la 0 °C, α_R -coeficientul termic al rezistivității, I -valoarea efectivă a intensității curentului de conducție, s -suprafața secțiunii transversale a căii conductoare. În ipoteza (2.111), ecuația de bilanț termic (2.110) devine de forma:

$$\rho_0 I^2 k_p (1 + \alpha_R \theta) = \alpha_t \ell_p s (\theta - \theta_a). \quad (2.112)$$

O cale conductoare parcursă de curentul de sarcină $I=I_s$ atinge, în regim permanent de încălzire, temperatura de valoare constantă $\theta=\theta_p$; pentru aceasta, din (2.112) se obține:

$$\theta_p = \frac{\rho_0 k_p I_s^2 + \alpha_t \ell_p s \theta_a}{\alpha_t \ell_p s - \rho_0 k_p \alpha_R I_s^2}. \quad (2.113)$$

În ipoteza $\theta_p=\theta_{ad}$, θ_{ad} fiind temperatura admisibilă corespunzătoare solicitării termice de lungă durată, din (2.112) rezultă expresia intensității curentului admisibil:

$$I_{ad} = \sqrt{\frac{\alpha_t \ell_p s (\theta_{ad} - \theta_a)}{\rho_0 k_p (1 + \alpha_R \theta_{ad})}}. \quad (2.114)$$

Ecuația (2.112) permite de asemenea calculul dimensiunilor suprafeței secțiunii transversale a căii conductoare, pentru valori precizate ale curentului de sarcină I_s , respectiv ale temperaturii de regim permanent $\theta_p < \theta_{ad}$. Astfel,

pentru o cale conductoare cu secțiune transversală circulară de diametru d_c , se poate scrie:

$$s = \frac{\pi d_c^2}{4}, \quad \ell_p = \pi d_c, \quad (2.115)$$

încât, din (2.112), se obține:

$$d_c = \sqrt[3]{\frac{4 \rho_0 k_p I_s^2 (1 + \alpha_R \theta_p)}{\pi^2 \alpha_t (\theta_p - \theta_a)}}. \quad (2.116)$$

În cazul conductoarelor cu secțiune dreptunghiulară, impunând o valoare pentru raportul laturilor, $a/b=n$, rezultă:

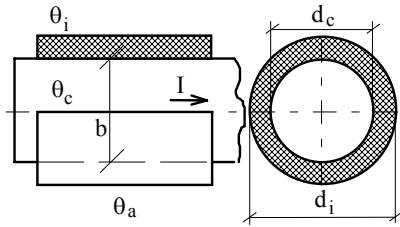


Fig.2.13

Cale de curent izolată, cu secțiune transversală circulară

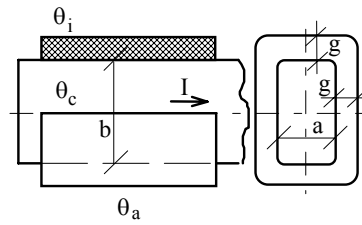


Fig.2.14

Cale de curent izolată, cu secțiune transversală dreptunghiulară

$$b = \sqrt[3]{\frac{\rho_0 k_p I_s^2 (1 + \alpha_R \theta_p)}{2n(n+1) \alpha_t (\theta_p - \theta_a)}}, \quad a = nb. \quad (2.117)$$

Pentru determinarea temperaturii θ_c , din volumul conductor al unei căi de curent izolate, (Fig.2.13), se utilizează expresia (2.22) a legii lui Fourier:

$$q = -\lambda \frac{d\theta}{dr}, \quad (2.118)$$

unde q este densitatea fluxului termic, iar λ -conductivitatea termică a materialului izolat. Deoarece, pe unitatea de lungime a căii conductoare, densitatea fluxului termic de transmisie radială a căldurii este dată de relația:

$$q = \frac{P}{2\pi r}, \quad (2.119)$$

P fiind fluxul termic radial, ecuația (2.118) devine de forma:

$$\frac{dr}{r} = -\frac{2\pi\lambda}{P}d\theta \quad (2.120)$$

care, prin integrare pe grosimea stratului izolant, conduce la soluția:

$$\theta_c - \theta_i = \frac{P}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_i}{d_c}, \quad (2.121)$$

unde θ_c , θ_i sunt temperaturile din volumul conductorului, respectiv al izolației, iar d_c , d_i -diametrele căii de curent (Fig.2.13). Pe de altă parte, conform expresiei (2.39) a legii lui Newton, se poate scrie:

$$\theta_i - \theta_a = \frac{P}{\pi\alpha_i d_i}, \quad (2.122)$$

θ_a , α_i fiind temperatura mediului ambiant, respectiv transmisivitatea termică la suprafața exterioară a căii de curent. Ținând seama de relațiile (2.121), (2.122), se obține:

$$\theta_c - \theta_a = \frac{P}{\pi} \left(\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_i}{d_c} + \frac{1}{\alpha_i d_i} \right). \quad (2.123)$$

Având în vedere relațiile (2.5), (2.6), pentru fluxul termic P , considerat pe unitatea de lungime a căii de curent, se stabilește relația:

$$P = p \frac{\pi d_c^2}{4}, \quad (2.124)$$

p fiind pierderile specifice prin efect electrocaloric în conductor, date de (2.111); din relațiile (2.111), (2.123), (2.124), pentru temperatura de regim permanent în volumul conductorului, se obține expresia:

$$\theta_c = \frac{4\rho_0 k_p R_\theta I^2 + \pi d_c^2 \theta_a}{\pi d_c^2 - 4\alpha_R \rho_0 k_p R_\theta I^2}, \quad (2.125)$$

unde s-a notat:

$$R_{\theta} = \frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_i}{d_c} + \frac{1}{\pi\alpha_i d_i}, \quad (2.126)$$

R_{θ} reprezentând rezistența termică rezultantă, considerată pe direcția radială de transmisie a căldurii. Relațiile (2.125), (2.126) permit calculul temperaturii de regim permanent corespunzătoare unei căi de curent izolate, traversate de un curent de sarcină, precum și determinarea intensității curentului admisibil; aceleași relații pot fi utilizate pentru dimensionarea căii de curent, când se cunosc intensitatea curentului de sarcină și temperatura de regim permanent. Dacă secțiunea transversală a căii de curent este dreptunghiulară (Fig.2.14), calculul se efectuează în ipotezele simplificatoare potrivit cărora temperatura de regim permanent este constantă în volumul conductorului, pe suprafața exterioară a căii de curent considerându-se constante densitatea fluxului termic de cedare a căldurii și transmisivitatea termică globală. Pe oricare din cele două direcții perpendiculare, de transmisie a căldurii prin conducție în stratul izolant, legea lui Fourier se scrie sub forma:

$$q = -\lambda \frac{d\theta}{dn}, \quad (2.127)$$

iar prin integrare pe grosimea izolației, se obține:

$$qg = -\lambda(\theta_i - \theta_c), \quad (2.128)$$

de unde rezultă:

$$\theta_c - \theta_i = \frac{qg}{\lambda}, \quad (2.129)$$

θ_c , θ_i fiind temperaturile conductorului, respectiv izolației, iar λ -conductivitatea termică a acesteia din urmă. Relația lui Newton, considerată pe suprafața exterioară a izolației, este de forma:

$$\theta_i - \theta_a = \frac{q}{\alpha_i}, \quad (2.130)$$

unde θ_a este temperatura mediului. În baza relațiilor (2.129), (2.130) se obține:

$$\theta_c - \theta_a = q \left(\frac{g}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_i} \right). \quad (2.131)$$

Dacă P reprezintă fluxul termic pe unitatea de lungime a conductorului, pentru densitatea de flux termic se poate scrie relația:

$$q = \frac{P}{2(a+b)} = \frac{pab}{2(a+b)}; \quad (2.132)$$

ținând seama de (2.111), pentru densitatea de flux termic se obține în definitiv:

$$q = \frac{\rho_0 k_p I^2 (1 + \alpha_R \theta_c)}{2ab(a+b)}. \quad (2.133)$$

Relațiile (2.131), (2.133) conduc la temperatura de regim permanent θ_c , pentru care se obține expresia:

$$\theta_c = \frac{\rho_0 k_p I^2 + 2ab\Lambda \theta_a}{2ab\Lambda - \alpha_R \rho_0 k_p I^2}, \quad (2.134)$$

unde s-a notat:

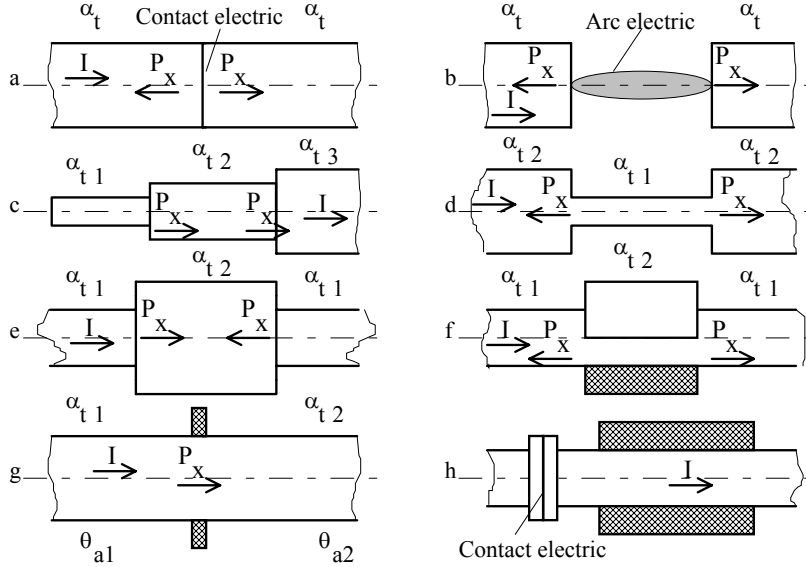
$$\Lambda = \frac{a+b}{\frac{g}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_t}}. \quad (2.135)$$

Relațiile (2.134), (2.135) permit determinări similare celor din cazul căii de curent cu secțiune transversală circulară.

2.4.2. Modelarea regimului permanent de încălzire a conductoarelor, cu flux termic axial egalizator

Spre deosebire de o cale conductoare omogenă din punct de vedere termic, la care temperatura de regim permanent poate fi considerată constantă pe toată lungimea acesteia, încălzirea căilor de curent neomogene se caracterizează prin valori variabile ale temperaturii de regim permanent în lungul axei, efect al existenței unui flux termic axial egalizator. Acesta este produs de distribuția neuniformă a surselor termice în volumul căii de curent, de răcirea inegală a suprafețelor acesteia sau de prezența unor surse termice exterioare, localizate obișnuit în zonele suprafețelor de frontieră, în lungul axei conductorului. În Fig.2.15 sunt reprezentate grafic unele sisteme conductoare neomogene, frecvent întâlnite în tehnica echipamentelor electrice; procesele termice de regim permanent se caracterizează prin existența unor fluxuri termice axiale P_x , de egalizare. În exemplele prezentate, fluxurile termice axiale sunt produse de

surse termice suplimentare pe calea de curent (contacte electrice-Fig.2.15a, arc electric-Fig.2.15b), din cauza neomogenității conductoarelor (suprafața secțiunii transversale variabilă, Fig.2.15c, d, e), de existența unor ecrane termice izolante (Fig.2.15f) sau de cedarea neuniformă a căldurii spre mediul ambiant (cale de curent omogenă, care cedează căldura unor medii cu caracteristici termice și temperaturi diferite, Fig.2.15g). În Fig.2.15h este reprezentată o porțiune dintr-o cale de curent cu structură complexă, caracterizată prin cedarea neuniformă a căldurii. Solicitarea termică de regim permanent a unei porțiuni omogene n , componentă a unei căi conductoare neomogene, în baza relației (2.109), este descrisă de ecuația:

**Fig.2.15***Căi de curent neomogene*

$$p_n = -\lambda_n \frac{d^2 \theta_n}{dx^2} + \alpha_m \frac{\ell_{pn}}{s_n} (\theta_n - \theta_{an}). \quad (2.136)$$

Pierderile specifice p_n se consideră constante, luându-se în calcul printr-o valoare medie, dată de relația:

$$p_n = \rho_n J_n^2 = \rho_{0n} J_n^2 (1 + \alpha_{Rn} \theta_{medn}), \quad (2.137)$$

unde, pentru porțiunea n , ρ_{0n} , α_{Rn} reprezintă rezistivitatea la 0°C , respectiv coeficientul termic al rezistivității, θ_{medn} -valoarea medie a temperaturii, iar J_n -densitatea de curent. Ecuația (2.136) se mai poate scrie sub forma:

$$\frac{d^2 \theta_n}{dx^2} - a_n^2 \theta_n + b_n^2 = 0, \quad (2.138)$$

unde s-a notat:

$$a_n = \sqrt{\frac{\alpha_{in} \ell_{pn}}{\lambda_n s_n}}, \quad b_n = \sqrt{\frac{\alpha_{in} \ell_{pn}}{\lambda_n s_n} \theta_{an} + \frac{\rho_n J_n^2}{\lambda_n}}. \quad (2.139)$$

Soluția ecuației (2.138) este de forma:

$$\theta_n(x) = A_n e^{a_n x} + B_n e^{-a_n x} + \theta_{pn}, \quad (2.140)$$

unde:

$$\theta_{pn} = \left(\frac{b_n}{a_n} \right)^2, \quad (2.141)$$

A_n , B_n fiind constante care se determină din condiții de frontieră. În cazul unei căi conductoare neomogene (Fig.2.16), constituită din porțiunile omogene 1, 2, ecuațiile (2.138), considerate pentru $n=1, 2$, admit soluțiile:

$$\theta_1(x) = A_1 e^{a_1 x} + B_1 e^{-a_1 x} + \theta_{p1}, \quad \theta_2(x) = A_2 e^{a_2 x} + B_2 e^{-a_2 x} + \theta_{p2}. \quad (2.142)$$

Constantele A_1 , A_2 , B_1 , B_2 se determină din condițiile de frontieră, considerate sub forma:

$$\left. \begin{aligned} \lim_{x \rightarrow -\infty} \theta_1(x) = \theta_{p1}, \lim_{x \rightarrow -\infty} \left(\frac{d\theta_1}{dx} \right) = 0, \theta_1(0) = \theta_2(0) = \theta_d, \\ \left. \frac{d\theta_1}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{d\theta_2}{dx} \right|_{x=0}, \lim_{x \rightarrow +\infty} \theta_2(x) = \theta_{p2}, \lim_{x \rightarrow +\infty} \left(\frac{d\theta_2}{dx} \right) = 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.143)$$

În baza relațiilor (2.143), rezultă:

$$\left. \begin{aligned} A_1 = \theta_d - \theta_{p1}, B_1 = 0, A_2 = 0, \\ B_2 = \theta_d - \theta_{p2}, \theta_d = \frac{a_1 \theta_{p1} + a_2 \theta_{p2}}{a_1 + a_2}, \end{aligned} \right\} \quad (2.144)$$

unde constantele $a_1, a_2, b_1, b_2, \theta_{p1}, \theta_{p2}$ se calculează cu ajutorul relațiilor (2.139), (2.141), pentru $n=1, 2$. Variația $\theta(x)$ a temperaturii în lungul căii de curent este reprezentată în Fig.2.16. Calculul temperaturii de regim permanent $\theta(x)$, pentru un conductor prevăzut, în zona centrală, cu un istm de lungime $2x_0$ (Fig.2.17), urmează aceleași etape ca și în cazul anterior.

Astfel, corespunzător porțiunilor omogene 1, 2, valorile constantelor A_1, A_2, B_1, B_2 , conținute în expresiile (2.142), se determină cu ajutorul condițiilor de frontieră, considerate sub forma:

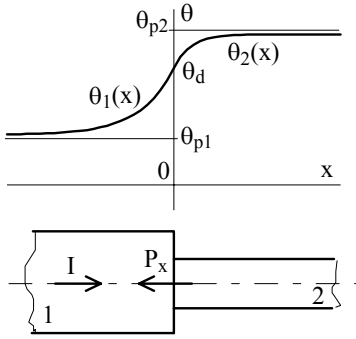


Fig.2.16

Conductor cu secțiune variabilă

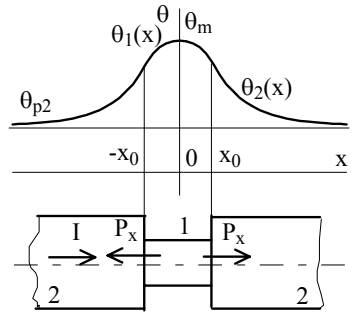


Fig.2.17

Conductor cu istm

$$\left. \begin{aligned} \theta_1(0) = \theta_m, \frac{d\theta_1}{dx} \Big|_{x=0} = 0, \theta_1(x_0) = \theta_2(x_0), \lim_{x \rightarrow +\infty} \theta_2(x) = \theta_{p2}, \\ \frac{d\theta_1}{dx} \Big|_{x=x_0} = \frac{d\theta_2}{dx} \Big|_{x=x_0}, \lim_{x \rightarrow +\infty} \left(\frac{d\theta_2}{dx} \right) = 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.145)$$

Ținând seama de (2.142), (2.145), se obține:

$$A_1 = B_1 = \frac{\theta_m - \theta_{p1}}{2}, A_2 = 0, B_2 = \frac{a_1}{a_2} (\theta_{p1} - \theta_m) e^{a_2 x_0} sh(a_1 x_0), \quad (2.146)$$

unde:

$$\theta_m = \theta_{p1} - \frac{\theta_{p1} - \theta_{p2}}{ch(a_1 x_0) + \frac{a_1}{a_2} sh(a_1 x_0)}. \quad (2.147)$$

Potrivit relațiilor (2.146), soluțiile (2.142) rezultă final de forma:

$$\left. \begin{aligned} \theta_1(x) &= (\theta_m - \theta_{p1}) \operatorname{ch}(a_1 x) + \theta_{p1}, \\ \theta_2(x) &= \frac{a_1}{a_2} (\theta_{p1} - \theta_m) e^{-a_2(x-x_0)} \operatorname{sh}(a_1 x_0) + \theta_{p2}. \end{aligned} \right\} \quad (2.148)$$

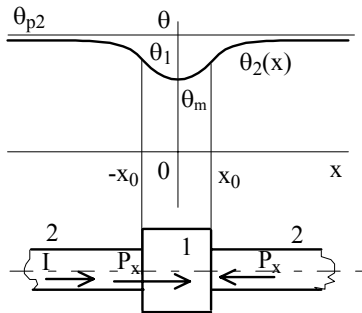


Fig.2.18

Cale conductoare neomogenă

Coeficienții a_1 , a_2 , b_1 , b_2 se determină cu ajutorul relațiilor (2.139), iar temperaturile de regim permanent θ_{p1} , θ_{p2} , utilizând relația (2.141). Relația (2.147) evidențiază faptul că, prin amplasarea la capetele istmului a unor piese conductoare de dimensiuni mai mari, având efect de radiator termic, se obține scăderea temperaturii acestuia, de la valoarea θ_{p1} , la $\theta_m < \theta_{p1}$.

Curba de variație a temperaturii, în lungul conductorului prevăzut cu istm, este reprezentată în

Fig.2.17. Valorile scăzute ale temperaturilor din zona istmului se datorează transmisiei prin conducție a căldurii, din această zonă, spre radiatoarele laterale. Prin creșterea lungimii istmului, temperatura θ_m crește, până la atingerea valorii θ_{p1} , corespunzătoare cazului în care radiatoarele sunt îndepărtate la infinit. Sisteme conductoare având structura din Fig.2.17 sunt utilizate în construcția contactelor electrice, unde radiatoarele asigură micșorarea temperaturii din zona de contact și a siguranțelor fuzibile, în vederea localizării topirii elementului fuzibil în partea centrală a istmului. Relațiile (2.145)...(2.148) își păstrează valabilitatea și pentru calea de curent reprezentată în Fig.2.18, cu observația că, în acest caz, $\theta_{p1} < \theta_m < \theta_{p2}$.

2.5. Solicitățile termice ale bobinelor

Din punct de vedere termic, bobinele sunt corpuri neomogene, studiul solicitărilor termice ale acestora efectuându-se în ipoteze simplificatoare, cale pe care se obțin rezultate direct utilizabile în practică.

În bobinele fără miez feromagnetic, energia termică se dezvoltă prin transformare Joule-Lenz, numai în conductoarele traversate de curent. Transmisia căldurii are loc de la strat la strat, traversând izolația spre suprafața exterioară, prin care aceasta este evacuată în mediul ambiant. La bobinele cu miez de fier, transmisia căldurii se produce în mod diferit, după cum acestea

sunt de curent alternativ sau continuu. Astfel, la bobinele de curent alternativ, deoarece miezul constituie o sursă termică, încălzindu-se ca urmare a pierderilor în fier, se consideră că cedarea căldurii are loc doar prin suprafața laterală exterioară (neglijându-se efectele de capăt), în timp ce la bobinele de curent continuu, unde miezul feromagnetic reprezintă un bun radiator, cedarea căldurii spre mediul ambiant are loc prin ambele suprafețe laterale.

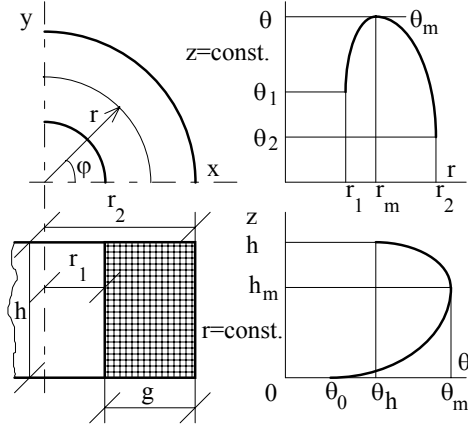


Fig.2.19

Solicitarea termică a unei bobine cilindrice

- conductivitatea termică se consideră constantă, și se neglijează astfel existența golurilor de aer;
- cedarea căldurii are loc exclusiv prin suprafețele laterale cilindrice, caracterizate prin valorile α_{t1} , α_{t2} ale transmisivității termice globale.

Deoarece se analizează regimul permanent de încălzire, în care cedarea căldurii se consideră efectuată numai pe direcție radială, ecuația (2.108) se utilizează sub forma:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{p}{\lambda} = 0, \quad (2.149)$$

pierderile specifice p , considerate constante în conductorul de bobinaj, fiind date de relația (2.5).

Trecând în coordonate polare, Fig.2.19, prin schimbarea de variabile:

$$x = r \cos \varphi, \quad y = r \sin \varphi, \quad (2.150)$$

ecuația (2.149) devine de forma:

Ținând seama de aceste aspecte, în scopul unei răcirii eficiente, bobinelor de curent alternativ li se asigură spații de ventilație, în timp ce bobinele de curent continuu se construiesc de tip înalt și strânse pe miez, pentru a se întări astfel efectul de radiator termic al acestuia. Pentru determinarea câmpului de temperatură în secțiunea radială a unei bobine cilindrice fără miez feromagnetic (Fig.2.19), se consideră următoarele ipoteze simplificatoare:

- căldura se degajează uniform, în întregul volum al bobinei;

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \varphi^2} + \frac{p}{\lambda} = 0. \quad (2.151)$$

Deoarece transmisia termică are loc numai pe direcție radială, considerând $\partial^2 \theta / \partial \varphi^2 = 0$, ecuația (2.151) se reține sub forma:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{p}{\lambda} = 0, \quad (2.152)$$

cu condițiile de frontieră:

$$\theta(r_1) = \theta_1, \theta(r_2) = \theta_2. \quad (2.153)$$

Soluția ecuației (2.152) are expresia:

$$\theta(r) = A \ln r - \frac{pr^2}{4\lambda} + B, \quad (2.154)$$

unde A, B sunt constante pentru care, cu ajutorul condițiilor (2.153), se obține:

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{4\lambda(\theta_1 - \theta_2) + p(r_1^2 - r_2^2)}{4\lambda \ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)}, \\ B &= 0,5 \left[\theta_1 + \theta_2 - A \ln(r_1 r_2) + \frac{p}{4\lambda} (r_1^2 + r_2^2) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (2.155)$$

Condițiile de tipul (2.40), considerate sub forma:

$$\lambda \frac{d\theta}{dr} \Big|_{r=r_1} = \alpha_{t1} (\theta_1 - \theta_a), \quad \lambda \frac{d\theta}{dr} \Big|_{r=r_2} = \alpha_{t2} (\theta_2 - \theta_a), \quad (2.156)$$

permit determinarea temperaturilor θ_1, θ_2 . Pentru acestea rezultă:

$$\theta_1 = \frac{Z_1 X_2 + Z_2 Y}{Y^2 - X_1 X_2}, \quad \theta_2 = \frac{Z_2 X_1 + Z_1 Y}{Y^2 - X_1 X_2}, \quad (2.157)$$

unde:

$$\left. \begin{aligned} Y &= \frac{I}{\ln r_2 - \ln r_1}, X_1 = Y + \frac{\alpha_{t1} r_1}{\lambda}, X_2 = Y + \\ &+ \frac{\alpha_{t2} r_2}{\lambda}, Z_1 = \frac{p r_1^2}{2\lambda} - \frac{\alpha_{t1} r_1 \theta_a}{\lambda} - \frac{p Y (r_2^2 - r_1^2)}{4\lambda}, \\ Z_2 &= \frac{p Y (r_2^2 - r_1^2)}{4\lambda} - \frac{p r_2^2}{2\lambda} - \frac{\alpha_{t2} r_2 \theta_a}{\lambda}. \end{aligned} \right\} \quad (2.158)$$

Soluția (2.154) face posibil calculul razei r_m , corespunzător căreia temperatura atinge valoarea maximă, θ_m , Fig.2.19. Din condiția:

$$\left. \frac{d\theta}{dr} \right|_{r=r_m} = 0, \quad (2.160)$$

rezultă:

$$r_m = \sqrt{\frac{2 A \lambda}{p}}, \quad \theta_m = A \ln r_m - \frac{p r_m^2}{4\lambda} + B, \quad (2.161)$$

constantele A, B fiind date de relațiile (2.155). Variația temperaturii de regim permanent dată de relația (2.154), în funcție de raza bobinei cilindrice, este reprezentată în Fig.2.19. În realitate, temperatura de regim permanent este distribuită neuniform și după direcția înălțimii, din cauza cedării căldurii prin suprafețele frontale. Evaluări aproximative ale temperaturii de regim permanent din volumul bobinelor pot fi obținute, dacă se admit unele ipoteze simplificatoare. Astfel, considerând bobinele cilindrice cu miez feromagnetic drept corpuri omogene, caracterizate, la suprafața de cedare a căldurii, printr-o valoare medie, α_p , a transmisivității termice globale, pentru calculul supratemperaturii medii din volumul bobinei, $\mathcal{G}_{med}$, este utilizabilă relația:

$$\mathcal{G}_{med} = \frac{R I^2}{\alpha_t S}, \quad (2.161)$$

unde R este rezistența bobinei la temperatura de funcționare, I -intensitatea curentului, iar S -suprafața de cedare a căldurii, la rândul ei calculabilă cu una din relațiile:

$$S = \begin{cases} 2\pi h(r_1 + r_2), & \text{pentru bobinele de curent continuu,} \\ 2\pi h r_2, & \text{pentru bobinele de curent alternativ,} \end{cases} \quad (2.162)$$

unde h este înălțimea, iar r_1, r_2 -razele interioară, respectiv exterioară (Fig.2.19).

Rezistența bobinei se poate evalua cu ajutorul relației:

$$R = \rho_0 [1 + \alpha_R (\theta_{med} + \theta_a)] \frac{4N\ell_{med}}{\pi d_c^2}, \quad (2.163)$$

unde:

$$\ell_{med} = \pi(r_1 + r_2) \quad (2.164)$$

este lungimea spirei medii. Din relațiile (2.161),...(2.164), pentru valoarea medie a supratemperaturii de regim permanent din volumul unei bobine se obține expresia:

$$\theta_{med} = \begin{cases} \frac{4\rho_0(1 + \alpha_R\theta_a)NI^2}{2\pi h\alpha_i d_c^2 - 4\rho_0\alpha_R NI^2}, & \text{bobine de c.c.,} \\ \frac{2\rho_0(1 + \alpha_R\theta_a)\ell_{med}NI^2}{\pi^2 h\alpha_i d_c^2 r_2 - 2\rho_0\alpha_R \ell_{med}NI^2}, & \text{bobine de c.a.} \end{cases} \quad (2.165)$$

Valoarea medie a supratemperaturii în volumul unei bobine poate fi determinată experimental, printr-un procedeu bazat pe variația rezistenței acesteia cu temperatura. Astfel, prin măsurarea valorilor R_a, R_p ale rezistenței bobinei corespunzătoare respectiv temperaturilor θ_a (a mediului ambiant), θ_{med} (obținută prin încălzire), se poate scrie:

$$R_a = R_0(1 + \alpha_R\theta_a), R_p = R_0(1 + \alpha_R\theta_{med}), \quad (2.166)$$

de unde rezultă:

$$\theta_{med} = \theta_{med} - \theta_a = \frac{(R_p - R_a)(1 + \alpha_R\theta_a)}{R_a\alpha_R}. \quad (2.167)$$

Pentru calculul valorii maxime a supratemperaturii de regim permanent din volumul unei bobine, se pot utiliza relații verificate pe cale experimentală, cum ar fi de exemplu:

$$\theta_m \cong 2\theta_{med} - \theta_s, \quad (2.168)$$

unde θ_{med} are expresia (2.167), iar θ_s este valoarea medie a supratemperaturilor de regim permanent, înregistrate pe suprafața de cedare a căldurii.

2.6. Temperaturi admisibile

Temperaturile admisibile ale reperelor constructive ale echipamentelor electrice reprezintă valorile maxime, măsurate cu metode specifice, ale temperaturilor pentru care se garantează funcționarea sigură și de lungă durată a echipamentelor, fără diminuări sensibile ale proprietăților lor mecanice și electrice.

Valorile temperaturilor admisibile, precizate în norme pentru diferite regimuri de funcționare (solicitare termică de lungă durată, de scurtă durată etc.) sunt stabilite în funcție de următorii factori, dependenți de temperatură:

- proprietățile fizico-mecanice ale materialelor conductoare;
- oxidarea conductoarelor și a legăturilor de contact;
- proprietățile dielectrice ale materialelor electroizolante.

În Fig.2.20 sunt reprezentate grafic curbele de variație a efortului unitar admisibil la întindere pentru cupru, în funcție de temperatura de funcționare. Acestea evidențiază faptul că, în cazul solicitării termice de lungă durată, efortul admisibil scade rapid dacă temperatura de funcționare depășește valorile de 100...120 °C (curba 1), fenomen care, la solicitarea de scurtă durată, are loc pentru temperaturi mai mari, de circa 200...250 °C (curba 2).

Temperaturile admisibile ale căilor conductoare au, în mod obișnuit, valori mai mari, dacă solicitarea termică este de scurtă durată. Sub acțiunea curentului de scurtcircuit, solicitarea termică are loc pe o durată scurtă, de ordinul secunde, interval de timp în care materialele conductoare pot suporta creșteri importante de temperatură, fără modificări esențiale ale proprietăților fizico-mecanice.

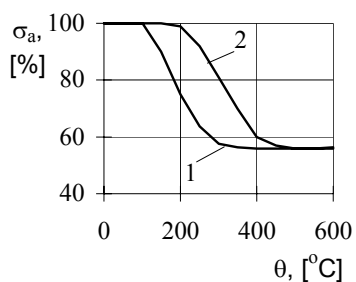


Fig.2.20
*Efortul admisibil la întindere
al cuprului*

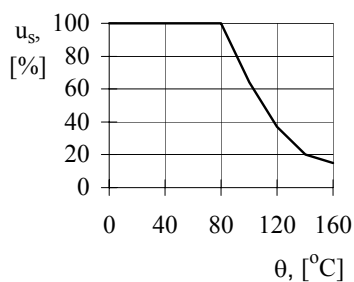


Fig.2.21
*Tensiunea de străpungere
a porțelanului*

Tab.2.3

Clasa de izolație	Y	A	E	B	F	H	C
Temperatura admisibilă, [°C]	90	105	120	130	155	180	>180

Temperaturile admisibile, corespunzătoare solicitării termice de lungă durată, au valori mai mici, ilustrative în acest sens fiind datele conținute în Tab.2.2.

Încălzirile excesive afectează într-o măsură însemnată și calitatea legăturilor de contact, valorile ridicate ale temperaturilor de funcționare favorizând oxidarea acestora. Deoarece intensitatea oxidării crește mult la temperaturi ce depășesc 70...80 °C, temperaturile admisibile ale contactelor electrice, de funcționare în cadrul solicitării termice de lungă durată, sunt obișnuit limitate la 70...75 °C.

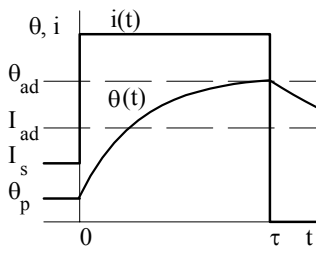
Încălzirea conductoarelor izolate sau fixate prin intermediul izolatoarelor suport este limitată și de degradarea proprietăților dielectrice ale materialelor electroizolante, produsă de creșterile de temperatură. Acest aspect este prezentat în Fig.2.21, unde este reprezentată dependența, în raport cu temperatura, a tensiunii de străpungere a porțelanului. Se evidențiază o scădere bruscă a proprietăților dielectrice, la depășirea temperaturii de 80...85 °C. Materialele electroizolante utilizate pentru confecționarea conductoarelor de bobinaj au, de asemenea, proprietăți dependente de temperatura de funcționare. Potrivit naturii lor, aceste materiale sunt grupate în clase de izolație, caracterizate prin valori diferite ale temperaturilor admisibile de funcționare, așa cum se precizează în Tab.2.3.

Temperaturile admisibile au valori stabilite separat și prevăzute în norme, pentru diferite repere constructive ale echipamentelor electrice și pentru regimurile de funcționare ale acestora.

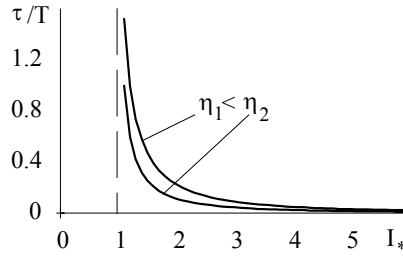
2.7. Curenți de suprasarcină. Caracteristici timp-curent

Curenții care traversează căile conductoare ale instalațiilor electrice au intensități variabile în limite foarte largi, determinate de regimurile de funcționare ale acestora. În regim normal de sarcină, intensitatea curentului nu depășește valoarea nominală I_n , temperatura corespunzătoare solicitării termice de lungă durată înregistrând valori mai mici decât cea admisibilă. Funcționarea la curent admisibil I_{ad} ($I_{ad} > I_n$), conduce la obținerea temperaturii limită admisibile, θ_{ad} .

Regimurile de suprasarcină se caracterizează prin curenți având intensitatea $I_{sc} > I_{ad}$, obișnuit $I_{sc} = (1...6)I_{ad}$ și se produc frecvent în instalații care

**Fig.2.22**

Curentul de suprasarcină și regimul tranzitoriu al temperaturii

**Fig.2.23**

Caracteristici timp-curent

conțin electromotoare sau alte receptoare cu sarcină variabilă în timp. Deoarece, în cadrul solicitării termice de lungă durată, temperatura căilor conductoare nu poate depăși valoarea admisibilă θ_{ad} , curenții de suprasarcină sunt menținuți în circuite numai pe durate limitate. Din acest punct de vedere, prezintă interes determinarea unei expresii analitice a caracteristicii timp-curent, care stabilește dependența duratei admisibile τ , de menținere a unui curent de suprasarcină printr-o cale conductoare, în funcție de intensitatea acestuia.

Se consideră o cale de curent traversată, în regim normal de funcționare, de un curent de sarcină având intensitatea $I_s < I_{ad}$ (Fig.2.22); corespunzător, temperatura de regim permanent, θ_p , înregistrează o valoare mai mică decât temperatura admisibilă, θ_{ad} . În momentul $t=0$ se pune în evidență un curent de suprasarcină având intensitatea $I_{sc} > I_{ad}$, unde I_{ad} este intensitatea curentului admisibil. În aceste condiții, temperatura $\theta(t)$ crește, în momentul $t=\tau$ atingând valoarea limită admisibilă, θ_{ad} . Ținând seama de relațiile (2.1), (2.56), pentru temperatura $\theta(t)$ se obține expresia:

$$\theta(t) = \mathcal{G}_{psc} \left(1 - e^{-\frac{t}{T}} \right) + \mathcal{G}_p e^{-\frac{t}{T}} + \theta_a, \quad (2.169)$$

unde $\mathcal{G}_{psc}$, $\mathcal{G}_p$ reprezintă supratemperaturile de regim permanent, produse respectiv sub acțiunea curenților I_{sc} , I_s , θ_a -temperatura mediului ambiant, iar T -constanta de timp termică. Potrivit relației (2.58₁), se poate scrie:

$$\mathcal{G}_{psc} = \frac{R_a I_{sc}^2}{\alpha_t S} = (\theta_{ad} - \theta_a) I_*^2, \mathcal{G}_{ps} = \frac{R_a I_s^2}{\alpha_t S} = (\theta_{ad} - \theta_a) \eta^2, \quad (2.170)$$

unde:

$$I_* = \frac{I_{sc}}{I_{ad}} > 1, \quad \eta = \frac{I_s}{I_{ad}} < 1, \quad \theta_{ad} - \theta_a = \frac{R_a I_{ad}^2}{\alpha_r S}. \quad (2.171)$$

Durata admisibilă τ , de menținere a curentului de suprasarcină, se determină din ecuația (2.169), impunând condiția:

$$\theta(\tau) = \theta_{ad}. \quad (2.172)$$

Ținând seama de relațiile (2.169)...(2.172), pentru caracteristica timp-curent, $\tau(I_*)$, se obține expresia:

$$\tau = T \ln \frac{I_*^2 - \eta^2}{I_*^2 - 1}, \quad (2.173)$$

unde I_* , η reprezintă intensitatea curentului de suprasarcină, respectiv gradul de încărcare inițială a căii conductoare, ambele exprimate în unități relative, iar T -constanta de timp termică. În Fig.2.23 este reprezentată caracteristica timp-curent $\tau(I_*)$, evidențiindu-se, prin valorile parametrului η , efectele încărcării inițiale. Caracteristicile timp-curent ale receptoarelor suferă influențe exercitate de variația unor parametri, specifici proceselor de încălzire prin efect Joule-Lenz.

2.8. Modelarea și simularea tehnicilor de limitare

Solicitarea complexă a echipamentelor electrice conduce inevitabil la alterarea parametrilor care caracterizează funcționarea acestora, încât limitarea intensității solicitării reprezintă o soluție eficientă, care favorizează, în general, creșterea duratei de viață. Tehnici speciale de monitorizare și diagnosticare fac obiectul unor laborioase și actuale cercetări.

Limitarea solicitărilor echipamentelor electrice are drept obiect fie efectele, fie cauzele care le produc, existând, fără îndoială și soluții combinate.

Din prima categorie se menționează limitarea temperaturilor de regim permanent, înregistrate la nivelul diferitelor componente constructive ale instalațiilor, prin utilizarea radiatoarelor de toate tipurile.

Intervenția asupra cauzelor solicitării complexe este mult mai eficientă. Aceasta poate avea loc atât în regimuri permanente cât și în regimuri tranzitorii de funcționare și se concretizează, în principal, prin limitarea supracurenților, care produc solicitări termice și electrodinamice, respectiv a supratensiunilor, care solicită izolația.

