INSTITUTUL POLITEHNIC "TRAIAN VUIA"
T I M I S O A R A
FACULTATEA DE ELECTROTEHNICA

Ing.CORNELIU VELICESCU

CONTRIBUTII LA CALCULUL REGIMURILOR TRANZITORII ALE LINIILOR ELECTRICE LUNGI CU PARAMETRII VARIABILI

Teză de doctorat

Conducător ştiinţific
Prof.dr.ing.DE SABATA IOAN

1 9 8 5

C U P R I N S

P a g.

1. INTRODUCERE 5

2. ANALIZA PARAMETRILOR LINEICI TRANZITORII.......13

2.1. Introducere 13

2.2. Parametrii lineici ai liniilor electrice lungi 15

2.2.1. Rezultate de calcul asupra efectului pelicular 18

2.3. Efectul solului asupra parametrilor lineici tranzitorii 19

2.3.1. Rezultate de calcul şi concluzii 24

2.4. Influenţa conductoarelor de protecţie asupra parametrilor lineici în mărime de fază 31

2.5. Compararea corecţiei parametrilor lineici tranzitorii calculată şi aproximată 34

2.6. Parametrii lineici în componente modale 37

2.6.1. Rezultate de calcul 40

2.6.1.1. Impedanţa de undă 42

2.6.1.2. Constanta de propagare....42

2.6.1.3. Constanta de timp a liniei 43

2.6.1.4. Viteza de propagare a undelor 44

2.7. Obţinerea unei expresii îmbunătăţită a impedanţei lineice tranzitorii 45

3. CALCULUL REGIMULUI TRANZITORIU PENTRU LINIA TRIFAZATA IN GOL, CONSIDERIND DEPENDENTA DE FRECVENTA A PARAMETRILOR LINEICI 47

3.1. Mod de abordare şi ipoteze de calcul 47

3.2. Calculul constantei de propagare a liniei în componente α, β, o 49

Pag.

3.3. Determinarea funcţiei de răspuns tranzitoriu în componente α, β, o 51
3.4. Calculul FRT în domeniul timpului 53
3.5. Considerarea alimentării LEA cu un sistem trifazat de tensiuni 57
3.6. Rezultate de calcul 58
3.6.1. Alegerea pasului de timp pentru calcul 58
3.6.2. Calculul funcţiei complementare a erorilor 59
3.6.3. Considerarea momentului conectării fazelor şi a decalajelor dintre ele..60
3.6.4. Calculul parametrilor lineici tranzitorii 62
3.6.5. Exemple de calcul şi concluzii.......63

4. CALCULUL REGIMULUI TRANZITORIU PENTRU LINIA TRIFAZATA COMUTATA PESTE O REZISTENTA ELECTRICA CONSIDERIND DEPENDENTA DE FRECVENTA A PARAMETRILOR LINEICI 73
4.1. Considerente de calcul 73
4.2. Calculul FRT_R în componente , , o 73
4.3. Calculul FRT_R în domeniul timpului 76
4.3.1. Cazul valorilor complexe pentru polii lui $\varphi(p)$ 77
4.3.2. Cazul existenţei valorilor reale pentru polii lui $\varphi(p)$ 78
4.4. Exemple de calcul 85
4.5. Considerarea unor neliniarităţi de tip rezistiv în propagarea undelor de supratensiune 88
4.5.1. Propagarea undelor de supratensiune în circuite conţinînd descărcătoare cu rezistenţă variabilă 89
4.6. Considerarea descărcării corona în propagarea undelor de supratensiune 94
4.6.1. Modul matematic pentru considerarea efectului corona 101
4.6.2. Linie cu element terminal de tip descărcător cu rezistenţă variabilă

în condiţiile considerării fenomenului corona 108
4.6.3. Rezultate de calcul 109
4.6.4. Influenţa descărcătoarelor neliniare asupra undelor de supratensiune 116
5. LINIE ELECTRICA AVIND CONECTAT LA CAPATUL TERMINAL REACTOR SUNT SI AUTOTRANSFORMATOR SUPUSA SUPRATENSIUNILOR INTERNE SAU EXTERNE 121
5.1. Introducere 121
5.2. Prezentarea schemelor electrice echivalente.......121
5.2.1. Scheme electrice echivalente pentru reactoarele de compensare 121
5.2.2. Scheme electrice echivalente pentru transformatoare şi autotransformatoare.....124
5.2.3. Considerarea caracteristicii de magnetizare a reactoarelor şi autotransformatoarelor şi a pierderilor în fier........127
5.3. Calculul FRT pentru LEA cu condiţie terminală inductiv-rezistivă. Soluţie directă..........132
5.3.1. Calculul în transformată Laplace 132
5.3.2. Determinarea expresiei FRT în domeniul timpului 137
5.4. Calculul FRT pentru LEA cu condiţie terminală inductiv-rezistivă.Aplicarea teoremei Thévénin 140
5.4.1. Calculul în transformată Laplace 140
5.4.2. Calculul FRT în domeniul timpului 143
5.5. Calculul FRT pentru LEA avînd condiţie terminală descărcător cu rezistenţă variabilă şi reactor de compensare 144
5.6. Calculul FRT pentru LEA avînd condiţie terminală R, L, C 147
5.7. Rezultate de calcul 150
6. COMPARAREA REZULTATELOR TEORETICE CU CELE EXPERIMENTALE 153
6.1. Consideraţii generale 153
6.2. Compararea valorilor parametrilor lineici ....15'

Pag.

6.3. Analiza comparativă a supratensiunilor de comutaţie 156

6.3.1. Compararea cu rezultate obţinute în sistemul electric naţional 159

7. C O N C L U Z I I 167

8. BIBLIOGRAFIE 173

A N E X A

Ordinogramele programelor de calcul 191

I. I N T R O D U C E R E

Importanţa cunoaşterii valorilor supratensiunilor care apar în sistemele electrice este dictată de necesitatea asigurării unui grad de fiabilitate sporit pentru funcţionarea elemen - telor de sistem în condiţii economice rezonabile. Avînd în vedere dezvoltarea continuă ca şi complexitate a configuraţiei sis - temelor electrice, cît şi multitudinea regimurilor posibile de funcţionare, în condiţiile creşterii nivelului de tensiune a reţelelor, problema determinării nivelului supratensiunilor este de continuă actualitate. Este de interes găsirea măsurilor con - crete necesare reducerii nivelului supratensiunilor.

Primele studii în acest domeniu au apărut după 1920 prin extinderea concluziilor cu privire la propagarea semnalelor telegrafice. După 1960, comitete şi instituţii de profil, organi - zate pe studiul unor enumite tipuri de supratensiuni publică periodic concluziile lor, stadiul şi perspectiva în domeniu. Sînt cunoscute comitetele de lucru din cadrul CIGRE şi IEEE on PAS. Ultimul raport al acestui din urmă institut al patrulea de la înfiinţare prin comitetul "IEE Working group on switching sur - ges" publicat în 1982 /114/, oferă concluzii asupra controlul şi reducerea supratensiunilor de comutaţie pe liniile electrice de înaltă tensiune. Un grup de lucru în cadrul CIGRE se ocupă de supratensiunile atmosferice /28//4o/.

Clasificarea supratensiunilor este realizată şi acceptată pe plan internaţional, principalele criterii fiind cauzele care provoacă aceste supratensiuni cît şi forma lor de modificare în timp.

In cadrul prezentei lucrări, autorul îşi concentrează atenţia asupra calculului supratensiunilor interne apărute prin comutarea unor elemente de sistem, în speţă de conectări şi deconectări de linii electrice, cît şi determinarea în condiţii concrete, a supratensiunilor exterioare apărute prin lovituri atmosferice de trăznet în conductoarele liniilor.

In dezvoltările analitice obţinute pentru calculul acestor supratensiuni s-au considerat cît mai puţine ipoteze simplifica - torii pentru a putea obţine o comparare a rezultatelor de calcul cu cele obţinute din măsurători în sistemul natural.