În instalațiile electroenergetice, cu deosebire în cele de distribuție, limitarea supracurenților are în vedere de fapt curenții de defect (scurtcircuit), pe lângă reducerea solicitărilor produse de aceștia obținându-se și alte efecte benefice. Ca echipamente de protecție, în acest sens, uzuale sunt bobinele de reactanță. În aceleași categorii de instalații, solicitarea izolației este adusă la valori normale, prin limitarea supratensiunilor (atmosferice și de comutație, după caz) cu ajutorul descărcătoarelor.

2.8.1. Limitarea temperaturilor de regim permanent

În realizarea unei game largi de construcții electrotehnice, limitarea temperaturilor de regim permanent este posibilă prin utilizarea radiatoarelor. Acestea permit creșterea suprafeței de cedare a căldurii și sunt eficiente, mai ales atunci când este necesară evacuarea unei mari cantități de căldură, ce se degajă într-un volum redus. Acesta este cazul dispozitivelor semiconductoare de putere din componența echipamentelor de comutație statică sau al unor tipuri de contacte electrice și căi conductoare.

Solicitarea termică a unui tiristor de putere poate fi modelată prin intermediul circuitului din Fig.2.24. Rezistențele și capacitățile termice R_i , C_i ($i=1...4$) corespund respectiv plachetei de siliciu, contraelectrodului de molibden, ambazei de cupru și radiatorului. În baza analogiei dintre mărimile termice și cele utilizate în modelul electric, pentru temperatura de regim permanent, θ_j , a joncțiunii, se obține relația:

$$\theta_j = \theta_a + P_d \sum_{i=1}^4 R_i, \quad (2.174)$$

unde P_d , θ_a reprezintă puterea disipată de tiristor, respectiv temperatura mediului ambiant. Menținerea temperaturii joncțiunii în limitele admise și utilizarea la maximum a capacității în putere a tiristorului sunt posibile prin aducerea temperaturii capsulei (Fig.2.24) la o valoare cât mai apropiată de cea a mediului, $\theta_c \cong \theta_a$. Aceasta se obține evacuând căldura degajată în tiristor, prin intermediul unui radiator, având rezistența termică oricât de mică, soluție

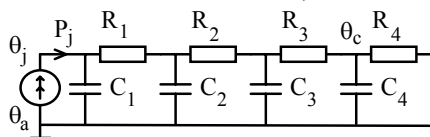
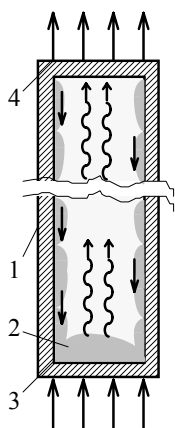


Fig.2.24

Modelarea electrică a solicitării termice în cazul unui tiristor

care induce, de altfel, efecte pozitive și pe durata regimurilor termice tranzitorii. În cazul unui radiator sub formă de bară metalică, rezistența termică este dată de relația:

**Fig.2.25***Tub termic:**1-incintă etanșă;**2-lichid volatil;**3-vaporizator;**4-condensator.*

$$R_4 = \frac{\ell}{\lambda S}, \quad (2.175)$$

unde λ este conductivitatea termică a metalului, care de obicei este aluminiul. Relația (2.175) indică posibilitățile de realizare a unui radiator eficient, care trebuie să aibă dimensiuni de gabarit reduse, suprafața de cedare extinsă și să fie confecționat dintr-un metal cu bună conductivitate termică. Optimizarea după primele două criterii menționate se face intervenind asupra formei și dimensiunilor.

Utilizarea proprietăților tubului termic (numit și termosifon, dacă este de tip gravitațional) face posibilă, în baza conductivității sale termice înalte, realizarea unor radiatoare cu capabilitate sporită de transfer. Mult mai bun conductor decât metalele, tubul termic este un dispozitiv care permite transferul unor fluxuri de $10^2 \dots 10^4$ ori mai mari decât un conductor metalic, solid și omogen, de același volum.

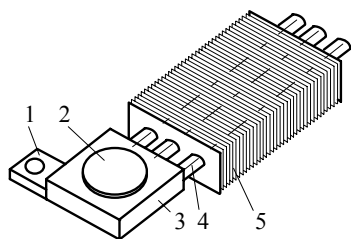
Tab.2.4

Fluidul volatil	Temperatura de topire, [°C]	Temperatura de vaporizare (1 bar), [°C]	Domeniul de funcționare, [°C]	Materialul incintei	Performanța
Amoniac □	-78 □	-30 □	-60...70 □	Al, oțel inox.	Înaltă □
Freon	-11	24	-40...120	Al, Cu	Slabă
Acetonă	-95	57	0...120	□ Cu □ □	□ Medie □
Metanol	-98	64	10...130		
Etanol	-112	78	0...130		
Apă	0	100	30...250		
Toluen	-95	111	70...270	Oțel, oțel inox. □	□ Medie □
Naftalen	80	218	150...430		
Mercur □	-39	357	220...600	Oțel inox., Ni	Înaltă
Sodiu	98	892	550...1100	Mo, W	Foarte înaltă

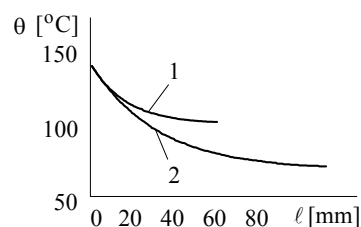
Constructiv (Fig.2.25), acesta este constituit din incintă tubulară metalică 1, vidată și etanșată, în care se găsește o cantitate redusă de lichid volatil, 2. Funcționarea în regim permanent constă în transferul căldurii de la

vaporizatorul 3, la condensatorul 4. Vaporizarea lichidului în zona 3 se face cu absorbția căldurii latente. Dacă dispozitivul nu este prevăzut cu o rețea capilară interioară, faza lichidă, care rezultă prin condensare, revine la vaporizator doar sub acțiunea gravitației și ciclurile se pot relua. Numeroase tipuri de tub termic, cum sunt cele plate, flexibile, osmotice, electrohidrodinamice, antigravitaționale, toate derivând din cel clasic descris, au fost experimentate. În Tab.2.4 se prezintă domeniul de utilizare pentru diferite fluide și metalele compatibile pentru realizarea incintei. Utilizarea ca radiator în tehnica spațială a fost una din primele aplicații ale tubului termic. Radiatoarele de acest tip, destinate dispozitivelor semiconductoare de uz industrial curent, au capabilitate de transfer de la câteva zeci la sute de wați și dimensiuni de gabarit de 100...150 mm.

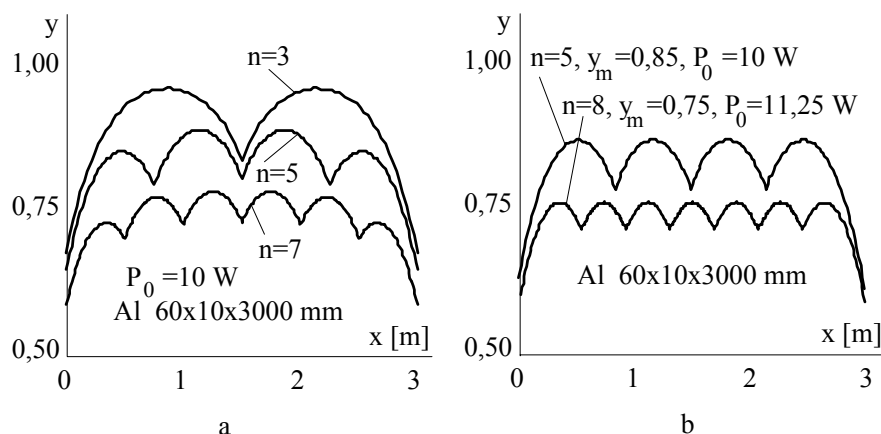
O variantă constructivă, dezvoltată de Furukawa (Japonia) și Xeram (Franța), este prezentată în Fig.2.26. Pentru a facilita transferul de căldură, capsula dispozitivului semiconductor face corp comun cu vaporizatorul tuburilor termice. Comparăția cu variantele tradiționale pune în evidență avantaje nete în favoarea radiatorului de tip tub termic. În Fig.2.27 se prezintă caracteristici din care rezultă că, la aceeași temperatură a reperului protejat, lungimea radiatorului cu tub termic (curba 1) este mai mică decât cea a unui radiator realizat din metal masiv (curba 2). De asemenea, temperatura aripioarelor este mai ridicată, corespunzătoare deci unor valori mai mari ale fluxului termic transferat. Altfel, la valori egale ale fluxului termic, suprafața de cedare a căldurii poate fi micșorată. Aplicațiile radiatoarelor cu tuburi termice pot fi extinse și la alte construcții electrotehnice, cum sunt contactele electrice, căile conductoare traversate de curenți intensi, aparatele destinate funcționării la frecvențe înalte.

**Fig.2.26**

*Radiator de tip tub termic:
1-bornă; 2-dispozitiv semiconductor;
3-vaporizator; 4-tub termic;
5-aripioare.*

**Fig.2.27**

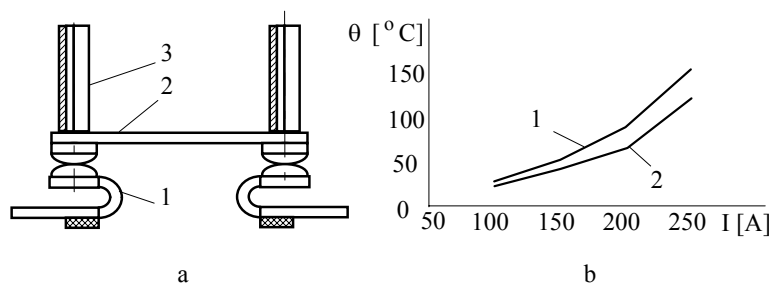
*Regimul termic al radiatoarelor:
1-de tip convențional; 2-cu tub termic;
θ-temperatura aripioarelor;
ℓ-lungimea radiatorului.*

**Fig.2.29**

Conductor răcit cu radiatoare de tip tub termic: a-amplasare echidistantă; b-uniformizarea temperaturii; y-temperatura normalizată.

O variantă constructivă experimentală, realizată în vederea limitării solicitărilor termice ale contactelor contactoarelor electromagnetice de curent alternativ, este dată în Fig.2.28a. Studiul regimului permanent de încălzire arată că temperaturile de funcționare pot fi limitate eficient, așa cum se indică în Fig.2.28b. Cu utilizare în construcții speciale, solicitarea termică a unei căi conductoare poate fi limitată prin amplasarea, în lungul acesteia, a unor radiatoare de tip tub termic, având puteri unitare $P_0 = 10 \dots 15$ W. În cazul amplasării echidistante a radiatoarelor, Fig.2.29a, se obține micșorarea valorii maxime a temperaturii de regim permanent. Este posibilă, după caz, limitarea solicitării termice, respectiv supraîncărcarea în curent a conductorului.

Rezolvarea problemei repartiției radiatoarelor de putere unitară dată, în

**Fig.2.28**

Utilizare în construcția contactelor electrice: a-principiu constructiv: 1-contact fix; 2-contact mobil; 3-radiator de tip tub termic; b-curba temperaturii: 1-contact de referință; 2-contact cu radiator tip tub termic.

vederea uniformizării temperaturii de regim permanent în lungul unui conductor, se indică în Fig.2.29b.

2.8.2. Tehnici de limitare FACTS

Acțiuni concertate, de aplicare în electroenergetică a echipamentelor electronice de putere, au apărut în urmă cu câțiva ani, odată cu inițierea de către EPRI¹ a Proiectului FACTS². În cadrul acestuia, se urmărește creșterea performanțelor sistemelor electroenergetice, prin controlul circulațiilor de putere și creșterea capacității de transport. Aceste cerințe sunt posibile ca urmare a introducerii unor echipamente de control cu viteză mare de răspuns, bazate pe progresele înregistrate în domeniul microprocesoarelor, microelectronicii și electronicii de putere.

O aplicație foarte importantă o constituie limitarea curentului de scurtcircuit, prin înserierea, în bucla de defect, a unui circuit L, C. Regimul de defect este sesizat prin supravegherea derivatei și amplitudinii curentului. Contactoarele statice sunt trecute în conducție pe durate de 1...3 ms. Impedanța circuitului rezonant crește rapid, prevenind dezvoltarea unui defect cu valori mari de curent. Funcționarea ca limitator este studiată, utilizându-se circuitul din Fig.2.30; acesta este înseriat pe o linie de conexiune dintre două sisteme de mare putere. Schema de calcul completă este dată în Fig.2.30b, iar circuitul echivalent de scurtcircuit, cu defect în nodul A, în Fig.2.30c. Analiza evidențiază că înserierea circuitului L, C limitează curentul de scurtcircuit dacă impedanța echivalentă a circuitului oscilant este inductivă și frecvența de rezonanță a acestuia este mai mare decât frecvența industrială.

Componenta de regim permanent a curentului se anulează dacă $R=0$ și

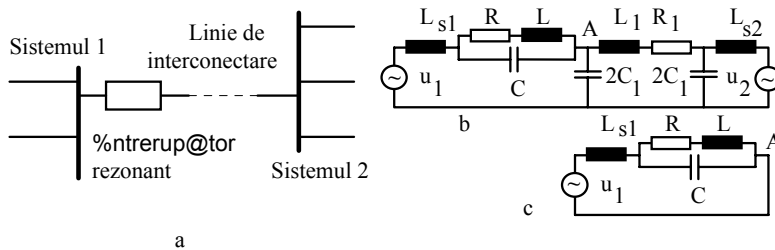


Fig.2.30

Limitarea curentului de scurtcircuit: a-schema electrică a rețelei; b-circuitul echivalent; c-circuitul echivalent de scurtcircuit.

¹ Electric Power Research Institute

² Flexible AC Transmission Systems

circuitul L, C este acordat pe frecvența industrială a sursei. Această condiție corespunde funcționării limitatorului ca întrerupător. Dacă impedanța echivalentă a circuitului L, C este capacitivă, acesta fiind acordat pe o frecvență mai mică decât cea a sursei de alimentare, prin înserierea circuitului L, C se ajunge la creșterea curentului de scurtcircuit. Acest mod de funcționare nu este utilizabil, din cauza posibilității de instalare a unor regimuri periculoase, de rezonanță serie. Existența inevitabilă a rezistenței circuitului L, C ($R \neq 0$), micșorează eficiența limitării curentului de scurtcircuit. Astfel, dacă la rezonanță $X/R=10$, componenta de regim permanent este de câteva sute de amperi.

Analiza influenței parametrilor sistemului conduce la concluzia că creșterea inductanței L produce scăderea componentei tranzitorii, la frecvență de rezonanță constantă. Aceasta sugerează ideea utilizării unor inductanțe de valori mari și a unor capacități mici, dimensiunile optime ale acestor elemente fiind determinate din considerente economice. Potrivit tensiunii instalației, construcția contactoarelor statice grupează un număr mare de tiristoare. Astfel, pentru compensarea unei linii de 345 kV, realizarea contactorului static necesită câteva zeci de tiristoare, fiecare la parametrii 2500 A/4 kV, răcite cu apă.

Puterea activă tranzitată printr-o linie considerată fără pierderi (Fig.2.31a) este dată de relația:

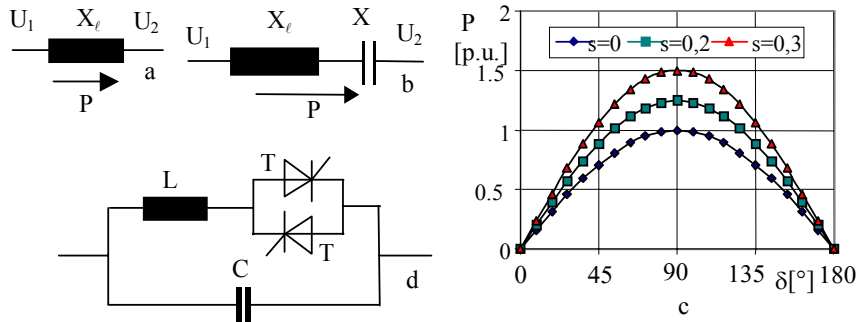
$$P = \frac{U_1 \cdot U_2}{X_\ell} \sin \delta, \quad (2.176)$$

unde: U_1 este tensiunea sursei, U_2 -tensiunea la bornele sarcinii, X_ℓ -reactanța liniei, δ -defazajul dintre tensiuni. Tranzitul de putere poate fi reglat prin modificarea uneia sau a mai multor mărimi conținute în relația (2.176).

Principiul compensării serie constă în modificarea impedanței liniei de transport prin înserierea cu linia a unor elemente de circuit adecvate. Deoarece o linie are comportament esențial inductiv, se vor utiliza elemente de compensare capacitive (Fig.2.31b). Impedanța rezultantă dintre sursă și sarcină este dată de relația :

$$X = X_\ell - X_C = X_\ell (1 - s), \quad (2.177)$$

unde $X_C = sX_\ell$ este reactanța capacitivă, iar $0 \leq s \leq 1$ -gradul de compensare.

**Fig.2.31**

Principiul compensării serie: a, b-tranzitul de putere printr-o linie; c- structura de principiu a unui TCSC; d-curbele de putere activă cu și fără compensare.

Puterea tranzitată este deci dependentă de gradul de compensare, așa cum se poate vedea în Fig.2.31c:

$$P = \frac{U_1 \cdot U_2}{X_l(1-s)} \sin \delta. \quad (2.178)$$

Un compensator de tip serie controlat prin tiristoare, TCSC (Thyristors Controlled Series Compensator, Fig.2.31d) este compus din inductanța L , conectată în serie cu un variator de c.a. cu tiristoare, totul fiind în conexiune paralel cu condensatorul de capacitate C . Acest dispozitiv are trei moduri de conducție și anume:

- cu tiristoarele blocate, când impedența de trecere este capacitivă, $X_C = 1/\omega C$;
- cu tiristoarele în plină conducție ;
- cu tiristoarele comandate în fază, deci în conducție parțială.

În ultimul caz, impedența de trecere, considerată pe oscilația fundamentală, depinde de unghiul de întârziere la amorsare a tiristoarelor, α , printr-o relație de forma :

$$\left. \begin{aligned} Z_{(1)}(\alpha) &= \frac{X_L}{\beta - X_L/X_C}, \quad X_L = \omega L, \\ X_C &= \frac{1}{\omega C}, \quad \beta = 2(\pi - \alpha) + \frac{\sin 2\alpha}{\pi}, \\ \alpha &\in [90^\circ, 180^\circ] \end{aligned} \right\} \quad (2.179)$$

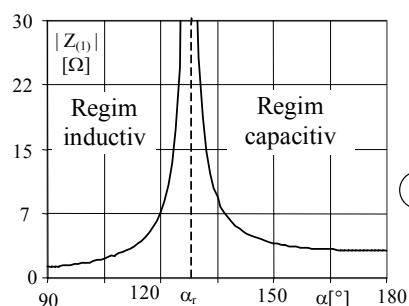


Fig.2.32
Impedanța TCSC

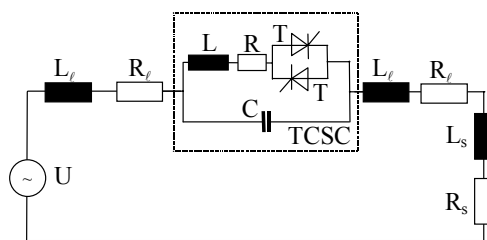


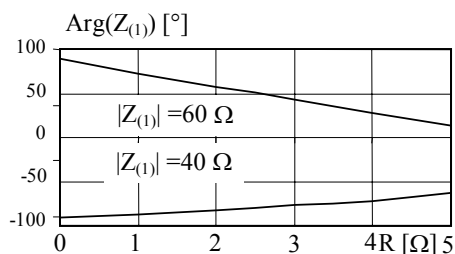
Fig.2.33
Schema electrică a rețelei simulate

În Fig.2.32 este reprezentată dependența modulului impedanței de trecere a TCSC în raport cu unghiul de amorsare α . Deși TCSC permite obținerea unei impedanțe de trecere comandate, aceasta are dezavantajul variației discontinue la rezonanță ($\alpha = \alpha_r$). Dezavantajul este diminuat totuși de faptul că amplitudinea discontinuității este limitată prin rezistențele interne ale TCSC. Mai mult decât atât, interesul pentru funcționarea în apropierea rezonanței este diminuat și din cauza abaterilor importante de la sinusoidă ale semnalelor (curenți și tensiuni).

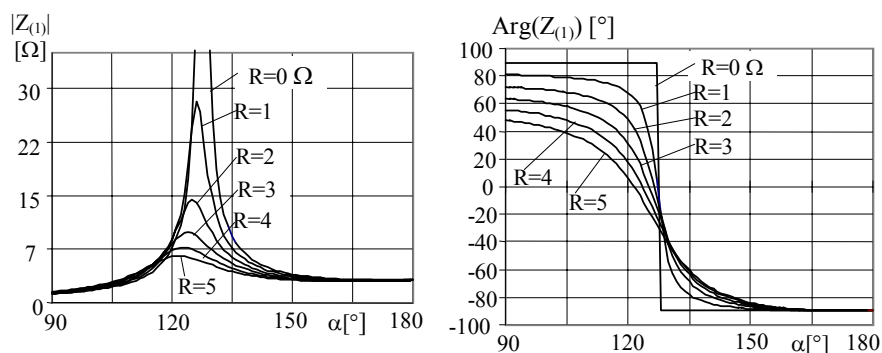
În Fig.2.33 se prezintă o aplicație FACTS, constând în analiza funcționării unui TCSC destinat controlului tranzitului de putere într-o rețea de transport de 220 kV. Parametrii liniilor din schemă, cu lungimea de 100 km, au valorile: $L_0 = 1,3$ mH/km, $R_0 = 70$ m Ω /km. TCSC este dimensionat astfel încât să asigure compensarea fixă a rețelei, cu 40%. Compensarea fixă se obține la impedanța minimă a TCSC, în regim capacitiv, când tiristoarele sunt blocate

Tab.2.5

Parametrul rețelei	Valorile
C	100 μ F
L	10, 20, 28, 40, 50 mH
R	0, 1, 2, 3, 4, 5 Ω
L_f	130 mH
R_f	7 Ω
L_s	254 mH
R_s	240 Ω
U_m	$(2/3)^{1/2}$ 220 kV

**Fig.2.34**

Argumentul impedanței TCSC în cazul funcționării inductive și capacitive

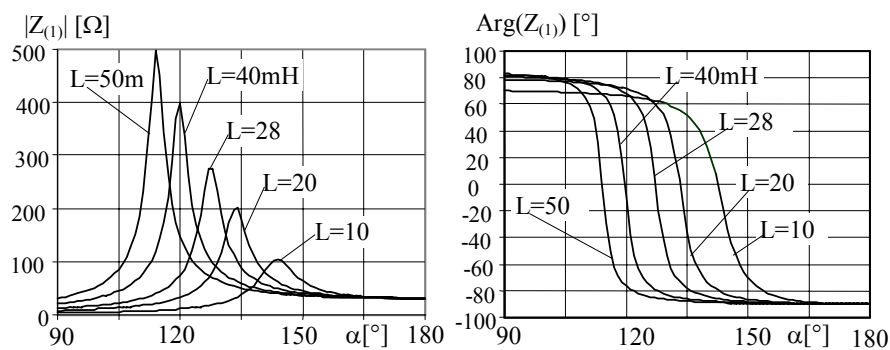
**Fig.2.35**

Influența parametrilor α și R asupra modulului și argumentului impedanței TCSC

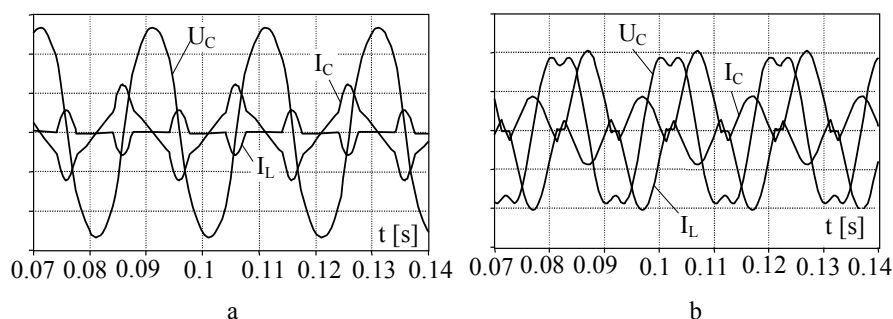
($\alpha=180^\circ$) și impedanța de trecere a TCSC corespunde de fapt condensatorului de capacitate C. Parametrii rețelei simulate și cei ai TCSC au valorile precizate în Tab.2.5. Rezistența R cuprinde rezistența bobinei, a tiristoarelor din schemă și a conductoarelor de conexiune.

Simularea s-a efectuat cu ajutorul mediului software EMTP/ATP 2000. Dependența argumentului impedanței TCSC în funcție de rezistența R, în regim atât inductiv ($|Z_{(1)}|=60 \Omega$), cât și capacitiv ($|Z_{(1)}|=40 \Omega$) este dată în Fig.2.34.

În Fig.2.35 sunt reprezentate rezultate de calcul privind influența rezistenței R asupra curbelor de reglaj ale modulului și argumentului impedanței de trecere a TCSC în funcție de unghiul de amorsare α , al tiristoarelor.

**Fig.2.36**

Influența parametrilor α și L asupra modului și argumentului impedanței TCSC

**Fig.2.37**

*Tensiunea la bornele condensatorului, curentul prin condensator și prin inductanță:
a- în regim capacitiv ($\alpha=145^\circ, R=5\Omega$); b- în regim inductiv ($\alpha=105^\circ, R=0$).*

Se poate observa că, prin creșterea rezistenței circuitului, se obține diminuarea valorii impedanței la rezonanță, valoarea de acord deplasându-se spre zona inductivă. Influența rezistenței este importantă dacă TCSC funcționează în regim inductiv și devine neglijabilă în regim capacitiv, cu atât mai mult dacă $\alpha \cong 180^\circ$ (Fig.2.35). De exemplu, pentru $R=5\Omega$, argumentul este de -64° (capacitiv) în timp ce, în regim inductiv, acesta este de 14° . În ultimul caz, circuitul se comportă aproape rezistiv, fapt care conduce la pierderi active importante. În simularea prezentată, unghiul de rezonanță este $\alpha_r = 128^\circ$ și se obține pentru $L=28\text{ mH}$, $C=100\mu\text{F}$. Valoarea de rezonanță, α_r , a unghiului de amorsare a tiristoarelor poate fi modificată în limite relativ largi prin

intermediul valorilor inductanței L (capacitatea C stabilește doar valoarea minimă a impedanței în domeniul capacitiv).

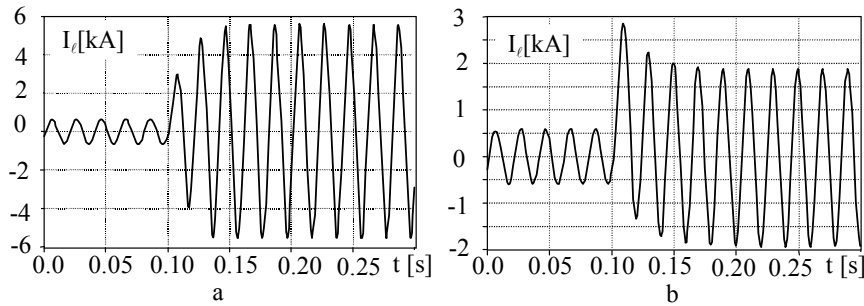


Fig.2.38

Curentul de linie: a-funcționare în regim capacitiv; b- funcționare în regim inductiv

Conform Fig.2.36, la variația inductanței L , punctul de rezonanță se deplasează în domeniul inductiv. Pentru valori $\alpha > \alpha_r$, creșterea inductanței determină scăderea argumentului impedanței, care se apropie de o reactanță capacitivă.

În Fig.2.37 sunt reprezentate tensiunea $U_C(t)$, înregistrată la bornele condensatorului și curenții prin condensator, I_C , respectiv prin inductanță, I_L , la funcționarea TCSC în regim atât capacitiv (Fig.2.37a), cât și inductiv (Fig.2.37b). Se evidențiază prezența armonicilor (în special armonica de rang 3), care deformează curbele semnalelor.

Deoarece prezintă un interes deosebit comportarea TCSC în regim tranzitoriu de scurtcircuit, în Fig.2.38 se prezintă rezultate ale simulării unui astfel de regim, apărut în momentul $t=100$ ms. Valorile obținute pentru curentul de scurtcircuit indică limitarea acestuia sub acțiunea TCSC, dacă regimul de funcționare este inductiv (Fig.2.38b).

2.9. Simularea solicitărilor termice

2.9.1. Simularea transmisiei termice prin conducție

Căldura disipată prin efect Joule-Lenz în volumul unui material conductor traversat de curent este neconținut transportată, plecând din zonele având temperaturi mai calde, spre cele ale căror temperaturi au valori mai scăzute; în materialele solide, transferul termic are loc prin conducție. Acest fenomen este guvernat de legea lui Fourier, pe baza căreia se poate stabili ecuația generală a conducției termice în regim tranzitoriu.

Tab.2.6

Sistemul de coordonate	Ecuția
Cartezian	$p = \gamma c \frac{\partial \theta}{\partial t} - \lambda_x \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} - \lambda_y \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \lambda_z \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \quad (2.180)$
Cilindric	$p = \gamma c \frac{\partial \theta}{\partial t} - \lambda \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right) \quad (2.181)$
Sferic	$p = \gamma c \frac{\partial \theta}{\partial t} - \lambda \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial \theta}{\partial \vartheta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \vartheta^2} \right) \quad (2.182)$

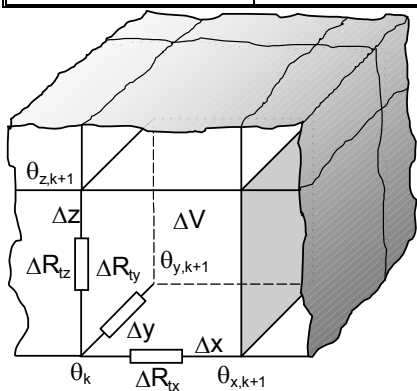


Fig.2.39

Volumul elementar și rezistențele termice după cele trei direcții

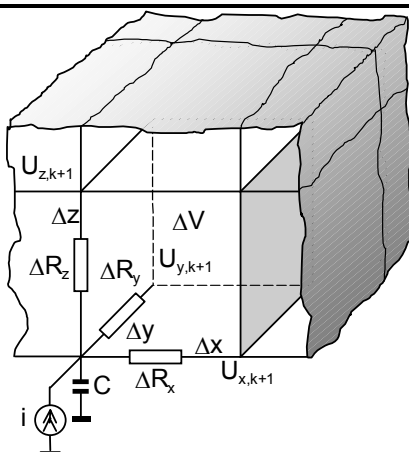


Fig.2.40

Modelul RC al transmisiei termice prin conducție într-un volum elementar

După sistemul de coordonate, ecuația are una din formele din Tab.2.6, unde p sunt pierderile specifice prin efect Joule-Lenz, θ -temperatura, γ -densitatea, c -căldura specifică, λ -conductivitatea termică, x,y,z -coordoanate carteziene, r, φ, z -coordoanate cilindrice, r, φ, ϑ -coordoanate sferice. Dacă raportăm conducția termică la un volum infinitesimal ΔV (Fig.2.39), prin aplicarea diferențelor finite la ecuația (2.180) se obține:

$$p = \gamma c \frac{d\theta}{dt} \Big|_k - \lambda_x \frac{\theta_{x,k-l} - 2\theta_k + \theta_{x,k+l}}{(\Delta x)^2} - \lambda_y \frac{\theta_{y,k-l} - 2\theta_k + \theta_{y,k+l}}{(\Delta y)^2} - \lambda_z \frac{\theta_{z,k-l} - 2\theta_k + \theta_{z,k+l}}{(\Delta z)^2} \quad (2.183)$$

unde $\theta_{x,k-l}$, θ_k , $\theta_{x,k+l}$, respectiv pe celelalte direcții, sunt temperaturile înregistrate în trei puncte succesive după direcțiile x, y, z . Ecuația (2.4) mai poate fi scrisă încă sub forma:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta P}{2} = \frac{\Delta m}{2} c \frac{d\theta}{dt} \Big|_k + \frac{\theta_k - \theta_{x,k-l}}{\Delta R_{tx}} + \frac{\theta_k - \theta_{x,k+l}}{\Delta R_{tx}} + \\ + \frac{\theta_k - \theta_{y,k-l}}{\Delta R_{ty}} + \frac{\theta_k - \theta_{y,k+l}}{\Delta R_{ty}} + \frac{\theta_k - \theta_{z,k-l}}{\Delta R_{tz}} + \frac{\theta_k - \theta_{z,k+l}}{\Delta R_{tz}}, \end{aligned} \quad (2.184)$$

unde s-a notat:

$$\begin{aligned} \Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z, \quad \Delta P = p \Delta V, \quad \Delta R_{tx} = \frac{2 \Delta x}{\lambda_x \Delta y \Delta z}, \\ \Delta R_{ty} = \frac{2 \Delta y}{\lambda_y \Delta x \Delta z}, \quad \Delta R_{tz} = \frac{2 \Delta z}{\lambda_z \Delta x \Delta y}, \end{aligned} \quad (2.185)$$

Plecând de la relațiile de corespondență:

$$\frac{\Delta P}{2} \Leftrightarrow i, \quad \frac{\Delta m}{2} c \Leftrightarrow C, \quad \Delta R_t \Leftrightarrow \Delta R, \quad \theta \Leftrightarrow u \quad (2.186)$$

și ținând cont de relațiile (2.184) și (2.185), poate fi simulată conducția termică în volumul ΔV prin regimurile rețelei electrice echivalente de tip RC , având schema prezentată în Fig.2.40. Pierderile prin efect Joule în volumul considerat sunt modelate prin intermediul generatorului de curent i . Dacă volumul ΔV nu reprezintă sediul unei conversii electrotermice, atunci acest generator lipsește din schema echivalentă. Plecând de la rațiuni fizice, pentru a modela propagarea căldurii este necesar să fie adăugate condițiile inițiale și la limită. În ceea ce privește condițiile inițiale, acestea se pot considera sub forma (Fig.2.40):

$$\theta(x, y, z, 0) = \theta_0(x, y, z) \Leftrightarrow u_k(0) = u_{k0}. \quad (2.187)$$

Cât despre condițiile la limită, dacă temperatura mediului ambiant are valori constante și cunoscute, este de presupus că schimburile termice sunt guvernate de legea lui Newton. Rezistența termică ΔR_{ts} a suprafeței de schimb

este modelată de o rezistență corespunzătoare ΔR_s , conectată la schema electrică echivalentă a conductorului de referință, reprezentând temperatura mediului ambiant:

$$\Delta R_{ts} = \frac{I}{\alpha_t \Delta S} \Leftrightarrow \Delta R_s = \frac{I}{\alpha_t \Delta S}. \quad (2.188)$$

În relația (2.188), cu ΔS s-a notat elementul de suprafață prin care se cedează căldura spre mediul ambiant, iar cu α_t -transmisivitatea termică globală în acel punct.

Simularea solicitărilor termice ale echipamentelor electrice cu ajutorul programării logice EMTP are avantajul că aceasta permite rezolvarea circuitelor electrice în regim tranzitoriu. Prin această cale este posibil să se facă conexiunea de la cauză la efect în cazul conversiei electrotermice, prin efect Joule, a energiei.

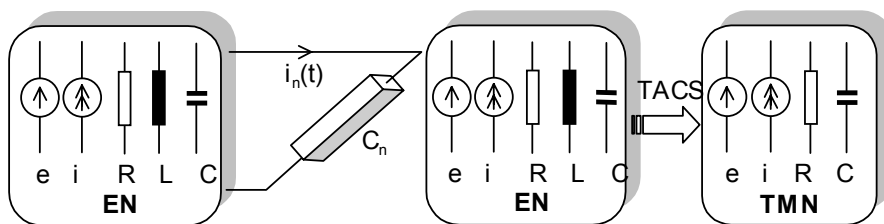


Fig.2.41

Rețea electrică cu procese termice

Fig.2. 42

Conectarea în EMTP a modelului termic TMN la rețeaua electrică EN

În Fig.2.41 este prezentat obiectul unei simulări, concretizat prin conductorul C_n care, travestat de curentul $i_n(t)$, face parte din rețeaua electrică EN. Având posibilitatea efectuării simulării analogice prin intermediul TACS, EMTP permite „conectarea” (în sensul cauză-efect) a rețelei TMN, reprezentând modelul electric al proceselor termice la rețeaua electrică propriu-zisă, EN (Fig.2.42). Astfel este posibilă simularea proceselor termice într-un conductor ca urmare a efectului Joule produs sub acțiunea curenților unui regim electric oarecare, dintr-o rețea dată. Prezența unui contact electric pe conductorul analizat este considerat prin aportul suplimentar de putere electrică ΔP_c , transformată în căldură în unitatea de timp:

$$\Delta P_c = R_c (\Delta i)^2, \quad (2.189)$$

unde R_c este rezistența de contact și Δi -fracțiunea curentului ce traversează conductorul.

2.9.2. Simularea solicitărilor termice ale unui conductor

Utilizarea practică a unui astfel de model implică parcurgerea următoarelor etape:

- realizarea la scară a desenului corespunzător componentei studiate;
- realizarea partițiilor în volumul componentei considerate, astfel încât să fie împărțit în volume elementare de dimensiuni Δx , Δy , Δz ;
- fiecărui volum elementar i se atașează un nod k , în care converg rezistențele termice pe cele trei direcții și capacitatea termică. Se obține o rețea R , C care se rezolvă, în regim tranzitoriu cu ajutorul EMTP.

Din câte se poate observa, primele două etape necesită un volum foarte mare de lucru, din acest motiv impunându-se rezolvarea lor automată și implicit

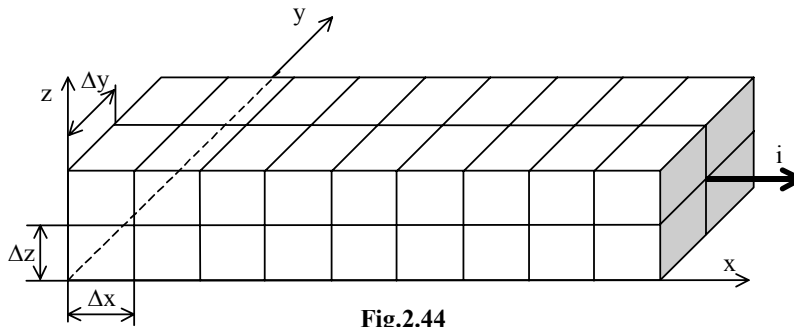


Fig.2.44

Divizarea conductorului

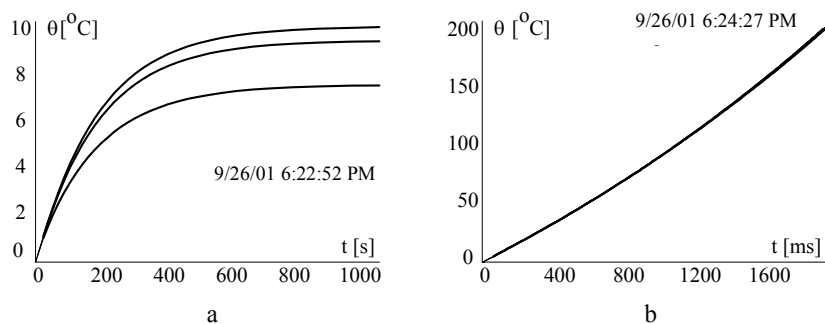
care acesta este confecționat. Datele introduse se pot modifica cu ajutorul opțiunii „Modificare”. Tot în această fereastră există posibilitatea de a părăsi programul, apelând comanda „Abandonare”.