Astfel s-au pus în evidenţă următoarele aspecte :

- considerarea dependenţei de frecvenţă a parametrilor lineici

cît şi a elementelor conectate la linie;
-acceptarea prezenţei solului cu o conductivitate finită şi cu parametrii dependenţi de frecvenţă în procesul de propagare a supratensiunilor;
-considerarea caracterului trifazat al liniei ;
-influenţa conductoarelor de protecţie asupra parametrilor electrici ai liniei ;
-determinarea supratensiunilor de comutaţie datorate conectării nesimultane a polilor întrerupătoarelor;
-dezvoltarea de modele matematice pentru considerarea caracteristicii neliniare de magnetizare a transformatoarelor şi a reactoarelor şunt;
-folosirea caracteristicilor neliniare tensiune-curent a descărcătoarelor cu rezistenţă variabilă;
-evidenţierea fenomenelor neliniare care însoţesc propagarea supratensiunilor atmosferice la apariţia fenomenului corona, cu specificarea valorilor parametrilor electrici caracteristici.

Regimurilor tranzitorii determinate, în condiţiile enumerate anterior, li s-au întocmit programe de calcul proprii obţinîndu-se rezultate concrete. S-au considerat cazurile liniilor de 400 kV şi 750 kV, ultima aflată în construcţie în ţară.

Noţiunea de supratensiune este atribuită fie tensiunii măsurate faţă de pămînt sau tensiunilor dintre faze, tensiuni variabile în timp, care depăşesc prin valorile lor de vîrf valoarea maximă a tensiunii efective care apare în locul respectiv în regimurile normale de funcţionare.

Supratensiunile se apreciază uzual în unităţi relative prin raportarea valorii maxime a acestora la valoarea efectivă maximă a tensiunii existentă în regimul normal, adică

$$u\,[u.r.] = \frac{u_{max}}{\sqrt{2}\,\frac{U}{\sqrt{3}}}$$

Valorile supratensiunilor de comutaţie sînt influenţate de configuraţia fazelor liniilor electrice corespunzătoare stîlpului folosit, de puterea de scurtcircuit a sursei la care se realizează conectarea sau deconectarea liniilor, de lungimea liniilor, de elementele de compensare existente pe linie, de mărimea şi tipul sarcinii conectată liniei, de momentul închiderii polilor întrerupătoarelor de conectare.

Mărimea acestor supratensiuni este în domeniul 1-4 u.r. /114/ Se tinde la reducerea acesteia la valoarea recomandată în /114/ de 1.5 u.r. Modalitățile de micșorare a supratensiunilor de comutație sînt în general următoarele:

- modificarea adecvată a configurației rețelelor electrice,
- încorporarea în circuitele întrerupătoarelor a unor rezistențe electrice pe timpul operațiilor de conectare și deconectare. Valorile acestora sînt cuprinse între 300-600 Ω pe fază la liniile de 400-550 kV, obținîndu-se o reducere a supratensiunii la 2 u.r.

Recent s-au experimentat întrerupătoare cu rezistențe de inserție în mai multe trepte reducîndu-se supratensiunea de comutație la 1.5 /114/.

- controlul închiderii polilor întrerupătoarelor la conectare funcție de diferența de potențial dintre aceștia,
- utilizarea de descărcătoare de rezistență variabilă repartizate de-a lungul liniei. Realizările moderne de astfel de descărcătoare pe bază de oxizi metalici au proprietăți deosebite de acumulare și degajare a căldurii, lucru care le permite funcționări repetate. Se obține reducerea supratensiunii la 1.5 u.r.
- folosirea de reactoare șunt care reduc îndeosebi componentele supratensiunilor de comutație pentru frecvența industrială /55/.

Se apreciază că în următorii ani să se dezvolte și controlul supratensiunilor de comutație a tensiunilor între faze prin metode similare controlul supratensiunilor fază-pămînt.

Problema cunoașterii supratensiunilor care solicită elementele componente ale sistemului electric reține atenția cercetătorilor de jumătate de veac asistînd în ultimul deceniu la realizări spectaculoase în ceea ce privește complexitatea aspectelor luate în discuție.

Se disting trei mari posibilități de abordare a tematicii:

A. Metoda experimentării în sistemul electric real este cea mai concludentă, dar totodată cea mai costisitoare necesitînd aparatură complexă, cît și scoaterea pe o anumită perioadă de timp a unor porțiuni din sistem din circuitul funcțional curent. In ultimul timp metoda este practicată prin așteptare, adică se montează echipamentul de măsură care urmează să înregistreze fenomenele tranzitorii care vor apărea ulterior funcţionării normale. Se întîmpină totuşi greutăţi în aprecierea exactă a tipului şi caracteristicilor elementului perturbator. De asemeni, datele obţinute nu pot fi prea numeroase pentru a constitui o bază statistică a solicitărilor reale./32/, /35/, /95/, /1oo/

B. Metoda modelărilor analogice foloseşte posibilitatea rezolvării ecuaţiilor diferenţiale care guvernează desfăşurarea fenomenelor tranzitorii prin modelare pe calculatoare analogice. Se recurge la metoda diferenţelor finite sau la cea a separării variabilelor /82/, /83/, /113/, /118/. Ecuaţiile sînt rezolvate analogic prin prezenţa în schemele echivalente a elementelor operaţionale de tip integratoare şi amplificatoare inversoare.

O variantă a modelării analogice o constituie analizoarele tranzitorii de reţea, acestea fiind în principiu un calculator analogic pasiv. După deceniul al şaselea în cadrul CIGRE-ului s-au desfăşurat intense preocupări pentru construcţia de astfel de analizoare. In principal, modelarea elementelor de reţea ridică următoarele probleme:

- în modelarea surselor se acceptă că acestea sînt suficient de depărtate electric de reţelele de înaltă tensiune fiind modelate prin reactanţa subtranzitorie echivalentă ;

- transformatoarele se reprezintă printr-o schemă echivalentă corespunzătoare reactanţei de dispersie şi a capacităţii proprii echivalente ; aceasta din urmă putînd fi neglijată în raport cu capacităţile reţelelor. Se pot modela transformatoarele într-o reprezentare nepretenţioasă printr-o reactanţă echivalentă avînd însă aceeaşi caracteristică de amortizare cu reactanţa de dispersie a transformatorului /72-81/;

- liniile electr ice se modelează prin scheme electrice echivalente corespunzătoare unor înscrieri de octopoli reprezentînd fiecare o secţiune trifazată de linie. Se acordă atenţie factorilor de amortizare a modelului pentru a se reproduce cît mai fidel caracteristica de frecvenţă a liniei ;

- sarcinile electrice se reprezintă prin şunturi de impedanţă mare, dar reprezentarea lor este aproximativă datorită incertitudinii cunoaşterii comportării tranzitorii a sarcinii globale.

Folosirea analizoarelor tranzitorii este o metodă fructuoasă în cazul asigurării unei modelări pretenţioase a elementelor de sistem /117/. Rezultatele obţinute sînt influenţate de posibilitatea mai puţin fidelă de modelare a variaţiei cu frecvenţă a parametrilor electrici.

C. Metode analitice

Odată cu dezvoltarea tehnicii de calcul au luat naştere modele electromagnetice de calcul complexe care reproduc analitic cît mai fidel comportarea reală a elementelor de sistem în regimurile tranzitorii. Se disting foarte multe posibilităţi analitice de abordare a regimurilor tranzitorii, unele din ele devenite clasice. Există şi posibilitatea folosirii combinate a mai multor metode funcţie de precizia lor şi de facilităţile de calcul oferite.

Metodele analitice de calcul sînt în general cunoscute, astfel încît autorul se rezumă doar la enumerarea celor mai importante. Multe modele matematice folosesc metode combinate. Se disting următoarele metode:

1. Metoda transformatei Laplace sau Fourier /16/,/22/, /62/,/64/,/66-68/, /84/, /91/, oferind posibilitatea considerării dependenţei de frecvenţă a parametrilor lineici, dar cu limitări în ceea ce priveşte convergenţa integralei de transformare, în cazul celei de a doua transformate, aplicîndu-se în consecinţă metoda Fourier modificată.