Opțiunea „Continuare” dă posibilitatea utilizatorului de a trece la fereastra următoare, numită „DATE GENERALE” (Fig.2.43b). În această fereastră se introduc temperatura mediului ambiant, intensitatea curentului care traversează calea conductoare, pasul de calcul al modelului în format EMTP, durata procesului de încălzire și numărul punctelor în care se calculează evoluția temperaturii în timp.

Programul auxiliar „CALE_COND” generează automat programul de simulare, în format EMTP, a solicitării termice de regim tranzitoriu pentru conductorul studiat. Corespunzător Fig.2.43c, numele fișierului generat este dat de către utilizator. Fișierul generat poate fi vizualizat, pentru a da posibilitatea utilizatorului să intervină cu modificări (Fig.2.43d). Ultima fereastră permite reluarea calculului sau părăsirea programului (prin intermediul comenzii „Sfârșit”).

În principiu, conductorul studiat este împărțit într-un număr de volume elementare egal cu produsul divizărilor aferente fiecărei direcții (Fig.2.44). Fiecărui volum elementar i se atașează un nod k , în care converg rezistențele termice pe cele trei direcții și capacitatea termică. Se obține rețeaua R, C care se rezolvă din punct de vedere al regimului tranzitoriu cu ajutorul EMTP.

Drept exemplu se consideră o bară de aluminiu cu secțiunea transversală dreptunghiulară, având dimensiunile $40 \times 8 \times 500$ mm (Fig.2.44). În Fig.2.45a sunt prezentate curbele încălzirii în regim tranzitoriu obținute în urma simulării, pentru un punct din interiorul barei traversate de un curent de 630 A. Deoarece încălzirea corespunde unui regim normal de funcționare, valorile temperaturii tind spre o valoare finită.

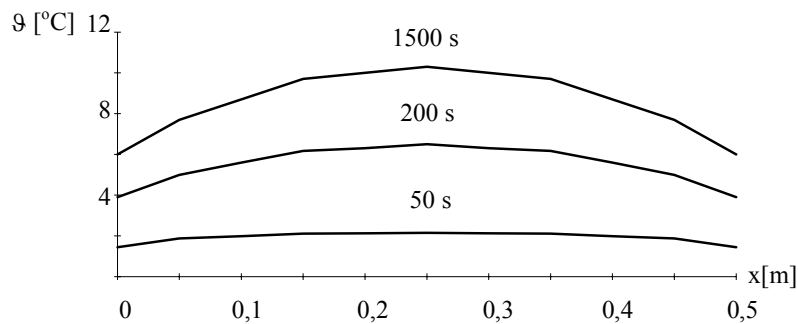
**Fig.2. 45**

Supratemperatura de regim tranzitoriu: a- curent de regim normal (630 A); b-curent de scurtcircuit (25 kA).

Sub acțiunea unui curent de 25 kA, rezultatele obținute corespund solicitării termice la scurtcircuit (Fig.2.45b). În acest caz, datorită caracterului adiabatic al procesului, temperatura crește accentuat, eventual până la topirea conductorului (dacă nu se limitează durata de acțiune a acestui curent, prin întreruperea sa).

Regimurile normale, datorită duratelor mari de funcționare, conduc la distribuția temperaturilor în lungul barei, care se dovedesc dependente de condițiile de transfer termic, fie prin suprafața laterală, fie pe la extremități. În Fig.2.46 este prezentată repartiția supratemperaturii în lungul conductorului, la diferite momente ale regimului tranzitoriu de încălzire.

Fenomenele termice sunt în mod particular, studiate atât de constructori, cât și de utilizatori. Există două metode care permit studiul termic al elementelor constructive ale echipamentelor electrice: încercările și modelarea. Printre altele,

**Fig.2.46**

Repartiția supratemperaturii în lungul conductorului

Tab.2.7

Numărul de divizări	Distanța punctelor față de origine [m]					Eroarea [%]
	0	0,2	0,4	0,6	0,8	
10	8,955	8,978	8,986	8,983	8,970	3,980
20	8,950	8,977	8,986	8,984	8,972	3,981
30	8,856	8,883	8,892	8,892	8,880	4,014
40	8,947	8,976	8,986	8,985	8,974	3,981
50	8,947	8,976	8,986	8,985	8,974	3,981
60	9,132	9,161	9,172	9,171	9,160	1,994
70	8,761	8,790	8,800	8,799	8,788	5,969
80	9,317	9,348	9,358	9,358	9,346	0

modelarea facilitează modificarea parametrilor constructivi ai unui material și de a evidențiază influențele lor fiind, în acest moment, una din cele mai ieftine metode de studiu.

Procedeul analizat permite utilizarea integrală a facilităților de calcul ale mediului software EMTP, fiind posibilă simularea solicitărilor termice produse în timpul regimurilor fie tranzitorii, fie permanente. Este posibilă astfel, studierea îmbătrânirii diferitelor repere constructive ale echipamentelor electrice, foarte utilă pentru monitorizarea stării tehnice pe durata de viață.

Analiza erorilor s-a efectuat pentru conductorul din Fig.2.44, în cazul solicitării termice de lungă durată. Pentru diverse divizări s-a calculat temperatura de regim permanent în punctele barei, datele obținute fiind prezentate în Tab.2.7.

Considerând simularea cu numărul cel mai mare de divizări (80) drept referință, se poate observa că eroarea temperaturilor calculate în cazul celorlalte simulări este de circa 3%, valoare ce este perfect admisibilă pentru acest tip de calcule. Deci, pentru simulări mai puțin pretențioase, se poate renunța la un

număr foarte mare de divizări, rezultând un model mai simplu, mai ușor de programat și cu rezultate suficient de precise.

2.9.3. Simularea numerică a solicitărilor termice în funcționarea unei siguranțe fuzibile

Simularea s-a realizat pentru o siguranță fuzibilă ultrarapidă tip MPR, având curentul nominal de 125 A (Fig.2.47). Elementul fuzibil 1 este constituit dintr-o singură bandă de cupru, perforată matricial. Calea conductoare a siguranței fuzibile este alcătuită din cuțitele 2, 3 ale elementului înlocuitor și contactele 4, 5 ale soclului. La acestea din urmă sunt legate conductoarele de aluminiu 6, 7, fiecare cu lungimea de un metru.

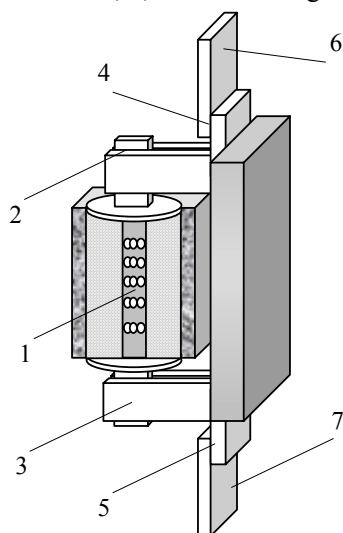


Fig.2.47

Siguranță ultrarapidă tip MPR

Pentru modelare s-a utilizat programul „SIG_FUZ” ce permite realizarea automată a modelului EMTP. În fereastra „Date generale siguranță fuzibilă” se poate introduce curentul nominal al siguranței, numărul de elemente fuzibile, materialul din care sunt confecționate elementele fuzibile, și tipul regimului analizat (Fig.2.48a).

În Fig.2.48b este prezentată fereastra „Date generale” care permite introducerea temperaturii mediului ambiant în care se găsește siguranța fuzibilă, intensitatea curentului care parcurge siguranța, căderea de tensiune pe contactele barelor din aluminiu, căderea de tensiune pe contactele elementului înlocuitor, coeficientul de transmisie termică, pasul de calcul și durata procesului de calcul. Ambele ferestre dau posibilitatea utilizatorului de a modifica datele introduse sau de a abandona

programul în orice moment. Ca și în aplicația anterioară, datele furnizate de programul „SIG_FUZ” sunt salvate într-un fișier al cărui nume este dat de către utilizator.

Solicitarea termică a contactelor electrice a fost simulată prin căldura generată de rezistența de contact. Aceasta și valorile curentului care traversează elementele siguranței, împreună cu contactele sale, au fost parametrizate.

« Date generale SF »		« Date generale »	
Curentul nominal (160 A; 250 A)	In=250 [A]	Temperatura mediului	$\theta_a=20[^\circ\text{C}]$
Nr. de elemente fuzibile (1; 2)	Nr_fuz=2	Intensitatea curentului	I=100 [A]
Materialul fuzibilului: -argint; -cupru		Căderea de tensiune	Uc_B=10[mV]
Regimul analizat: -tranzitoriu -permanent		Căderea de tensiune	Uc_C=30[mV]
		Coef. transm. term.	$\alpha_t=200$
		Pasul de calcul	DELTA_t=1 s
		Durata proces	T_MAX=5000 s

Abandonare

Continuare

Modificare

Abandonare

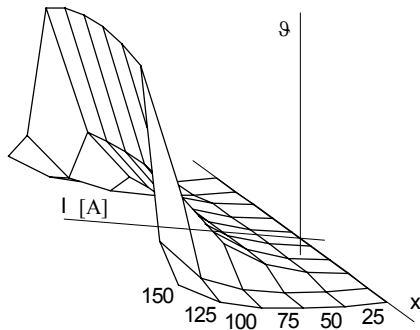
Continuare

Modificare

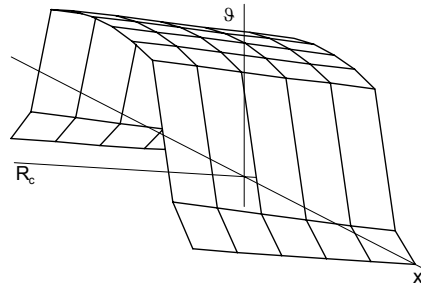
a
b

Fig.2.48

Ferestre: a-Date generale siguranță fuzibilă; b-Date generale.

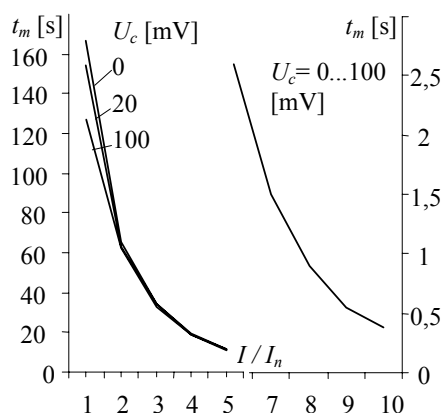
**Fig.2. 49**

Repartiția supratemperaturii de regim permanent

**Fig.2.50**

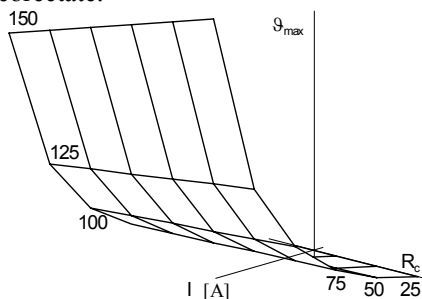
Influența rezistenței de contact

Pentru comparație a fost considerat cazul ideal, cu rezistența de contact nulă. În Fig.2.49 se prezintă repartiția supratemperaturii în regim permanent, calculat pe calea conductoare, pentru diferite valori ale curentului. Contactele au fost considerate ideale, cu rezistența de contact nulă. Influența contactelor asupra regimului termic al elementului fuzibil este ilustrată în Fig.2.50, unde este reprezentată repartiția temperaturii de regim permanent, calculată pentru un curent de 125 A și pentru diferite valori ale rezistenței de contact, R_c . Considerând că o cădere de tensiune de 20 mV asupra contactelor siguranței este normală pentru regimul de lucru, temperatura atinsă de acestea este de 75 °C. Pentru căderea de tensiune de 100 mV, când contactul este avariat, supratemperatura de regim permanent este de 117 °C. Dacă se consideră

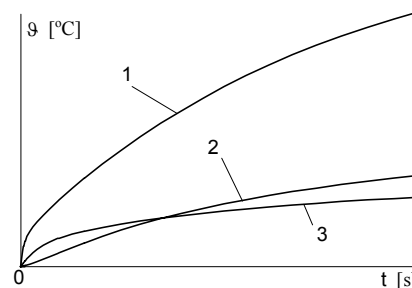
**Fig.2.53**

Influența stării contactelor electrice asupra caracteristicii timp-curent a siguranței fuzibile

influența temperaturii asupra proprietăților mecanice ale metalului, aceste temperaturi fluctuante pot fi corectate.

**Fig.2. 51**

Supratemperatura maximă de regim permanent a elementului fuzibil

**Fig.2.52**

Supratemperatura de regim tranzitoriu

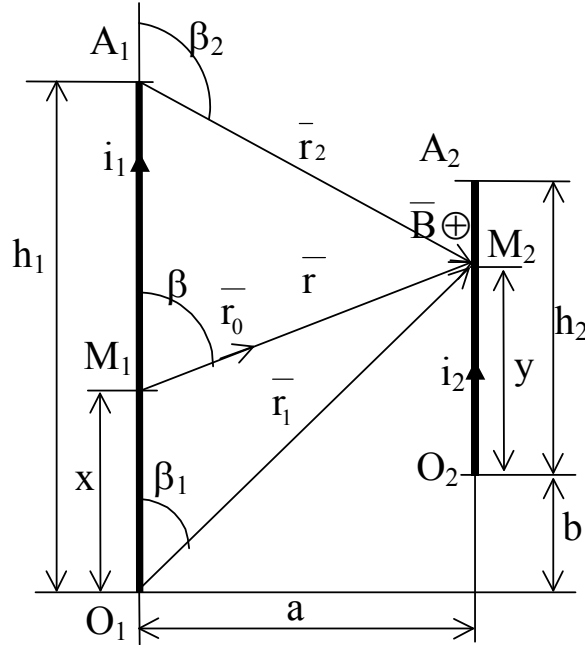
Starea tehnică a contactelor, dată de valoarea rezistenței de contact, influențează regimul termic al elementului fuzibil. În Fig.2.51 sunt prezentate curbele obținute prin calculul supratemperaturii maxime de regim permanent, din partea centrală a elementului fuzibil, în funcție de valorile rezistenței de contact, pentru diferite valori ale curentului.

Dacă în regim normal de funcționare ($I=125$ A) pentru o cădere de tensiune de 20 mV pe contacte, supratemperatura maximală calculată a elementului fuzibil este de 212°C , după alterarea stării tehnice a contactelor, considerând pentru același curent căderea de tensiune de 100 mV, apare o creștere a supratemperaturii maxime a fuzibilului la 253°C . Căldura suplimentară la nivelul contactelor influențează, prin starea lor tehnică, temperatura maximă a elementului fuzibil și implicit timpul de topire și caracteristica timp-curent a siguranței. Modelul electric al solicitării termice, care simulează regimul tranzitoriu de funcționare a siguranței, este o rețea R, C cu mai mult de 1700 de ramuri. Aceasta permite monitorizarea răspunsului termic în regim tranzitoriu pentru forme aleatorii ale curentului ce traversează fuzibilul. În acest caz curentul este considerat de tip treaptă.

În Fig.2.52 este reprezentat regimul tranzitoriu al supratemperaturii, în cazul curentului normal de funcționare ($I=125$ A), în zona elementului fuzibil (curba 1), pe contactele elementului înlocuitor (curba 2) și ale soclului (curba 3). Valorile rezistenței de contact sunt pentru o stare tehnică normală caracterizată printr-o cădere de tensiune de 20 mV.

Căldura excesivă a contactelor este transmisă elementului fuzibil și produce o scădere a timpului de topire. Acest fapt este ilustrat în Fig.2.53, ce conține caracteristica timp-curent a siguranței, calculată cu ajutorul modelului elaborat. Se observă că starea termică a contactelor exercită o mare influență asupra timpului de topire numai la supracurenți mici. La creșterea curentului, căldura propagată respectă condițiile impuse de caracterul adiabatic al fenomenului.

Conductoare paralele, filiforme, de lungimi finite. Conductoare cu secțiune transversală circulară și dreptunghiulară



Forța Laplace : $d\vec{F} = i(d\vec{\ell} \times \vec{B})$

Biot – Savart – Laplace : $d\vec{B} = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \frac{d\vec{\ell} \times \vec{r}_0}{r^2}$

$d\vec{B} = \frac{\mu_0 i_1}{4\pi} \frac{d\vec{x} \times \vec{r}_0}{r^2}, \quad dB = \frac{\mu_0 i_1}{4\pi} \frac{dx \sin \beta}{r^2},$

$a = r \sin \beta, \quad b + y = x + r \cos \beta, \quad b + y = x + a \cot \beta$

$M_2 = \text{fix}, \quad y = \text{const.}, \quad dy = 0, \quad dx = \frac{a}{\sin^2 \beta} d\beta$

$dB = \frac{\mu_0 i_1}{4\pi a^2} \frac{a \sin \beta}{\sin^2 \beta} \sin^2 \beta d\beta, \quad dB = \frac{\mu_0 i_1}{4\pi a} \sin \beta d\beta$

$B = \int_{\beta_1}^{\beta_2} dB = \frac{\mu_0 i_1}{4\pi a} (\cos \beta_1 - \cos \beta_2)$

$\cos \beta_1 = \frac{b + y}{\sqrt{(b + y)^2 + a^2}}, \quad \cos \beta_2 = \frac{b + y - h_1}{\sqrt{(b + y - h_1)^2 + a^2}}$

$$dF = i_2 B d\ell = i_2 B dy = \frac{\mu_0 i_1 i_2}{4\pi a} \left(\frac{b+y}{\sqrt{(b+y)^2 + a^2}} - \frac{b+y-h_1}{\sqrt{(b+y-h_1)^2 + a^2}} \right) dy$$

$$F = \frac{\mu_0 i_1 i_2}{4\pi a} \int_0^{h_2} \left(\frac{b+y}{\sqrt{(b+y)^2 + a^2}} - \frac{b+y-h_1}{\sqrt{(b+y-h_1)^2 + a^2}} \right) dy$$

$$\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ H/m}, \quad F = \frac{\mu_0 i_1 i_2}{4\pi} \frac{d_1 + d_2 - n_1 - n_2}{a} = 10^{-7} K i_1 i_2, \quad K = \frac{d_1 + d_2 - n_1 - n_2}{a}$$

$$i_1 = i_2 = i, \quad F = 10^{-7} K i^2$$

$$h_1 = h_2 = h \gg a, \quad K \cong \frac{2h}{a}, \quad F = 10^{-7} \frac{2h}{a} i_1 i_2$$

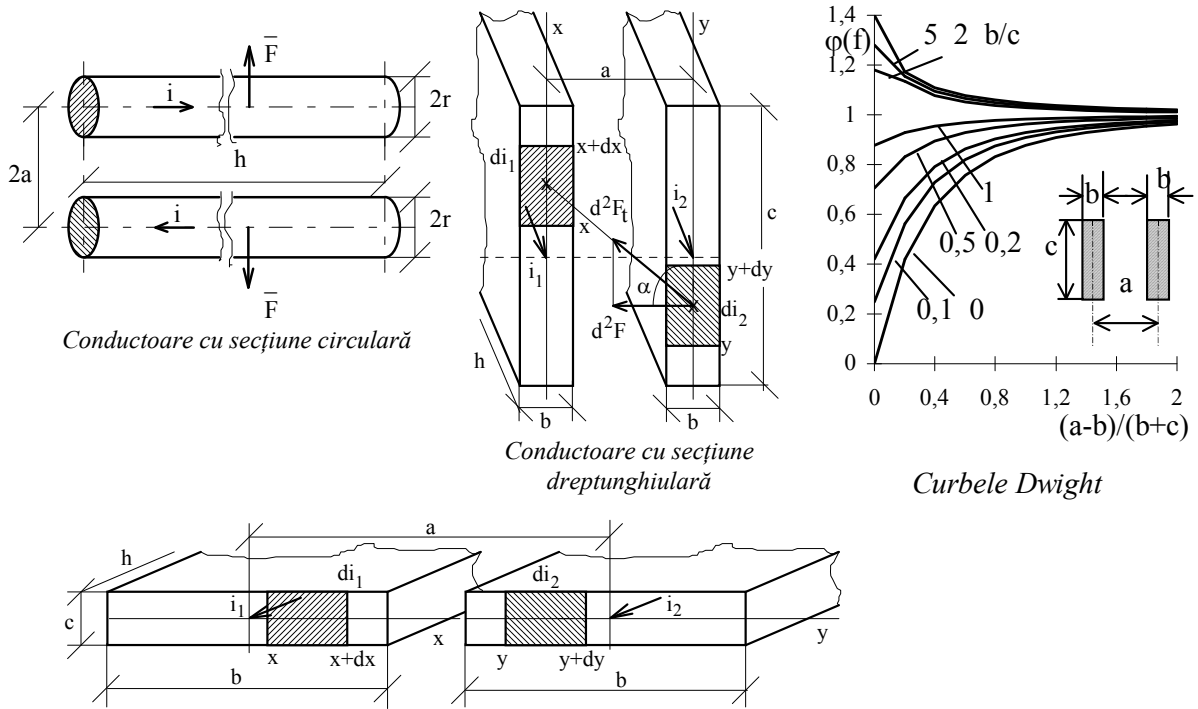
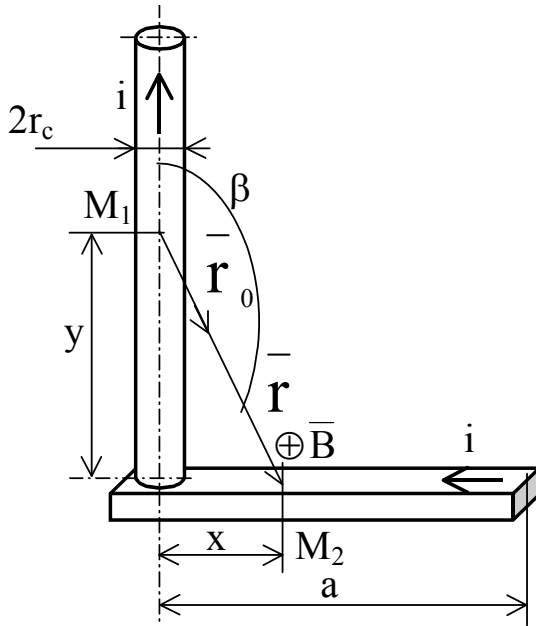


Fig.3.7
Conductoare cu secțiune transversală dreptunghiulară

$$F = 10^{-7} i_1 i_2 \frac{2h}{a} \phi(f)$$

**Conductoare în configurație L, U. Conductoare amplasate în
vecinătatea unui perete feromagnetic**



Forța Laplace : $d\vec{F} = i(d\vec{\ell} \times \vec{B})$

Biot – Savart – Laplace : $d\vec{B} = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \frac{d\vec{\ell} \times \vec{r}_0}{r^2}$

$M_2 = \text{fix}, \quad x = \text{const.},$

$x = r \sin \beta, \quad y = -r \cos \beta, \quad y = -x \cot \beta, \quad dy = \frac{x}{\sin^2 \beta} d\beta$

$d\vec{B} = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \frac{d\vec{y} \times \vec{r}_0}{r^2}, \quad dB = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \frac{dy \sin \beta}{r^2},$

$dB = \frac{\mu_0 i}{4\pi x^2} \frac{x \sin \beta}{\sin^2 \beta} \sin^2 \beta d\beta, \quad dB = \frac{\mu_0 i}{4\pi x} \sin \beta d\beta$

$B = \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} dB = \frac{\mu_0 i}{4\pi x}$

$dF = iBd\ell = iBdx = \frac{\mu_0 i^2}{4\pi x} dx, \quad F = \frac{\mu_0 i^2}{4\pi} \int_{r_c}^a \frac{dx}{x}, \quad F = \frac{\mu_0 i^2}{4\pi} \ln \frac{a}{r_c}$

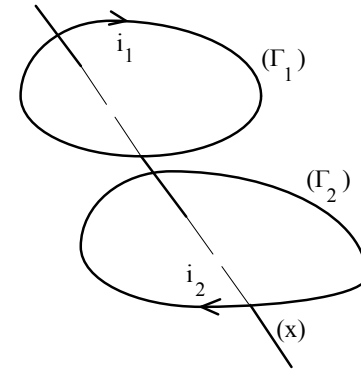
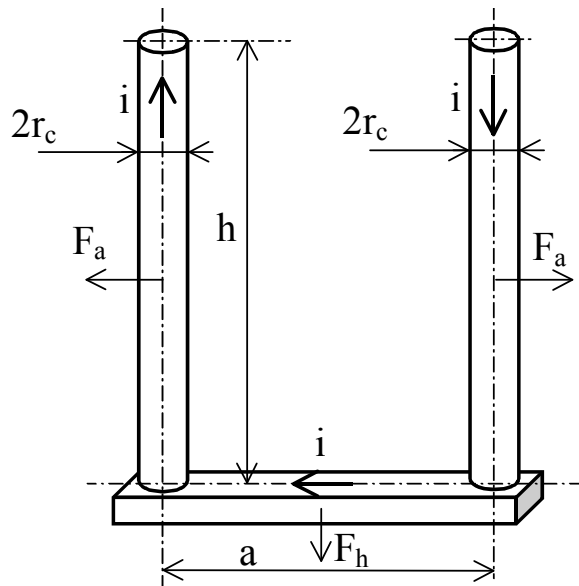


Fig.3.2
*Metoda forțelor generalizate
în câmp magnetic*

Conform teoremelor forțelor generalizate în câmp magnetic, într-un sistem de n circuite filiforme, situate la distanțe finite unul în raport cu celălalt, într-un mediu liniar, izotrop, fără magnetizație permanentă și infinit extins, forțele generalizate prin care aceste circuite interacționează, au expresiile:

$$\left. \begin{aligned} X_j &= - \left[\frac{\partial W_m}{\partial x_j} \right]_{\phi_k = \text{const.}} = \left[\frac{\partial W_m}{\partial x_j} \right]_{i_k = \text{const.}} \\ j, k &= 1, 2, \dots, n, \end{aligned} \right\} \quad (3.6)$$

unde X_j este forța generalizată, orientată în sensul creșterii coordonatei generalizate x_j , iar ϕ_k , i_k sunt fluxurile magnetice, respectiv intensitățile curenților, W_m -energia magnetică a sistemului.

În cazul particular al circuitelor din Fig.3.2, energia magnetică are expresia:

$$W_m = \frac{1}{2} (L_1 i_1^2 + L_2 i_2^2) + M i_1 i_2, \quad (3.7)$$

$$F_x = \frac{1}{2} \left(i_1^2 \frac{dL_1}{dx} + i_2^2 \frac{dL_2}{dx} \right) + i_1 i_2 \frac{dM}{dx}, \quad (3.8)$$

unde:

$$F_{x1} = \frac{1}{2} i_1^2 \frac{dL_1}{dx}, \quad F_{x2} = \frac{1}{2} i_2^2 \frac{dL_2}{dx}, \quad (3.9)$$

sunt forțele care produc deformarea conturilor (Γ_1), respectiv (Γ_2), forța F_{x12} , de interacțiune dintre acestea, având expresia:

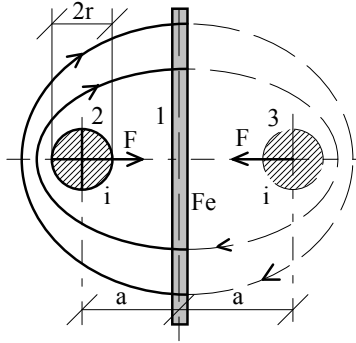
$$F_{x12} = i_1 i_2 \frac{dM}{dx}. \quad (3.10)$$

Pentru calculul forțelor (3.9), (3.10) este necesară cunoașterea funcțiilor $L_1(x)$, $L_2(x)$ și $M(x)$. În aplicațiile practice, calculul forțelor electrodinamice prin procedeele prezentate se localizează la anumite porțiuni ale circuitelor închise, neglijându-se interacțiunile dintre căile de curent situate la distanțe mari una în raport cu cealaltă.

$$L_U = \frac{\mu_0 h}{4\pi} \left(0,25 + \ln \frac{a}{r} \right) = 10^{-7} h \left(0,25 + \ln \frac{a}{r} \right)$$

$$W_m = \frac{1}{2} L_U i^2 = \frac{1}{2} i^2 10^{-7} h \left(0,25 + \ln \frac{a}{r} \right)$$

$$|F_h| = \frac{\partial W_m}{\partial h} = \frac{1}{2} i^2 10^{-7} \left(0,25 + \ln \frac{a}{r} \right), \quad |F_a| = \frac{\partial W_m}{\partial a} = \frac{1}{2} i^2 10^{-7} \frac{h}{a}$$



Dacă $r \ll a$,

$$F = 10^{-7} i^2 \frac{2h}{2a - r}, \text{ [SI]}, \quad (3.64)$$

$$F = 10^{-7} i^2 \frac{h}{a}, \text{ [SI]}. \quad (3.65)$$

Fig.3.10

Metoda conductorului imagine

Modelarea sollicitărilor electrodinamice ale spirelor circulare

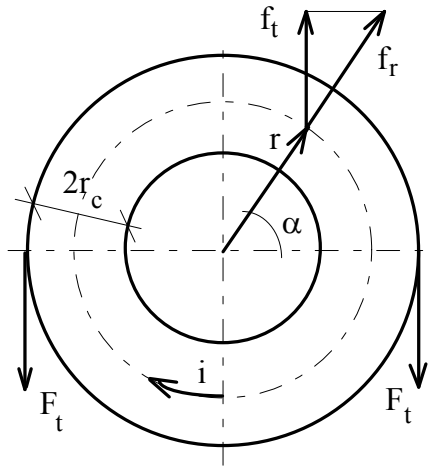


Fig.3.12

Sollicitări electrodinamice ale spirei circulare

$$F_r = \frac{1}{2} i^2 \frac{dL}{dr}, \quad (3.77)$$

$$L = \mu_0 r \left(\ln \frac{8r}{r_c} - 1,75 \right). \quad (3.78)$$

$$F_r = \frac{\mu_0 i^2}{2} \left(\ln \frac{8r}{r_c} - 0,75 \right). \quad (3.79)$$

$$f_r = \frac{10^{-7} i^2}{r} \left(\ln \frac{8r}{r_c} - 0,75 \right). \quad (3.80)$$

$$2F_t = \int_0^{\pi r} f_t d\ell, \quad (3.81)$$

$$f_t = f_r \sin \alpha \quad (3.82)$$

$$d\ell = r d\alpha, \quad (3.83)$$

$$F_t = r F_r = 10^{-7} i^2 \left(\ln \frac{8r}{r_c} - 0,75 \right), [\text{SI}]. \quad (3.84)$$

$$i = N i_1, \quad (3.85)$$

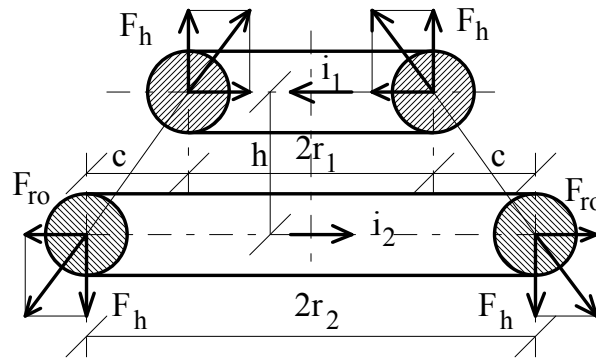


Fig.3.13
Forțe electrodinamice între spire circulare

$$M = \mu_0 r_1 \left[\ln \frac{8r_1}{\sqrt{h^2 + (r_2 - r_1)^2}} - 2 \right]. \quad (3.86)$$

$$F_h = i_1 i_2 \frac{dM}{dh} . \quad (3.87)$$

$$F_h = \mu_0 i_1 i_2 \frac{h r_1}{h^2 + (r_2 - r_1)^2} . \quad (3.88)$$

$$F_{r0} = F_h \frac{r_2 - r_1}{h} , \quad (3.89)$$

$$\left. \begin{aligned} F_{r1} &= \frac{\mu_0 i_1^2}{2} \left(\ln \frac{8r_1}{r_c} - 0,75 \right) - F_h \frac{r_2 - r_1}{h} , \\ F_{r2} &= \frac{\mu_0 i_2^2}{2} \left(\ln \frac{8r_2}{r_c} - 0,75 \right) + F_h \frac{r_2 - r_1}{h} , \end{aligned} \right\} \quad (3.90)$$

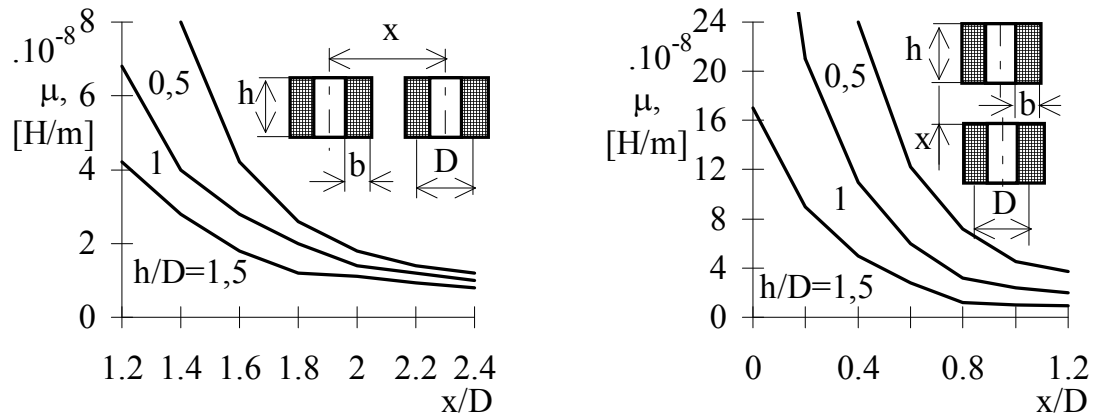


Fig.3.14
Valorile constantei μ

$$F = i_1 i_2 \frac{\partial M}{\partial x} , \quad (3.91)$$

$$\frac{\partial M}{\partial x} = N_1 N_2 \mu , \quad (3.92)$$

Forțe electrodinamice în instalații monofazate

$$-\bar{F}_1 = \bar{F}_2 = \bar{i}F_k. \quad (3.93)$$

$$i_k(t) = \sqrt{2}I_k \left(-\cos \omega t + e^{-\frac{t}{T}} \right) \quad (3.94)$$

$$F_k(t) = 2 \cdot 10^{-7} K I_k^2 \left(0,5 + 0,5 \cos 2\omega t + e^{-\frac{2t}{T}} - 2e^{-\frac{t}{T}} \cos \omega t \right), \quad (3.95)$$

$$f_s = 10^{-7} K i_s^2. \quad (3.96)$$

$$i_s = \sqrt{2}k_s I_k, \quad f_s = 3,24f_k, \quad f_k = 210^{-7} K I_k^2 \quad (3.97)$$

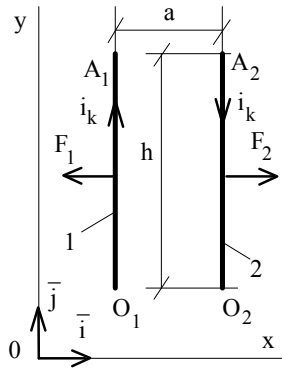


Fig.3.15
Conductoarele instalației
monofazate

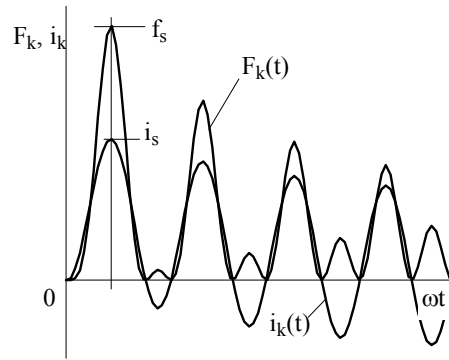


Fig.3.16
Forța electrodinamică
de regim tranzitoriu

$$i_k(t) = -\sqrt{2}I_k \cos \omega t, \quad F_k(t) = 10^{-7} K I_k^2 (1 + \cos 2\omega t). \quad (3.98)$$

$$F_k(t) = 0,5f_k (1 + \cos 2\omega t), \quad (3.99)$$

$$f_k = 210^{-7} K I_k^2, \quad (3.100)$$

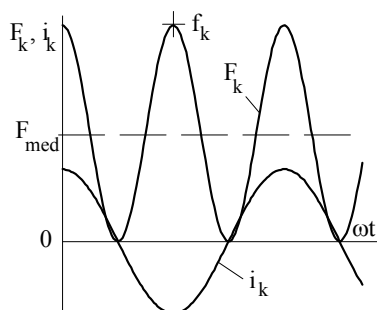


Fig.3.17

Forța electrodinamică de regim permanent

$$F_{\text{med}} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} [0,5f_k (1 + \cos 2x)] dx \quad (3.101)$$

$$F_{\text{med}} = 0,5f_k, \quad (3.102)$$

Forțe electrodinamice în instalații trifazate

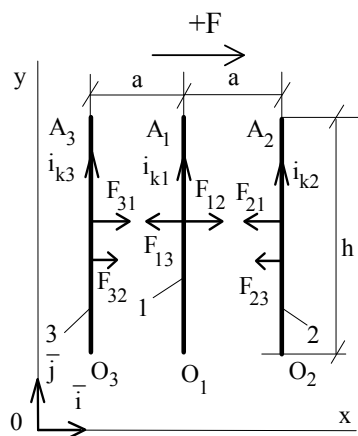


Fig.3.18

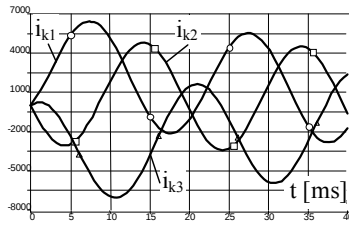
Forțe electrodinamice în instalații trifazate

$$\left. \begin{aligned} i_{k1}(t) &= \sqrt{2}I_k \left[\sin(\omega t - \varphi_0) + e^{-\frac{t}{T}} \sin \varphi_0 \right], \\ i_{k2}(t) &= \sqrt{2}I_k \left[\sin\left(\omega t - \varphi_0 - \frac{2\pi}{3}\right) + e^{-\frac{t}{T}} \sin\left(\varphi_0 + \frac{2\pi}{3}\right) \right], \\ i_{k3}(t) &= \sqrt{2}I_k \left[\sin\left(\omega t - \varphi_0 + \frac{2\pi}{3}\right) + e^{-\frac{t}{T}} \sin\left(\varphi_0 - \frac{2\pi}{3}\right) \right], \end{aligned} \right\} \quad (3.103)$$

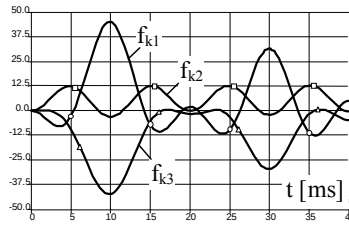
$$F_{31} = -F_{13}, \quad F_{12} = -F_{21}, \quad -F_{23} = F_{32} \quad (3.104)$$

$$F_1 = F_{12} - F_{31}, \quad F_2 = -F_{21} - F_{23}, \quad F_3 = F_{31} + F_{32} \quad (3.105)$$

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= 10^{-7} K i_{k1} (i_{k2} - i_{k3}), \\ F_2 &= -10^{-7} K i_{k2} (i_{k1} + 0,5 i_{k3}), \\ F_3 &= 10^{-7} K i_{k3} (i_{k1} + 0,5 i_{k2}), \end{aligned} \right\} \quad (3.106)$$



a



b

Fig.3.19

Regimul tranzitoriu al curentului de scurtcircuit trifazat simetric și efectele sale electrodinamice: a-curentul de scurtcircuit; b-forțele electrodinamice.