2. Metoda undelor directe şi reflectate, avînd la bază extinderea metodei undelor a lui Bergeron /85/. Metoda s-a dezvoltat şi pentru cuprinderea dependenţei de frecvenţă a parametrilor lineici. /88/

3. Metoda undelor călătoare (Kostenko)/116/ bazată pe metoda anterioară cu aplicarea coeficienţilor de transmisie şi reflexie.

4. Metoda diagramei reţea (Bewley) cu aplicaţie grafică presupunînd descompunerea undelor în funcţii treaptă unitate retardate.

5. Metoda coordonatelor generalizate (Lagrange) folosind elementele rezolvării ecuaţiei diferenţiale cu derivate parţiale de gradul doi a lui Lagrange.

6. Metoda funcţiilor Laguerre generalizate oferind şi posibilităţi de modelare analogică /9o/.

7. Metoda transformatelor modale /13/, /64/, /84/,/91/. Oferă posibilitatea abordării cazurilor mai complexe ca şi configuraţie a reţelei studiate.

8. Metoda funcţiei de răspuns tranzitoriu completată de folosirea integralei Duhamel /17/, /1o2/, /1o7/, /126-13o/.

In prezenta lucrare autorul a abordat determinarea supratensiunilor pe baza metodei transformatei Laplace aplicată pentru determinarea funcţiei de răspuns tranzitoriu folosind apoi integrala Duhamel. Scopul declarat al prezentării este de a obţine modelele matematice cît mai exacte, concentrate în programe de calcul optimizate din punctul de vedere al timpului de utilizare, astfel încît să poată fi folosite chiar şi pentru determinări statistice a valorilor supratensiunilor de comutaţie. Validarea acestor modele matematice se face prin confruntarea cu rezultatele unor experimentări în sistemul natural sau măsurători pe analizoare tranzitorii de reţea pe care autorul le-a efectuat sau le-a avut la dispoziţie.

Teza de doctorat este concepută unitar avînd un caracter original în sensul că autorul a dedus majoritatea relaţiilor de calcul folosite şi a analizat în amănunt şi dezvoltat elementele primare adoptate.

Teza se extinde pe 7 capitole cuprinzînd o bibliografie de 147 titluri din care 16 aparţin autorului. In anexe sînt redate principalele ordinograme ale programelor de calcul. Fiecare capitol se termină cu rezultate de calcul concrete obţinute pe baza unor programe de calcul proprii.

Avînd în vedere importanţa vitală a cunoaşterii parametrilor lineici tranzitorii pentru un calcul corect al supra - tensiunilor, autorul acordă o atenţie specială acestei probleme în capitolul al doilea al tezei. Se determină comparativ moda - lităţile de calcul a efectului pelicular şi influenţa pămîntului în procesul de propagare a supratensiunilor. Se realizează o analiză extinsă în domeniul frecvenţei a acestor influenţe, atît în mărimi de fază, cît şi în componente, în transformată Clarke .

Se deduc relaţii de calcul proprii pentru considerarea efectului pelicular şi în domeniul frecvenţelor mari 10^3-10^6 Hz. Această analiză are ca obiect liniile de înaltă tensiune de 4oo kV şi 75o kV echipate cu elementele constructive realizate în ţară. Scopul acestei analize este de a obţine expresii de calcul pentru parametrii lineici şi cei caracteristici, în componente Clarke , în transformată Laplace, care să redea cît mai fidel comportarea în timp a acestora.

Capitolul 3 este dedicat calculului supratensiunilor de comutaţie la conectarea liniilor electrice în gol. S-a acordat o atenţie deosebită obţinerii unor expresii analitice cît mai exacte avînd în vedere că ulterior autorul reuşeşte să exprime şi alte regimuri de funcţionare prin relaţii analitice dependente de regimul de mers în gol. Se oferă în finalul capitolului rezultate concrete de calcul evidenţiindu-se calitativ şi cantitativ influenţele considerării dependenţei de frecvenţă a parametrilor lineici tranzitorii, precum şi conectarea controlată sau aleatorie a succesiunii fazelor sursei.

Se tratează cazul liniilor de 4oo kV şi de 75o kV.

Conţinutul capitolului al 4-lea se referă la considerarea descărcătoarelor cu rezistenţă variabilă în propagarea supratensiunilor de comutaţie şi atmosferice. Autorul deduce trei metode distincte şi originale pentru acest calcul, una bazată pe dezvoltarea unor expresii a funcţiei de răspuns tranzitoriu pe baza funcţiilor factoriale ale lui Euler, alta folosind polinoamele Hermite. O metodă separată se bazează pe deducerea unui algoritm de calcul pentru găsirea punctului de funcţionare pe caracteristica tensiune-curent a descărcătorului de rezistenţă variabilă liniarizată pe porţiuni. Se consideră două tipuri de descărcătoare, pe bază de carbură de siliciu şi pe bază de oxizi metalici. In partea a doua a capitolului se pun în evidenţă fenomenele neli - niare datorate descărcării corona. Se deduc relaţii de calcul prin aplicarea teoremei Thévénin scrisă în transformată Laplace. Rezultatele concrete de calcul sînt redate în finalul capitolului considerîndu-se pentru lovitura de trăznet forme analitice ca unda treaptă unitate şi forma dublu exponenţială, în două variante cu referire la viteza de variaţie a frontului undei.

Capitolul 5 tratează linia electrică avînd conectat la capătul terminal reactoare de compensare şi autotransformatoare. Se prezintă modele matematice pentru considerarea dependenţei de frecvenţă a parametrilor electrici ai autotramsformatoarelor, precum şi evidenţierea neliniarităţilor cauzate de saturaţia miezului magnetic.

Se deduc relaţii de calcul pentru determinarea supratensiunilor la capătul terminal al liniei pentru supratensiunile de comutaţie şi cele atmosferice prezentîndu-se cîte două metode de calcul pentru fiecare caz. S-au scris programe de calcul pentru cazurile reprezentative, finalul capitolului oferind rezultatele obţinute.

Validarea rezultatelor practice de calcul este prezentată în capitolul 6. Se arată comparativ exemplele concrete obţinute din măsurătorile supratensiunilor de comutaţie în sistemul electric real efectuate de ICEMENERG faţă de aceleaşi cazuri tratate analitic cu modelele matematice deduse de autor.

Analiza acestor rezultate se extinde prin prezentarea de măsurători efectuate pe două tipuri diferite de analizoare tranzitorii de reţea, acela al ICEMENERG-ului şi cel al catedrei de Electroenergetică de la I.P. Timişoara.

Această analiză este precedată de o prezentare comparativă a modului de redare a valorilor parametrilor lineici tranzitorii în construcţia analizoarelor faţă de valorile calculate de către autor, comparate şi cu cele determinate în cadrul ISPE-ului.

Capitolul 7 cuprinde concluziile asupra tezei de doctorat precum şi contribuţiile originale ale autorului.

Ultima parte a tezei cuprinde bibliografia şi anexe cu organigramele principalelor programe de calcul elaborate de către autor.

x

x x

Autorul îşi exprimă şi cu acest prilej stima şi respectul faţă de conducătorul ştiinţific al acestei teze, prof.dr. ing.De Sabata Ioan, căruia îi este profund recunoscător pentru competenta îndrumare în clarificarea şi orientarea problematicii abordate.

Pentru facilitarea efectuării măsurătorilor experimentale autorul este recunoscător conf.dr.ing.Nemeş Mircea de la I.P. Timişoara şi dr.ing.Radu Enache de la ICEMENERG Bucureşti, iar pentru discuţiile utile purtate autorul mulţumeşte colegilor de catedră.

In mod deosebit adresez mulţumiri prof.dr.ing.Negru Viorel pentru întregul sprijin acordat în elucidarea unor probleme specifice domeniului abordat.

2. ANALIZA PARAMETRILOR LINEICI TRANZITORII

2.1. Introducere

Studiul fenomenelor tranzitorii de-a lungul liniilor electrice lungi este abordat pe baza rezolvării, pentru condițiile concrete precizate, ecuațiilor care guvernează fenomenul propagării undelor electromagnetice. Sub forma lor clasică, aceste ecuații sînt cu derivate parțiale și sînt cunoscute sub denumirea de ecuațiile telegrafiștilor. In mărimi instantanee ele sînt însă riguros determinate numai pentru liniile electrice fără pierderi și în ipoteza solului perfect conductor. Este de interes a specifica că în majoritatea cazurilor se folosește forma operațională a ecuațiilor telegrafiștilor și pentru liniile cu pierderi și pentru conductoare cu considerarea efectului pelicular, fără a exista însă o justificare teoretică a valabilității acestor ecuații în mărimi instantanee.