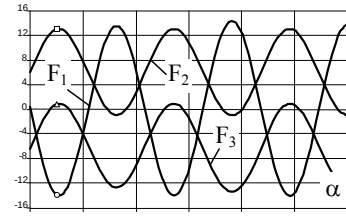


Fig.3.20

Forțe electrodinamice de regim permanent

$$\left. \begin{aligned} F_1(t) &= 2\sqrt{3} \cdot 10^{-7} K I_k^2 \left[\sin(\omega t - \varphi_0) + e^{-\frac{t}{T}} \sin \varphi_0 \right] \times \\ &\times \left[e^{-\frac{t}{T}} \cos \varphi_0 - \cos(\omega t - \varphi_0) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (3.107)$$

$$\Gamma_1(t) = \frac{F_1(t)}{2 \cdot 10^{-7} K I_k^2} = \frac{F_1(t)}{f_k}, \quad (3.108)$$

Pentru $T = 4,5 \cdot 10^{-2}$ s, $k_S = 1,8$, valoarea de vârf a funcției Γ_1 este maximă, γ_{1m} , pentru $\varphi_0 = \pi/4$:

$$\gamma_{1m} = 2,8. \quad (3.109)$$

$$\gamma_{2m}, \gamma_{3m} < \gamma_{1m}. \quad (3.110)$$

$$f_m = 2,8f_k = 5,6 \cdot 10^{-7} K I_k^2, [SI], \quad (3.111)$$

$$\left. \begin{aligned} F_1(t) &= -10^{-7} K I_k^2 \sqrt{3} \sin 2\alpha, \\ F_2(t) &= 10^{-7} K I_k^2 (0,5\sqrt{3} \sin 2\alpha + 0,75), \\ F_3(t) &= 10^{-7} K I_k^2 (0,5\sqrt{3} \sin 2\alpha - 0,75) \end{aligned} \right\} \quad (3.112)$$

$$\alpha = \omega t - \varphi_0. \quad (3.113)$$

$$f_1 = 10^{-7} \sqrt{3} K I_k^2. \quad (3.115)$$

$$f_{2a} = f_{3a} = 0,116 \cdot 10^{-7} K I_k^2, f_{2r} = f_{3r} = 1,616 \cdot 10^{-7} K I_k^2. \quad (3.116)$$

Stabilitatea electrodinamică a echipamentelor electrice

$$i_s \leq i_d. \quad (3.117)$$

$$k_d = \frac{i_d}{\sqrt{2} I_n}, \quad (3.118)$$

$$i_s \leq \sqrt{2} k_d I_n. \quad (3.119)$$

$$i_s \leq i_\ell, \quad (3.120)$$

Capitolul 3

SOLICITĂRI ELECTRODINAMICE

O mare parte a solicitărilor mecanice, la care echipamentele electrice sunt supuse în funcționare, se produc sub acțiunea forțelor electrodinamice, puse în evidență ca forțe de interacțiune între căi de curent parcurse de curenți electrici, înălțuiți printr-un câmp magnetic comun. Intensitatea acestor solicitări depinde de configurația geometrică a căilor de curent, de așezarea lor reciprocă și de intensitățile curenților care le parcurg.

3.1. Procedee de calcul al forțelor electrodinamice

Forțele electrodinamice se pot calcula cu ajutorul expresiei forței lui Laplace, prin utilizarea tensiunilor maxwelliene sau apelându-se la teoremele forțelor generalizate în câmp magnetic.

Forța elementară $d\vec{F}$, care acționează asupra unui element de lungime $d\vec{\ell}$ dintr-un circuit situat în câmp magnetic și parcurs de curentul de intensitate i este dată de relația:

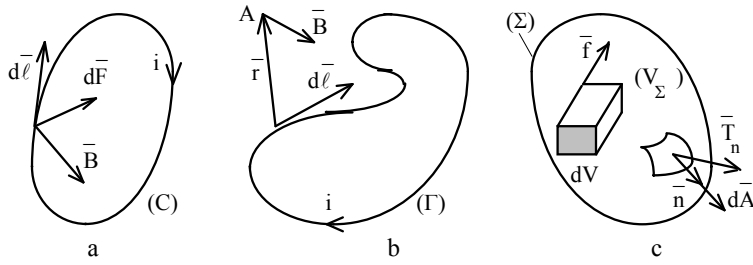
$$d\vec{F} = i(d\vec{\ell} \times \vec{B}), \quad (3.1)$$

cunoscută sub numele de formula lui Laplace, unde $\vec{B}$ reprezintă inducția corespunzătoare punctului în care este situat elementul de lungime $d\vec{\ell}$ (Fig.3.1a).

Forța totală, $\vec{F}$, care acționează asupra întregului contur (C), prin integrare rezultă de forma:

$$\vec{F} = i \int_C (d\vec{\ell} \times \vec{B}). \quad (3.2)$$

Inducția magnetică $\vec{B}$, produsă în vid într-un punct A, de un curent de intensitate i , Fig.3.1b, este dată de relația lui Biot-Savart-Laplace:

**Fig.3.1**

Relativ la calculul forțelor electrodinamice

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \int_C \frac{d\vec{\ell} \times \vec{r}_0}{r^2}, \quad (3.3)$$

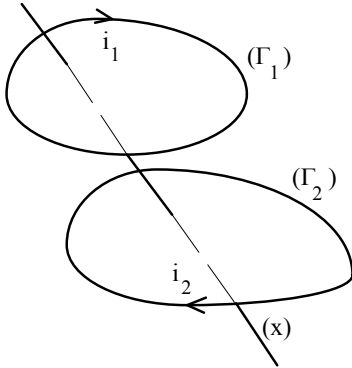
unde $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ H/m este permeabilitatea magnetică a vidului, iar $\vec{r}_0$ -versorul vectorului de poziție $\vec{r}$. Utilizarea procedurii de calcul bazat pe expresia (3.1), a forței lui Laplace, este avantajoasă cu deosebire în cazul unor sisteme având configurații geometrice simple.

În unele aplicații este convenabilă folosirea expresiei tensiunilor maxwelliene în câmp magnetic. Din mecanică este cunoscut că forțele care acționează într-un volum V_Σ , Fig.3.1c, cu densitatea $\vec{f}$, sunt echivalente cu un sistem de tensiuni superficiale, T_n . Forța totală $\vec{F}$, poate fi calculată integrând fie densitatea de forță pe volumul V_Σ , fie tensiunea superficială $\vec{T}_n$, pe suprafața închisă Σ , care delimitează volumul V_Σ :

$$\vec{F} = \int_{V_\Sigma} \vec{f} dV = \int_{V_\Sigma} \vec{T}_n dA, \quad (3.4)$$

unde $\vec{T}_n$ este tensiunea ce acționează pe o suprafață având versorul normalei $\vec{n}$. În câmp magnetic, tensiunea magnetică maxwelliană, $\vec{T}_n$, are expresia:

$$\vec{T}_n = (\vec{n}\vec{B})\vec{H} - \vec{n} \left(\frac{\vec{B}\vec{H}}{2} \right), \quad (3.5)$$

**Fig.3.2**

Metoda forțelor generalizate în câmp magnetic

$\overline{B}$, $\overline{H}$ fiind inducția, respectiv intensitatea câmpului magnetic în punctele suprafeței Σ . Conform teoremelor forțelor generalizate în câmp magnetic, într-un sistem de n circuite filiforme, situate la distanțe finite unul în raport cu celălalt, într-un mediu liniar, izotrop, fără magnetizație permanentă și infinit extins, forțele generalizate prin care aceste circuite interacționează, au expresiile:

$$x_j = - \left[\frac{\partial W_m}{\partial X_j} \right]_{\phi_k = \text{const.}} = \left[\frac{\partial W_m}{\partial X_j} \right]_{i_k = \text{const.}} \quad \left. \vphantom{\frac{\partial W_m}{\partial X_j}} \right\} \quad (3.6)$$

$j, k = 1, 2, \dots, n,$

unde X_j este forța generalizată, orientată în sensul creșterii coordonatei generalizate x_j , iar ϕ_k , i_k sunt fluxurile magnetice, respectiv intensitățile curenților, W_m -energia magnetică a sistemului. În cazul particular al circuitelor din Fig.3.2, energia magnetică are expresia:

$$W_m = \frac{1}{2} (L_1 i_1^2 + L_2 i_2^2) + M i_1 i_2, \quad (3.7)$$

unde L_1 , L_2 , M sunt inductanțele proprii, respectiv inductanța mutuală, corespunzătoare celor două contururi. În ipoteza că intensitățile i_1 , i_2 nu se modifică din cauza deformării conturilor (Γ_1) , (Γ_2) , forța F_x , calculată cu ajutorul relației (3.6) după o direcție oarecare (x) , rezultă de forma:

$$F_x = \frac{1}{2} \left(i_1^2 \frac{dL_1}{dx} + i_2^2 \frac{dL_2}{dx} \right) + i_1 i_2 \frac{dM}{dx}, \quad (3.8)$$

unde:

$$F_{x1} = \frac{1}{2} i_1^2 \frac{dL_1}{dx}, \quad F_{x2} = \frac{1}{2} i_2^2 \frac{dL_2}{dx}, \quad (3.9)$$

sunt forțele care produc deformarea conturilor (Γ_1) , respectiv (Γ_2) , forța F_{x12} , de interacțiune dintre acestea, având expresia:

$$F_{x12} = i_1 i_2 \frac{dM}{dx}. \quad (3.10)$$

Pentru calculul forțelor (3.9), (3.10) este necesară cunoașterea funcțiilor $L_1(x)$, $L_2(x)$ și $M(x)$. În aplicațiile practice, calculul forțelor electrodinamice prin procedeele prezentate se localizează la anumite porțiuni ale circuitelor închise, neglijându-se interacțiunile dintre căile de curent situate la distanțe mari una în raport cu cealaltă.

3.2. Modelarea solicitărilor electrodinamice ale conductoarelor

3.2.1. Conductoare coplanare, rectilinii, filiforme, de lungimi finite

Se consideră două porțiuni, OA, O_1A_1 , ale unor căi de curent, Fig.3.3, coplanare și filiforme (având dimensiunile secțiunii transversale neglijabile în raport cu lungimea), parcurse de curenții i , i_1 . Alegând un sistem rectangular de axe, dispus ca în Fig.3.3, căile de curent OA, O_1A_1 vor fi așezate respectiv pe drepte de ecuații:

$$OA : (x=0, z=0), O_1A_1 : (y=mx+n, z=0), m, n = \text{const.}, \quad (3.11)$$

unde:

$$m = \tan \alpha. \quad (3.12)$$

Pentru calculul solicitărilor electrodinamice ale celor două căi de curent, se face apel la expresia (3.1) a forței lui Laplace. Inducția magnetică $\vec{B}$, produsă în punctul $M(0, y, 0)$ de curentul de intensitate i_1 , se calculează cu relația (3.3); pentru produsul vectorial $(d\vec{\ell} \times \vec{r}_0)$, ținând seama de Fig.3.3, rezultă:

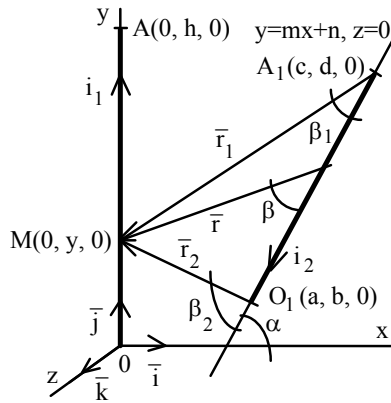


Fig.3.3

Conductoare coplanare

$$d\vec{\ell} \times \vec{r}_0 = -\vec{k} d\ell \sin \beta, \quad (3.13)$$

unde, având în vedere (3.11):

$$d\ell = \sqrt{dx^2 + dy^2} = \sqrt{1+m^2} dx, \quad (3.14)$$

$d\ell$ fiind elementul de lungime pe conductorul O_1A_1 . Din Fig.3.3, se mai obține:

$$\left. \begin{aligned} x_0 &= \frac{y-n}{m-\tan(\alpha-\beta)}, \\ r &= \frac{y-n}{[m-\tan(\alpha-\beta)]\cos(\alpha-\beta)} \end{aligned} \right\} \quad (3.15)$$

iar din (3.15₁):

$$\frac{dx_0}{d\beta} = \frac{n-y}{[m - \operatorname{tg}(\alpha - \beta)]^2 \cos^2(\alpha - \beta)} . \quad (3.16)$$

Ținând seama de (3.3), (3.13), inducția $\bar{B}$ se calculează cu relația:

$$\bar{B} = -\bar{k} \frac{\mu_0 i_1}{4\pi} \int_{\beta_1}^{\beta_2} \frac{d\ell \sin \beta}{r^2} . \quad (3.17)$$

Având în vedere (3.14),...(3.16), prin integrarea relației (3.17), rezultă:

$$\bar{B} = \bar{k} \frac{\mu_0 i_1 \sqrt{1+m^2}}{4\pi(n-y)} (\cos \beta_1 - \cos \beta_2) . \quad (3.18)$$

Pe seama Fig.3.3, se obține:

$$\cos \beta_1 = \frac{c - m(y-d)}{\sqrt{(1+m^2)[c^2 + (y-d)^2]}}, \cos \beta_2 = \frac{a - m(y-b)}{\sqrt{(1+m^2)[a^2 + (y-b)^2]}} , \quad (3.19)$$

încât, pentru inducția $\bar{B}$, în conformitate și cu relația (3.18), rezultă expresia:

$$\bar{B} = \bar{k} \frac{\mu_0 i_1}{4\pi(n-y)} \left[\frac{c - m(y-d)}{\sqrt{c^2 + (y-d)^2}} - \frac{a - m(y-b)}{\sqrt{a^2 + (y-b)^2}} \right] . \quad (3.20)$$

Procedând în mod similar, pentru inducția $\bar{B}_I$, produsă de curentul i într-un punct de coordonate $(x, y, 0)$, situat pe conductorul O_1A_1 , se obține:

$$\bar{B}_I = \bar{k} \frac{\mu_0 i}{4\pi x} \left[\frac{y-h}{\sqrt{x^2 + (y-h)^2}} - \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \right], y = mx + n . \quad (3.21)$$

Relațiile (3.20), (3.21) permit calculul forțelor electrodinamice care acționează asupra căilor de curent considerate în Fig.3.3. Pentru produsul vectorial $(d\vec{\ell} \times \vec{B})$, relativ la căile de curent OA, O_1A_1 , rezultă respectiv expresiile:

$$\left. \begin{aligned} d\vec{\ell} \times \vec{B} &= \vec{i} B dy, (OA), \\ d\vec{\ell} \times \vec{B}_1 &= -\vec{i} B_1 d\ell \sin \alpha + \vec{j} B_1 d\ell \cos \alpha, (O_1A_1). \end{aligned} \right\} \quad (3.22)$$

Ținând seama de expresia (3.1) a forței lui Laplace, precum și de relațiile (3.20)...(3.22), solicitările specifice, $\vec{f}(y)$, $\vec{f}_1(x,y)$, perpendiculare în planul, xOy, respectiv pe căile de curent OA, O₁A₁, rezultă de forma:

$$\left. \begin{aligned} \vec{f}(y) &= \frac{d\vec{F}}{dy} = \vec{i} \frac{\mu_0 i i_1}{4\pi(n-y)} \left[\frac{c-m(y-d)}{\sqrt{c^2+(y-d)^2}} - \frac{a-m(y-b)}{\sqrt{a^2+(y-b)^2}} \right], \\ \vec{f}_1(x,y) &= \frac{d\vec{F}_1}{d\ell} = \frac{\mu_0 i i_1}{4\pi x} \left[\frac{y-h}{\sqrt{x^2+(y-h)^2}} - \frac{y}{\sqrt{x^2+y^2}} \right] \times \\ &\quad \times (-\vec{i} \sin \alpha + \vec{j} \cos \alpha). \end{aligned} \right\} \quad (3.23)$$

Forțele electrodinamice rezultante $\vec{F}$, $\vec{F}_1$, se obțin de forma:

$$\vec{F} = \int_0^h \vec{f}(y) dy, \vec{F}_1 = \int_{O_1A_1} \vec{f}_1(x,y) d\ell, \quad (3.24)$$

dℓ fiind dat de (3.14). Relațiile (3.23), (3.24) evidențiază faptul că forțele electrodinamice prin care interacționează două căi conductoare situate în aer și parcurse de curenți având intensitățile i , i_1 , se pot exprima sub forma:

$$F = 10^{-7} K i i_1, \quad (3.25)$$

unde K este o constantă adimensională, numită factor de contur, dependentă numai de geometria sistemului.

3.2.2. Conductoare paralele, filiforme, de lungimi finite

Configurația sistemului format din două conductoare paralele, filiforme și de lungimi finite, Fig.3.4, reprezintă un caz particular al configurației din Fig.3.3, obținându-se din aceasta prin rotirea, în jurul punctului O₁, a dreptei O₁A₁, până când aceasta devine paralelă cu OA ($\alpha = \pi/2$). În aceste condiții, potrivit relației (3.12), Fig.3.3 și Fig.3.4, se poate scrie:

$$\lim_{\alpha \rightarrow \pi/2} m = \infty, \lim_{\alpha \rightarrow \pi/2} c = a, \lim_{\alpha \rightarrow \pi/2} d = g, \quad (3.26)$$

ecuația dreptei O_1A_1 devenind de forma:

$$x = a, z = 0. \quad (3.27)$$

În condițiile (3.11₂), (3.26), (3.27), rezultă:

$$\left. \begin{aligned} \bar{f}(y) &= i \frac{10^{-7} i i_1}{a} \left[\frac{y-g}{\sqrt{a^2 + (y-g)^2}} - \frac{y-b}{\sqrt{a^2 + (y-b)^2}} \right], \\ \bar{f}_1(y) &= i \frac{10^{-7} i i_1}{a} \left[\frac{y}{\sqrt{a^2 + y^2}} - \frac{y-h}{\sqrt{a^2 + (y-h)^2}} \right], \end{aligned} \right\} \quad (3.28)$$

unde s-a considerat $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ H/m. Forțele rezultante, $\bar{F}$, $\bar{F}_1$, care solicită respectiv conductoarele OA, O_1A_1 , se obțin prin integrarea relațiilor (3.28):

$$\bar{F} = \int_0^h \bar{f}(y) dy, \bar{F}_1 = \int_b^g \bar{f}_1(y) dy, \quad (3.29)$$

și se pot scrie sub forma finală:

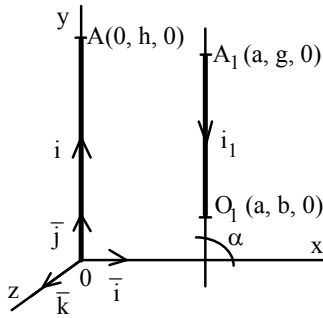


Fig.3.4

Conductoare paralele

$$-\bar{F} = \bar{F}_1 = i 10^{-7} i i_1 \frac{d_1 + d_2 - n_1 - n_2}{a}, \quad (3.30)$$

unde d_1 , d_2 , n_1 , n_2 sunt diagonalele, respectiv laturile neparalele ale trapezului AOO₁A₁, Fig.3.4.

Pentru factorul de contur se obține:

$$K = \frac{d_1 + d_2 - n_1 - n_2}{a}. \quad (3.31)$$

Dacă trapezul AOO₁A₁ devine dreptunghi ($OA = O_1A_1 = h$), factorul de contur K rezultă de forma:

$$K = \frac{2(\sqrt{a^2 + h^2} - a)}{a}. \quad (3.32)$$

În ipoteza $h \gg a$, relația (3.32) conduce la:

$$K \cong \frac{2h}{a}, \quad (3.33)$$

încât, pentru forțele (3.30), se reține expresia:

$$-\bar{F} = \bar{F}_1 = i10^{-7} i i_1 \frac{2h}{a} [SI]. \quad (3.34)$$

Conform relației (3.34), asupra a două conductoare parcurse de curenți acționează forțe electrodinamice egale și de sensuri contrare, de atracție sau de respingere, după cum curenții sunt de același sens sau nu.

3.2.3. Conductoare cu secțiune transversală circulară, paralele, de lungimi finite

În sistemul având configurația din Fig.3.5, forțele de interacțiune pot fi calculate pe baza teoriei forțelor generalizate în câmp magnetic. Inductanța circuitului format din două căi de curent paralele, de lungime h , situate în aer la distanța a unul în raport cu celălalt, este dată de relația:

$$L = 10^{-7} h \left(1 + 4 \ln \frac{a-r}{a} \right), \quad (3.35)$$

unde r este raza secțiunii transversale a căilor de curent. Energia magnetică a sistemului, dată de relația generală:

$$W_m = \frac{1}{2} Li^2, \quad (3.36)$$

ținând seama de (3.35), se poate scrie sub forma:

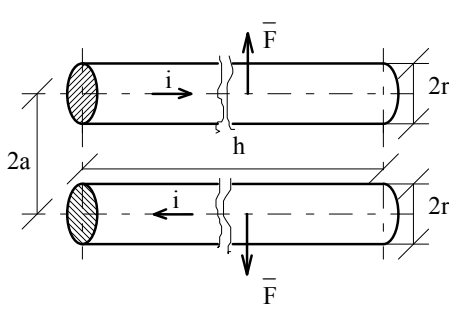


Fig.3.5

Conductoare cu secțiune circulară

$$W_m = 10^{-7} h i^2 \left(\frac{1}{2} + 2 \ln \frac{a-r}{r} \right). \quad (3.37)$$

Pentru forța F , orientată după direcția a , corespunzătoare distanței dintre căile de curent, potrivit relației (3.6), se obține expresia:

$$F = \left[\frac{\partial W_m}{\partial a} \right]_{i=\text{const.}} = \left. \begin{aligned} &= 10^{-7} i^2 \frac{2h}{a-r} [SI] \end{aligned} \right\}. \quad (3.38)$$

3.2.4. Conductoare cu secțiune transversală dreptunghiulară, paralele, de lungimi finite

În cazul căilor de curent paralele, dispuse ca în Fig.3.6, de multe ori sunt îndeplinite condițiile:

$$b \ll a, \quad b \ll c, \quad a, c \ll h. \quad (3.39)$$

Curenții care parcurg secțiunile $(b \cdot dx)$, $(b \cdot dy)$, sunt dați de relațiile:

$$di_1 = i_1 \frac{dx}{c}, \quad di_2 = i_2 \frac{dy}{c}. \quad (3.40)$$

Conform relației (3.34) și având în vedere Fig.3.6, forța $d^2 F_b$ dintre conductoarele cu secțiuni elementare $(b \cdot dx)$, $(b \cdot dy)$, se scrie sub forma:

$$d^2 F_t = 10^{-7} i_1 i_2 \frac{2h dx dy}{c^2 \sqrt{a^2 + (x-y)^2}}. \quad (3.41)$$

Pentru componenta $d^2 F$, se obține expresia:

$$d^2 F = 10^{-7} i_1 i_2 \frac{2h a dx dy}{c^2 [a^2 + (x-y)^2]}. \quad (3.42)$$

Prin integrarea relației (3.42) rezultă:

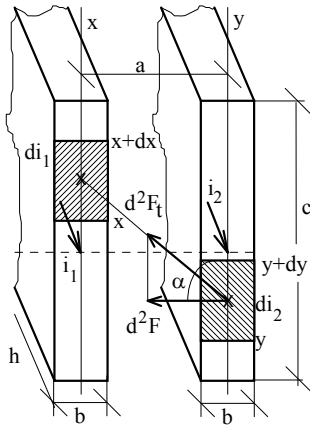


Fig.3.6
Conductoare cu secțiune
dreptunghiulară

$$F = 10^{-7} i_1 i_2 \frac{2ha}{c^2} \int_0^c dx \int_0^c \frac{dy}{a^2 + (x-y)^2} \quad (3.43)$$

Relația (3.43) conduce la expresia finală:

$$F = 10^{-7} i_1 i_2 \frac{2h}{a} \varphi(f), \quad (3.44)$$

unde:

$$\varphi(f) = \frac{a^2}{c^2} \left[\frac{2c}{a} \operatorname{arctg} \frac{c}{a} - \ln \left(1 + \frac{c^2}{a^2} \right) \right] \quad (3.45)$$

Dacă cele două conductoare sunt dispuse ca în Fig.3.7 (pe lat), curenții prin suprafețele elementare $(c.dx)$, $(c.dy)$, se scriu sub forma:

$$di_1 = i_1 \frac{dx}{b}, \quad di_2 = i_2 \frac{dy}{b}, \quad (3.46)$$

încât, corespunzător relației (3.34) și având în vedere Fig.3.7, pentru forța elementară d^2F , de interacțiune dintre conductoarele cu secțiuni elementare $(c.dx)$, $(c.dy)$, rezultă expresia:

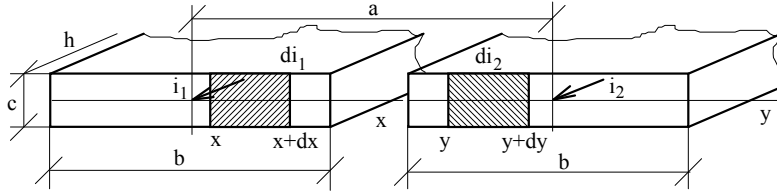
$$d^2F = 10^{-7} i_1 i_2 \frac{2h dx dy}{b^2 (y-x)}. \quad (3.47)$$

Forța de interacțiune se obține prin integrarea expresiei (3.47):

$$F = 10^{-7} i_1 i_2 \frac{2h}{b^2} \int_0^b dx \int_a^{a+b} \frac{dy}{y-x}. \quad (3.48)$$

În urma integrării, forța F rezultă de forma (3.44), unde:

$$\varphi(f) = \frac{a^2}{b^2} \left[\left(1 + \frac{b}{a} \right) \ln \left(1 + \frac{b}{a} \right) + \left(1 - \frac{b}{a} \right) \ln \left(1 - \frac{b}{a} \right) \right] \quad (3.49)$$

**Fig.3.7**

Conductoare cu secțiune transversală dreptunghiulară

Calculul forțelor dintre conductoare cu secțiune dreptunghiulară este expeditiv, dacă valorile funcției de formă, $\phi(f)$, se determină din curbele lui Dwight (Fig.3.8). Comparând relațiile (3.34), (3.44), rezultă că funcția $\phi(f)$ corectează valorile forțelor calculate în ipoteza conductoarelor filiforme.

3.2.5. Conductoare cu secțiune transversală circulară și configurații de tip L și U

Configurațiile de tip L și U (Fig.3.9) sunt frecvent întâlnite în construcția căilor de curent ale echipamentelor. Configurația de tip L, Fig.3.9a, se obține din cea reprezentată grafic în Fig.3.3, impunând condițiile:

$$m = n = a = b = d = 0, \quad c = 1, \quad (3.50)$$

încât, ecuația axei O_1A_1 devine de forma:

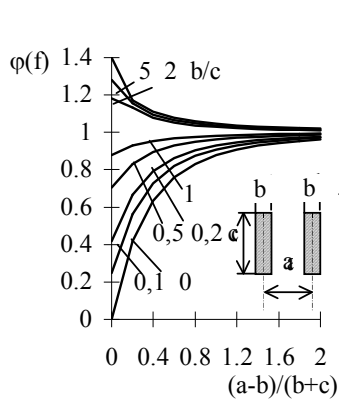
$$y = 0, (\alpha = 0). \quad (3.51)$$

Substituind (3.50), (3.51) în (3.23₁), respectiv (3.23₂) și ținând seama că, în acest caz, $i_l = i$, pentru solicitările specifice $\bar{f}$, $\bar{f}_1$ rezultă:

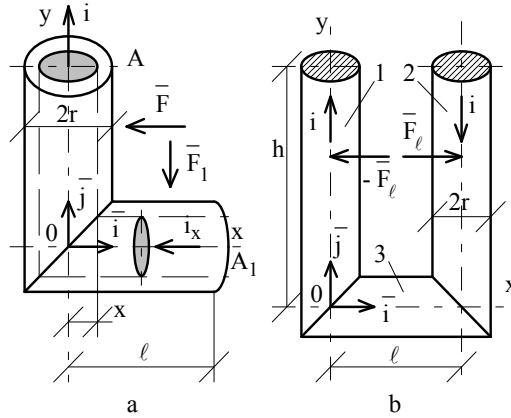
$$\bar{f}(y) = -i10^{-7}i^2 \frac{\ell}{y\sqrt{\ell^2 + y^2}}, \quad \bar{f}_1(x) = -j10^{-7}i^2 \frac{h}{x\sqrt{x^2 + h^2}}. \quad (3.52)$$

Forțele electrodinamice $\bar{F}$, $\bar{F}_1$, care solicită respectiv porțiunile OA, O_1A_1 , rezultă prin integrarea expresiilor (3.52):

$$\bar{F} = \int_r^h \bar{f}(y)dy, \quad \bar{F}_1 = \int_r^\ell \bar{f}_1(x)dx, \quad (3.53)$$

**Fig.3.8**

Curbele lui Dwight

**Fig.3.9**

Configurații de tip L și U

limitele de integrare fiind corespunzătoare ipotezei $r \ll h, \ell$.

Rezolvând integrala de forma:

$$\Im = \int \frac{pdz}{z\sqrt{p^2 + z^2}} \quad (3.54)$$

prin aplicarea succesivă a substituțiilor $z=l/v, \sqrt{1/p^2 + v^2} = u - v$, din relațiile (3.52), (3.53) rezultă în final expresiile:

$$\overline{F} = -i10^{-7}i^2 \ln \frac{h(\ell + \sqrt{r^2 + \ell^2})}{r(\ell + \sqrt{h^2 + \ell^2})}, \overline{F}_1 = -j10^{-7}i^2 \ln \frac{\ell(h + \sqrt{h^2 + r^2})}{r(h + \sqrt{h^2 + \ell^2})}. \quad (3.55)$$

Forțele electrodinamice $\overline{F}, \overline{F}_1$ sunt perpendiculare, în planul xOy, respectiv pe porțiunile OA, O_1A_1 (Fig.3.9a), având tendința de a aduce în prelungire cele două segmente ale configurației de tip L.

În calculul forțelor (3.55), admitându-se ipoteza $r \ll h, \ell$, a fost posibilă neglijarea solicitărilor datorate inducției magnetice din interiorul căilor de curent. Dacă însă raza r are valori comparabile cu una din dimensiunile configurației de tip L, de exemplu cu ℓ , este necesar ca în calcule să fie considerate și componentele forțelor electrodinamice produse prin interacțiunea dintre câmpul magnetic din interiorul unui segment și curentul din celălalt.

În ipoteza menționată, considerând că porțiunea OA este foarte extinsă, $h \rightarrow \infty$, pentru forța electrodinamică specifică exterioară, $\overline{f}_1(x)$, dată de relația (3.52), rezultă expresia simplificată:

$$\overline{f}_1(x) = -j10^{-7} \frac{i^2}{x}, x > r, \quad (3.56)$$

i fiind intensitatea totală a curentului.

Considerând o cale de curent de rază $x < r$, coaxială cu cea reprezentată în Fig.3.9a, parcursă de curentul de intensitate $i_x < i$ și ținând seama de (3.56), pentru forța electrodinamică specifică interioară, $\overline{f}_{1i}(x)$, se obține:

$$\overline{f}_{1i}(x) = -j10^{-7} \frac{i_x^2}{x}, 0 < x < r. \quad (3.57)$$

În ipoteza unei densități de curent constante, se poate scrie:

$$i_x = i \frac{x^2}{r^2}, \quad (3.58)$$

încât, pentru forța electrodinamică specifică $\overline{f}_{1i}(x)$, dată de relația (3.57), se ajunge la expresia:

$$\overline{f}_{1i}(x) = -j10^{-7} \frac{i^2 x^3}{r^4}, 0 < x < r. \quad (3.59)$$

Forțele $\overline{F}_1, \overline{F}_{1i}$, care solicită segmentul O_1A_1 (Fig.3.9a), rezultă prin integrarea expresiilor (3.56), (3.59):

$$\overline{F}_1 = \int_r^\ell \overline{f}_1(x) dx = -j10^{-7} i^2 \ln \frac{\ell}{r}, \overline{F}_{1i} = \int_0^r \overline{f}_{1i}(x) dx = -j0,25 \cdot 10^{-7} i^2. \quad (3.60)$$

Pentru forța electrodinamică totală, $\overline{F}_{1t}$, care solicită segmentul O_1A_1 , ținând seama de (3.60), se obține:

$$\overline{F}_{1t} = \overline{F}_1 + \overline{F}_{1i} = -j10^{-7} i^2 \left(0,25 + \ln \frac{\ell}{r} \right). \quad (3.61)$$

În mod asemănător se poate determina expresia forței electrodinamice totale, care solicită segmentul OA. Pentru determinarea forțelor electrodinamice care solicită o cale de curent cu configurația de tip U, Fig.3.9b, specifică realizării contactelor unor echipamente de comutație, se face apel la procedeul suprapunerii efectelor, dat fiind caracterul liniar al proceselor analizate. Astfel, forțele electrodinamice $\overline{F}_\ell$ se obțin ca rezultante ale forțelor de interacțiune dintre ramurile 1-2, 1-3, respectiv 3-2, 3-1, iar forța $\overline{F}_h$, ca resultantă a forțelor de interacțiune dintre ramurile 2-1, 2-3. Ținând seama de relația (3.38), rezultă expresiile:

$$\overline{F}_\ell = i10^{-7} i^2 \frac{2h}{\ell - r} - \overline{F}, \overline{F}_h = 2\overline{F}_1, \quad (3.62)$$

forțele $\overline{F}$, $\overline{F}_1$ fiind date de relațiile (3.55).

În ipotezele pentru care este adevărată relația (3.61), forța electrodinamică $\overline{F}_h$ se consideră de forma:

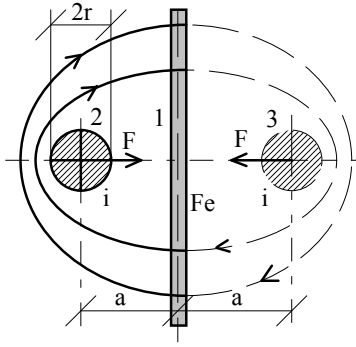
$$\overline{F}_h = 2\overline{F}_{1t}. \quad (3.63)$$

La expresiile (3.62), (3.63) se ajunge și prin utilizarea teoremei forțelor generalizate în câmp magnetic, pornindu-se de la relația inductanței proprii a unui contur de tip U.

3.2.6. Conductoare amplasate în vecinătatea unor corpuri feromagnetice

Asupra unei căi conductoare parcurse de curent electric și situate în vecinătatea unui corp feromagnetic, se manifestă o forță electrodinamică, având tendința de a micșora distanța dintre conductor și corp. Pentru calculul forței electrodinamice de interacțiune dintre o cale de curent paralelă cu un perete feromagnetic, Fig.3.10, se face apel la procedeul conductorului imagine.

Astfel, în ipoteza că peretele feromagnetic 1, paralel cu calea de curent 2, are dimensiuni și permeabilitate magnetică infinite, liniile câmpului magnetic sunt perpendiculare pe suprafața acestuia; în aceste condiții, spectrul în aer al liniilor câmpului magnetic produs de conductorul 2 parcurs de curent rămâne neschimbat, dacă peretele feromagnetic 1 este substituit printr-un conductor imagine 3, simetric față de 2 în raport cu peretele și parcurs de un curent având intensitatea i , egală în valoare și de același sens cu cea corespunzătoare curentului care parcurge conductorul 2. Rezultă astfel că forța electrodinamică de interacțiune dintre peretele feromagnetic 1 și calea de curent 2 este egală cu

**Fig.3.10***Metoda conductorului imagine*

forța dintre conductoarele 2, 3, paralele și parcurse de curenți având intensitatea i . Ținând seama de relația (3.38) pentru forța F rezultă expresia:

$$F = 10^{-7} i^2 \frac{2h}{2a - r}, \text{ [SI]}, \quad (3.64)$$

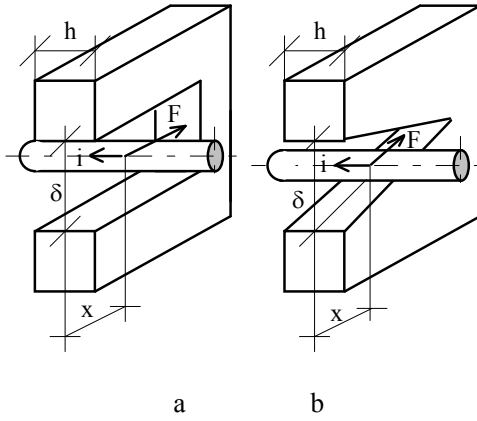
unde h este lungimea căii de curent 2, r -raza secțiunii transversale a acesteia, considerată circulară, iar a -distanța dintre calea de curent și peretele feromagnetic. În ipoteza $r \ll a$, expresia (3.64) devine de forma:

$$F = 10^{-7} i^2 \frac{h}{a}, \text{ [SI]}. \quad (3.65)$$

Solicitările electrodinamice ale conductoarelor amplasate în vecinătatea unor pereți feromagnetici se întâlnesc la echipamentele electrice care funcționează în cuve de oțel, respectiv în celule având pereți sau uși din oțel. În construcții adecvate, interacțiunea electrodinamică dintre căile de curent și piesele feromagnetice este avantajos utilizată, așa cum se întâmplă în cazul camerelor de stingere cu grile feromagnetice; acestea, prevăzute cu nișe dreptunghiulare, triunghiulare sau combinate, exercită forțe electrodinamice de atracție asupra arcului electric de deconectare, a cărui coloană este introdusă și fragmentată între grile. Determinarea forțelor electrodinamice care acționează asupra căilor de curent situate în nișe feromagnetice, Fig.3.11, are la bază teoremele forțelor generalizate în câmp magnetic. Potrivit acestora și având în vedere Fig.3.11, se poate scrie:

$$F = \frac{1}{2} i^2 \frac{dL}{dx}, \quad (3.66)$$

unde $L(x)$ este inductanța conductorului amplasat în nișă.

**Fig.3.11***Efectul de nișă feromagnetică*

Deoarece, în cazul considerat, mărimea inductanței conductorului este egală cu permeanța circuitului magnetic al unei grile, rezultă:

$$F = \frac{1}{2} i^2 \frac{d\Lambda}{dx} \quad (3.67)$$

Pentru ambele tipuri de nișe considerate, dreptunghiulară (Fig.3.11a) sau triunghiulară (Fig.3.11b), permeanța Λ este de forma:

$$\Lambda = \frac{\Lambda_{\delta} \Lambda_{Fe}}{\Lambda_{\delta} + \Lambda_{Fe}}, \quad (3.68)$$

unde Λ_{δ} Λ_{Fe} reprezintă permeanțele porțiunilor de circuit magnetic prin aer, respectiv prin fier. Deoarece $\Lambda_{\delta} \ll \Lambda_{Fe}$, se consideră:

$$\Lambda \cong \Lambda_{\delta}, \quad (3.69)$$

încât forța electrodinamică F , dată de relația (3.67), se scrie sub forma:

$$F = \frac{1}{2} i^2 \frac{d\Lambda_{\delta}}{dx}. \quad (3.70)$$

Pentru nișa dreptunghiulară (Fig.3.11a), permeanța Λ_{δ} a paralelipipedului având dimensiunile bazei x , h , pe care liniile de câmp magnetic îl străbat după direcția δ a înălțimii, este dată de relația:

$$\Lambda_{\delta} = \frac{\mu_0 h x}{\delta}, \quad (3.71)$$

încât, potrivit relației (3.70), pentru forța electrodinamică se obține expresia:

$$F = \frac{1}{2} i^2 \mu_0 \frac{h}{\delta}. \quad (3.72)$$

În cazul nișei triunghiulare (Fig.3.11b), permeanța infinitesimală, $d\Lambda_\delta$ a unui paralelipiped având dimensiunile bazei h și dx , străbătut de liniile câmpului magnetic după direcția δ_x a înălțimii, se scrie sub forma:

$$d\Lambda_\delta = \frac{\mu_0 h}{\delta_x} dx. \quad (3.73)$$

Corespunzător Fig.3.11b, rezultă de asemenea:

$$\frac{\delta_x}{\delta} = \frac{g-x}{g}, \quad (3.74)$$

încât relația (3.73) devine de forma:

$$\frac{d\Lambda_\delta}{dx} = \frac{\mu_0 hg}{\delta(g-x)}. \quad (3.75)$$

Ținând seama de relațiile (3.70), (3.75), pentru forța electrodinamică F , de atracție în nișa triunghiulară, se obține expresia:

$$F = \frac{1}{2} i^2 \frac{\mu_0 hg}{\delta(g-x)}. \quad (3.76)$$

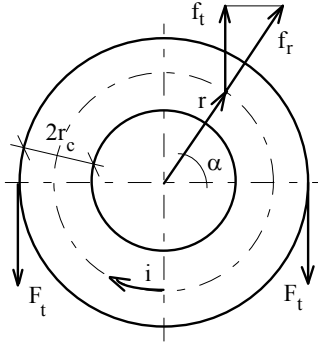
Relațiile (3.72), (3.76) evidențiază faptul că forța electrodinamică de atracție în nișa feromagnetică dreptunghiulară nu depinde de adâncimea de pătrundere a conductorului.

În cazul nișei triunghiulare, valorile aceleiași forțe sunt crescătoare în raport cu parametrul x .

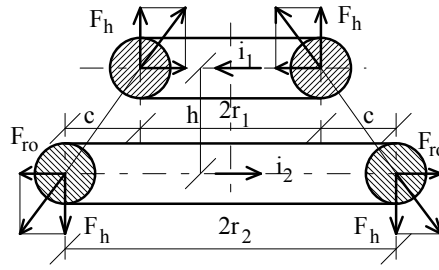
3.3. Modelarea solicitărilor electrodinamice ale spirelor circulare

Se consideră o spirală circulară de rază r , Fig.3.12, realizată din conductor cu secțiune transversală circulară, de rază r_c și parcursă de un curent de intensitate i .

Forțele electrodinamice, puse în evidență într-o astfel de spirală, acționează pe direcții radiale, în sensul creșterii razei r . Aceasta rezultă ca o consecință a integrării, pe toată lungimea spirei, a forțelor electrodinamice de

**Fig.3.12**

*Solicitări electrodinamice ale spirei
circulare*

**Fig.3.13**

*Forțe electrodinamice între spire
circulare*

respingere, care se produc între porțiuni de lungimi elementare, două câte două diametral opuse și parcurse în sensuri contrare de curentul i . Forța electrodinamică radială, F_r , care acționează pe toată lungimea spirei, se poate calcula pe baza teoremelor generalizate în câmp magnetic, fiind dată de relația:

$$F_r = \frac{1}{2} i^2 \frac{dL}{dr}, \quad (3.77)$$

unde L este inductanța spirei, situată în aer; pentru aceasta este cunoscută relația de calcul:

$$L = \mu_0 r \left(\ln \frac{8r}{r_c} - 1,75 \right). \quad (3.78)$$

Din relațiile (3.77), (3.78), pentru forța electrodinamică radială, F_r , se obține:

$$F_r = \frac{\mu_0 i^2}{2} \left(\ln \frac{8r}{r_c} - 0,75 \right). \quad (3.79)$$

Solicitarea radială specifică, f_r , se obține prin raportarea forței totale, F_r , la lungimea cercului de rază r :

$$f_r = \frac{10^{-7} i^2}{r} \left(\ln \frac{8r}{r_c} - 0,75 \right). \quad (3.80)$$

Pentru calculul forței tangențiale F_t , care tinde să rupă spira, corespunzător Fig.3.12, se poate scrie:

$$2F_t = \int_0^\pi f_t d\ell, \quad (3.81)$$

unde:

$$f_t = f_r \sin \alpha \quad (3.82)$$

reprezintă solicitarea tangențială specifică, raportată la unitatea de lungime a spirei. Ținând seama că lungimea elementară pe cerc este de forma:

$$d\ell = r d\alpha, \quad (3.83)$$

din relațiile (3.80),...(3.83) rezultă:

$$F_t = rF_r = 10^{-7} i^2 \left(\ln \frac{8r}{r_c} - 0,75 \right), [\text{SI}]. \quad (3.84)$$

Relația (3.84) permite și calculul aproximativ al forței tangențiale care soliciță o bobină toroidală (de secțiune radială circulară), situată în aer. În acest caz, este necesar să se considere:

$$i = Ni_1, \quad (3.85)$$

N fiind numărul de spire al bobinei, iar i_1 -intensitatea curentului care o parcurge.

Calculul forțelor electrodinamice dintre două spire circulare parcurse de curenți, Fig.3.13, se efectuează, de asemenea, pe baza teoremelor forțelor generalizate în câmp magnetic. Inductanța mutuală dintre spirele considerate este dată de relația:

$$M = \mu_0 r_1 \left[\ln \frac{8r_1}{\sqrt{h^2 + (r_2 - r_1)^2}} - 2 \right]. \quad (3.86)$$

Componenta F_h , dezvoltată după direcția h , Fig.3.13, este dată de relația:

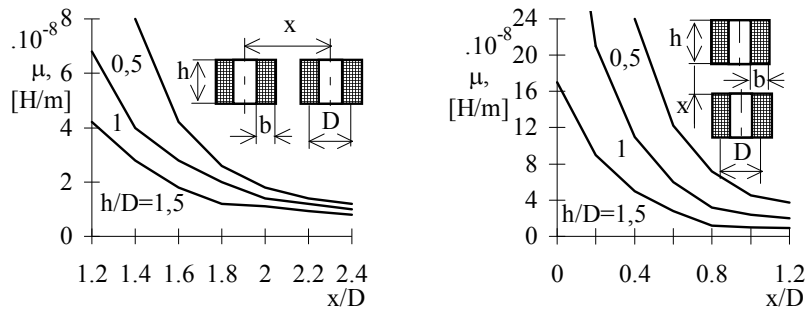


Fig.3.14
Valorile constantei μ

$$F_h = i_1 i_2 \frac{dM}{dh} . \quad (3.87)$$

Ținând seama de (3.86), (3.87) pentru forța electrodinamică de interacțiune dintre spire rezultă expresia:

$$F_h = \mu_0 i_1 i_2 \frac{hr_1}{h^2 + (r_2 - r_1)^2} . \quad (3.88)$$

Forțele electrodinamice F_h sunt de atracție între spire când intensitățile i_1, i_2 au același sens și de respingere, în caz contrar.

Corespunzător Fig.3.13, componentele radiale, F_{r0} , ale forței de interacțiune dintre cele două spire, rezultă de forma:

$$F_{r0} = F_h \frac{r_2 - r_1}{h} , \quad (3.89)$$

F_h fiind forța de interacțiune dată de relația (3.88).

Forțele radiale totale, F_{r1}, F_{r2} , care solicită cele două spire, se obțin prin sumarea algebrică a forțelor de forma (3.79), datorate inductanțelor proprii, cu componentele radiale F_{r0} , datorate inductanței mutuale.

Se obțin astfel expresiile:

$$\left. \begin{aligned} F_{r1} &= \frac{\mu_0 j_1^2}{2} \left(\ln \frac{8r_1}{r_c} - 0,75 \right) - F_h \frac{r_2 - r_1}{h}, \\ F_{r2} &= \frac{\mu_0 j_2^2}{2} \left(\ln \frac{8r_2}{r_c} - 0,75 \right) + F_h \frac{r_2 - r_1}{h}, \end{aligned} \right\} \quad (3.90)$$

unde r_c este raza secțiunii transversale a conductorului fiecărei spire, iar F_h -forța electrodinamică de interacțiune după direcția axei spirelor, dată de relația (3.88). Forța electrodinamică de interacțiune după o direcție x , dintre două bobine cilindrice, fără miez feromagnetic și situate în aer, se calculează pe baza acelorași teoreme ale forțelor generalizate în câmp magnetic.

Ținând seama de (3.10), aceasta se scrie sub forma:

$$F = i_1 i_2 \frac{\partial M}{\partial x}, \quad (3.91)$$

unde i_1, i_2 sunt curenții care parcurg înfășurările, iar M -inductanța mutuală dintre bobine.

În calcule se ține seama că derivata parțială din relația (3.91) se poate scrie sub forma:

$$\frac{\partial M}{\partial x} = N_1 N_2 \mu, \quad (3.92)$$

unde N_1, N_2 sunt numerele de spire ale celor două bobine, iar μ -constantă cu valori dependente de dimensiunile geometrice ale bobinelor și de așezarea lor reciprocă. Valorile constantei μ (care are dimensiunile permeabilității magnetice) se determină din nomograme de calcul, Fig.3.14.

3.4. Modelarea forțelor electrodinamice din instalațiile de curent alternativ

În instalațiile de curent alternativ, dacă regimul de funcționare este permanent, curenții au intensități sinusoidale, la care, pe durata unor regimuri tranzitorii, se pot adăuga și componente continue. Forțele electrodinamice în instalațiile de curent alternativ rezultă astfel variabile în timp, solicitările electrodinamice de intensități maxime fiind produse sub acțiunea curenților de scurtcircuit.

3.4.1. Forțe electrodinamice în instalații monofazate

Forțele electrodinamice care solicită căile de curent ale echipamentelor amplasate în instalațiile monofazate de curent alternativ se calculează cu relații de forma (3.25), în care se consideră $i_l = i$. În aceste instalații solicitarea electrodinamică are intensități mari atunci când este produsă de curenții de scurtcircuit, fiind maximă când gradul de asimetrie al acestor curenți este maxim. În cazul scurtcircuitului depărtat, această situație are loc dacă unghiul de conectare are valorile $\varphi_0 = (2n+1)\frac{\pi}{2}$ ($n=0$ sau $n=1$). Pentru două căi de curent filiforme, paralele, conținute în planul xOy, Fig.3.15, forțele electrodinamice de interacțiune $\vec{F}_1, \vec{F}_2$, determinate în baza relațiilor (3.1), (3.3), se pot considera sub forma:

$$-\vec{F}_1 = \vec{F}_2 = \vec{i}F_k. \quad (3.93)$$

Forța F_k se calculează cu ajutorul relației (3.25), în care se consideră:

$$i_l = i = i_k(t). \quad (3.94)$$

Ținându-se seama de relațiile (4.70), (3.25), pentru forța electrodinamică F_k rezultă expresia:

$$F_k(t) = 2 \cdot 10^{-7} K I_k^2 \left(0,5 + 0,5 \cos 2\omega t + e^{-\frac{2t}{T}} - 2e^{-\frac{t}{T}} \cos \omega t \right), \quad (3.95)$$

unde K este factorul de contur, I_k -valoarea efectivă a intensității curentului de scurtcircuit de regim permanent, iar T -constanta de timp a circuitului. Forța electrodinamică de regim tranzitoriu, având expresia (3.95), este reprezentată grafic în Fig.3.16. Valoarea de vârf maximă, f_s , a forței electrodinamice $F_k(t)$ corespunde intensității curentului de șoc, i_s ; din (3.71), (3.95), aceasta rezultă de forma:

$$f_s = 10^{-7} K i_s^2. \quad (3.96)$$

Ținând seama de expresia (4.72) a intensității curentului de șoc și considerând pentru factorul de șoc valoarea uzuală $k_s=1,8$, din relația (3.96) rezultă:

$$f_s = 3,24 f_k, \quad (3.97)$$

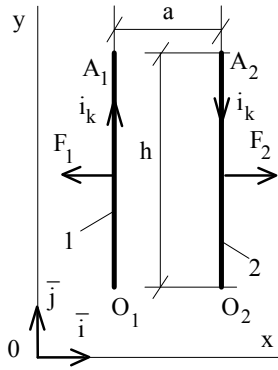


Fig.3.15
Conductoarele instalației
monofazate

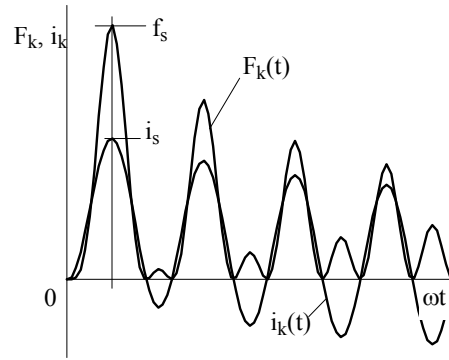


Fig.3.16
Forța electrodinamică
de regim tranzitoriu

unde f_k este valoarea de vârf a forței electrodinamice produsă de curentul de scurtcircuit în regim permanent. Prin trecerea la limită ($t \rightarrow \infty$) în relațiile (4.70), (3.95), se obțin expresiile de regim permanent pentru intensitatea $i_k(t)$ a curentului de scurtcircuit, respectiv pentru forța electrodinamică $F_k(t)$; acestea rezultă de forma:

$$i_k(t) = \sqrt{2} I_k \cos \omega t, F_k(t) = 10^{-7} K I_k^2 (1 + \cos 2\omega t). \quad (3.98)$$

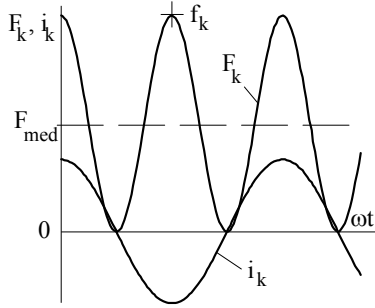
Relațiile (3.98) evidențiază faptul că forța electrodinamică de interacțiune dintre două căi de curent parcurse de un curent având intensitatea armonic variabilă în timp sunt pulsatorii și conțin, pe lângă componenta continuă, o componentă armonică, de pulsație dublă în raport cu pulsația intensității curentului. Expresia (3.98₂) a forței electrodinamice $F_k(t)$ se mai poate scrie sub forma:

$$F_k(t) = 0,5 f_k (1 + \cos 2\omega t), \quad (3.99)$$

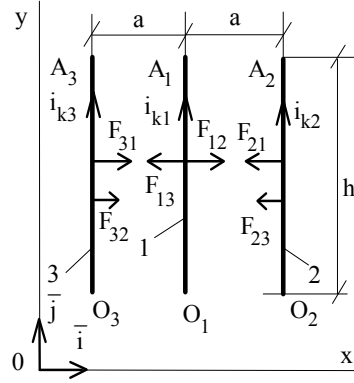
valoarea de vârf fiind dată de relația:

$$f_k = 210^{-7} K I_k^2, \quad (3.100)$$

K fiind factorul de contur, iar I_k -valoarea efectivă a curentului. Valoarea medie, F_{med} , a forței electrodinamice $F_k(t)$ se calculează utilizând relația:

**Fig.3.17**

Forța electrodinamică de regim permanent

**Fig.3.18**

Forțe electrodinamice în instalații trifazate

$$F_{med} = \frac{I}{\pi} \int_0^\pi [0,5 f_k (1 + \cos 2x)] dx \quad (3.101)$$

și rezultă de forma:

$$F_{med} = 0,5 f_k, \quad (3.102)$$

f_k fiind valoarea de vârf.

În Fig.3.17 sunt reprezentate curbele curentului $i_k(t)$ și ale forței electrodinamice $F_k(t)$, date de relația (3.98₂).

Rezultă astfel că forțele electrodinamice din instalațiile monofazate de curent alternativ sunt pulsatorii, atât în regim tranzitoriu cât și în regim permanent, conținând componente continue de respingere între căile de curent.

Calculul forțelor electrodinamice, produse de curenții de scurtcircuit bipolar într-un sistem trifazat, se reduce la modelul unei instalații monofazate, în care se consideră nulă intensitatea curentului de pe faza sănătoasă.

3.4.2. Forțe electrodinamice în instalații trifazate

Se consideră trei căi de curent coplanare în planul xOy (Fig.3.18) filiforme și paralele, parcurse în regim tranzitoriu de un sistem trifazat de curenți având intensitățile:

$$\left. \begin{aligned} i_{k1}(t) &= \sqrt{2}I_k \left[\sin(\omega t - \varphi_0) + e^{-\frac{t}{T}} \sin \varphi_0 \right], \\ i_{k2}(t) &= \sqrt{2}I_k \left[\sin\left(\omega t - \varphi_0 - \frac{2\pi}{3}\right) + e^{-\frac{t}{T}} \sin\left(\varphi_0 + \frac{2\pi}{3}\right) \right], \\ i_{k3}(t) &= \sqrt{2}I_k \left[\sin\left(\omega t - \varphi_0 + \frac{2\pi}{3}\right) + e^{-\frac{t}{T}} \sin\left(\varphi_0 - \frac{2\pi}{3}\right) \right], \end{aligned} \right\} \quad (3.103)$$

unde I_k este valoarea efectivă a curentului de scurtcircuit de regim permanent, T -constantă de timp, iar φ_0 -unghiul de conectare.

Forțele electrodinamice de interacțiune, determinate în baza relațiilor (3.1), (3.3), se scriu sub forma:

$$\overline{F_{31}} = -\overline{F_{13}} = \bar{i}F_{31}, \overline{F_{12}} = -\overline{F_{21}} = \bar{i}F_{12}, -\overline{F_{23}} = \overline{F_{32}} = \bar{i}F_{23}, \quad (3.104)$$

notația F_{mn} având semnificația de forță electrodinamică de interacțiune dintre căile de curent m și n ($m, n=1, 2, 3$). Forțele rezultante, $\overline{F_1}, \overline{F_2}, \overline{F_3}$, care solicită cele trei căi de curent se obțin, corespunzător Fig.3.18, de forma:

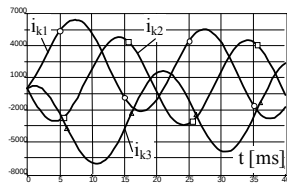
$$\left. \begin{aligned} \overline{F_1} &= \overline{F_{12}} + \overline{F_{13}} = \bar{i}(F_{12} - F_{31}) = \bar{i}F_1, \\ \overline{F_2} &= \overline{F_{21}} + \overline{F_{23}} = \bar{i}(-F_{12} - F_{23}) = \bar{i}F_2, \\ \overline{F_3} &= \overline{F_{31}} + \overline{F_{32}} = \bar{i}(F_{31} + F_{32}) = \bar{i}F_3. \end{aligned} \right\} \quad (3.105)$$

În baza relațiilor (3.25), (3.105) rezultă expresiile:

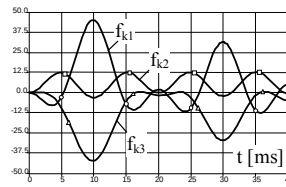
$$\left. \begin{aligned} F_1 &= 10^{-7} K i_{k1}(i_{k2} - i_{k3}), \\ F_2 &= -10^{-7} K i_{k2}(i_{k1} + 0,5i_{k3}), \\ F_3 &= 10^{-7} K i_{k3}(i_{k1} + 0,5i_{k2}), \end{aligned} \right\} \quad (3.106)$$

K fiind factorul de contur, dat de relația (3.33).

Ținând seama de relațiile (3.103), (3.106), pentru forța $F_I(t)$, de pe calea de curent centrală, Fig.3.18, se obține expresia:



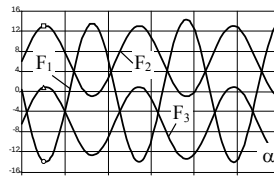
a



b

Fig.3.19

Regimul tranzitoriu al curentului de scurtcircuit trifazat simetric și efectele sale electrodinamice: a-curentul de scurtcircuit; b-forțele electrodinamice.

**Fig.3.20**

Forțe electrodinamice de regim permanent

$$F_1(t) = 2\sqrt{3} \cdot 10^{-7} K I_k^2 \left[\sin(\omega t - \varphi_0) + e^{-\frac{t}{T}} \sin \varphi_0 \right] \times \left[e^{-\frac{t}{T}} \cos \varphi_0 - \cos(\omega t - \varphi_0) \right] \quad (3.107)$$

Considerându-se valori uzuale pentru constanta de timp și factorul de șoc ($T = 4,5 \cdot 10^{-2}$ s, $k_s = 1,8$), din studiul extremelor funcției:

$$\Gamma_1(t) = \frac{F_1(t)}{2 \cdot 10^{-7} K I_k^2} = \frac{F_1(t)}{f_k} \quad (3.108)$$

$F_1(t)$ având expresia (3.107), rezultă că valoarea de vârf γ_I a acesteia este maximă, γ_{1m} , pentru $\varphi_0 = \pi/4$; prin calcul se obține:

$$\gamma_{1m} = 2,8. \quad (3.109)$$

Procedându-se în mod similar pentru studiul forțelor electrodinamice de regim tranzitoriu $F_2(t)$, $F_3(t)$, care solicită căile de curent laterale, se găsește că valorile de vârf maxime, γ_{2m} , γ_{3m} , ale funcțiilor $F_2(t)$, $F_3(t)$, definite prin analogie cu relația (3.108), sunt:

$$\gamma_{2m}, \gamma_{3m} < \gamma_{1m}. \quad (3.110)$$

Reprezentarea curenților de scurtcircuit (3.103) și a forțelor electrodinamice (3.106), produse de aceștia pe durata regimului tranzitoriu ($T = 4,5 \cdot 10^{-2}$ s, $k_s = 1,8$, $\varphi_0 = \pi/4$), este dată în Fig.3.19. Relațiile (3.109), (3.110) evidențiază faptul că, în regim tranzitoriu de scurtcircuit trifazat, solicitarea

electrodinamică cea mai intensă, f_m (valoare de vârf), este suportată de calea de curent centrală a oricărui sistem trifazat de căi de curent coplanare. Ținând seama de (3.108), (3.109), aceasta se poate calcula cu relația:

$$f_m = 2,8 f_k = 5,6 \cdot 10^{-7} K I_k^2, [\text{SI}], \quad (3.111)$$

unde f_k este valoarea de vârf a forței electrodinamice de regim permanent dintre calea de curent centrală și una din căile de curent laterale, K -factorul de contur, iar I_k -valoarea efectivă a intensității curentului de scurtcircuit trifazat de regim permanent. Solicitățile electrodinamice de regim permanent ale sistemului trifazat de căi de curent din Fig.3.18, se obțin pe seama relațiilor (3.106), în care se consideră numai componentele de regim permanent ale intensităților i_{k1} , i_{k2} , i_{k3} , care rezultă prin trecerea la limită ($t \rightarrow \infty$) în sistemul (3.103). În urma efectuării acestor operații, forțele electrodinamice de regim permanent se obțin de forma:

$$\left. \begin{aligned} F_1(t) &= -10^{-7} K I_k^2 \sqrt{3} \sin 2\alpha, \\ F_2(t) &= 10^{-7} K I_k^2 \left(0,5\sqrt{3} \sin 2\alpha + 0,75 \right), \\ F_3(t) &= 10^{-7} K I_k^2 \left(0,5\sqrt{3} \sin 2\alpha - 0,75 \right) \end{aligned} \right\} \quad (3.112)$$

unde s-a notat:

$$\alpha = \omega t - \varphi_0. \quad (3.113)$$

Reprezentarea grafică a forțelor electrodinamice (3.112) este dată în Fig.3.20. Din relațiile (3.112) rezultă că forțele rezultante, care solicită căile de curent ale sistemului trifazat dat în Fig.3.18, ating valoarea de vârf, f_1 , dată de relația:

$$f_1 = 10^{-7} \sqrt{3} K I_k^2. \quad (3.115)$$

Conductoarele laterale sunt solicitate la cicluri alternante nesimetrice; forțele $F_2(t)$, $F_3(t)$, date de relațiile (3.112), conțin componente continue, îndreptate în sensul creșterii distanței dintre căile de curent laterale și cea centrală. Valorile maxime, f_{2a} , f_{3a} , ale forțelor de atracție, respectiv f_{2r} , f_{3r} , ale forțelor de respingere (considerate astfel în raport cu calea de curent centrală), Fig.3.19, din (3.105), (3.112), se obțin de forma:

$$f_{2a} = f_{3a} = 0,116 \cdot 10^{-7} K I_k^2, \quad f_{2r} = f_{3r} = 1,616 \cdot 10^{-7} K I_k^2. \quad (3.116)$$

Din cele prezentate rezultă că, fie în regim tranzitoriu, fie în regim permanent de scurtcircuit trifazat, solicitarea electrodinamică maximă a unui sistem trifazat de căi de curent coplanare și paralele este localizată pe calea de curent centrală. Rezultatele obținute pentru regimul permanent de scurtcircuit trifazat rămân valabile pentru orice regim permanent, în care intensitățile curenților alcătuiesc un sistem trifazat simetric de semnale.

3.5. Stabilitatea electrodinamică a echipamentelor electrice

Stabilitatea electrodinamică a echipamentelor electrice caracterizează capacitatea acestora de a rezista la solicitările mecanice produse sub acțiunea forțelor electrodinamice, atunci când căile de curent ale acestora sunt parcurse de curenți de scurtcircuit. Pentru a garanta funcționarea sigură a echipamentelor electrice montate într-o instalație, este necesară verificarea acestora sub raportul stabilității electrodinamice. În acest scop, se determină, prin procedee specifice de calcul, valoarea intensității curentului de șoc, i_s , corespunzătoare celei mai severe solicitări la care echipamentul poate fi supus pe durata exploatării; aceasta se compară cu valoarea intensității I_d , a curentului limită dinamic, parametru nominal prin care firma constructoare precizează valoarea maximă admisibilă a intensității curentului de șoc pe care echipamentul îl poate suporta, fără pierderea stabilității electrodinamice.

Funcționarea echipamentului este garantată sub raportul stabilității electrodinamice, dacă este satisfăcută relația:

$$i_s \leq i_d. \quad (3.117)$$

Uneori, în cataloagele echipamentelor este precizată valoarea coeficientului de stabilitate electrodinamică, definit prin relația:

$$k_d = \frac{i_d}{\sqrt{2}I_n}, \quad (3.118)$$

I_n fiind intensitatea curentului nominal.

Ținând seama de (3.117), (3.118), relația de verificare a stabilității electrodinamice este în acest caz de forma:

$$i_s \leq \sqrt{2}k_d I_n. \quad (3.119)$$

Pentru unele clase de echipamente de comutație (de exemplu întrerupătoare de putere de înaltă tensiune), verificarea condiției referitoare la

stabilitatea electrodinamică este identică cu verificarea capacității de închidere nominale la scurtcircuit:

$$i_s \leq i_\ell, \quad (3.120)$$

unde i_ℓ -capacitatea de conectare nominală la scurtcircuit, reprezintă valoarea de vârf maximă a intensității curentului de scurtcircuit (curent de șoc), pe care un echipament de comutație îl poate stabili, fără sudarea contactelor sau alte deteriorări mecanice.

3.6. Simularea solicitărilor electrodinamice

3.6.1. Limitatoare rezonante pentru curentul de scurtcircuit

Prin limitarea curentului de scurtcircuit se urmărește atât încadrarea în capacitatea nominală de deconectare a întrerupătoarelor existente, cât și diminuarea principalelor efecte (termic, electrodinamic) ale curentului de scurtcircuit. Se pot avea în vedere mai multe tipuri de limitatoare, unele prezentate în § 2.8. Includerea în rețea a unui limitator LIM pentru curentul de scurtcircuit este prezentată în Fig.3.21a. Schema electrică a limitatorului, de tip rezonant, este dată în Fig.3.21b. Acordat la rezonanță pe frecvența de 50 Hz a rețelei, limitatorul este caracterizat printr-o impedanță de trecere de valori

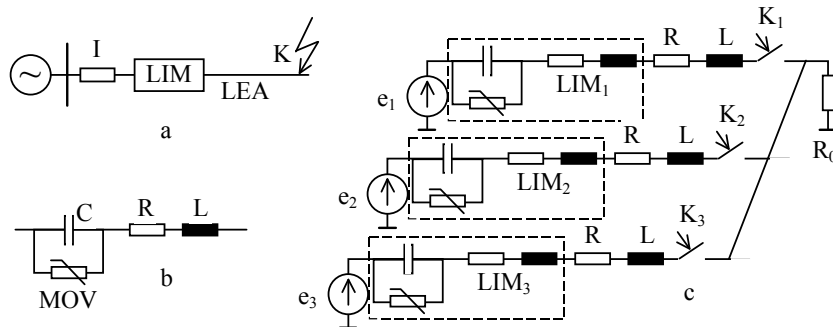
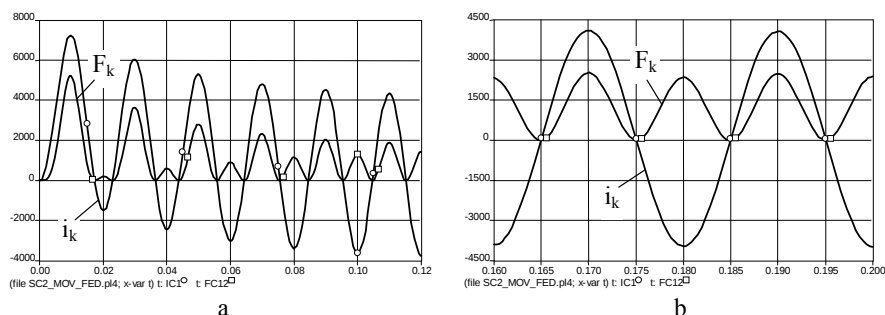


Fig.3.21

Solicitări electrodinamice de scurtcircuit: a-limitarea curentului de scurtcircuit și a efectelor electrodinamice; b-schema electrică a limitatorului rezonant LIM; c-modelul scurtcircuitului trifazat K.

**Fig.3.22**

Solicitări electrodinamice în instalații monofazate: i_k -intensitatea curentului de scurtcircuit; F_k -forța electrodinamică; a-regimul tranzitoriu; b-regimul permanent.

minime, egală practic cu rezistența totală a circuitului. Aceasta face ca, în regim normal de funcționare, efectul de limitare să fie foarte redus, cum reduce de altfel sunt și căderile de tensiune pe circuitul limitator. La scurtcircuit, valorile mari ale tensiunii înregistrate la bornele condensatorului sunt, la rândul lor, limitate prin intervenția varistorului cu oxizi metalici MOV. Deoarece reactanța condensatorului nu mai compensează integral reactanța bobinei, condițiile de rezonanță nu mai sunt satisfăcute și impedanța de trecere a limitatorului crește, regimul de funcționare al acestuia devenind inductiv. Apare astfel efectul de limitare a curentului de scurtcircuit. Modelarea limitatorului conduce la obținerea unor relații de calcul ce permit proiectarea elementelor constructive ale acestuia.

3.6.2. Simularea solicitărilor electrodinamice din instalațiile monofazate de c.a.

Simularea se efectuează în EMTP¹, utilizând schema electrică din Fig.3.21c. Pentru calculul forțelor electrodinamice într-o instalație monofazăată, pe durata simulării se închid doar întrerupătoarele K_1 , K_2 . Se obțin rezultate atât pentru regimul tranzitoriu, cât și pentru cel permanent.

Pe durata regimului tranzitoriu (Fig.3.22a) se evidențiază că valoarea maximă a solicitării electrodinamice corespunde curentului de șoc, având loc la momentul $t=0,01$ s, înregistrat de la producerea scurtcircuitului. Amplitudinea maximă a forței electrodinamice este de 3,24 ori mai mare decât amplitudinea de regim permanent, dacă factorul de șoc are valoarea 1,8. Pe durata regimului permanent (Fig.3.22b), se evidențiază că forța electrodinamică este pulsatorie și

¹ Electromagnetic Transients Program

are pulsația (frecvența) dublă față de cea a curentului (100 Hz, dacă pulsația curentului este de 50 Hz).

3.6.3. Simularea solicitărilor electrodinamice din instalațiile trifazate

Pentru simularea solicitărilor electrodinamice din instalațiile trifazate, se utilizează schema echivalentă de scurtcircuit dată în Fig.3.21c. De altfel, aceasta permite, prin jocul întrerupătoarelor K_1 , K_2 , K_3 , simularea oricărui tip de scurtcircuit, inclusiv scurtcircuitul trifazat simetric, la care solicitarea electrodinamică este maximă. Aceeași schemă face posibilă simularea limitării curentului de scurtcircuit (și a efectelor electrodinamice ale acestuia), posibilă cu ajutorul limitatoarelor rezonante LIM_1 , LIM_2 , LIM_3 . Rezultatele simulării, efectuate cu ajutorul EMTP, sunt reprezentate în Fig.3.23. Intervenția limitatoarelor de curent este evidențiată prin etapizarea simulării. Astfel, pe o durată inițială de circa 0,1 s, scurtcircuitul are loc fără limitare.

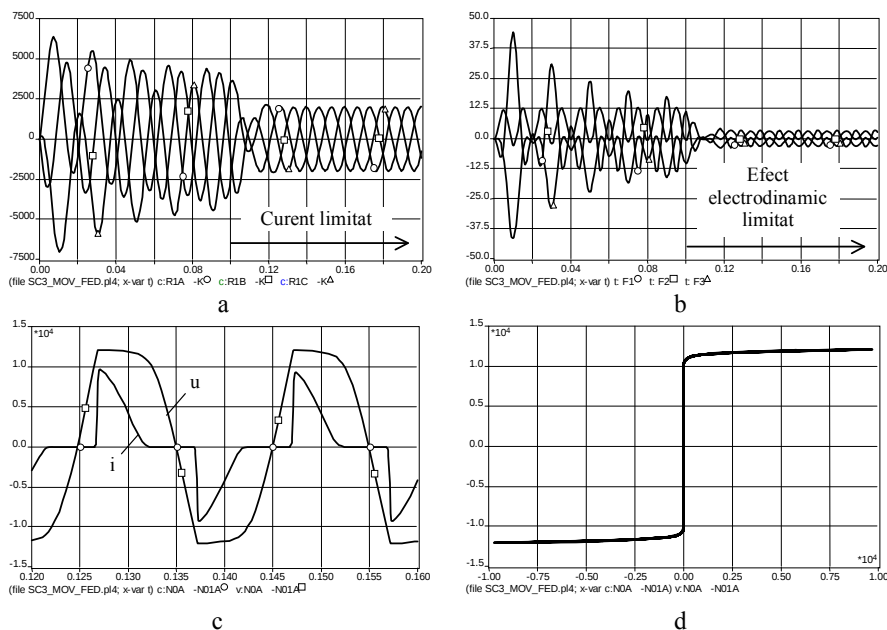


Fig.3.23

Solicitări electrodinamice de regim tranzitoriu în instalații trifazate cu limitatoare rezonante de curent: a-curentul de scurtcircuit; b-forța electrodinamică; c-tensiunea la borne și curentul prin MOV; d-caracteristica voltamper a MOV.

Pe durata următoare, de asemenea de circa 0,1 s, curentul de scurtcircuit este limitat pe fiecare din cele trei faze, prin intervenția limitatoarelor din schemă.

În Fig.3.23a este reprezentat curentul de scurtcircuit pe care, după $t=0,1$ s, este vizibil efectul de limitare. Forțele electrodinamice, calculate în conformitate cu modelul matematic din § 3.4.2, sunt reprezentate în Fig.3.23b. Limitarea curentului de scurtcircuit conduce și la limitarea efectului electrodinamic al acestuia.

Funcționarea MOV din construcția limitatorului rezonant (Fig.3.21b) este ilustrată prin reprezentarea mărimilor electrice specifice. În Fig.3.23c sunt reprezentate tensiunea la borne și curentul absorbit. Caracteristica volt-ampere a MOV este dată în Fig.3.23d.

Capitolul 4

CONTACTE ELECTRICE

Contactele electrice sunt elemente ale căilor de curent, constituite din două piese metalice, prin atingerea cărora se obține conducția electrică.

Atingerea pieselor de contact se realizează sub acțiunea unei forțe F_c , de apăsare în contact, produsă de obicei cu ajutorul unor dispozitive mecanice (resorturi pretensionate).

După cinematica pieselor de contact, pot exista:

- contacte fixe (legături fixe de contact), obținute prin îmbinări demontabile sau nedemontabile (cu șuruburi, nituri, prin sudare etc.) ale pieselor de contact;
- contacte alunecătoare sau glisante, la care piesele de contact se pot deplasa una în raport cu cealaltă, fără întreruperea conducției electrice;
- contacte amovibile, având un element fix și altul amovibil, fără sarcină și fără tensiune (de exemplu contactele siguranțelor fuzibile);
- contacte de comutație, având cel puțin un element de contact mobil, prin deplasarea căruia se obține comutația dinamică în circuitele instalațiilor electrice.

4.1. Rezistența de contact

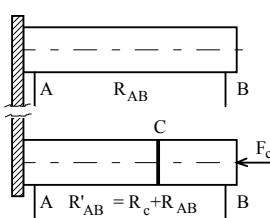


Fig.4.1

*Verificarea experimentală
a rezistenței de contact*

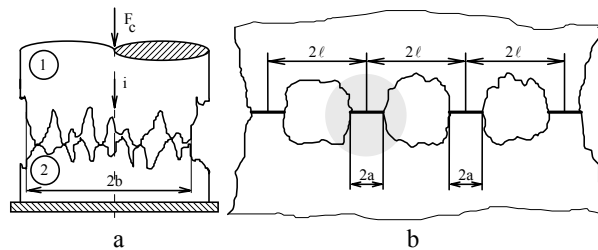


Fig.4.2

*Contact electric:
a-aspect microscopic; b-model de calcul.*

Prezența unui contact electric pe o cale de curent pune, întotdeauna, în evidență o rezistență electrică suplimentară, R_c , numită rezistență de contact. Verificarea experimentală a rezistenței de contact se poate face prin măsurarea, între două puncte A, B (Fig.4.1) a rezistenței unei bare metalice, înainte și după practicarea secționării C a acesteia; se constată că rezistența R_{AB} , măsurată în prezența contactului C, are întotdeauna valori mai mari decât rezistența inițială R_{AB} , diferența reprezentând tocmai valoarea rezistenței de contact R_c . Existența rezistenței de contact se explică pe seama a două procese, constând în stricțiunea liniilor de curent, pe de o parte și în acoperirea suprafeței de contact cu pelicule disturbatoare, pe de altă parte.