Acest aspect al problemei este abordat de cercetători prin considerarea parametrilor lineici ca fiind dependenți de frecvență și în consecință se determină corecții pentru acești parametri funcție de banda de frecvență în care se încadrează aspectul fenomenului abordat.

Carson și apoi Pollaczek /1/, /2/ determină corecții de calcul ale parametrilor lineici longitudinali pentru neglijarea curentului de deplasare prin sol, deci pînă la 5 MHz. Ulterior s-au extins aceste corecții și pentru frecvențe mai înalte, erorile astfel introduse nu au o importanță practică deosebită. Corecții asupra parametrilor lineici de admitanță sînt efectuate de Sunde și Wise, apoi și de Arismunandar /3/, /37/. Aceste corecții nu au o semnificație demnă de luat în considerare la frecvențe sub 1 MHz.

Alți cercetători, este cazul lui Pélissier /4/ caută să depășească impasul valabilității ecuațiilor telegrafiștilor prin determinarea unor aproximații operaționale în scrierea ecuațiilor de propagare.

Corecțiile aplicate parametrilor lineici care apar în ecuațiile telegrafiștilor sînt datorate influenței proprietăților electrice ale solului ca și cale de întoarcere a curentului, cît și considerării efectului pelicular în conductoarele masive. Modul de considerare a acestor influențe este diferit la mulți autori, cîteodată nefiind precizate domeniile de frecvenţă pentru care sînt acceptate diferitele forme de calcul propuse.

In ultimul timp se remarcă o contribuţie românească în domeniul determinării tipului de ecuaţii care guvernează fenomenele tranzitorii de propagare pe linii electrice lungi. Este meritul colectivului condus de acad.Remus Răduleţ care determină /5/, /6/ ecuaţii de tip nou, integro-diferenţiale valabile în mărimi instantanee.

Rezolvarea acestor ecuaţii în cazul liniilor cu conductoare filiforme şi în prezenţa solului oferă expresii analitice pentru calculul parametrilor lineici tranzitorii. Este de remarcat însă faptul că aceste expresii sînt greu calculabile chiar în condiţiile folosirii calculatorului numeric. In plus, expresiile analitice deduse au în vedere forme particulare ale conductoarelor.

Abordarea calculului parametrilor lineici este realizată în /7/, /9-16/, /58-61/, /63-65 /,/67-71 /,/109-111/, /130-133/

In aceste condiţii generale, acest capitol al prezentei lucrări este dedicat unei analize a parametrilor lineici în domeniul frecvenţei. Scopul este de a determina posibilităţile cele mai adecvate şi uşor manevrabile în calcul la considerarea corecţiilor parametrilor lineici. Autorul determină pe domenii de frecvenţă contribuţiile solului sau a efectului pelicular în mărimea totală a parametrilor lineici tranzitorii. Pentru sol se consideră şi conductivitatea finită a acestuia, precum şi permitivitatea electrică şi permeabilitatea magnetică diferite de cele ale vidului. In cazul considerării efectului pelicular se propun forme noi de calcul bazate pe dezvoltarea, pentru valori mari ale argumentului, a funcţiilor Bessel de speţa întîi şi ordin zero. Se scoate în evidenţă modificarea valorii parametrilor lineici datorită prezenţei conductoarelor de gardă ale liniei în ipoteza legării rigide a acestora la pămînt.

In final, faţă de rezultatele de calcul exact a parametrilor lineici, se propune o formă de calcul a impedanţei lineice care să prezinte erori mici pentru valorile parametrilor dependenţi de frecvenţă, dar forma ei analitică să fie de aşa natură încît să facă posibilă considerarea ei în rezolvarea analitică a ecuaţiilor telegrafiştilor.

Toate considerentele anterioare sînt exemplificate prin calcul concret prin elaborarea de programe de calcul avînd ca obiectiv parametrii lineici ai liniilor electrice aeriene de 4oo kV şi 75o kV.

2.2. Parametrii lineici ai liniilor electrice lungi

Matricea de impedanţă a parametrilor lineici pusă sub o formă astfel încît să scoată în evidenţă influenţa cîmpului electromagnetic extern şi intern conductorului liniei, cît şi participarea solului la valoarea totală a parametrilor se poate scrie astfel:

$$[Z] = [R_c] + [R_p] + j([X_c] + [X_g] + [X_p]) \qquad (2.1)$$

unde:

$[R_c]$ este o matrice diagonală de ordin egal cu suma numărului de conductoare active şi de protecţie a liniei.

$[R_p]$ este o matrice patrată de acelaşi ordin cu cea anterioară şi introduce corecţiile datorate solului.

$[X_c]$ este o matrice diagonală ilustrînd contribuţia conductoarelor corespunzătoare cîmpului propriu.

$[X_g]$ este o matrice patrată şi pune în evidenţă contribuţia cîmpului electromagnetic exterior conductorului, termenii ei fiind determinaţi de cuplajele magnetice dintre conductoare.

$[X_p]$ este o matrice patrată evidenţiind corecţiile reactanţelor datorate solului.

2.2.1. Considerarea efectului pelicular

Modificarea valorii parametrilor lineici prin considerarea efectului pelicular este reprezentată de termenii diagonali ai matricilor $[R_c]$ şi $[X_c]$. După /7/, /1o/ calculul acestor termeni este următorul:

$$R_{ca} = R_{cc}\,\frac{ber(mr)\cdot bei'(mr) - bei(mr)\cdot ber'(mr)}{[ber'(mr)]^2 + [bei'(mr)]^2}\,\frac{mr}{2} \quad /\Omega.km^{-1}/ \qquad (2.2)$$

$$X_{ca} = X_{cc}\cdot 10^3\,\frac{4}{mr}\,\frac{ber(mr)\cdot ber'(mr) + bei(mr)\cdot bei'(mr)}{[ber'(mr)]^2 + [bei'(mr)]^2} \quad /\Omega km^{-1}/ \qquad (2.3)$$

unde $R_{cc} = \frac{\rho \cdot 1}{s}$ este rezistenţa lineică în curent continuu

$X_{cc} = 2\pi \cdot f \cdot \frac{\mu_0}{8}$ este reactanţa conductorului corespunzătoare cîmpului interior acestuia

ber(mr), bei(mr) sînt părţile reale, respectiv imaginare a funcţiei Bessel de speţa întîi şi ordinul zero

$ber(mr) = Re\{J_o(j\sqrt{j}mr)\}$, $bei(mr)=Im\{J_o(j\sqrt{j}mr)\}$ (24)

$m = \sqrt{\frac{\mu_o\omega}{\rho}}$ este o constantă de material funcţie de frecvenţă, rezistivitatea ρ a conductorului şi de permeabilitatea magnetică a materialului, iar

r este raza geometrică a conductorului

Cu 's-a notat derivata funcţiilor ber şi bei.

Pentru a evidenţia efectul pelicular se introduce factorul în alternativ al rezistenţei K_R, respectiv factorul în alternativ al inductivităţii interioare K_L :

$K_F = \frac{F_{ca}}{F_{cc}}$ şi $K_L = \frac{L_{ca}}{L_{cc}}$ cu L_{ca}, L_{cc} notîndu-se inductivitatea conductorului, în regim sinusoidal respectiv staţionar.

Pentru dezvoltările în serii exponenţiale ale funcţiilor Bessel /8/ se obţin expresiile de referinţă pentru K_R şi K_L. De remarcat însă că pentru valori mari ale argumentului mr, seriile exponenţiale de dezvoltare a funcţiilor Bessel nu mai sînt convergente /133/ şi în consecinţă se impune căutarea unor noi dezvoltări. La valorile uzuale ale razei geometrice a conductorului activ al liniei, acest lucru se impune de la frecvenţe ce depăşesc 10^3H.