În cazul deformării plastice, suprafața reală de contact, A_c , se poate calcula cu relația dată de Holm:

$$A_c = \frac{F_c}{\xi H} = n \pi a^2, \quad (4.2)$$

unde F_c este forța de apăsare în contact, Fig.4.2a, H -duritatea materialului, considerat în condiții de deformare plastică, n -numărul contactelor elementare, a -raza suprafeței circulare a contactului elementar, $0,3 < \xi < 0,75$ (orientativ $\xi = 0,6$)-coeficient de corecție, ținând seama de faptul că duritatea H are valori mai mici în cazul vârfurilor de contact, decât cele determinate macroscopic (prin apăsarea unei sfere pe o suprafață plană). Pentru contacte cu un singur punct de atingere, Fig.4.3, suprafața reală de contact se calculează cu relația:

$$A_c = \frac{F_c}{H} = \pi a^2, \quad (4.3)$$

F_c , a și H având semnificațiile de la relația (4.2). Deformarea plastică a materialului apare dacă forța de apăsare în contact depășește o valoare critică. Pentru contactul din Fig.4.3, aceasta se poate calcula cu relația:

$$F_{cr} = \left(\frac{r}{E} \right)^2 (\pi \xi H)^3, \quad (4.4)$$

unde r este raza de curbură a piesei de contact, iar E -modulul de elasticitate. Se constată, deci, că rezistența de stricțiune R_s , ca o primă componentă a rezistenței de contact, este o consecință a discontinuității secțiunii transversale a căii de

curent în zona de contact, fapt care are ca urmare stricțiunea liniilor de curent, Fig.4.2a.

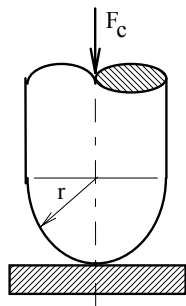


Fig.4.3

Contact punctiform

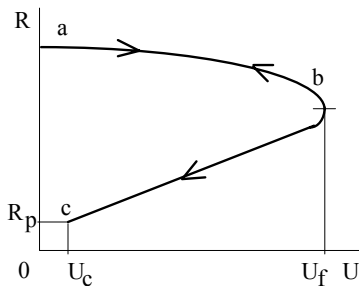


Fig.4.4

Tensiunea de fritare

A doua componentă a rezistenței de contact, rezistența peliculară, R_p , este efectul formării unor pelicule disturbatoare, de obicei cu proprietăți semiconductoare, pe suprafețele pieselor de contact. Structura și grosimea peliculei disturbatoare depinde de metalul pieselor de contact, de temperatura suprafeței de contact și de compoziția chimică a mediului ambiant. Din acest punct de vedere, contactele electrice pot fi:

- cu atingere metalică, realizate în vid, din metale care nu au suferit acțiuni ale mediului ambiant;
- cu atingere cvasimetalică, realizate din metale nobile în atmosferă normală, unde acestea se acoperă cu pelicule având grosimi de 1...2 nm, pe care electronii le străbat aproape în mod liber, prin efect tunel.
- cu peliculă disturbatoare, cum sunt de exemplu contactele din cupru în atmosferă normală sau cele din argint în vapori sulfuroși; în acest caz, între metalul pieselor de contact și gazele din mediul ambiant au loc reacții chimice, peliculele compușilor rezultați având grosimi de ordinul 10^2 nm.

În cazul contactelor cu peliculă disturbatoare, stare în care funcționează de altfel majoritatea tipurilor de contacte din tehnica echipamentelor electrice, conducția se stabilește fie prin fenomenul de fritare, fie ca urmare a deformării plastice a suprafețelor de contact.

Dacă valorile forțelor de apăsare în contact sunt relativ mici (la contactele releelor, în cazul contactelor alunecătoare), stabilirea conducției electrice prin fenomenul de fritare are la bază proprietățile semiconductoare ale peliculei disturbatoare.

În domeniul determinat de porțiunea (ab) a curbei $R(U)$, Fig.4.4, fenomenele sunt reversibile. Dacă tensiunea U , aplicată contactului, depășește însă valoarea U_f , a tensiunii de fritare ($U_f = 10...100$ V), pelicula se străpunge, punctul de funcționare stabilindu-se în (c), unde căderea de tensiune pe contact

are valori mici, corespunzătoare unor valori, de asemenea mici, ale rezistenței peliculare, R_p .

Sub acțiunea unei forțe de apăsare în contact având valori mari, pelicula disturbatoare se fisurează, iar materialul pieselor de contact, care în zona vârfurilor atinge limita de plasticitate, curge prin fisurile formate; în acest caz, conducția electrică se stabilește prin punți metalice, care se formează între piesele de contact. Rezistența peliculară, R_p , se poate calcula utilizând relația:

$$R_p = \frac{R_{p0}}{A_c}, \quad (4.5)$$

unde R_{p0} este rezistența superficială specifică, iar A_c -suprafața reală de contact.

Valorile rezistenței peliculară specifice se determină prin calcul, cu ajutorul unor relații verificate pe cale experimentală. În practica proiectării obișnuite, calculul contactelor electrice se efectuează ținându-se seama numai de rezistența de stricțiune, R_s ; corecțiile, atunci când este cazul, se introduc cu ajutorul relației:

$$R_c = R_s + R_p, \quad (4.6)$$

unde R_c este rezistența de contact, iar R_s , R_p , rezistențele de stricțiune, respectiv peliculară.

În studiul analitic al contactului punctiform se face apel la una din cele două variante de modelare, corespunzătoare acestui tip de contact și anume, fie la modelul sferei de conductivitate infinită, fie la modelul microsuprafeței de contact eliptice, ambele elaborate de Holm. Poate fi de asemenea amintit modelul stricțiunii rectangulare, al lui Féchant.

Potrivit modelului sferei de conductivitate infinită, se consideră că între două piese metalice 1, 2, (Fig.4.5), având rezistivitatea $\rho \neq 0$, contactul electric elementar se realizează prin intermediul unei sfere, având raza a și rezistivitatea nulă. În aceste condiții, în zona locului de contact, liniile de curent sunt radiale, iar suprafețele echipotențiale sunt sfere, concentrice cu sfera de contact.

În cazul modelului microsuprafeței de contact eliptice, suprafața de contact dintre piesele metalice 1, 2 (Fig.4.6), se consideră realizată după o elipsă de semiaxe a , b ; astfel, liniile de curent se orientează după curbele geodezice la suprafețele hiperboloizilor cu o singură pânză, care au drept curbe colier elipse confocale cu elipsa de contact, suprafețele echipotențiale fiind elipsoizi, de asemenea confocali cu această elipsă.

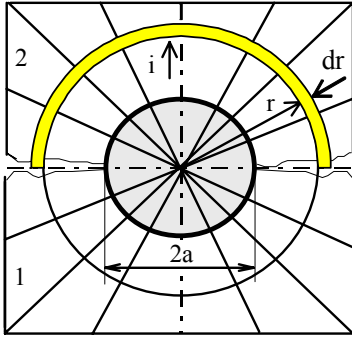


Fig.4.5

Modelul sferei de conductivitate infinită

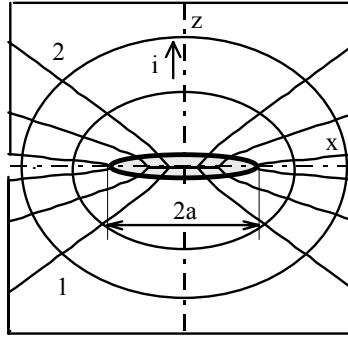


Fig.4.6

Modelul elipsei de contact

$$dR_{1s} = \frac{\rho dr}{2\pi r^2}$$

$$R_{1s} = \frac{\rho}{2\pi a} \int_a^\infty \frac{dr}{r^2}$$

$$R_{1s} = \frac{\rho}{2\pi a}$$

$$R_s = 2R_{1s} = \frac{\rho}{\pi a}$$

Numărul n , al contactelor elementare și raza medie, ℓ , de acțiune a unui contact, se pot calcula cu relațiile:

$$n = 2F_c^{0,8}, \quad \ell = \sqrt{\frac{A_b}{4n}}, \quad (4.22)$$

F_c fiind forța de apăsare în contact.

4.1.2. Influența forței de apăsare, asupra rezistenței de contact

Expresia analitică a dependenței dintre forța F_c , de apăsare în contact și rezistența de contact, este o relație necesară în proiectarea contactelor electrice.

Pentru determinarea rezistenței de contact în cazul contactelor realizate prin acoperiri metalice, se consideră rezistivitatea materialului de bază și duritatea materialului utilizat pentru acoperire.

În cazul contactului punctiform, realizat cu deformare plastică, raza microsuprafeței circulare de contact se calculează cu ajutorul relației (4.3), din care rezultă:

$$A_c = \frac{F_c}{H} = \pi a^2, \quad a = \sqrt{\frac{F_c}{\pi H}}; \quad (4.23)$$

substituind (4.23) în (4.20), se obține:

$$R_s = \frac{\rho}{\pi a}, \quad R_s = \frac{\rho}{\pi} \sqrt{\frac{\pi H}{F_c}}, \quad (4.24)$$

unde R_s este rezistența de stricțiune a contactului punctiform, ρ -rezistivitatea materialului pieselor de contact, F_c -forța de apăsare în contact, iar H -duritatea materialului de contact, considerată pentru zona deformărilor plastice.

Relația (4.24) evidențiază faptul că un contact electric poate fi considerat ca o porțiune a căii de curent, având rezistența electrică dependentă de parametrii fizici de material, la care se adaugă forța F_c , de apăsare în contact.

Suprafața reală de contact a contactelor plane se constituie ca sumă a tuturor suprafețelor contactelor elementare. De obicei, numărul punctelor de contact în acest caz este de 3...20, suprafața reală rezultând totuși foarte mică în raport cu suprafața aparentă de contact. În ipoteza că punctele de atingere ale unui contact electric, realizat între două piese plane, sunt suficient de îndepărtate unul în raport cu celălalt, potrivit relațiilor (4.5), (4.6), (4.20), rezistența de contact, R_c , se poate scrie sub forma:

$$A_c = \frac{F_c}{\xi H} = n \pi a^2, \quad R_c = \frac{\rho}{n \pi a} + \frac{R_{p0}}{n \pi a^2}. \quad (4.25)$$

Eliminând parametrul a între relațiile (4.2), (4.25), pentru dependența $R_c(F_c)$ rezultă, în acest caz, expresia:

$$R_c = \frac{\rho}{\pi} \sqrt{\frac{\pi \xi H}{n F_c}} + \frac{R_{p0} \xi H}{F_c}. \quad (4.26)$$

Deoarece numărul n al punctelor de contact depinde de forța F_c de apăsare în contact și de duritatea H a materialului, relația (4.26) poate fi utilizată numai dacă se cunoaște numărul punctelor de contact. În calculele de proiectare, relația (4.26) se consideră uzual sub forma restrânsă:

$$R_c = c F_c^{-m} + e F_c^{-l}, \quad (4.27)$$

Tab. 4.1

Materialul	Coeficienții funcției de aproximare, [SI]		
	c	m	e
Argint	$0,842 \cdot 10^{-4}$	0,6	$2,25 \cdot 10^{-4}$
Cupru neoxidat	$0,935 \cdot 10^{-4}$		$2,48 \cdot 10^{-4}$
Aluminiu	$1,342 \cdot 10^{-4}$		$1,35 \cdot 10^{-4}$
Sintetizat Cu-W	$1,972 \cdot 10^{-4}$		$12,60 \cdot 10^{-4}$
Cupru cositorit	$0,596 \cdot 10^{-4}$		$0,225 \cdot 10^{-4}$
Cupru argintat	$0,918 \cdot 10^{-4}$		$2,25 \cdot 10^{-4}$

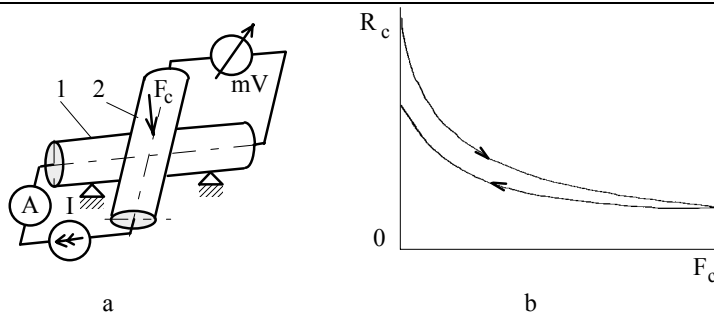


Fig.4.8

Măsurarea rezistenței de contact: a-procedeu; 1,2-piese de contact cilindrice; b-caracteristica rezistenței de contact.

valorile parametrilor c , e , m fiind determinate experimental. În Tab.4.1 sunt date valorile acestor parametri, pentru $R_{p0} = 10^{-12} \Omega\text{m}^2$ și $\xi=0,45$.

Rezistența de contact se poate măsura prin metoda ampermetrului și voltmetrului, schema unui procedeu de măsurare pentru contactul elementar fiind prezentată în Fig.4.8a.

Rezultatele măsurării (Fig.4.8b), indică dependența rezistenței de contact în raport cu forța de apăsare.

În funcție de natura materialelor și de varianta constructivă, există valori limită ale forței de apăsare, la a căror depășire nu se mai obțin scăderi vizibile ale rezistenței de contact. Aceste eforturi au de exemplu valori de $5\ldots 10 \text{ N/mm}^2$ pentru cupru, $20\ldots 30 \text{ N/mm}^2$ pentru aluminiu, $2\ldots 5 \text{ N/mm}^2$ pentru zinc.

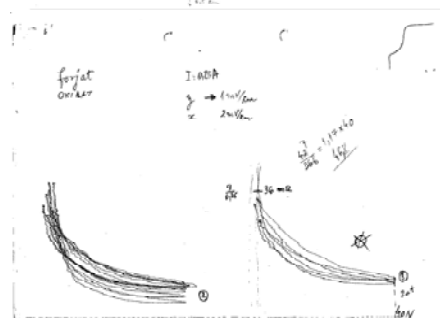
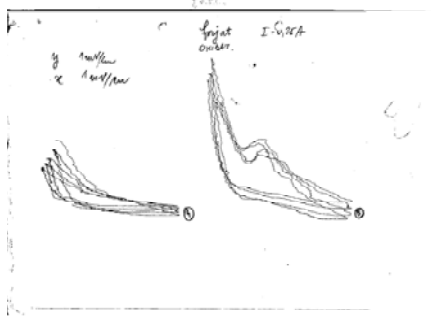
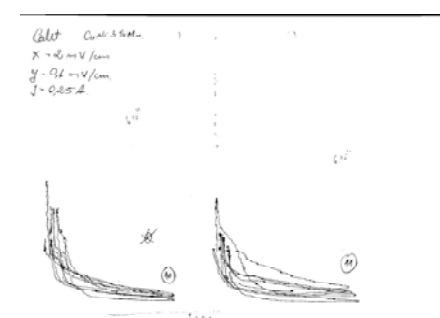
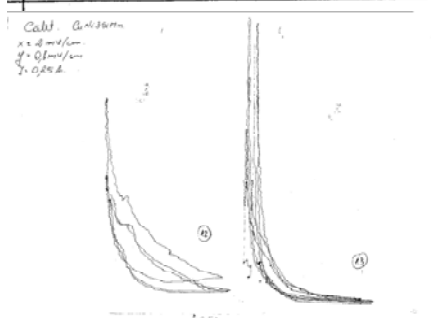
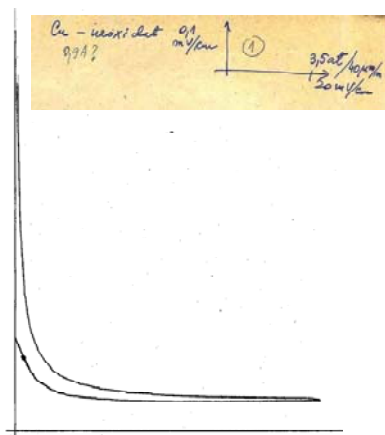
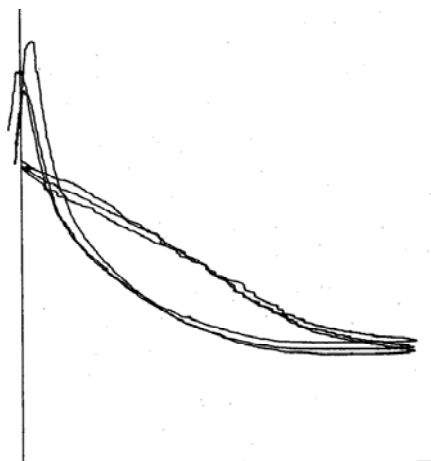
Fenomenul de histerezis, prezent în curbele date în Fig.4.8b, se explică prin apariția, la creșterea forței de apăsare F_c , a unor deformări plastice ale vârfulor de contact.

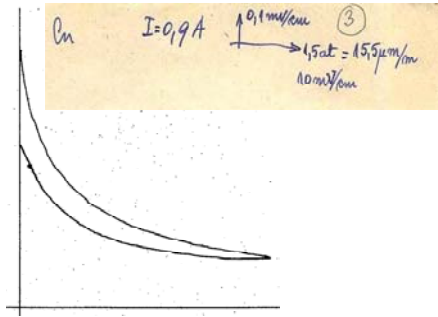
Aceasta conduce la creșterea numărului contactelor elementare, astfel încât valorile rezistenței de contact sunt mai mici la scăderea forței de apăsare, comparativ cu creșterea acesteia.

Un contact electric, parcurs de curenți de intensitate I , se caracterizează prin căderea de tensiune pe contact U_c , dată de relația:

$$U_c = R_c I, \quad (4.28)$$

R_c fiind rezistența de contact.





4.2. Solicităriile contactelor electrice

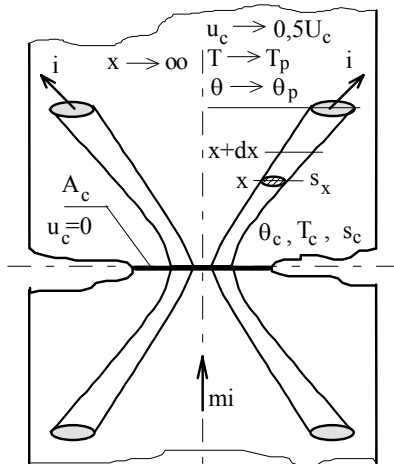
4.2.1. Modelarea regimului permanent de încălzire a contactelor electrice

Orice contact electric închis și parcurs de curent constituie sediul unor transformări electrocalorice, produse prin efect Joule-Lenz.

Se consideră un contact fix, parcurs de curentul de intensitate (mi), unde m este numărul tuburilor de curent care străbat suprafața de contact. În Fig.4.9 sunt reprezentate astfel de tuburi, care delimitează, fiecare, în planul suprafeței de contact, aria s_c . Trecerea curentului este caracterizată de suprafețele echipotențiale și, în același timp, izoterme, s_x . Pe suprafața s_c se înregistrează, în regim permanent de încălzire, temperatura θ_c . Căderea de tensiune pe piesa de contact se măsoară în lungul tubului de curent, în raport cu tensiunea suprafeței de contact, care se consideră nulă, $u_c(0)=0$.

Dacă se consideră că nu există schimb caloric între tuburile de curent, fluxurile termice de transmisie a căldurii prin conducție fiind dirijate numai în lungul acestora, pentru fluxul termic P_x , corespunzător unei suprafețe izoterme s_x , potrivit legii (3.18) a lui Fourier, rezultă expresia:

$$P_x = -\lambda s_x \frac{d\theta}{dx}, \quad (4.29)$$



Fluxul termic P_x se poate scrie succesiv sub formele:

Fig.4.9

Solicitarea termică de regim permanent

$$\left. \begin{aligned} P_x &= p_x V_x = EJx s_x = \frac{du_c}{dx} \frac{i}{s_x} x s_x = \\ &= \frac{du_c}{dx} \frac{u_c}{R_x} x = \frac{du_c}{dx} \frac{u_c}{\frac{\rho x}{s_x}} x = \frac{du_c}{dx} \frac{u_c}{\rho} s_x \end{aligned} \right\} \quad (4.30)$$

Relațiile (4.29), (4.30) conduc la ecuația:

$$u_c du_c = -\lambda \rho d\theta. \quad (4.31)$$

În ipoteza că temperatura de regim permanent θ_c , de pe suprafața de contact, depășește cu puțin temperatura θ_p , înregistrată într-un punct al căii de curent suficient de depărtat de zona contactului, $\theta_c - \theta_p = 5 \dots 10$ °C, ecuația (4.31) se integrează considerându-se, pentru produsul $(\lambda \rho)$, valoarea sa medie constantă, $(\lambda \rho)_{med}$. Prin integrare, rezultă relația lui Kohlrausch, scrisă sub forma:

$$\int_0^{u_c} u_c du_c = -(\lambda \rho)_{med} \int_{\theta_c}^{\theta} d\theta \quad (4.32)$$

sau:

$$\theta_c - \theta = \frac{u_c^2}{2(\lambda \rho)_{med}}. \quad (4.33)$$

Pentru un punct al căii de curent, suficient de depărtat de contact, caracterizat prin temperatura de regim permanent θ_p și tensiunea $u_c = 0,5 U_c$, relația (4.33) devine de forma:

$$\theta_c - \theta_p = \frac{U_c^2}{8(\lambda \rho)_{med}}, \quad (4.334)$$

U_c fiind căderea de tensiune pe contact, iar θ_c -temperatura de regim permanent pe suprafața de contact. Dacă temperatura θ_c are valori apropiate de punctul de

topire al metalului contactului, ecuația (4.31) se integrează în ipoteza legii Wiedemann-Franz-Lorenz:

$$\lambda \rho = LT, \quad (4.35)$$

unde λ , ρ reprezintă conductivitatea termică, respectiv rezistivitatea metalului pieselor de contact, T -temperatura absolută a acestora, iar $L=2,4 \cdot 10^{-8} \text{ V}^2/\text{°K}^2$ -cifra Lorenz pentru metale. Deoarece $d\theta=dT$, din (4.31) se obține:

$$\int_0^{u_c} u_c du_c = -L \int_{T_c}^T T dT \quad (4.36)$$

sau:

$$u_c^2 = L(T_c^2 - T^2), \quad (4.37)$$

T_c fiind temperatura suprafeței de contact.

Pentru o suprafață echipotențială (izotermă), situată la distanță suficient de mare de suprafața de contact ($x \rightarrow \infty$, Fig.4.9), deci pentru $T=T_p$, $u_c=0,5U_c$, relația (4.37) devine de forma:

$$T_c = \sqrt{\frac{U_c^2}{4L} + T_p^2}. \quad (4.38)$$

Relația (4.38) permite calculul temperaturii de regim permanent, T_c , a suprafeței de contact, atunci când se cunosc valorile căderii de tensiune pe contact, U_c , care pot fi ușor măsurate și temperatura de regim permanent T_p , corespunzătoare unui punct al căii de curent, suficient de depărtat față de suprafața de contact. În calculul regimului permanent de încălzire a contactelor electrice, prezintă interes stabilirea unei expresii de legătură între temperatura de regim permanent și forța de apăsare. În baza modelului sferei de conductivitate infinită, Fig.4.5, pentru rezistența de stricțiune a unei pelicule semisferice de rază r și grosime dr , se poate scrie:

$$dR_s = \frac{\rho dr}{2\pi r^2}. \quad (4.39)$$

De asemenea, prin diferențiere în (4.37) se obține:

$$du_c = -\frac{\sqrt{L}TdT}{\sqrt{T_c^2 - T^2}}. \quad (4.40)$$

Deoarece se mai poate scrie:

$$du_c = idR_s, \quad (4.41)$$

i fiind intensitatea curentului care traversează contactul punctiform, din (4.35), (4.39)...(4.41), după separarea variabilelor, rezultă:

$$-\int_{T_c}^{T_p} \frac{dT}{\sqrt{T_c^2 - T^2}} = \frac{i\sqrt{L}}{2\pi\lambda} \int_a^\infty \frac{dr}{r^2}. \quad (4.42)$$

În urma integrării, se obține expresia:

$$\arccos \frac{T_p}{T_c} = \frac{i\sqrt{L}}{2\pi\lambda}. \quad (4.43)$$

Ținând seama de relațiile (4.23), (4.43), forța de apăsare în contact, F_c , rezultă de forma:

$$F_c = \frac{LHi^2}{4\pi\lambda^2 \left[\arccos \left(\frac{T_p}{T_c} \right) \right]^2}, \quad (4.44)$$

unde λ , H sunt conductivitatea termică, respectiv duritatea materialului pieselor de contact, i -intensitatea curentului, T_c , T_p -temperaturile înregistrate pe suprafața de contact, respectiv într-un punct al căii de curent, depărtat față de contact. Încălzirea de regim permanent se verifică prin relația:

$$T_c - 273,15 \leq \theta_{ad}^c, \quad (4.45)$$

unde T_c este temperatura suprafeței de contact, calculată cu una din relațiile (4.38), (4.43), iar θ_{ad}^c -temperatura admisibilă corespunzătoare solicitării termice de lungă durată. Pentru unele tipuri de contacte, aceasta are valorile din Tab.4.2.

Pentru determinarea suprafețelor aparente de contact, în calcule se utilizează valori ale densității de curent admisibile, J_{ad} , determinate pe cale experimentală. Astfel, pentru contacte din cupru, se poate considera:

Tab. 4.2

Tipul contactului	θ_{ad}^c , [°C]
Contacte tip fișă, de cupru și aliajele lui	70
Contacte de cupru și aliajele lui, pentru întrerupătoare	90
Contacte masive, alunecătoare și frontale, de cupru și aliajele lui	110
Masive, alunecătoare sau frontale, cu plăcuțe de argint, lipite sau sudate	120
Contactele siguranțelor fuzibile	

Tab. 4.3

Materialul	Domeniul de utilizare	F_c [N]
Wolfram	Relee cu frecvență mare de conectare	>1
Compoziție Ag-Cd0	Relee cu frecvențe mari de conectare	0,3...1
Argint	• cu frecvență mică de conectare	0,2
	• cu frecvență mare de conectare	0,5
Platină și aliajele ei		0,5...1

Tab. 4.4

Materialul	Domeniul de utilizare	F_{c0} [N/A]
Argint	Contactoare de mică putere	0,04
	Contactoare	0,07...0,14
Cupru	Contactoare	0,14...0,24
	Echipamente de comandă	0,24...0,34
Aliaje pe bază de argint	Contactoare pentru aeronave	0,04
	Contactoare	0,07...0,15
	Întrerupătoare automate de joasă tensiune	0,05

$$J_{ad} = \begin{cases} 0.31 A / mm^2, & \text{pentru } I \leq 200 A, \\ 0.31 - 1.05 \cdot 10^{-4} (I - 200), & \text{pentru } 200 < I \leq 2000 A, \\ 0.12 A / mm^2, & \text{pentru } I > 2000 A. \end{cases} \quad (4.46)$$

Forța de apăsare în contact, F_c , se poate, de asemenea, determina pe baza unor valori verificate pe cale experimentală. În Tab.4.3 sunt date valori

orientative pentru forțele de apăsare în contact la relee, iar în Tab.4.4 sunt precizate valori ale forțelor specifice de apăsare în contact, pentru alte categorii de echipamente electrice.

4.2.3. Modelarea încălzirii la scurtcircuit a contactelor electrice

Caracteristica volt-ampere a unui contact elementar este reprezentată în Fig.4.12, unde notarea zonelor are următoarele semnificații: 1-funcționare normală reversibilă, 2-plastifiere bruscă, 3-plastifiere lentă urmată de lipire, 4-topire, A-spre deconectare, B-spre sudarea contactelor, 5-răcirea contactului sudat, 6-evoluția fazei lichide spre vaporizare, P-formarea plasmei, 7-tensiunea de arc.

Aceste curbe arată că, la creșterea rezistenței de contact sau la creșterea intensității curentului care parcurge contactul, căderea de tensiune pe acesta crește și poate atinge chiar valorile U_p sau U_b , corespunzătoare plastifierii, respectiv topirii metalului în zona de contact.

Dacă în regim normal de funcționare, la solicitare termică de lungă durată, căderea de tensiune nu depășește valoarea admisibilă $U_{c\ ad} < U_p$, sub acțiunea curentilor de scurtcircuit căderea de tensiune pe contact poate atinge și chiar depăși valoarea U_b , ajungându-se astfel la topirea și sudarea suprafețelor de contact. De altfel, relațiile (4.34), (4.38), determinate pentru regimul permanent de încălzire a contactului elementar, evidențiază că fiecărei valori pentru căderea de tensiune pe contact îi corespunde o temperatură, înregistrată pe suprafața de contact. În Tab.4.6 sunt cuprinse aceste valori, calculate pentru diferite metale.

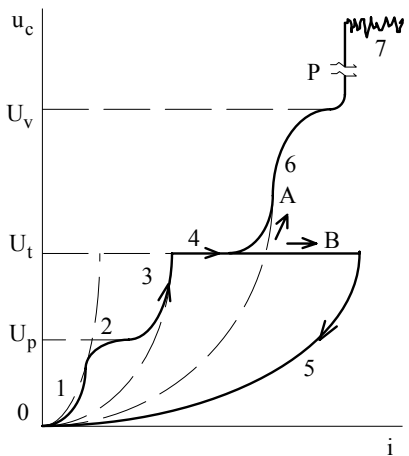


Fig.4.12

Caracteristică volt-ampere a contactului elementar

vârfurilor de contact, ca urmare a creșterii rapide a temperaturii pe microsuprafețele de contact, unde densitatea de curent are valori foarte mari.

Cea mai intensă solicitare termică la scurtcircuit este suportată de contactele echipamentelor de comutație. În cazul contactelor închise și parcurse de curenti de scurtcircuit, se poate ajunge la sudarea

Tab.4.6

Meta- lul	Plastifiere		Lipire în aer		Topire		Vaporizare	
	U_c [mV]	θ_c [°C]	U_c [mV]	θ_c [°C]	U_c [mV]	θ_c [°C]	U_c [mV]	θ_c [°C]
Ag	90	150	100	160	350	960	750	2193
Al	100	150			300	660		2447
Au	80	100			430	1063	900	2817
Cu	100	160	120	190	430	1083	800	2582
Fe	210	500			600	1539		2887
Ni	220	520			650	1453		2837
Pb		200			120	327	190	1750
Pt	250	540	350	960	700	1772	1300	4010
Sn		100				232		2507
W	400	1000	600	1500	100	3380	2100	5527
Oțel						1430		
Oțel inox.	600					1400		

O solicitare mai intensă se întâlnește atunci când curentul de scurtcircuit este stabilit prin închiderea contactelor. Din cauza forțelor inițiale de apăsare în contact având valori mici, în momentul atingerii pieselor de contact se obțin valori mari ale rezistenței de contact.

Căldura degajată în aceste condiții conduce la creșterea rapidă a temperaturii, care poate provoca topirea metalului de pe suprafețele de contact și deci sudarea acestora. Încălzirea contactelor electrice sub acțiunea curenților de scurtcircuit constituie o solicitare de scurtă durată, în care regimul termic poate fi considerat adiabatic. Calculul unui contact elementar în aceste condiții se efectuează pe baza modelului sferei de conductivitate infinită, Fig.4.5, urmărindu-se determinarea condițiilor pentru care stabilitatea termică la scurtcircuit a contactului este asigurată.

Ca și în cazul căilor de curent, valorile limită admisibile, θ_{kad}^c , ale temperaturilor de funcționare a contactelor electrice la scurtcircuit sunt mai mari decât aceleași valori, θ_{ad}^c , acceptate pentru solicitarea termică de lungă durată ($\theta_{kad}^c > \theta_{ad}^c$). Stabilitatea termică la scurtcircuit a unui contact electric este asigurată dacă, în momentul întreruperii curentului de scurtcircuit, temperatura suprafeței de contact are valori cel mult egale cu temperatura limită admisibilă, θ_{kad}^c . Condițiile de realizare a stabilității termice la scurtcircuit pentru un contact punctiform pot fi verificate prin metoda curentului echivalent.

Calcululele privind verificarea stabilității termice a căilor conductoare, solicitate în regim de scurtă durată sub acțiunea curenților de scurtcircuit, se efectuează în ipotezele corespunzător cărora procesul termic se consideră adiabatic, deci fără schimb de căldură cu mediul ambiant.

Datorită variației în limite largi a temperaturii, atât rezistivitatea materialului conductor cât și căldura specifică a acestuia se consideră liniar variabile cu temperatura, după relații de forma:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha_R \theta), c = c_0(1 + \beta \theta), \quad (2.78)$$

ρ_0, c_0 fiind valori corespunzătoare temperaturii de 0°C , iar α_R, β -coeficienții de variație. În aceste condiții, ținând seama și de (2.1), ecuația (2.50) se consideră sub forma:

$$\rho_0(1 + \alpha_R \theta) j_k^2(t) = \gamma c_0(1 + \beta \theta) \frac{d\theta}{dt}, \theta(0) = \theta_0, \quad (2.79)$$

$j_k(t)$ fiind densitatea de curent corespunzătoare intensității $i_k(t)$, a curentului de scurtcircuit.

Integrând ecuația (2.79) pe durată reală, t_k , a procesului de scurtcircuit, se obține:

$$\sigma(t_k) = s^2 R(\theta_0, \theta_k), \quad (2.80)$$

unde:

$$\sigma(t_k) = s^2 \int_0^{t_k} j_k^2(t) dt = \int_0^{t_k} i_k^2(t) dt \quad (2.81)$$

reprezintă solicitarea termică la scurtcircuit, iar:

$$\left. \begin{aligned} R(\theta_0, \theta_k) &= \int_{\theta_0}^{\theta_k} \frac{\gamma c_0(1 + \beta \theta)}{\rho_0(1 + \alpha_R \theta)} d\theta = \\ &= \frac{\gamma c_0}{\rho_0} \left[\frac{\beta}{\alpha_R} (\theta_k - \theta_0) + \frac{\alpha_R - \beta}{\alpha_R^2} \ln \frac{1 + \alpha_R \theta_k}{1 + \alpha_R \theta_0} \right], \end{aligned} \right\} \quad (2.82)$$

-rigiditatea termică la scurtcircuit. Asigurarea stabilității termice la scurtcircuit a echipamentelor electrice impune ca valoarea finală, θ_k , a temperaturii atinse de căile conductoare în momentul t_k , al întreruperii curentului de scurtcircuit, să nu depășească valoarea admisibilă, θ_{kad} , precizată în norme; astfel de valori sunt date în Tab.2.2.

Valoarea admisibilă a solicitării termice la scurtcircuit, σ_{ad} , poate fi calculată cu ajutorul relațiilor (2.80), (2.82), în care se consideră $\theta_0 = \theta_{ad}$, $\theta_k = \theta_{kad}$, unde $\theta_{ad} < \theta_{kad}$ reprezintă valorile admisibile ale temperaturilor corespunzătoare solicitărilor termice de lungă durată, respectiv de scurtă durată (la scurtcircuit). În acest fel se consideră cazul cel mai defavorabil, în care temperatura inițială a solicitării termice la scurtcircuit este egală cu temperatura admisibilă corespunzătoare solicitării termice de lungă durată, încât se admite că:

$$\sigma_{ad} = s^2 R(\theta_{ad}, \theta_{kad}). \quad (2.83)$$

Pentru verificarea stabilității termice la scurtcircuit este necesar calculul solicitării termice la scurtcircuit, $\sigma(t_k)$, posibil de efectuat cu ajutorul metodei curentului echivalent. Conform acesteia, se consideră că solicitarea termică la scurtcircuit este produsă sub acțiunea unui curent echivalent de intensitate I_{ke} , constantă, care acționează pe durata t_{ke} . Ținând seama de relația (2.81₂), se poate scrie:

$$\sigma(t_k) = I_{ke}^2 t_{ke}. \quad (2.84)$$

Aceeași valoare a solicitării termice la scurtcircuit se poate obține sub acțiunea unor curenți de intensități diferite, $I_1 \neq I_2$, care acționează pe durate diferite, $t_1 \neq t_2$; impunând condiția:

$$\sigma(t_1) = \sigma(t_2) = I_1^2 t_1 = I_2^2 t_2, \quad (2.85)$$

rezultă relațiile de echivalență:

$$I_2 = I_1 \sqrt{\frac{t_1}{t_2}}, t_2 = \left(\frac{I_1}{I_2} \right)^2 t_1. \quad (2.86)$$

Solicitarea termică la scurtcircuit se consideră de forma:

$$\sigma(t_k) = \sigma_a(t_k) + \sigma_p(t_k), \quad (2.87)$$

unde $\sigma_a(t_k)$, $\sigma_p(t_k)$ reprezintă solicitările termice produse de componentele aperiodică, respectiv periodică, ale curentului. Cele două solicitări sunt calculabile cu relațiile:

$$\sigma_a(t_k) = m I_k''^2 t_k, \sigma_p(t_k) = n I_k''^2 t_k, \quad (2.88)$$

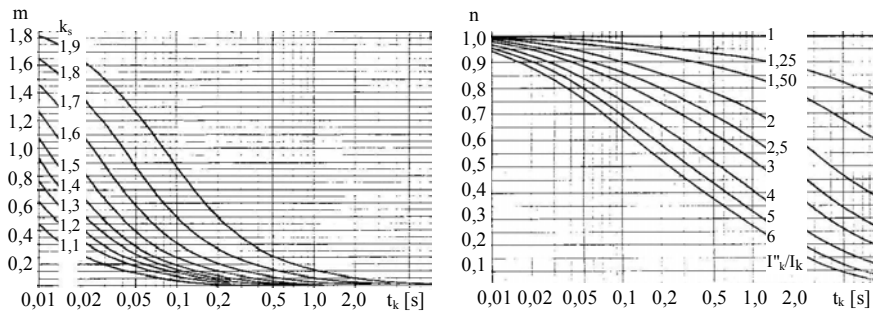


Fig.2.11
Coeficienții de corecție m și n

unde $0 < m(k_s, t_k) \leq 1,8$ și $0 < n(I''_k/I_k, t_k) \leq 2$ sunt coeficienți de corecție, ce pot fi determinați din curbe, pentru $t_{ke} = t_k$ (Fig.2.11). Ținând seama de (2.84), (2.87), (2.88), pentru intensitatea I_{ke} a curentului echivalent de scurtcircuit, se obține expresia:

$$I_{ke} = I_k'' \sqrt{\frac{(m+n)t_k}{t_{ke}}}, \quad (2.89)$$

I_k'' fiind intensitatea curentului de scurtcircuit simetric inițial, t_k -durata reală a scurtcircuitului și t_{ke} -durata curentului echivalent. Având deci determinați parametrii curentului de scurtcircuit, prin metoda curentului echivalent se poate efectua calculul expeditiv al solicitării termice, $\sigma(t_k)$; pentru un echipament supus verificării, stabilitatea termică este asigurată dacă se satisface inegalitatea:

$$\sigma(t_k) \leq \sigma_{ad}. \quad (2.90)$$

Pentru unele echipamente electrice, solicitarea termică admisibilă la scurtcircuit, σ_{ad} , se poate calcula cu ajutorul unei relații de forma (2.84); astfel, pentru întrerupătoarele de înaltă tensiune se consideră:

$$\sigma_{ad} = I_{pr}^2 t, \quad (2.91)$$

unde I_{pr} (capacitatea de deconectare la scurtcircuit) și t (durata admisibilă de menținere a curentului I_{pr}) sunt parametri nominali. În aceste condiții, relația de verificare (2.90) devine de forma:

$$I_{ke}^2 t_{ke} \leq I_{pr}^2 t. \quad (2.92)$$

Dacă pentru echipament nu sunt precizate valori ale parametrilor nominali care să definească stabilitatea termică la scurtcircuit, verificarea se poate efectua în baza relației (2.90), solicitarea termică admisibilă calculându-se cu ajutorul relației (2.83).