Pornind de la forma funcţiilor Bessel pentru valori foarte mari ale argumentului, obţinută prin dezvoltări asimptotice rezultă /8/, /133/:

$$J_\nu(z) \simeq \sqrt{\frac{2}{\pi \cdot z}} \cos\varphi \qquad (2.5)$$

unde: $\underline{z} = u+jv$ şi $j\varphi = -v+j[u-(\nu+\frac{1}{2})\frac{\pi}{2}]$ (2.6)

In cazul studiat $\underline{z} = j\sqrt{j}mr$ şi $\nu = o$ obţinîndu-se în consecinţă:

$$u = mr\cos\frac{3\pi}{4}\ ,\ v = mr\sin\frac{3\pi}{4}\ ,\ \varphi = \underline{z} - \frac{\pi}{4} \qquad (2.7)$$

care înlocuite în (2.5), după separarea părţii reale şi imaginare dau următoarele forme:

$$ber(mr) = Re\{J_o(j\sqrt{j}mr) = o,399\cdot(mr)^{-1/2}\cdot[\exp(-o,7o5\ mr)\cdot$$
$$\cdot\cos(o,7o5\ mr+\frac{5\pi}{8})+\exp(-o,7o5\ mr)\cos(o,7o5\ mr-\frac{\pi}{8})] \qquad (2.8)$$

$$\mathrm{bei}\,(mr) = I_m\{J_o(j\sqrt{j}mr)\} = o{,}399(mr)^{-1/2}\left[\exp(o{,}7o5\,mr)\cdot\sin\left(o{,}7o5mr - \frac{\pi}{8}\right) - \exp(-o{,}7o5mr)\cdot\sin\left(o{,}7o5mr + \frac{5\pi}{8}\right)\right] \quad (2.9)$$

Derivatele funcţiilor (8) şi (9) devin :

$$\mathrm{ber}'(mr) = -o{,}5(mr)^{-1}\cdot\mathrm{ber} + o{,}399(mr)^{-1/2}\left[\exp(o{,}7o5\cdot mr)\cos\left(o{,}7o5mr + \frac{5\pi}{8}\right) - \exp(-o{,}7o5mr)\cos\left(o{,}7o5mr + \frac{3\pi}{8}\right)\right] \quad (2.1o)$$

$$\mathrm{bei}'(mr) = -o{,}5(mr)^{-1}\mathrm{bei} + o{,}399(mr)^{-1/2}\left[\exp(o{,}7o5mr)\cdot\cos\left(o{,}7o5mr - \frac{3\pi}{8}\right) + \exp(-o{,}7o5mr)\cos\left(o{,}7o5mr + \frac{3\pi}{8}\right)\right\} \quad (2.11)$$

In consecinţă, factorii introduşi K_R şi K_L vor fi calculaţi cu dezvoltările exponenţiale pentru funcţiile Bessel pînă la argumentul $mr \leq 2{,}4$, pentru valori mai mari folosindu-se relaţiile deduse (2.8)-(2.11). Valoarea $mr=2{,}4$ care delimitează modul de calcul este general acceptată în literatură funcţie de mărimea erorii admise în dezvoltarea exponenţială a funcţiilor Bessel /64/, /67/.

Faţă de expresiile generale de considerare a efectului pelicular de forma (2.2) se pot utiliza cu o eroare mică expresii simplificate. Astfel dacă în forma generală a impedanţei proprii a conductorului obţinută în /11/ în transformată Laplace de forma :

$$\underline{Z}_{11} = L_{11}p + d_{11}p^{1/2} + a_{11} \quad (2.12)$$

se reţine numai partea reală corespunzătoare rezistenţei conductorului, în ipoteza neglijării efectului solului, se obţine pentru rezistenţa în c.a. expresia:

$$R_{ca} = \frac{\rho}{4\pi r^2} + \frac{(\mu_o\cdot\omega\cdot\rho)^{1/2}}{2\pi\cdot r}\cdot\frac{\sqrt{2}}{2} \quad (2.13)$$

Cu (13), factorul în alternativ al rezistenţei lineice va avea forma:

$$K_{RS} = \frac{R_{ca}}{R_{cc}} = o{,}25 + o{,}354\cdot mr \quad (2.14)$$

expresie care este regăsită sub o formă asemănătoare în /12/.

Din originalul expresiei (2.12) reţinînd din termenul imaginar doar configuraţia efectului pelicular asupra modificării inductivităţii se obţine forma simplificată:

$$K_{LS} = \frac{4}{mr}\cdot\frac{\sqrt{2}}{2} \quad (2.15)$$

497.005
347 H

Expresia (2.12) va face obiectul analizei prezentului capitol pentru a i se stabili o formă care să permită obţinerea de erori mici a valorilor parametrilor variabili cu frecvenţa, faţă de valorile calculate dezvoltat.

Pentru considerarea efectului pelicular se poate pune în evidenţă construcţia multifilară, în mai multe straturi suprapuse, a conductorului activ al liniei.

In /10/ se prezintă acest aspect, iar pentru forma finală a coeficientului care determină efectul pelicular se obţine:

$$K_{FF} = \frac{2,25 \cdot m \cdot s_c}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot r_1 (2+n)} \qquad (2.16)$$

Mărimile nou introduse au semnificaţia următoare:

- n este numărul de funii de pe stratul exterior al conductorului
- r_1 este raza geometrică a secţiunii funiilor de pe strat
- s_c este secţiunea totală în c.c. a conductorului activ.

O altă posibilitate de considerare a efectului pelicular se bazează pe considerentul real că la fenomenul de conducţie electrică prin conductorul liniei participă într-o măsură mult mai redusă partea interioară a acestuia, confecţionată din oţel, în comparaţie cu partea exterioară a secţiunii, confecţionată din aluminiu. In consecinţă se poate aproxima forma reală a conductorului cu una tubulară.

Studiind acest caz, în /13/ se dă o relaţie de calcul care pentru K_F dă în final următoarea expresie:

$$K_{FT} = 1 + 1,5 \cdot 10^{-7} \cdot \left(\frac{\delta \cdot f}{2 \cdot r \cdot R_{cc}} \right)^2 \qquad (2.17)$$

Mărimea δ exprimă grosimea geometrică a secţiunii tubulare.

2.2.2. <u>Rezultate de calcul asupra efectului pelicular</u>

Pentru a pune în evidenţă o comparaţie cantitativă a modalităţilor de considerare a efectului pelicular s-a întocmit programul de calcul nr.1 urmărindu-se variaţia cu frecvenţă a coeficienţilor K_F, K_{FS}, K_{FP}, K_{FT} pentru rezistenţa conductorului şi K_L, K_{LS} pentru inductivitatea acestuia.

Rezultatele calculului sînt date în fig.2.1. Mărimile de intrare ale programului sînt următoarele: s_c=450/75 mm^2, =29,4.10^{-9} Ωm, 2r=29,25 mm, n=27, 2r_1=3 mm şi corespund conductorului activ OL-Al pentru o linie de 400 kV.

Fig.2.1. Variaţia cu frecvenţa a influenţei efectului pelicular asupra rezistenţei K_R şi inductivităţii K_L

Programul foloseşte 8 subrutine pentru calculul părţilor reale, imaginare a funcţiilor Bessel şi a derivatelor acestora. Din rezultatele obţinute se pot concluziona următoarele:

a) la frecvenţe peste 10^2 Hz este obligatorie luarea în considerare a efectului pelicular atît la rezistenţa lineică, cît şi la calculul inductivităţii lineice.

b) considerarea conductorului de OL-Al ca unul tubular duce la valori eronate în calculul lui K_{RT} la frecvenţe peste 10^3 Hz.

c) construcţia multifilară în straturi a conductorului de OL-Al duce la valorile de creştere a rezistenţei electrice K_{RF}, de aceeaşi mărime ca în cazul considerării conductorului masiv K_R

d) asupra inductivităţii lineice, modul de calcul simplificat a efectului pelicular, în expresia lui K_{LS} dă erori mari sub 500 Hz. Peste această frecvenţă există o apropiere pronunţată faţă de valorile calculate prin expresiile exacte K_L.