Astfel, în ipotezele (2.78), ecuația care descrie regimul tranzitoriu de încălzire a unui contact punctiform sub acțiunea curentului de scurtcircuit este de forma (2.79), unde, pentru densitatea de curent, $j_k(t)$, se consideră valoarea corespunzătoare microsuprafeței de contact. Potrivit Fig.4.5, se poate scrie:

$$j_k(t) = \frac{i_k(t)}{2\pi a^2}, \quad (4.52)$$

$i_k(t)$ fiind intensitatea curentului de scurtcircuit care parcurge contactul, iar a raza suprafeței contactului elementar. Integrând ecuația (2.79) pe durata t_k de existență a curentului de scurtcircuit, se obține relația (2.80), în care, pentru contactul elementar, se consideră:

$$S = 2\pi a^2. \quad (4.53)$$

Prin similitudine cu (2.83), solicitarea termică admisibilă la scurtcircuit, σ_{ad} , corespunzătoare contactului electric elementar parcurs de un curent de scurtcircuit rezultă, ținând seama și de (4.53), de forma:

$$\sigma_{ad} = 4\pi^2 a^4 R(\theta_{ad}^c, \theta_{kad}^c). \quad (4.54)$$

Rigiditatea termică, $R(\theta_{ad}^c, \theta_{kad}^c)$, se determină cu ajutorul relației (2.82), în care se consideră, corespunzător cazului celui mai defavorabil, $\theta_0 = \theta_{ad}^c$, $\theta_k = \theta_{kad}^c$, unde θ_{ad}^c , θ_{kad}^c reprezintă valorile admisibile ale temperaturii suprafeței de contact, corespunzătoare solicitării termice de lungă durată, respectiv de scurtă durată. Stabilitatea termică la scurtcircuit a unui contact electric punctiform este asigurată, dacă este satisfăcută inegalitatea (2.90), care, ținând seama de (2.84), (4.54), se scrie sub forma :

$$I_{ke} \leq 2\pi a^2 \sqrt{\frac{R(\theta_{ad}^c, \theta_{kad}^c)}{t_{ke}}}, \quad (4.55)$$

unde I_{ke} este intensitatea curentului echivalent de scurtcircuit, calculabilă cu relația (2.89), iar t_{ke} -durata de referință a curentului echivalent (v. § 2.3.2). Un contact electric este stabil din punct de vedere termic la scurtcircuit, numai dacă

Tab. 4.7

Materialul	Temperatura admisibilă θ_{kad}^c , [°C]	Densitatea de curent J_t , [A/mm ²]		
		$t_{ke} = 1$ s	$t_{ke} = 2$ s	$t_{ke} = 3$ s
Cupru	250	152	67	48
Alamă	250	73	38	27
Aluminiu	250	89	40	28

rezistența de contact este suficient de mică, fapt care reclamă valori corespunzătoare pentru forța F_c , de apăsare în contact. Relația de verificare a forței de apăsare în contact, pentru un curent de scurtcircuit dat (introdus în calcul prin intensitatea I_{ke} a curentului echivalent), ținând seama de (4.23), (4.55), se obține de forma :

$$F_c \geq \frac{H(\theta_{kad}^c) I_{ke} \sqrt{t_{ke}}}{2\sqrt{R(\theta_{ad}^c, \theta_{kad}^c)}}, \quad (4.56)$$

unde $H(\theta_{kad}^c)$ este duritatea metalului pieselor de contact, considerată la temperatura θ_{kad}^c . Forța F_c , conținută în relația (4.56), trebuie considerată ca o rezultantă a forțelor ce acționează asupra contactului, deoarece, în regim de scurtcircuit, forțele electrodinamice de repulsie în contact au valori mari, care nu se pot neglija.

4.2.4. Modelarea solicitărilor electrodinamice ale contactelor electrice

Stricțiunea liniilor de curent în zona contactelor elementare constituie cauza producerii forțelor electrodinamice de repulsie în contact, care acționează

în sensul îndepărtării pieselor de contact, una în raport cu cealaltă. În regim de scurtcircuit, aceste forțe au valori mari, imprimând contactelor tendința de autodeschidere. Pentru calculul forței electrodinamice de repulsie dintre două piese de contact, considerate cilindrice de rază R , este util modelul sferei de conductivitate infinită, dat în Fig.4.5. Potrivit relației (3.1), forța elementară de repulsie, $d^2 \bar{F}_t$, care se exercită asupra unui tor având secțiunea radială de dimensiuni infinitesimale (dr , $d\alpha$) și conținut în una din piesele de contact, Fig.4.13, se scrie sub forma:

$$d^2 \bar{F}_t = di(d\bar{r} \times \bar{B}). \quad (4.62)$$

Componenta $d^2 F$ a acestei forțe, orientată după axa Oz, rezultă de forma:

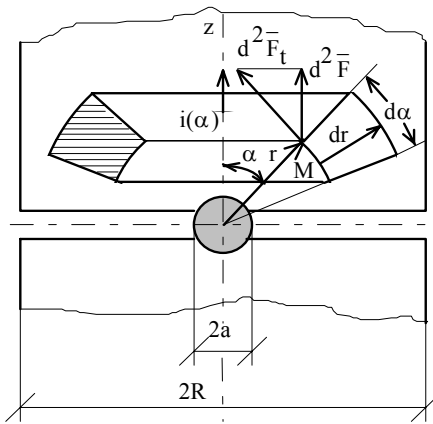


Fig.4.13
Forța electrodinamică de repulsie în contact

$$d^2 F = B di dr \sin \alpha. \quad (4.63)$$

În punctele M (Fig.4.13) inducția magnetică B este produsă de curentul având intensitatea $i(\alpha)$, care parcurge calota sferică definită prin unghiul α . Considerând constantă densitatea de curent pe orice semisferă de centru O, pentru intensitatea $i(\alpha)$ rezultă expresia:

$$i(\alpha) = \frac{i}{2\pi r^2} 2\pi r(r - r \cos \alpha) = i(1 - \cos \alpha), \quad (4.64)$$

i fiind intensitatea curentului care parcurge contactul elementar. În punctele M, inducția magnetică B este dată de relația:

$$B = \frac{\mu_0 i(\alpha)}{2\pi r \sin \alpha} = \frac{\mu_0 i(1 - \cos \alpha)}{2\pi r \sin \alpha}. \quad (4.65)$$

Ținând seama de (4.50), se poate scrie:

$$d[i(\alpha)] = i \sin \alpha d\alpha, \quad (4.66)$$

încât, în condițiile (4.65), (4.66), prin integrarea relației (4.63), rezultă:

$$F = \frac{\mu_0 i^2}{2\pi} \int_a^R \frac{dr}{r} \int_0^{\pi/2} (1 - \cos \alpha) \sin \alpha d\alpha. \quad (4.67)$$

Pentru forța F , de repulsie între contacte, se obține expresia finală:

$$F = 10^{-7} i^2 \ln \frac{R}{a}, \quad (4.68)$$

unde i este intensitatea curentului care parcurge contactul, R , a -razele corespunzătoare pieselor de contact, respectiv contactului elementar și în care s-a considerat $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ H/m-valoarea permeabilității magnetice a vidului.

Datorită forțelor electrodinamice de repulsie, date de relația (4.68), forța rezultantă de apăsare în contact scade încât, conform relației (4.23), are loc și scăderea valorilor razei a ; aceasta conduce la creșterea în continuare a forței de repulsie (4.68), în cele din urmă ajungându-se

fie la topirea și sudarea contactului, fie la autodeschiderea acestuia. Ambele consecințe se elimină prin dimensionarea corespunzătoare a resorturilor care asigură forța de apăsare în contact și prin alegerea judicioasă a geometriei căilor de curent în zona contactului. Pe această ultimă cale, este posibilă compensarea efectelor forțelor electrodinamice de repulsie în contact, prin cele ale unor forțe electrodinamice de contur. Un exemplu în acest sens este prezentat în Fig.4.14, relativ la geometria căii de curent din vecinătatea unui contact de tip punte. Corespunzător variantei din Fig.4.14a, efectul forțelor electrodinamice de repulsie în contact, F , este întărit de forțele electrodinamice de contur, F_d . Prin alegerea convenabilă a geometriei căii de curent,

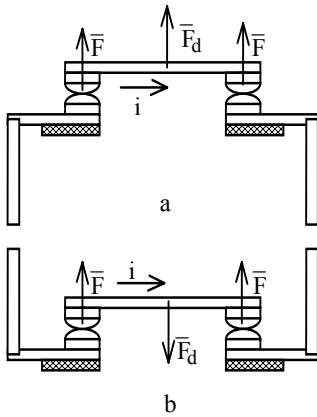


Fig.4.14

*Compensarea forțelor de repulsie
prin forțe de contur*

Fig.4.14b, efectul de autodeschidere a contactului, produs sub acțiunea forțelor de repulsie F , este compensat prin forțele electrodinamice de contur, F_d .

4.2.5. Procese fizico-chimice care afectează starea suprafețelor de contact

Deoarece starea suprafețelor contactelor electrice constituie un element hotărâtor în ce privește durata de viață a acestora, exploatarea rațională a echipamentelor de comutație cu contacte impune cunoașterea, atât a proceselor care pot altera suprafața de contact cât și a măsurătorilor tehnice necesare pentru încadrarea contactelor în durata de viață proiectată.

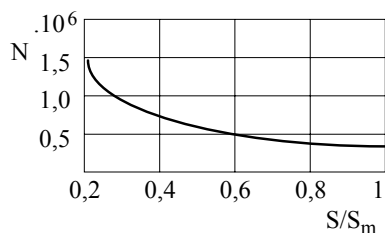
Dintre procesele fizice care afectează starea contactelor, foarte dăunător este cel de coroziune. Acesta este de mare intensitate atunci când contactele sunt realizate cu piese din materiale diferite, deci având potențiale electrochimice de valori diferite. Între piesele unor astfel de contacte se inițiază procese de electroliză locală, favorizate de prezența umezelii, a unor gaze active (amoniac, bioxid de sulf, clor) sau de depunerea, în zona de contact, a unor săruri.

Efectele coroziunii se pot limita prin utilizarea în construcția contactelor a unor metale cu potențiale electrochimice de valori cât mai apropiate; cu bune rezultate, coroziunea se combate prin acoperirea contactelor cu lacuri anticorozive sau prin galvanizarea pieselor de contact. O soluție modernă de protecție constă în utilizarea inhibitorilor de coroziune. Aceștia sunt săruri de aminoacizi care, depuse sub forma unei pelicule pe suprafața de contact, au proprietatea de a frâna reacțiile electrochimice, responsabile de coroziune.

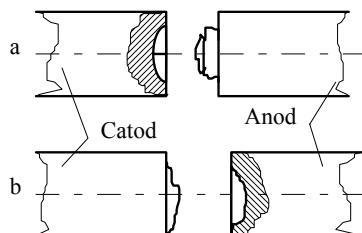
O solicitare de mare intensitate produce asupra contactelor arcul electric de deconectare. Dacă în cazul arcului electric lung, cedarea căldurii se realizează aproape în întregime prin radiație, arcul electric scurt, cu lungimi de câțiva milimetri, cedează pieselor de contact, prin conducție termică, mare parte din căldura acumulată.

În aceste condiții, temperatura contactelor crește rapid la valori mari, având loc evaporarea la suprafață a metalului, proces numit arderea contactelor (uzură electrică, electroeroziune) și care conduce în timp la scăderea masei pieselor de contact.

Intensitatea procesului de uzură electrică este hotărâtoare pentru durata de viață a contactelor, caracterizată prin numărul maxim admisibil de acționări în sarcină. Acesta se poate calcula cu ajutorul unor relații verificate pe cale

**Fig.4.15**

Numărul admisibil de acționări,
pentru contactoare electromagnetice

**Fig.4.16**

Migrația de material: a-brută; b-fină.

experimentală sau poate fi determinat din curbe, puse la dispoziție de firmele constructoare de echipament. Se menționează, în acest sens, relațiile:

$$N = \begin{cases} 10^9 \frac{Q}{q_a t_a I}, I \leq 5A, \\ 10^9 \frac{Q}{q I^2}, I > 5A, \end{cases} \quad (4.69)$$

unde $Q[\text{kg}]$ este uzura contactului (pierderea de masă după N întreruperi), $I[\text{A}]$ -intensitatea curentului întrerupt, t_a -durata de ardere a arcului electric, iar q_a , q -constante de material (de exemplu $q_a=1,8...5 \text{ kg/C}$, $q=5 \cdot 10^{-5} \text{ kg/A}^2$ pentru Ag, respectiv $q_a=3 \text{ kg/C}$, $q=2 \cdot 10^{-4} \text{ kg/A}^2$, pentru Cu).

În Fig.4.15 este prezentată curba numărului limită de întreruperi, pe care un contactor electromagnetic de curent alternativ îl poate efectua, până la atingerea uzurii admisibile la contacte, în funcție de puterea S , S_m fiind valoarea maximă a puterii ce poate fi comandată cu un astfel de echipament. Din diagramă rezultă că numărul de acționări în sarcină, considerat până la atingerea unui grad de uzură limită admisibil pentru contacte (40...50 % din masa inițială), este cu atât mai mic, cu cât puterea întreruptă are valori mai mari, dependență confirmată și prin relația (4.69).

Limitarea intensității uzurii electrice prin ardere a contactelor se obține, în cazul echipamentelor de curent continuu, prin limitarea supratensiunilor de comutație și a duratei de ardere a arcului electric și prin utilizarea, în construcția contactelor, a unor materiale cu punct de topire ridicat. Această ultimă soluție, aplicată în curent alternativ, are dezavantajul prelungirii duratei de ardere a

arcului, deoarece, la schimbarea polarității, temperatura ridicată a pieselor de contact favorizează emisia termoelectronică și deci reamorsarea arcului electric. În aceste condiții, soluția menționată trebuie dublată de realizarea unei viteze suficient de mari de alungire a coloanei arcului, care să favorizeze deionizarea.

Pe lângă arderea contactelor, electroeroziunea se produce și pe calea transportului de material între piesele de contact, fenomen cunoscut sub numele de migrație. Migrația brută se pune în evidență la contactele echipamentelor de curent continuu, în cazul arcului electric scurt, amorsat la tensiuni de 20...25 V și parcurs de curenți cu intensitatea de 5...10 A. Materialul contactelor este transportat de la catod și depus pe anod, aspectul pieselor de contact fiind prezentat în Fig.4.16a.

Dacă, la întreruperea circuitelor, între contacte se evidențiază numai fenomenul de scânteiere, punctul de funcționare găsindu-se în afara domeniului de existență a arcului electric ($U < 10$ V, $I < 5$ A), transportul de material are loc de la anod spre catod (Fig.4.16b), procesul fiind cunoscut sub numele de migrație fină. În exploatare, piesele de contact, supuse eroziunii prin migrație brută sau fină, se recondiționează periodic, până la atingerea uzurii admisibile, după care se înlocuiesc. Noile concepte de mentenanță a echipamentelor electrice presupun și supravegherea electroeroziunii contactelor, pe durata funcționării.

Dintre procesele chimice care afectează starea suprafețelor de contact se menționează oxidarea acestora, reacție având o viteză cu atât mai mare, cu cât temperatura contactelor are valori mai mari. Combaterea oxidării contactelor se obține prin limitarea temperaturilor de funcționare a acestora, prin acoperirea galvanică a suprafețelor de contact cu metale ca Ag, Ni, Cd, Zn sau prin utilizarea unor substanțe antioxidante, sub formă de pastă; o soluție eficientă de combatere a oxidării contactelor electrice constă în montarea acestora în spații protejate (ulei, vid, hexafluorură de sulf etc.).

4.3. Materiale pentru construcția contactelor

În vederea realizării unor funcționalități corespunzătoare a contactelor electrice, materialele destinate construcției acestora trebuie să îndeplinească următoarele cerințe de bază:

- să se caracterizeze prin conductivități electrice și termice de valori cât mai mari;
- să prezinte duritate și rezistență la oboseală având valori ridicate;
- să aibă temperaturi de topire și de vaporizare mari;

- să fie rezistente la eroziune, uzură mecanică și la coroziune, iar peliculele disturbatoare de oxizi să prezinte conductivitate electrică de valori mari;
- să fie ieftine și ușor prelucrabile.

Trebuie remarcat faptul că nici unul din metalele existente nu satisface integral cerințele enumerate, încât, în construcția contactelor se adoptă soluții diferite, care să răspundă în mod rațional atât unor condiții de funcționalitate, cât și unor criterii tehnico-economice.

Se cunoaște că metalele din aceeași grupă a tabelului periodic al elementelor au proprietăți apropiate; astfel cuprul (Cu), argintul (Ag), aurul (Au) se caracterizează prin conductivități electrice și termice ridicate, paladiul (Pd) și platina (Pt) se comportă corespunzător sub raportul migrației fine, iar wolframul (W) și molibdenul (Mo) prezintă temperaturi de topire și de vaporizare ridicate, fiind recomandate pentru construcții intens solicitate sub acțiunea arcului electric. Deoarece Cu are elasticitate redusă și proprietăți mecanice afectate de creșterea temperaturii de funcționare, în construcția contactelor electrice acesta se utilizează aliat fie cu Ag, în proporție de 2...8%, fie cu Ag și cadmiul (Cd). Ameliorarea consistentă a proprietăților elastice ale Cu se obține prin alierea acestuia cu beriliu (Be), luat în proporție de 1,2...2%, compoziție utilizată pe scară largă în construcția lamelor elastice de contact.

O direcție importantă de dezvoltare a materialelor de contact constă în obținerea unor aliaje noi, eliberate de presiunea utilizării unor componente din ce în ce mai rare, cum este beriliul. Acest metal este tot mai scump și mai puțin disponibil, pe de o parte din cauza utilizării pe scară largă în domenii speciale (centrale nucleare, aeronautică, scule antiscănteie etc.) și, pe de altă parte, datorită rezervelor terestre extrem de reduse.

Un material care poate înlocui cu succes aliajele Cu-Be, conținând până la 2,1% Be, este aliajul CuNi4AlSi, realizat de specialiștii de la Institutul de Fizică Tehnică din Iași. Acesta este recomandat pentru construcția elementelor arcuitoare cu conductivitate electrică ridicată, a port-electrozilor, brațelor port-rolă, prizelor, fișelor etc.

Prin valori mari ale conductivităților termică și electrică se caracterizează de asemenea și Ag, peliculele de oxizi formate pe suprafața pieselor confecționate din Ag fiind ușor volatile.

Piese de contact realizate din Ag prezintă însă duritate mică, tendință de sudare și rezistență relativ redusă la electroeroziune. Deoarece unele dezavantaje pot fi diminuate prin aliere, Ag are o largă utilizare în construcția contactelor electrice. Acesta este folosit atât pentru acoperirea galvanică a unor piese de contact executate din alte materiale (de exemplu din Cu), cât și pentru placarea contactelor, prin sudare sau prin lipire.

Argintul, aliat cu cadmiul (până la 37%), conduce la obținerea unui material cu temperatură de topire mai mică, dar având bune proprietăți de

stingere a arcului electric. Oxidul de Cd, format pe suprafața pieselor de contact, modifică neesențial valorile rezistenței de contact, dar micșorează sensibil tendința de sudare a contactelor.

Cercetări relativ recente arată că un alt material, AgSnO_2 , are proprietăți superioare pseudoaliajului AgCdO , cu deosebire în ce privește rezistența la electroeroziune. De altfel, de circa zece ani, pseudoaliajul AgCdO a fost înlocuit, în construcția contactoarelor electromagnetice, cu materialul AgSnO_2 .

Alt metal utilizat în construcția legăturilor de contact este aluminiul. Acesta se caracterizează prin conductivitate electrică și termică de valori mai mici decât cele corespunzătoare cuprului, dar este mai ușor și mai ieftin decât cuprul. Utilizarea Al este restrânsă la realizarea legăturilor fixe de contact, deoarece are duritate și elasticitate de valori mici, iar peliculele de oxizi depuse pe suprafața de contact se caracterizează prin rezistență superficială specifică de valori mari, conducția fiind astfel înrăutățită.

Wolframul este un metal cu o bună stabilitate față de solicitările produse sub acțiunea arcului electric, caracterizându-se prin puncte de topire și de vaporizare ridicate. Conductivitățile termică și electrică sunt de valori mici, dar prezintă duritate ridicată și o bună rezistență mecanică. Se utilizează în construcția contactelor de rupere și a armăturilor de preluare a extremităților coloanei arcului electric de deconectare, repere constructive intens solicitate la electroeroziune.

O utilizare largă în construcția contactelor electrice o au materialele metalo-ceramice, obținute prin sinterizare, compuși care sunează proprietățile contradictorii ale metalelor și aliajelor, referitoare la rezistența față de electroeroziune, respectiv la valorile conductivităților electrică și termică.

Privită din punct de vedere tehnologic, sinterizarea se poate obține prin următoarele procedee:

- sinterizare fără fază lichidă, corespunzător căreia amestecul pulberilor metalelor componente se presează și apoi se încălzesc la temperaturi care nu depășesc punctul de topire al nici unui element component;
- sinterizare cu fază lichidă, la care operația de încălzire produce topirea componentelor care se găsesc în compoziție în cantități mai mici;
- sinterizare cu strecurare, în care produsul poros, obținut prin presarea și încălzirea sub punctul de topire a materialului cu rezistență mecanică ridicată, este imersat în componenta cu temperatura de topire scăzută, aflată în stare topită. Aceasta, pătrunzând prin capilaritate în pori, conduce la obținerea materialului sinterizat.

Compozițiile metalo-ceramice frecvent întâlnite conțin două elemente, de exemplu Cu-W, Cu-Mo, Ag-Ni, Ag-W, Ag-grafit, dar în construcția contactelor electrice sunt utilizate și materiale sinterizate din trei elemente (Ag-

W-Ni, Ag-Cd-Ni, Cu-W-Ni, Cu-Ni-grafit). Metalele din grupa (Cu, Ag) conferă materialelor metalo-ceramice valori ridicate pentru conductivitățile electrică, respectiv termică, celelalte componente imprimând materialelor de contact o bună rezistență la uzură; grafitul micșorează tendința de sudare și are rol de lubrifiant, în cazul contactelor alunecătoare.

Capitolul 5

ELECTROMAGNEȚI

5.1. Generalități

Electromagneții sunt dispozitive electromecanice de conversie a energiei, având drept elemente constructive de bază o bobină amplasată pe un miez feromagnetic, compus la rândul lui dintr-o armătură fixă și alta mobilă; atunci când spirele bobinei sunt parcurse de un curent de excitație, asupra armăturii mobile se exercită forțe sau cupluri active, sub acțiunea cărora aceasta poate executa o deplasare limitată. Electromagneții au o largă utilizare în tehnica echipamentelor electrice, îndeplinind atât funcții de măsurare și control (în cazul releelor electromagnetice) cât și funcții de execuție (dispozitive electromagnetice de acționare). Elementele constructive principale ale unui electromagnet pot fi urmărite în Fig.5.1, unde s-a notat: a-electromagnet având armătura mobilă

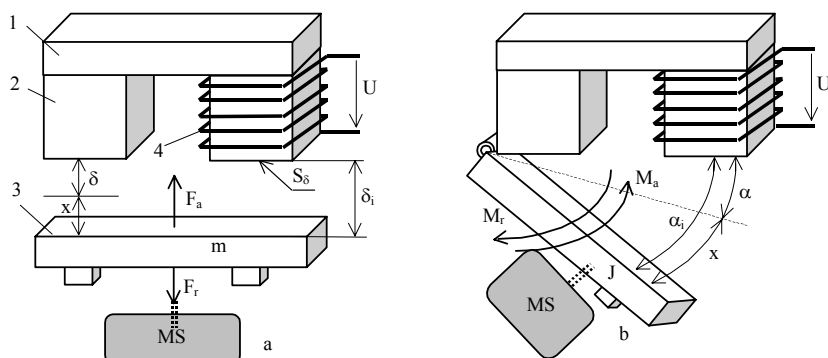


Fig.5.1

Zona întrefierului de lucru: a-armătură mobilă de translație; δ -întrefier liniar; x -deplasare; m -masa redusă; F_r -forța rezistentă; MS-subsistem mecanic; b-armătură mobilă basculantă; α -întrefier unghiular; J -momentul de inerție; M_r -momentul rezistent.

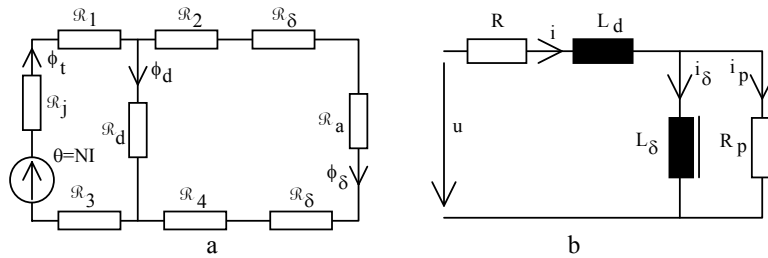


Fig.5.2

Scheme echivalente ale circuitelor unui electromagnet: a-magnetic; b-electric.

cu mișcare de translație, b-electromagnet având armătura mobilă cu mișcare de rotație, 1-jug feromagnetic, 2-piese polare, 3-armătura mobilă, 4-bobină, δ -întrefier de lucru liniar, α -întrefier de lucru unghiular, δ_p , α_p -valorile inițiale maxime, ale întrefierurilor δ și α , S_δ -suprafața polară, F_a , F_r -forța activă, respectiv rezistentă, M_a , M_r -cuplul activ, respectiv rezistent.

Elementele constructive reprezentate în Fig.5.1 se regăsesc la toate tipurile de electromagneți. Aceștia li se adaugă un grup de repere constructive auxiliare, având rol mecanic și care servesc pentru deplasarea predeterminată a armăturii mobile, pentru ghidarea cu frecări minime a acesteia, pentru fixarea electromagnetului etc.

Armătura fixă, construită din jug și piese polare, la care se adaugă armătura mobilă și traseele prin aer stăbătute de fluxul magnetic produs de bobina parcursă de curent, alcătuiesc circuitul magnetic al unui electromagnet. Circuitul electric este constituit din bobină (sau bobine), excitată fie cu ajutorul unor generatoare de tensiune, fie de curent.

Circuitelor magnetic, respectiv electric, ale unui electromagnet li se atașează scheme echivalente, utile în calculul parametrilor care caracterizează funcționarea unui astfel de dispozitiv. Schema echivalentă corespunzătoare circuitului magnetic este reprezentată în Fig.5.2a, unde θ este solenația, $\mathcal{R}_j$, $\mathcal{R}_a$, $\mathcal{R}_\delta$ -reluctanțele magnetice corespunzătoare respectiv jugului, armăturii mobile și întrefierului de lucru, $\mathcal{R}_1 \dots \mathcal{R}_4$ -reluctanțele pieselor polare, $\mathcal{R}_d$ -reluctanța corespunzătoare fluxului magnetic de dispersie, ϕ_d (considerat concentrat), ϕ_t , ϕ_δ -fluxurile magnetice total, respectiv util (care străbate întrefierul de lucru).

În Fig.5.2b este reprezentată grafic schema electrică echivalentă corespunzătoare unui electromagnet, stabilită în baza considerentului că acesta poate fi asimilat cu o bobină având miez feromagnetic, neliniară și parametrică. Notățiile din Fig.5.2b au următoarele semnificații: R -rezistența bobinei, L_d -inductanța corespunzătoare fluxului magnetic magnetic de dispersie, L_δ -inductanța corespunzătoare fluxului magnetic util, ϕ_δ care stăbate întrefierul de

lucru, iar R_p rezistența echivalentă pierderilor de energie în miezul feromagnetic.

Electromagneții se pot clasifica:

- după felul curentului de excitație: electromagneți de curent continuu, respectiv de curent alternativ;
- după tipul constructiv: electromagneți cu mișcare de translație, de rotație, de tip plonjor, cu armătura fixă având configurație de tip U, E sau în manta;
- după modul de lucru: electromagneți de atragere, la care armătura mobilă este atrasă ca urmare a excitării bobinei și electromagneți de reținere, la care armătura mobilă este eliberată la excitarea unei bobine de comandă;
- după numărul solenațiilor din circuitul magnetic: electromagneți neutri, caracterizați printr-o singură solenație și electromagneți polarizați, în al căror circuit magnetic acționează două sau mai multe solenații, independent variabile;
- după funcția îndeplinită: electromagneți pentru măsurare și control, respectiv electromagneți de execuție (de acționare);
- după durata acționării: electromagneți rapizi, normali și temporizați.

5.2. Forța activă a electromagneților de curent continuu

Forța activă dezvoltată de un electromagnet reprezintă efectul variației energiei magnetice înmagazinate în volumul întrefierurilor de lucru și, ca urmare, expresia acesteia se poate determina fie pe baza teoremelor forțelor generalizate în câmp magnetic, fie utilizând tensiunile magnetice maxwelliene considerate pe suprafețele pieselor polare. Energia magnetică W_m , înmagazinată în volumul V_δ corespunzător unui întrefier de lucru prismatic, de lungime δ și suprafață S_δ , Fig.5.1a, se scrie sub forma:

$$W_m = \frac{1}{2} B_\delta H_\delta V_\delta = \frac{V_\delta}{2\mu_0} B_\delta^2, \quad (5.1)$$

B_δ , H_δ fiind inducția, respectiv intensitatea câmpului magnetic în întrefierul considerat, iar $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ H/m-permeabilitatea magnetică a vidului. Ținând seama de relațiile:

$$V_\delta = \delta \cdot S_\delta, \phi_\delta = B_\delta \cdot S_\delta, \quad (5.2)$$

expresia (5.1) a energiei magnetice devine de forma:

$$W_m = \delta \frac{\phi_\delta^2}{2\mu_0 S_\delta}. \quad (5.3)$$

Corespunzător teoremelor forțelor generalizate în câmp magnetic și relației (5.3), pentru forța activă F_δ raportată la un întrefier de lucru al electromagnetului din Fig.5.1a și orientată după direcția δ , rezultă expresia:

$$F_\delta = -\frac{\partial}{\partial \delta} \left[\delta \frac{\phi_\delta^2}{2\mu_0 S_\delta} \right]_{\phi_\delta = ct} = -\frac{\phi_\delta^2}{2\mu_0 S_\delta}, \quad (5.4)$$

semnul (-) indică faptul că forța activă crește dacă scad valorile întrefierului de lucru. La aceeași expresie a forței active se ajunge considerând tensiunea magnetică maxwelliană, $\bar{T}_n$, pe suprafața polară S_δ scad; conform relației (3.5), aceasta are expresia:

$$\bar{T}_n = (\bar{n} \bar{B}_\delta) \bar{H}_\delta = \bar{n} \left(\frac{\bar{B}_\delta \bar{H}_\delta}{2} \right). \quad (5.5)$$

Ținând seama de faptul că, pe suprafața polară, mărimile $\bar{n}$, $\bar{B}_\delta$, $\bar{H}_\delta$ sunt colineare, relația (5.5) se scrie sub forma:

$$\bar{T}_n = \bar{n} \frac{\bar{B}_\delta \bar{H}_\delta}{2}, \quad (5.6)$$

$\bar{n}$ fiind normala la suprafața polară S_δ îndreptată de la armătura mobilă către întrefier. Potrivit relației (3.4), pentru forța activă $\bar{F}_\delta$, rezultă expresia:

$$\bar{F}_\delta = \int_{S_\delta} \bar{n} \frac{\bar{B}_\delta \bar{H}_\delta}{2} dS_\delta = \bar{n} \frac{\bar{B}_\delta \bar{H}_\delta}{2} S_\delta. \quad (5.7)$$

Ținând seama de relațiile:

$$\delta H_\delta = U_{m\delta}, A_\delta = \frac{\mu_0 S_\delta}{\delta} \phi_\delta = \frac{\phi_t}{\sigma_d} = U_{m\delta} A_\delta, \quad (5.8)$$

la care se adaugă și (5.22), unde $U_{m\delta}$ este căderea de tensiune magnetică pe un întrefier, Λ_δ -permeanța acestuia, ϕ_t -fluxul magnetic total produs de bobină, iar $\sigma_d > 1$ -factorul de dispersie, pentru forța activă $\overline{F}_\delta$, dată de relația (5.72), se mai obțin expresiile:

$$\overline{F}_\delta = \overline{n} \frac{\phi_\delta^2}{2\mu_0 S_\delta} = \overline{n} \frac{\phi_t^2}{2\mu_0 \sigma_d^2 S_\delta} = \overline{n} \frac{\mu_0 U_{m\delta}^2 S_\delta}{2\delta^2}. \quad (5.9)$$

Schema electrică atașată unui electromagnet cu două întrefieruri de lucru, Fig.5.1a, are structura reprezentată în Fig.5.2a. Neglijând, într-o primă aproximație, căderile de tensiune magnetică pe reluctanțele $\mathcal{R}_1 \dots \mathcal{R}_4$, $\mathcal{R}_a$, $\mathcal{R}_j$, corespunzătoare traseelor străbătute de fluxul magnetic prin porțiuni feromagnetice, pentru căderea de tensiune magnetică $U_{m\delta}$ pe un întrefier de lucru, rezultă:

$$U_{m\delta} = \frac{Ni}{2}, \quad (5.10)$$

N fiind numărul de spire al bobinei, iar i -intensitatea curentului de excitație.

Pentru forța activă dezvoltată de un întrefier de lucru, ținând seama de (5.93), (5.10), se obține:

$$\overline{F}_\delta = \overline{n} \frac{(Ni)^2}{8\delta^2} \mu_0 S_\delta; \quad (5.11)$$

ținând seama de (5.11), expresia forței active rezultante, $\overline{F}_a$, dezvoltate de un electromagnet cu două întrefieruri de lucru, Fig.5.1a, rezultă de forma:

$$\overline{F}_a = 2\overline{F}_\delta = \overline{n} \frac{(Ni)^2}{4\delta^2} \mu_0 S_\delta. \quad (5.12)$$

Relația (5.12) evidențiază dependența valorilor forței active, dezvoltate de un electromagnet de curent continuu, de mărimea întrefierului de lucru, δ . Datorită ipotezelor simplificatoare în care s-a stabilit relația (5.10), relația (5.12) are domeniul de valabilitate restrâns la cel corespunzător unor valori mari ale întrefierului de lucru ($\delta \cong \delta_j$). Pentru $\delta=0$, forța activă dezvoltată de electromagnet, numită în acest caz forță portantă, are valori finite, deoarece și fluxul magnetic util este finit, limitat de reluctanțele traseelor prin fier.

5.3. Forța activă a electromagneților de curent alternativ

Forța activă a electromagneților de curent alternativ se calculează cu relațiile stabilite pentru electromagneții de curent continuu, deoarece în determinarea acestora nu s-au făcut nici un fel de ipoteze restrictive referitoare la variațiile în timp ale semnalelor. În acest caz este necesară doar evidențierea unor aspecte particulare privind forța activă, care rezultă din funcționarea în curent alternativ a electromagneților.

Forța activă a electromagneților monofazați. Bobinele electromagneților de curent alternativ monofazați se alimentează de la surse cu tensiuni de forma:

$$u(t) = \sqrt{2}U \cos \omega t. \quad (5.13)$$

Atașând unui electromagnet monofazat de curent alternativ schema electrică echivalentă din Fig.5.2b, corespunzătoare unui întrefier de lucru având valoare constantă, $\delta = \text{const.}$ și în care, pentru simplitate, se consideră $R_p \rightarrow \infty$ (pierderile în miezul feromagnetic se limitează prin construcția acestuia din tole), pentru intensitatea curentului absorbit de bobină, respectiv pentru fluxul magnetic util, ținând seama de (5.13), se obțin expresiile:

$$\left. \begin{aligned} i(t) &= \sqrt{2}I \cos(\omega t - \varphi), \\ \phi_\delta(t) &= \sqrt{2}\Phi_\delta \cos(\omega t - \varphi), \end{aligned} \right\} \quad (5.14)$$

unde:

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + (L_d + L_\delta)^2 \omega^2}}, \Phi_\delta = \frac{IL_\delta}{N}, \text{tg} \varphi = \frac{\omega(L_d + L_\delta)}{R}, \quad (5.15)$$

R fiind rezistența bobinei electromagnetului, L_d , L_δ -inductanțele corespunzătoare fluxurilor magnetice de dispersie, respectiv util, iar N -numărul de spire al bobinei.

Ținând seama de faptul că fluxurile magnetice de dispersie, util și total sunt date de relațiile:

$$\phi_d = \frac{L_d i}{N}, \phi_\delta = \frac{L_\delta i}{N}, \phi_t = \phi_d + \phi_\delta, \quad (5.16)$$

pentru factorul de dispersie σ_d , definit prin relația (5.83), rezultă expresia:

$$\sigma_d = \frac{L_d + L_\delta}{L_\delta}. \quad (5.17)$$

În ipoteza $R \ll \omega(L_d + L_\delta)$, adevărată în cazul electromagneților de curent alternativ, având în vedere și (5.17), relațiile (5.15) devin de forma:

$$I = \frac{U}{\sigma_d \omega L_\delta}, \quad \Phi_\delta = \frac{I L_\delta}{N}, \quad \varphi = \frac{\pi}{2}. \quad (5.18)$$

În aceste condiții, potrivit relațiilor (5.18), pentru intensitatea curentului absorbit de bobină, respectiv pentru fluxul magnetic util, ambele date de (5.14), rezultă expresiile:

$$\left. \begin{aligned} i(t) &= \frac{\sqrt{2}U}{\sigma_d \omega L_\delta} \sin \omega t \\ \phi_\delta(t) &= \frac{\sqrt{2}U}{\sigma_d \omega N} \sin \omega t \end{aligned} \right\} \quad (5.19)$$

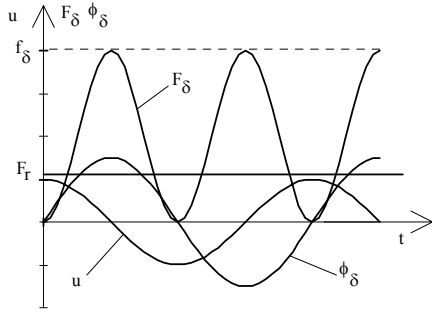
Relația (5.19₂) evidențiază faptul că electromagneții monofazați de curent alternativ având bobine de tip derivație (alimentate de la generatoare de tensiune sinusoidală) se caracterizează în funcționare prin fluxuri magnetice cu valori efective constante; electromagneții de c.a. cu bobine de tip serie, alimentate de la generatoare de curent, funcționează cu curent de intensitate constantă, fiind, din acest punct de vedere, asemănători cu electromagneții de curent continuu, la care intensitatea curentului este limitată numai de rezistența bobinei, fiind independentă, în regim static, de valoarea întrefierului de lucru.

Relația (5.19₁) scoate în evidență dependența valorii efective a intensității curentului absorbit de bobină în raport cu valoarea întrefierului de lucru, deoarece atât inductanța L_δ cât și factorul de dispersie σ_d depind de întrefier. Substituind expresia (5.19₂), a fluxului magnetic în (5.9₁), pentru forța activă dezvoltată de un întrefier de lucru corespunzător unui electromagnet monofazat de curent alternativ se obține:

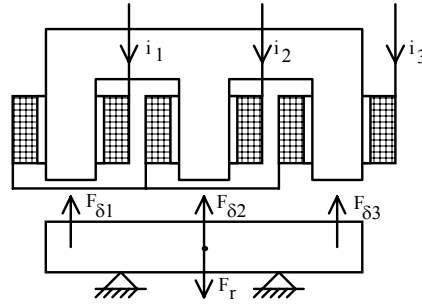
$$\overline{F}_\delta = \overline{n} 0,5 f_\delta (1 - \cos 2\omega t), \quad (5.20)$$

unde:

$$f_\delta = \frac{U^2}{\mu_0 S_\delta \sigma_d^2 N^2 \omega^2}, \quad (5.21)$$

**Fig.5.3**

*Forța activă a electromagneților
de curent alternativ*

**Fig.5.4**

Electromagnet trifazat

este valoarea de vârf a forței active. În Fig.5.3 sunt reprezentate grafic mărimile $u(t)$, $F_{\delta}(t)$, $\phi_{\delta}(t)$, evidențiindu-se că forța activă dezvoltată de electromagneții de curent alternativ este pulsatorie, în general de pulsație 2ω , ω fiind pulsația tensiunii de alimentare.

Forța activă a electromagneților trifazați. Electromagneții trifazați sunt, în mod obișnuit, dispozitive electromagnetice de acționare. Miezul feromagnetic al unui electromagnet trifazat, Fig.5.4, este constituit din trei coloane pe care sunt amplasate bobinele, armătura mobilă fiind comună. Considerând că regimul permanent sinusoidal al unui electromagnet trifazat este echilibrat, fluxurile magnetice care străbat cele trei întrefieruri de lucru se pot scrie sub forma:

$$\left. \begin{aligned} \phi_{\delta 1}(t) &= \sqrt{2}\Phi_{\delta} \sin \omega t, \phi_{\delta 2}(t) = \sqrt{2}\Phi_{\delta} \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right), \\ \phi_{\delta 3}(t) &= \sqrt{2}\Phi_{\delta} \sin\left(\omega t + \frac{2\pi}{3}\right). \end{aligned} \right\} \quad (5.22)$$

Ținând seama de (5.9), pentru forțele active corespunzătoare fiecărui întrefier de lucru se obțin expresiile:

$$\left. \begin{aligned} \overline{F}_{\delta 1}(t) &= \overline{n}0,5 f_{\delta} (1 - \cos 2\omega t), \overline{F}_{\delta 2}(t) = \overline{n}0,5 f_{\delta} \left[1 - \cos\left(2\omega t + \frac{2\pi}{3}\right) \right], \\ \overline{F}_{\delta 3}(t) &= \overline{n}0,5 f_{\delta} \left[1 - \cos\left(2\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (5.23)$$

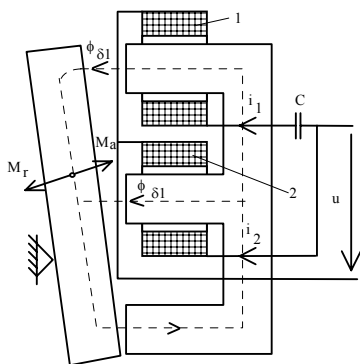


Fig.5.5

Soluție constructivă

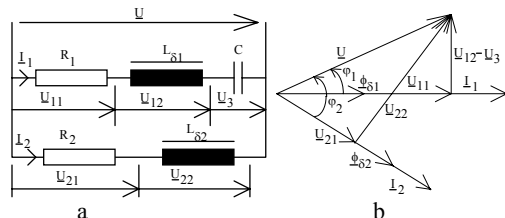


Fig.5.6

Explicativă la atenuarea vibrațiilor armăturii mobile

Pentru forța activă rezultantă care acționează asupra armăturii mobile, se stabilește expresia:

$$\overline{F}_a = \overline{F}_{\delta 1} + \overline{F}_{\delta 2} + \overline{F}_{\delta 3} = \overline{n} l, 5 f_{\delta}, \quad (5.24)$$

valoarea de vârf, f_{δ} , fiind dată de relația (5.21). Potrivit relației (5.24), forța activă rezultantă, F_a , are modulul de valoare constantă în timp. Punctul de aplicație al acestei forțe se deplasează ciclic, pe cele trei suprafețe polare.

5.4. Atenuarea vibrațiilor la electromagneții de c. a.

O consecință a faptului că forța activă a electromagneților monofazați de curent alternativ este pulsatorie și se anulează periodic, o constituie vibrația mecanică a armăturii mobile a acestora. Într-adevăr, pentru intervalele de timp corespunzător cărora forța activă are valori mai mici decât forța rezistentă, raportată la întrefierul de lucru δ , Fig.5.3, armătura mobilă are tendința de

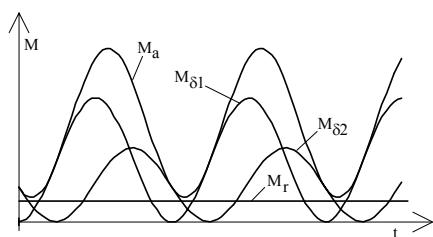


Fig.5.7

Cuplul activ rezultant

desprindere, în restul timpului armătura mobilă fiind atrasă. Atenuarea vibrațiilor mecanice este posibilă dacă, în condițiile în care armătura mobilă este atrasă, valorile minime ale forței active depășesc forța rezistentă. Procedul prin care se obține această condiție funcțională constă în prelucrarea zonei întrefierului astfel încât în aceasta să fie produse două

forțe active de forma (5.20), paralele și în același sens, dar defazate în timp una în raport cu cealaltă, astfel încât, valoarea minimă a rezultantei acestora, nenulă, să fie mai mare decât forța rezistentă.

Una din soluțiile utilizate pentru atenuarea vibrațiilor armăturii mobile are reprezentarea grafică din Fig.5.5; bobina 1, înseriată cu condensatorul de capacitate C , funcționează în paralel cu bobina 2. Ținând seama de schema electrică echivalentă a unui electromagnet, dată în Fig.5.2b, în ipoteza neglijării fluxurilor magnetice de dispersie și a pierderilor de energie în miez, construcției din Fig.5.5 i se poate atașa schema electrică echivalentă din Fig.5.6a, căreia îi corespunde diagrama fazorială dată în Fig.5.6b. Potrivit acestei diagrame, fluxurile magnetice utile $\phi_{\delta 1}, \phi_{\delta 2}$, care stăbat cele două întrefieruri de lucru, se obțin defazate unul în raport cu celălalt; drept urmare, atât forțele active $F_{\delta 1}, F_{\delta 2}$, calculabile cu relații de forma (5.20), cât și cuplurile active $M_{\delta 1}, M_{\delta 2}$ corespunzătoare acestor forțe, se obțin defazate unele în raport cu celelalte. Cuplul activ rezultat, $M_a(t)$, dat de relația:

$$M_a(t) = M_{\delta 1}(t) + M_{\delta 2}(t), \quad (5.25)$$

rezultă de asemenea pulsatoriu, dar cu valoarea minimă diferită de zero, Fig.5.7. Pentru atenuarea vibrațiilor, parametrii construcției date în Fig.5.5 se calculează astfel încât, cu armătura mobilă atrasă, valoarea minimă a cuplului activ M_a dezvoltat de electromagnet, să depășească valoarea cuplului rezistent, M_r , care

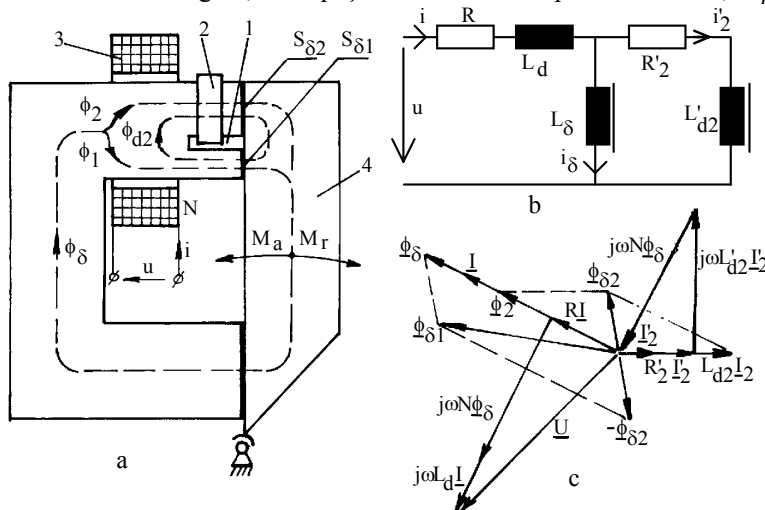


Fig.5.8

Atenuarea vibrațiilor armăturii mobile utilizând spira ecran

acționează asupra armăturii mobile. La majoritatea electromagneților monofazați de curent alternativ, atenuarea vibrațiilor armăturii mobile se obține prin amplasarea într-o creștătură 1, executată pe suprafața polară, Fig.5.8a, a unei spire ecran 2, confecționată prin ștanțare, din cupru sau alamă.

Electromagnetul, având armătura mobilă 4 atrasă, poate fi asimilat cu un transformator care are bobina 3 drept înfășurare primară și spira ecran 2, ca înfășurare secundară; funcționarea acestui transformator prezintă următoarele particularități, Fig.5.8a:

- fluxul magnetic principal, ϕ_2 , reprezintă o parte a fluxului magnetic ϕ_δ care străbate miezul feromagnetic al electromagnetului, fluxul magnetic ϕ_1 , care se închide de asemenea prin miez, fiind considerat ca o componentă a fluxului de dispersie corespunzător înfășurării primare (cealaltă componentă fiind fluxul magnetic de dispersie al bobinei 3 a electromagnetului, care străbate trasee ce se închid parțial prin aer);
- contribuția înfășurării secundare a transformatorului, funcționând în scurtcircuit, la realizarea fluxului magnetic principal ϕ_2 , este neglijabilă, fluxul magnetic produs de înfășurarea secundară fiind aproape în întregime de dispersie, $\phi_{\delta 2}$, acesta se închide prin fier, pe traseul marcat în figură.

Ținând seama de aceste particularități și utilizând reprezentarea simbolică analitică, ecuațiile care descriu funcționarea transformatorului atașat electromagnetului din Fig.5.8a se scriu sub forma:

$$\left. \begin{aligned} \underline{U} &= R\underline{I} + j\omega L_d \underline{I} + j\omega N(\underline{\Phi}_1 + \underline{\Phi}_2) \\ 0 &= R_2 \underline{I}_2 + j\omega L_{d2} \underline{I}_2 + j\omega \underline{\Phi}_2 \cdot N\underline{I} + \underline{I}_2 = N\underline{I}_\delta \end{aligned} \right\} \quad (5.26)$$

unde R , R_2 -sunt rezistențele ohmice ale bobinei, respectiv spirei ecran, L_d , L_{d2} -inductanțele de dispersie ale bobinei, respectiv ale spirei ecran, N -numărul de spire al bobinei electromagnetului, I , I_δ -intensitățile curentului absorbit de bobină în prezența spirei ecran, respectiv în lipsa acesteia, I_2 -intensitatea curentului prin spira ecran. Deoarece fluxurile magnetice $\phi_1(t)$, $\phi_2(t)$, $\phi_\delta(t)$ sunt practic în fază, în ipoteza unei repartiții uniforme a inducției magnetice pe suprafața transversală a miezului, se poate scrie, Fig.5.8a:

$$\frac{\Phi_1}{S_{\delta 1}} = \frac{\Phi_2}{S_{\delta 2}} = \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{S_{\delta 1} + S_{\delta 2}} = \frac{\Phi_\delta}{S_\delta}, \quad (5.27)$$

de unde rezultă:

$$\underline{\Phi}_2 = p \underline{\Phi}_\delta, p = \frac{S_{\delta 2}}{S_\delta}, p = 0,75 \dots 0,9. \quad (5.28)$$

Ținând seama de (5.27), (5.28), ecuațiile (5.26) se pot scrie, în valori reduse la numărul N de spire al bobinei electromagnetului, sub forma:

$$\left. \begin{aligned} \underline{U} &= R \underline{I} + j\omega L_d \underline{I} + j\omega N \underline{\Phi}_\delta, \\ 0 &= R'_2 \underline{I}'_2 + j\omega L'_{d2} \underline{I}'_2 + j\omega N \underline{\Phi}_\delta, \underline{I} + \underline{I}'_2 = \underline{I}_\delta, \end{aligned} \right\} \quad (5.29)$$

unde:

$$\underline{I}'_2 = \frac{I_2}{N}, R'_2 = \frac{N^2}{p} R_2, L'_{d2} = \frac{N^2}{p} L_{d2}. \quad (5.30)$$

Neglijând pierderile în miez, schema electrică echivalentă a electromagnetului cu spiră ecran are structura din Fig.5.8b, L_δ reprezentând inductanța corespunzătoare fluxului magnetic ϕ_δ . Diagrama fazorială, atașată funcționării schemei electrice echivalente din Fig.5.8b, este dată în Fig.5.8c, unde s-a considerat $I'_2 \ll I_\delta$. Fluxul magnetic $\underline{\Phi}_{\delta 2}$, care străbate porțiunea ecranată de arie $S_{\delta 2}$ a suprafeței polare, Fig.5.8a,c, se obține de forma:

$$\underline{\Phi}_{\delta 2} = L_{d2} \underline{I}_2 + \underline{\Phi}_2, \quad (5.31)$$

pentru fluxul magnetic $\underline{\Phi}_{\delta 1}$, din porțiunea neecranată, de arie $S_{\delta 1}$, rezultând expresia:

$$\underline{\Phi}_{\delta 1} = \underline{\Phi}_\delta - \underline{\Phi}_{\delta 2}. \quad (5.32)$$

Fluxurile magnetice $\underline{\Phi}_{\delta 1}$, $\underline{\Phi}_{\delta 2}$ se obțin defazate unul în raport cu celălalt (Fig.5.8c), la fel ca în diagrama fazorială din Fig.5.6b, privind funcționarea electromagnetului cu două bobine (reprezentat în Fig.5.5). Astfel, considerațiile cu privire la atenuarea vibrațiilor armăturii mobile a electromagnetului din Fig.5.5 (relația (5.25), Fig.5.7) își păstrează valabilitatea și pentru electromagnetul cu spiră ecran.

În cazul electromagneților trifazați, Fig.5.4, cauza producerii vibrațiilor mecanice ale armăturii mobile constă în deplasarea ciclică, pe cele trei suprafețe polare, a punctului de aplicație al forței active. Pentru atenuarea vibrațiilor,

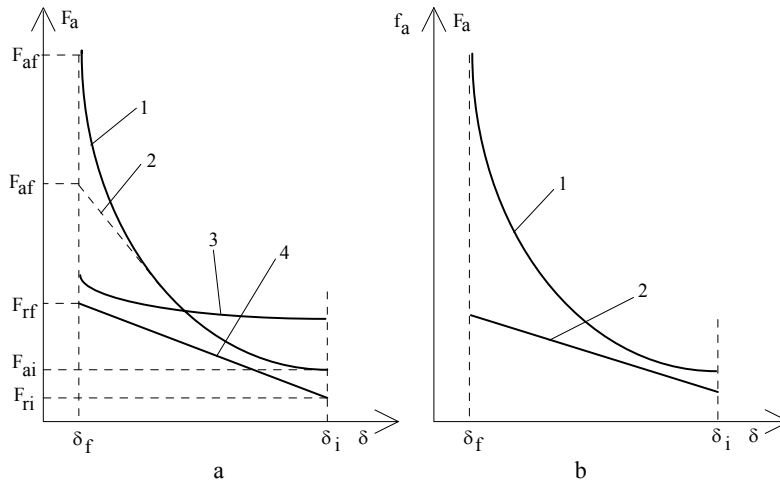


Fig.5.9
Caracteristici electromecanice

coloana centrală a miezului feromagnetic se realizează cu câteva zecimi de milimetru mai mică decât coloanele laterale, având lungimi egale; pe această cale se înlătură centrul de rotație în jurul căruia armătura mobilă poate oscila.

5.5. Caracteristicile electromecanice ale electromagneților

Caracteristicile electromecanice stabilesc dependența dintre forța activă, F_a , dezvoltată de un electromagnet și valorile întrefierului de lucru, δ , aflate în intervalul $\delta \in [\delta_f, \delta_i]$, unde δ_f reprezintă întrefierul final, corespunzător poziției ocupate de armătura mobilă cu mișcare de translație după acționare, iar δ_i valoarea inițială a întrefierului, obținută prin revenirea armăturii mobile, după întreruperea excitației bobinei electromagnetului. Pentru electromagneții având armătura mobilă cu mișcare de rotație, caracteristicile electromecanice sunt funcții de forma $M_a = M_a(\alpha)$, M_a fiind cuplul activ dezvoltat de electromagnet iar $\alpha \in [\alpha_f, \alpha_i]$ -întrefierul unghiular de lucru, având valorile α_i -inițială, respectiv α_f -finală, Fig.5.1.

Caracteristicile electromecanice pot fi statice sau dinamice, după cum sunt determinate în condițiile $d\delta/dt = d\alpha/dt = 0$, respectiv $d\delta/dt \neq 0$, $d\alpha/dt \neq 0$. În Fig.5.9a sunt date caracteristicile electromecanice statice pentru electromagneți de curent continuu (curbele 1, 2) respectiv de curent alternativ (curba 3). Caracteristica electromecanică statică teoretică, proprie unui electromagnet de curent continuu, are expresia simplificată (5.12), fiind reprezentată prin curba 1,

Fig.5.9a; F_{ai} , F_{af} sunt valorile inițială, respectiv finală ale forței active, corespunzătoare valorilor δ_i , δ_f ale întrefierului de lucru.

Deoarece la acționare, prin scăderea valorilor întrefierului δ , punctul de funcționare se deplasează pe caracteristica de magnetizare spre porțiuni corespunzătoare saturației miezului feromagnetic, reluctanțele traseelor prin fier cresc, limitând astfel creșterea valorilor fluxului magnetic util, ϕ_{δ} . În aceste condiții, Fig.5.9a, caracteristica electromecanică statică reală, curba 2, se situează sub cea teoretică, 1.

Specifică funcționării electromagneților de c.c. este variația în limite largi a valorilor forței active, raportul F_{af}/F_{ai} atingând valori de 10...15. Deoarece fluxul magnetic util, ϕ_{δ} , este limitat prin valorile întrefierului de lucru δ , electromagneții de curent continuu sunt utilizați obișnuit pentru a dezvolta forțe active de valori mari, de-a lungul unor deplasări totale de lungime mică (sub 10 mm).

Potrivit relațiilor (5.20), (5.21), electromagneții monofazați de curent alternativ dezvoltă o forță activă pulsatorie, având valoarea de vârf și valoarea medie slab dependente de întrefierul de lucru. În aceste condiții, caracteristica electromecanică statică a acestora are alura din Fig.5.9a, curba 3. Creșterea ușoară a forței active, obținută la scăderea valorilor întrefierului de lucru, se explică prin scăderea valorilor factorului de dispersie σ_d . Dependența slabă a forței active de întrefierul de lucru permite funcționarea avantajoasă a electromagneților de curent alternativ și la valori mari ale întrefierului inițial, $\delta_i=25...50$ mm. În funcționare, valorile finale ale întrefierului de lucru trebuie să fie cât mai mici, pentru a limita intensitatea curentului absorbit de bobină, dependentă în limite largi de întrefier. În acest scop, suprafețele polare ale electromagneților de curent alternativ se supun unor operații tehnologice de rectificare.

Pentru acționarea sigură a electromagneților este necesară corelarea caracteristicilor electromecanice statice, cu caracteristicile forței sau ale cuplului rezistent, $F_r(\delta)$, $M_r(\alpha)$. Acestea sunt de obicei lineare, Fig.5.9a curba 4, sau lineare pe porțiuni. Prin proiectare și execuție se asigură condiția de acționare, care constă în situarea caracteristicii electromecanice deasupra caracteristicii forțelor rezistente, oricare ar fi valoarea întrefierului de lucru.

Caracteristicile electromecanice dinamice ale electromagneților stabilesc dependența dintre valorile momentane ale forțelor active, f_a și cele ale întrefierului de lucru, pe durata deplasării armăturii mobile, la acționare.

În Fig.5.9b sunt date, pentru comparație, caracteristicile electromecanice dinamică, 1, respectiv statică, 2, calculate pentru un electromagnet de curent continuu. Deși proiectarea electromagneților se efectuează pe baza caracteristicilor electromecanice statice, caracteristicile electromecanice dinamice reflectă mult mai bine realitatea, deoarece regimul de

funcționare al unui electromagnet pe durata acționării este dinamic și nu permanent. Utilizarea în calcule a caracteristicilor electromecanice dinamice oferă posibilitatea elaborării unor procedee de proiectare optimală a electromagneților. Astfel, respectarea condiției:

$$F_{ai} = kF_{ri}, k > 1, \quad (5.33)$$

F_{ai} , F_{ri} fiind valorile inițiale ale forțelor activă respectiv rezistentă, Fig.5.9a, necesară pentru asigurarea pornirii, la acționare, a armăturii mobile, conduce la obținerea unor valori finale ale acelorași forțe, $F_{af} \gg F_{rf}$. Consumul propriu, inutil de mare în acest caz, impune limitarea intensității curentului absorbit de bobină, obținută prin înserierea cu aceasta, după acționarea electromagnetului, a rezistenței economizoare.

5.6. Simularea funcționării electromagneților

5.6.1. Generalități

Modelarea și simularea numerică a fenomenelor și sistemelor complexe reprezintă procedee moderne de investigație științifică, având capacitatea de a transfera o parte tot mai importantă a cercetării științifice și a proiectării, din spațiul real al testelor de laborator, într-un spațiu virtual, localizat în memoria calculatoarelor.

Sistemele electromecanice, având structuri fie sofisticate, fie mai simple reprezintă, în funcționare, sediul unor procese de naturi diferite și complexitate înaltă, care pot fi avantajos analizate prin simulare numerică pe calculator.

Modelarea și simularea numerică a funcționării permit evaluarea comportării sistemelor electromecanice în aplicațiile pentru care acestea au fost concepute, proiectate și realizate, dar mai cu seamă în altele nespecifice, fapt care permite dezvoltarea unor noi tipuri de sisteme și echipamente. Prin modelare și simulare numerică este posibilă diminuarea numărului de încercări costisitoare, necesare în dezvoltarea unui sistem sau aparat nou.

Funcționarea sistemelor electromecanice este, în general, descrisă de sisteme de ecuații integro-diferențiale care, în multe cazuri concrete, pot fi neliniare sau neliniare și parametrice. Rezolvarea acestora este posibilă prin utilizarea metodelor numerice. Electromagnetul poate fi privit ca unul din cele mai importante sisteme electromecanice. Prezent în electromagnetism de mai bine de o jumătate de secol, prin aplicații și interesul produs de posibile investigații teoretice și experimentale, acest aparat foarte simplu joacă un rol deosebit de important în interconectarea dintre două subsisteme, din care primul, funcționând cu semnale de ieșire de natură electrică, îl controlează pe al

doilea, având semnal de intrare mecanic. O posibilitate de simulare numerică a funcționării acestuia pleacă de la modelarea electrică a tuturor fenomenelor neelectrice asociate, urmată de simularea numerică a funcționării modelului care, în mod obișnuit, este o rețea electrică; avantajul soluției constă în posibilitatea utilizării, pentru simulare, indiferent de regim, a unor medii software specializate, de exemplu EMTP.

5.6.2. Ecuațiile de funcționare în regim tranzitoriu

În Fig.5.1 se prezintă schematic modul de realizare a pieselor polare în zona întrefierului de lucru, pentru variantele constructive de bază ale unui electromagnet de curent continuu: cu armătură mobilă de translație (Fig.5.1a), respectiv basculantă (Fig.5.1b).

După cum armătura mobilă este cu mișcare de translație sau basculantă, deplasarea sa pe durata regimului tranzitoriu corespunde uneia din ecuațiile:

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} + a_t \frac{dx}{dt} + e_t x &= F_a(x) - F_r(x), \\ J \frac{d^2 x}{dt^2} + a_b \frac{dx}{dt} + e_b x &= M_a(x) - M_r(x), x(0) = x_0, \frac{dx}{dt} \Big|_0 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (5.34)$$

unde a_t , a_b și e_t , e_b sunt constantele de amortizare și elastice, corespunzătoare electromagneților din Fig.5.1a, respectiv Fig.5.1b. Forța activă, F_a , respectiv momentul activ, M_a , sunt date de relațiile:

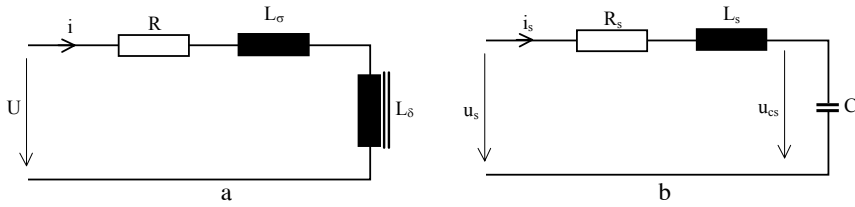


Fig.5.10

Scheme electrice echivalente: a-electromagnet: R-rezistența; L_σ -inductanța de dispersie; L_δ -inductanța corespunzătoare fluxului magnetic util; b-model de simulare.

$$F_a = 2F_\delta = \frac{\Phi_\delta^2}{\mu_0 S_\delta}, M_a = rF_\delta, \quad (5.35)$$

F_δ fiind forța activă raportată la un întrefier de lucru, r -brațul acestei forțe, Φ_δ -fluxul magnetic din întrefier, S_δ -suprafața polară. Pentru circuitul electric al electromagnetului de curent continuu se adoptă schema echivalentă complexă a unei bobine cu miez de fier, reprezentată în Fig.5.10a. Ecuațiile acestui circuit se consideră sub forma:

$$\left. \begin{aligned} U &= Ri + L_\sigma \frac{di}{dt} + N \frac{d\Phi_\delta}{dt}, \\ \theta &= Ni + \theta_F, \theta_F = -K \frac{d\Phi_\delta}{dt}, \end{aligned} \right\} \quad (5.36)$$

unde θ_F este solenația corespunzătoare curenților Foucault, N -numărul de spire al bobinei, iar K -un coeficient constant.

5.6.3. Simularea numerică a regimului tranzitoriu de acționare

Modelul matematic al acționării unui electromagnet de curent continuu este constituit dintr-un sistem de ecuații diferențiale, din care una corespunde deplasării armăturii mobile, iar celelalte-funcționării circuitului electric. Astfel, pentru un electromagnet cu armătură mobilă de translație (Fig.5.1a), acest model este format din ecuațiile (5.34₁), (5.35), (5.36), în cazul electromagnetului cu armătură mobilă basculantă (Fig.5.1b), ecuația (5.34₁) fiind înlocuită cu (5.34₂). Simularea numerică se efectuează în mediul software EMTP conceput pentru rezolvarea problemelor de regim tranzitoriu în circuite electrice complexe. Varianta constructivă analizată este cea din Fig.5.1b, funcționând cu armătură mobilă basculantă. Pentru calcule, se recurge la raportarea mărimilor, utilizând relații de forma:

$$y = \frac{\Phi_\delta}{\Phi_r}, \quad z = \frac{x}{x_r}, \quad (5.37)$$

y, z fiind fluxul magnetic util, respectiv deplasarea armăturii mobile, exprimate în unități relative, prin raportare la valorile de reper Φ_r, x_r . Modelul electric atașat ecuației (1₂) este reprezentat prin circuitul dat în Fig.5.10b, similitudinea mărimilor, considerată în condițiile (4), fiind exprimată sub forma:

$$\left. \begin{aligned} L_s [mH] &\Leftrightarrow 10^3 J_{x_r, R_s} [\Omega] \Leftrightarrow a_b x_r, C_s [\mu F] \Leftrightarrow \frac{10^6}{e_b x_r}, \\ z &\Leftrightarrow C_s u_{cs}, u_s [V] \Leftrightarrow \frac{r(\Phi_r y)^2}{2\mu_0 S_\delta} - M_r(\alpha_I), \end{aligned} \right\} \quad (5.38)$$

Caracteristica de magnetizare, raportată la o porțiune omogenă a miezului feromagnetic, se aproximează cu funcția polinomială:

$$H_j = a_{1j}B_j + a_{3j}B_j^3 + a_{5j}B_j^5, \quad (5.39)$$

H_j , B_j fiind intensitatea câmpului magnetic, respectiv inducția, iar a_{kj} -coeficienți cu valori constante. Caracteristica rezistentă (forță, moment) se consideră liniară (curba 4, Fig.5.9a).

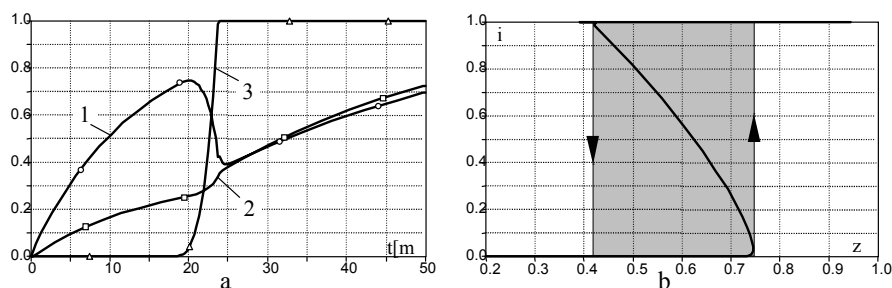
În condițiile menționate, se ajunge la concluzia că subsistemul electromagnetic se simulează de asemenea printr-un circuit electric de ordinul al doilea (Fig.5.10b), cu următoarele relații de similitudine între mărimi:

$$\left. \begin{aligned} L_s[mH] &\Leftrightarrow 10^3 \frac{L_\sigma K \Phi_r}{N}, R_s[\Omega] \Leftrightarrow \left(\frac{RK}{N} + b_l L_\sigma + N \right) \Phi_r, \\ C_s[\mu F] &\Leftrightarrow \frac{10^6}{b_l R \Phi_r}, y \Leftrightarrow \frac{u_{cs}}{b_l R \Phi_r} \mu_s[V] \Leftrightarrow U + c_l R \Phi_r x_r yz - \\ &- Rn(y) + c_l L_\sigma \Phi_r x_r \frac{d}{dt}(yz) - L_\sigma \frac{d}{dt}[n(y)], \end{aligned} \right\} \quad (5.40)$$

unde b_l , c_l , b_3 , b_5 sunt constante având valori dependente de parametrii constructivi ai miezului și bobinei, iar $n(y)$ este un polinom de forma:

$$n(y) = b_3(\Phi_r y)^3 + b_5(\Phi_r y)^5. \quad (5.41)$$

Se ajunge astfel la concluzia că, în ipotezele menționate, regimul tranzitoriu de acționare a unui electromagnet de curent continuu poate fi simulat numeric în mediul software EMTP prin intermediul a două circuite de ordinul doi, având fiecare configurația din Fig.5.10b și parametrii calculabili în baza relațiilor de similitudine (5.38), (5.40). Un al treilea circuit, de această dată doar de tip R, C, ar putea extinde analiza și la procesele de natură termică.

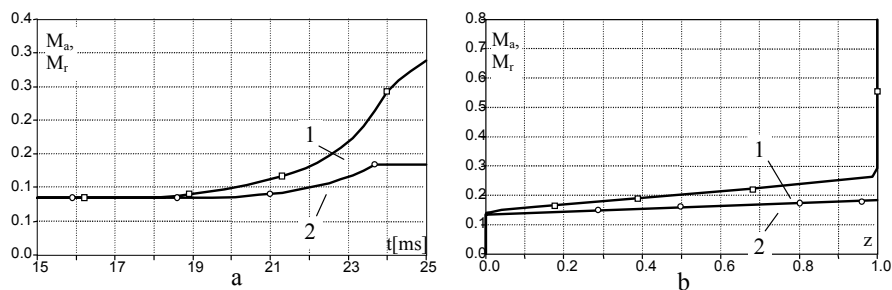
**Fig.5.11**

*Caracteristici de acționare în unități relative: a-regimul dinamic;
b-caracteristica de tip releu; 1-curentul absorbit de bobină;
2-fluxul magnetic util; 3-deplasarea armăturii mobile.*

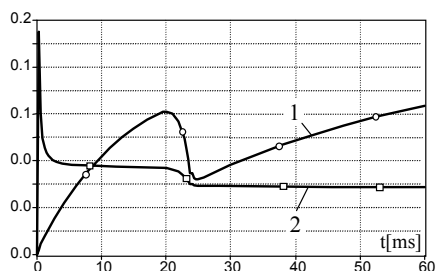
Rezultatele obținute în simularea numerică a regimului tranzitoriu de acționare al unui electromagnet de curent continuu ($U=40\text{ V}$, $R=550\ \Omega$, $N=6500$ spire) sunt reprezentate în Fig.5.11 și Fig.5.12.

Modelarea permite obținerea evoluției temporale a unor mărimi de naturi diferite (Fig.5.11a): 1-curentul absorbit de bobină, 2-fluxul magnetic util, 3-deplasarea unghiulară a armăturii mobile. Este posibilă, de asemenea, determinarea unei caracteristici de tip releu (Fig.5.11b), în care semnalul de intrare este intensitatea curentului, iar cel de ieșire-deplasarea armăturii mobile; zona hașurată corespunde regimului tranzitoriu mecanic.

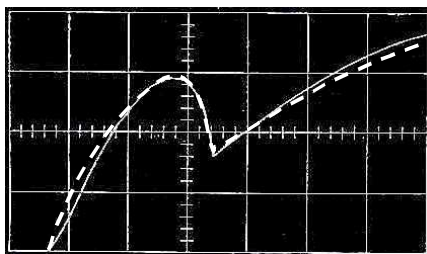
În Fig.5.12 sunt reprezentate rezultate referitoare la evoluția momentelor (1-activ, 2-rezistent) care acționează asupra armăturii mobile. Creșterea exagerată a valorilor momentului activ după acționare (când momentul rezistent devine constant, Fig.5.12b), impune utilizarea rezistenței economizoare.

**Fig.5.12**

*Momentele forțelor ce acționează pe armătura mobilă: a- în funcție de timp;
b-în funcție de deplasare; 1-momentul activ; 2-momentul rezistent.*

**Fig.5.13**

Regimul tranzitoriu al unor mărimi magnetice: 1-fluxul de dispersie; 2-factorul de dispersie (factorul de scală: 0.05).

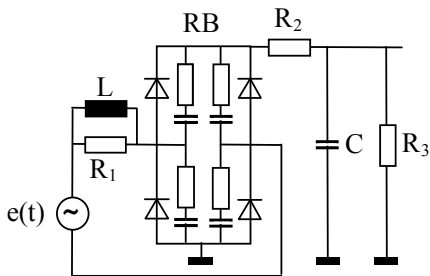
**Fig.5.14**

Comparație între curbele calculată (linie întreruptă) și măsurată (linie continuă) ale curentului de regim tranzitoriu.

5.6.4. Influența caracteristicilor tensiunii de alimentare

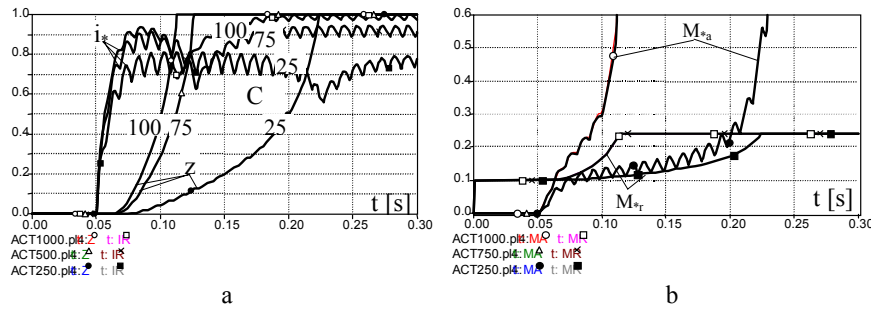
Utilizând programul de simulare în EMTP, se poate studia regimul dinamic de acționare al electromagnetului de c.c., pentru diferite caracteristici ale tensiunii de alimentare. În Fig.5.15 este dată schema electrică de alimentare, care a fost simulată în EMTP. În studiu interesează funcționarea în regim dinamic de acționare a electromagnetului, atunci când acesta este alimentat cu o tensiune obținută prin redresare bialternanță și diferite valori ale capacității C ale condensatorului de filtrare.

În Fig.5.16a, sunt reprezentate curbele obținute prin calcul ale curentului i_* , absorbit de bobină și ale deplasării armăturii mobile, z , ambele exprimate în unități relative. Simularea este făcută pentru valorile de 250, 750 și 1000 μF , date capacității de filtrare C și pentru o valoare medie de 63 V a tensiunii de alimentare.

**Fig.5.15**

Schema sursei de alimentare

Rezultatele la care s-a ajuns evidențiază o alterare semnificativă a parametrilor dinamici ai electromagnetului. Timpul de acționare crește, de la 0,060-0,070 s (pentru $C=750-1000 \mu\text{F}$), la 0,170 s, dacă $C=250 \mu\text{F}$. Concluzii similare rezultă și cu privire la caracteristicile electromecanice de regim dinamic.

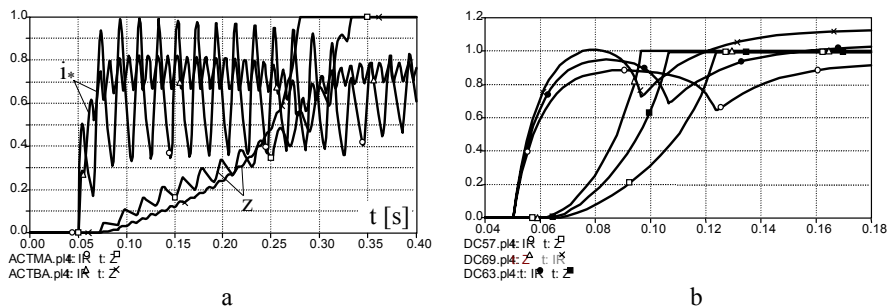
**Fig.5.16**

Caracteristici de regim dinamic: a-influența capacității de filtrare asupra unor mărimi mecanice și electrice; b-momentele activ și rezistent.

Acestea, având momentele activ și rezistent exprimate în unități relative, sunt prezentate în Fig.5.16b (pentru aceleași valori ale tensiunii de alimentare și ai parametrilor filtrului capacitiv). Creșterea excesivă a momentului activ după acționare este limitată prin utilizarea unei rezistențe economizoare.

În Fig.5.17a sunt reprezentate caracteristicile regimului dinamic (curentul absorbit de bobină, i_* și deplasarea armăturii mobile, z) calculate pentru alimentarea electromagnetului cu tensiune nefiltrată, obținută prin redresare bialternanță, respectiv monoalternanță.

Pentru o funcționare a electromagnetului în limite acceptabile (timp de acționare 0,23-0,28 s), tensiunea de alimentare trebuie să fie crescută la valori de 75-125 V.

**Fig.5.17**

Caracteristici de regim dinamic: a-mărimi mecanice și electrice, pentru tensiuni de alimentare simplu și dublu redresate; b-influența tensiunii continue de alimentare.

În cazul tensiunii de alimentare provenite de la baterii de acumuloare sau de la redresoare foarte bine filtrate, numai nivelul de tensiune influențează caracteristicile dinamice ale actuatorului. În Fig.5.17b este dată reprezentarea grafică a rezultatelor numerice obținute în acest caz (tensiunea de alimentare 63 V). Viteza armăturii mobile crește, timpul de acționare calculat fiind de numai 0,050-0,075 s.