2.3. Efectul solului asupra parametrilor lineici tranzitorii

Efectul solului, ca şi cale de conducţie în timpul fenomenelor tranzitorii, este reprezentat prin corecţii aplicate matricilor parametrilor lineici. Pentru prima oară, Carson /1/, oferă relaţii de calcul pentru aceste corecţii sub forma unor serii infinite obţinute prin dezvoltări în serie a funcţiilor Bessel şi Struve care apar în soluția ecuațiilor de propagare.

Termenii de corecție pentru matricile $[R_p]$ și $[X_p]$ cu semnificația dată în (2.1) sînt calculați de Carson astfel:

$$\Delta R_{pij} = \omega\mu_0 \cdot \frac{1}{\pi} \cdot P_{ij} \quad \text{și} \quad \Delta X_{pij} = \omega\mu_0 \frac{1}{\pi} Q_{ij} \tag{2.18}$$

unde P_{ij} și Q_{ij} se calculează cu expresii depinzînd de argumentul :

$$R_{ij} = \left(\frac{\omega\cdot\mu_0}{\rho_p}\right)^{1/2} \cdot S_{ij} = 5,62\cdot10^{-3} \cdot \frac{S_{ij}}{2} \left(\frac{f}{\rho_p}\right)^{1/2} \tag{2.19}$$

ρ_p fiind rezistivitatea pămîntului, iar S_{ij} avînd semnificația din fig.2.2.

Pentru $R_{ij} \leq 5$, deci în domeniul frecvențelor scăzute, în partea a doua de desfășurare a fenomenului tranzitoriu, Carson obține următoarele expresii de calcul date în /1/ și /1o/ :

Fig.2.2. Evidențierea coronamentului liniei

$$P_{ij} = \frac{\pi}{8}(1-S_4) + \frac{S_2}{2} \cdot \ln \frac{2}{\gamma \cdot R_{ij}} + \frac{1}{2}\theta_{ij} \cdot S_2' - \frac{\sigma_1}{\sqrt{2}} + \frac{\sigma_2}{2} + \frac{\sigma_3}{\sqrt{2}} \tag{2.20}$$

$$Q_{ij} = \frac{1}{4} + \frac{1-S_4}{2} \ln \frac{2}{\gamma \cdot R_{ij}} - \theta_{ij} S_4' + \frac{\sigma_1}{\sqrt{2}} - \frac{\pi S_2}{8} + \frac{\sigma_3}{\sqrt{2}} - \frac{\sigma_4}{2} \tag{2.21}$$

Cu γ s-a notat constanta Euler de valoare $\gamma = 1,781$, iar restul notațiilor nou introduse sînt serii infinite calculabile prin relații de recurență:

$$S_2 = \sum_0^{\infty} a_n \cdot \cos(4n+2)\theta \quad \text{cu} \quad a_n = \frac{-a_{n-1}}{2n(2n+1)^2(2n+2)} \left(\frac{R_{ij}}{2}\right)^4 \quad \text{și}$$

$$a_0 = \frac{R_{ij}^2}{8}$$

$$S_2' = \sum_0^{\infty} a_n \cdot \sin(4n+2)\theta$$

$$S_4 = \sum_0^{\infty} c_n \cdot \cos(4n+4)\theta \quad \text{cu} \quad c_n = \frac{-c_{n-1}}{(2n+1)(2n+2)^2(2n+3)} \left(\frac{R_{ij}}{2}\right)^4 \quad \text{și}$$

$$c_o = \frac{(R_{ij})^4}{192}$$

$$S_4' = \sum_{o}^{\infty} c_n \cdot \sin(4n+4)\theta \tag{2.22}$$

$$\sigma_1 = \sum_{o}^{\infty} e_n \cos(4n+1)\theta$$

$$e_n = \frac{-e_{n-1}}{(4n-1)(4n+1)^2(4n+3)} \cdot R_{ij}^4 \quad \text{şi} \quad e_o = \frac{R_{ij}}{3}$$

$$\sigma_2 = \sum_{o}^{\infty} g_n(S_2)n \ , \quad g_n = g_{n-1} + \frac{1}{4n} + \frac{1}{2n+1} + \frac{1}{2n+2} - \frac{1}{4n+4} \quad \text{şi} \quad g_o = \frac{5}{4}$$

$$\sigma_3 = \sum_{o}^{\infty} f_n \cdot \cos(4n+3)\theta$$

$$f_n = \frac{-f_{n-1}}{(4n+1)(4n+3)^2(4n+5)} \cdot R_{ij}^4 \quad \text{şi} \quad f_o = \frac{R_{ij}^3}{45}$$

$$\sigma_4 = \sum_{o}^{\infty} h_n(S_4)n$$

$$h_n = h_{n-1} + \frac{1}{4n+2} + \frac{1}{2n+2} + \frac{1}{2n+3} - \frac{1}{4n+6} \quad \text{şi} \quad h_o = \frac{5}{3}$$

Pentru domeniul frecvenţelor mari, cînd $R_{ij} \geqslant 5$ corecţiile se calculează mai simplu:

$$P_{ij} = \frac{\cos\theta_{ij}}{\sqrt{2}\cdot R_{ij}} - \frac{\cos 2\theta_{ij}}{R_{ij}^2} + \frac{\cos 3\theta_{ij}}{\sqrt{2}\cdot R_{ij}^3} + \frac{3\cos 5\theta_{ij}}{\sqrt{2}\cdot R_{ij}^5} + \ldots \tag{2.23}$$

$$Q_{ij} = \frac{\cos\theta_{ij}}{\sqrt{2}\cdot R_{ij}} - \frac{\cos 3\theta_{ij}}{\sqrt{2}\cdot R_{ij}^3} + \frac{3\cos 5\theta_{ij}}{\sqrt{2}\cdot R_{ij}^5} + \ldots$$

Acest mod de calcul este considerat complet, dar greu manevrabil fiind neapărat nevoie de intervenţia calculatorului. In /11/ se încearcă obţinerea unor expresii simplificate pentru rezolvarea aceleaşi probleme. Pentru expresia impedanţelor li - neice în transformată Laplace pentru contribuţia pămîntului relaţia finală este :

$$Z_{iip} = \frac{\mu_o}{\pi} p\left\{\frac{\pi}{2\cdot z_2}\left[H_1(z_2)-Y_1(z_2)\right] - \frac{1}{z_2^2}\right\} \tag{2.24}$$

iar pentru termenii corespunzători cuplajelor :

$$Z_{ijp} = \frac{\mu_0}{\pi} p \cdot \mathrm{Re}\left\{\frac{\pi}{2s}\left[H_1(s) - Y_1(s)\right] - \frac{1}{s^2}\right\} \tag{2.25}$$

Semnificația mărimilor nou introduse cu referire și la fig. 2.2 este:

p - operatorul linear Laplace

$H_1(Z_2)$ - funcția Struve de ordinul întîi

$Y_1(Z_2)$ - funcția Bessel de ordinul întîi și speța a doua

$Z_2 = 2 \cdot h_i (\mu_0 \cdot \sigma_2 \cdot p + \mu_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot p^2)^{1/2} \simeq 2 \cdot h_i (\mu_0 \sigma_2 \cdot p)^{1/2}$

$s = (h_t + jy)(\mu_0 \cdot \sigma_2 \cdot p)^{1/2}$

$h_t = h_i + h_j$

$\sigma_2 = \frac{1}{\rho_p}$

y - este distanța pe orizontală dintre conductorul i și j.

Prin dezvoltarea în serie a funcțiilor Struve și Bessel se obțin expresii considerate echivalente celor lui Carson. Pentru obținerea de expresii ușor folosibile se apelează la simplificări prin dezvoltări asimptotice /11/ obținîndu-se pentru impedanța lineică tranzitorie totală expresii de forma (2.12).

Influența permeabilității și permitivității solului asupra mărimii corecției parametrilor lineici este tratată de Wise în 1934 și reluată recent, /15/. După dezvoltări asimptotice se obțin următoarele relații finale de calcul /16/, valabile în domeniul frecvențelor mari $R_{ij} \geqslant 5$:

$$P_{ij} = \frac{1}{2}\,\frac{\cos\theta_{ij}}{\sqrt{2}\cdot R_{ij}}\left(\mu + \frac{\cos\eta + \sin\eta}{\xi}\right) - \frac{1}{2}\,\frac{\cos 2\theta_{ij}}{R_{ij}^2}\left(\mu^2 + \frac{\cos 2\eta}{\xi^2}\right) + $$
$$+ \frac{1}{2\sqrt{2}}\,\frac{\cos 3\theta_{ij}}{R_{ij}^3}\left[\mu(2\mu^2 - 1) + \frac{\cos 3\eta - \sin 3\eta}{\xi^3}\right] \tag{2.26}$$

$$Q_{ij} = \frac{1}{2}\,\frac{\cos\theta_{ij}}{\sqrt{2}\, R_{ij}}\left(\mu + \frac{\cos\eta - \sin\eta}{\xi}\right) + \frac{\cos 2\theta_{ij}}{R_{ij}^2} \cdot \frac{\sin 2\eta}{\xi^2} - $$
$$- \frac{1}{2}\,\frac{\cos 3\theta_{ij}}{\sqrt{2}\cdot R_{ij}^3}\left[\mu^2(2\mu^2 - 1) + \frac{\cos 3\eta + \sin 3\eta}{\xi^3}\right] \tag{2.27}$$

Notațiile din (2.26) și (2.27) au semnificația:

μ, ε - permeabilitatea și permitivitatea relativă a pămîntului iar η și ξ sînt în următoarea legătură:

$$\xi e^{j\eta} = \sqrt{1 + j\,\frac{(\varepsilon - 1)\,\rho_p \cdot f}{2\cdot 9\cdot 10^6}} = \sqrt{1 + jc} \tag{2.28}$$

După rezolvarea lui (28) se obţine:

$$\xi = \sqrt[4]{1+c^2} \quad ; \eta = \arcsin \frac{\sqrt{\sqrt{1+c^2}-1}}{\sqrt{2}\ \sqrt[4]{1+c^2}} \qquad (2.29)$$

Pentru aprecierea cantitativă a corecţiilor parametrilor lineici datorită solului s-a întocmit programul de calcul nr.2, denumit de autor PAPAM, cu ordinograma dată în anexa 1.

Mărimile de intrare pentru programul de calcul au fost alese astfel:

Pentru linia trifazată de 400 kV avînd secţiunea 450/75 OL-Al, doi conductori de fază cu $2r=29,25$ mm; $\rho=29,4\cdot10^{-9}\ \Omega m$, doi conductori de gardă din OL cu secţiunea 150 mm^2. Coronamentul geometric al liniei este dat de stîlpul PASS-400.

Pentru linia de 750 kV elementele constructive conform /57/ sînt:

- cinci conductori activi de OL/AL cu $s_{AL}=305,4$ mm^2, $s_{OL}=69$ mm^2, $2r=25,15$ mm
- doi conductori de protecţia OL/AL cu $s_{AL}=160$ mm^2 şi $s_{OL}=95$ mm^2, $2r=12,6$ mm.

Coronamentul liniei este conform stîlpului PAS 750101-53SB.

Lungimea totală a lanţului de izolatoare cuprinzînd şi armăturile este de 8300 mm.

Cu semnificaţia din fig.2.2, mărimile de intrare corespunzătoare programului de calcul PAPAM sînt următoarele:

Pentru linia de 400 kV

$$[S] = \begin{bmatrix} 27,9 & 29,99 & 35,53 & 35,8 & 39,87 \\ 29,99 & 27,9 & 29,99 & 36,26 & 36,26 \\ 35,53 & 29,99 & 27,9 & 39,87 & 35,8 \\ 35,8 & 36,26 & 39,87 & 43,26 & 45,46 \\ 39,87 & 36,26 & 35,8 & 45,46 & 43,26 \end{bmatrix} \quad /m/$$

$$[s] = \begin{bmatrix} 0,067 & 11 & 22 & 8,66 & 19,56 \\ 11 & 0,067 & 11 & 10,39 & 10,39 \\ 22 & 11 & 0,067 & 19,56 & 8,66 \\ 8,66 & 10,39 & 19,56 & 0,0086 & 14 \\ 19,56 & 10,39 & 8,66 & 14 & 0,086 \end{bmatrix} \quad /m/$$

$$[\Theta] = \begin{bmatrix} 0 & 0{,}375 & 0{,}669 & 0{,}111 & 0{,}468 \\ 0{,}375 & 0 & 0{,}375 & 0{,}245 & 0{,}245 \\ 0{,}669 & 0{,}375 & 0 & 0{,}468 & 0{,}111 \\ 0{,}111 & 0{,}245 & 0{,}468 & 0 & 0{,}312 \\ 0{,}468 & 0{,}245 & 0{,}111 & 0{,}312 & 0 \end{bmatrix} \quad /\mathrm{rad}/$$

Pentru linia de 750 kV :

$$[S] = \begin{bmatrix} 35{,}2 & 39{,}31 & 49{,}639 & 50{,}568 & 58{,}464 \\ 39{,}31 & 35{,}2 & 39{,}31 & 51{,}782 & 31{,}782 \\ 49{,}639 & 39{,}31 & 35{,}2 & 58{,}464 & 50{,}568 \\ 50{,}568 & 51{,}782 & 58{,}464 & 65{,}4 & 69{,}873 \\ 58{,}464 & 51{,}782 & 50{,}568 & 69{,}873 & 65{,}4 \end{bmatrix} \quad /\mathrm{m}/$$

$$[s] = \begin{bmatrix} 0 & 17{,}5 & 35 & 15{,}97 & 33{,}407 \\ 17{,}5 & 0 & 17{,}5 & 19{,}475 & 19{,}475 \\ 35 & 17{,}5 & 0 & 33{,}407 & 15{,}97 \\ 33{,}407 & 19{,}475 & 15{,}97 & 24{,}6 & 0 \end{bmatrix} \quad /\mathrm{m}/$$

$$[\Theta] = \begin{bmatrix} 0 & 1{,}744 & 78{,}215 & 10{,}296 & 53{,}45 \\ 1{,}744 & 0 & 1{,}744 & 23{,}97 & 23{,}97 \\ 78{,}215 & 46{,}113 & 0 & 53{,}457 & 10{,}296 \\ 10{,}296 & 23{,}97 & 53{,}45 & 0 & 35{,}959 \\ 53{,}457 & 23{,}97 & 10{,}296 & 36{,}06 & 0 \end{bmatrix} \cdot 10^2 \quad /\mathrm{rad}/$$

Domeniul de variaţie a frecvenţei a fost ales de la 50 Hz la 10^6 Hz, rezistivitatea solului variază de la 50 la 200 Ωm, permeabilitatea magnetică relativă a solului ia valori de la 1 la 8, iar permitivitatea relativă de la 1 la 60.

2.3.1. Rezultate de calcul şi concluzii asupra efectului solului

Mărimile corecţiilor rezistenţei lineice datorită solului ΔR_p şi inductivităţii ΔL_p sînt reprezentate în fig.2.3-2.5 în condiţiile considerării pentru sol a proprietăţilor electrice şi magnetice ale vidului.

Modificarea acestor corecţii funcţie de frecvenţă este redată în fig.2.6 pentru valorile extreme ale rezistivităţii solului maxime de 200 Ωm şi minime de 50 Ωm.

Considerarea permeabilităţii magnetice şi a permitivităţii solului în modificarea corecţiilor ΔR_p şi ΔL_p sînt redate în fig.2.6-2.9 pentru frecvenţele de 10^6 şi 10^5 Hz şi rezistivităţile solului de 50 şi 100 Ωm.

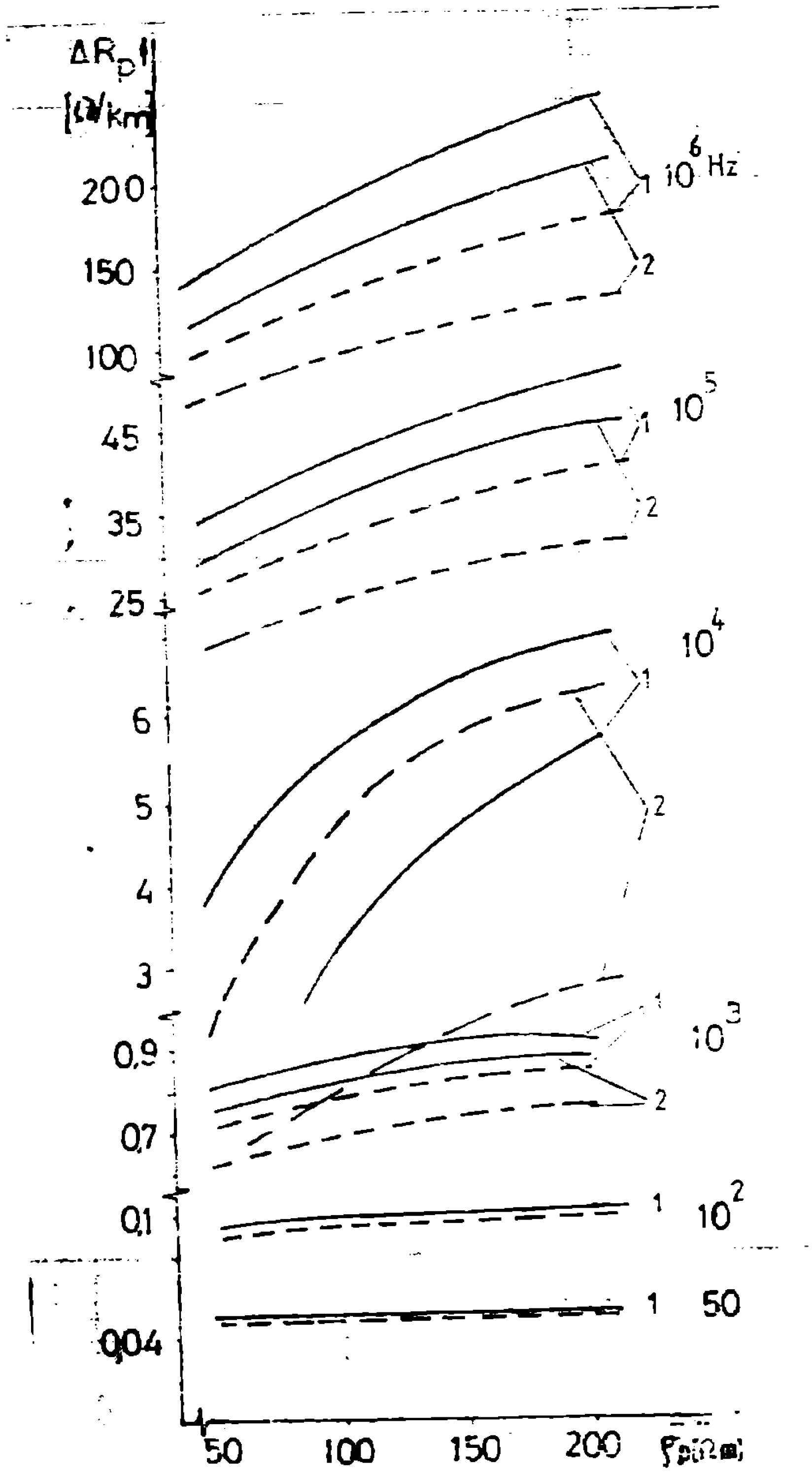


Fig.2.3. Variaţia cu rezistivitatea solului a corecţiei ΔR_p :

——— conductorul activ

– – – conductorul de gardă

1 - LEA de 400 kV

2 - LEA de 750 kV

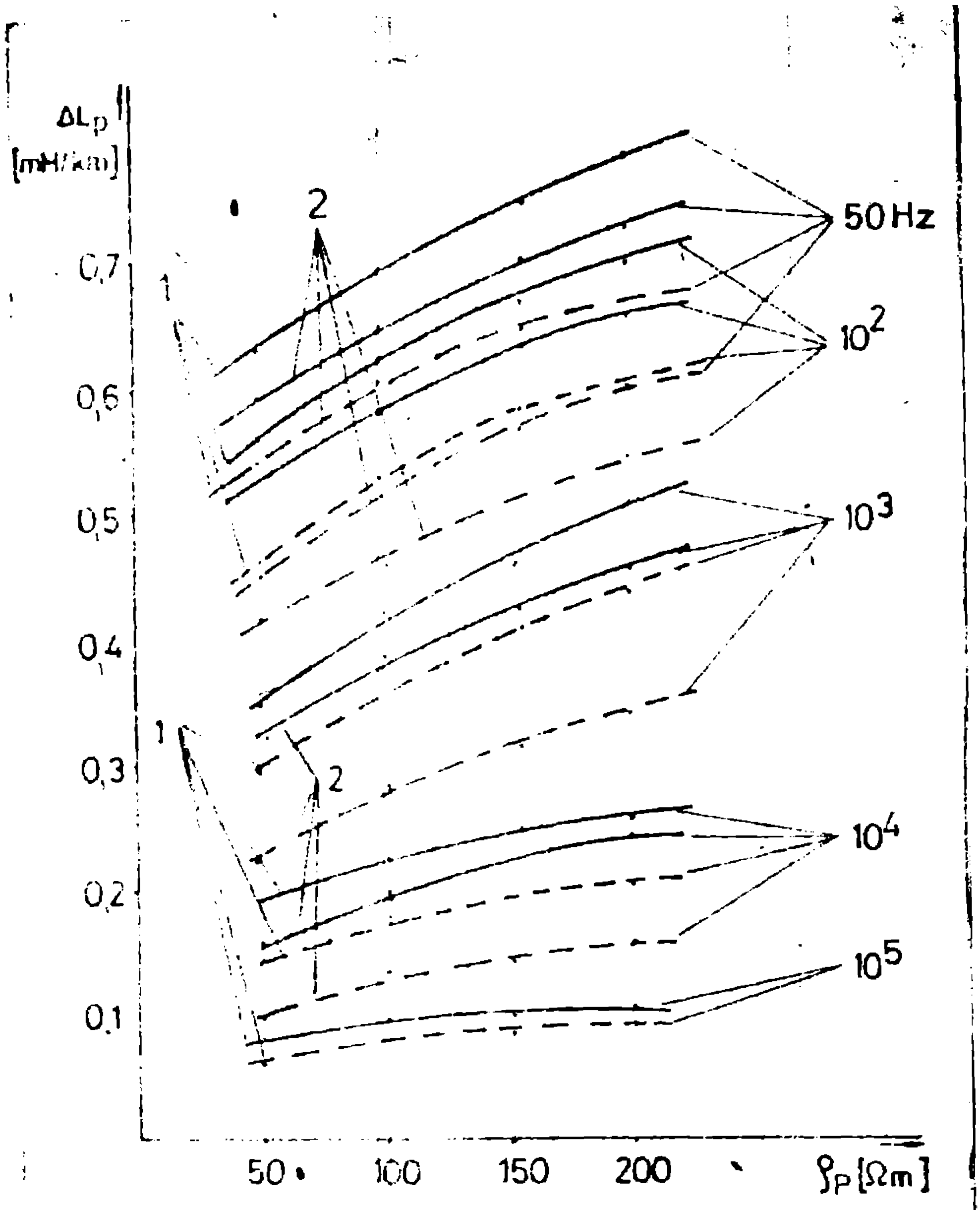


Fig.2.4. Variaţia cu rezistivitatea solului a corecţiei ΔL_p

____ conductorul activ

_ _ _conductorul de gardă

1 LEA de 400 kV

2 LEA de 750 kV

Pentru urmărirea mai clară a influenţelor solului asupra parametrilor liniei, rezultatele de calcul au fost reprezentate atît pentru conductoarele active ale liniei, cît şi pentru cele de gardă. Se evidenţiază astfel influenţa secţiunii acestora şi poziţia lor faţă de sol asupra corecţiilor parametrilor liniei. Modificările au fost redate funcţie de frecvenţă, respectiv rezistivitatea solului.

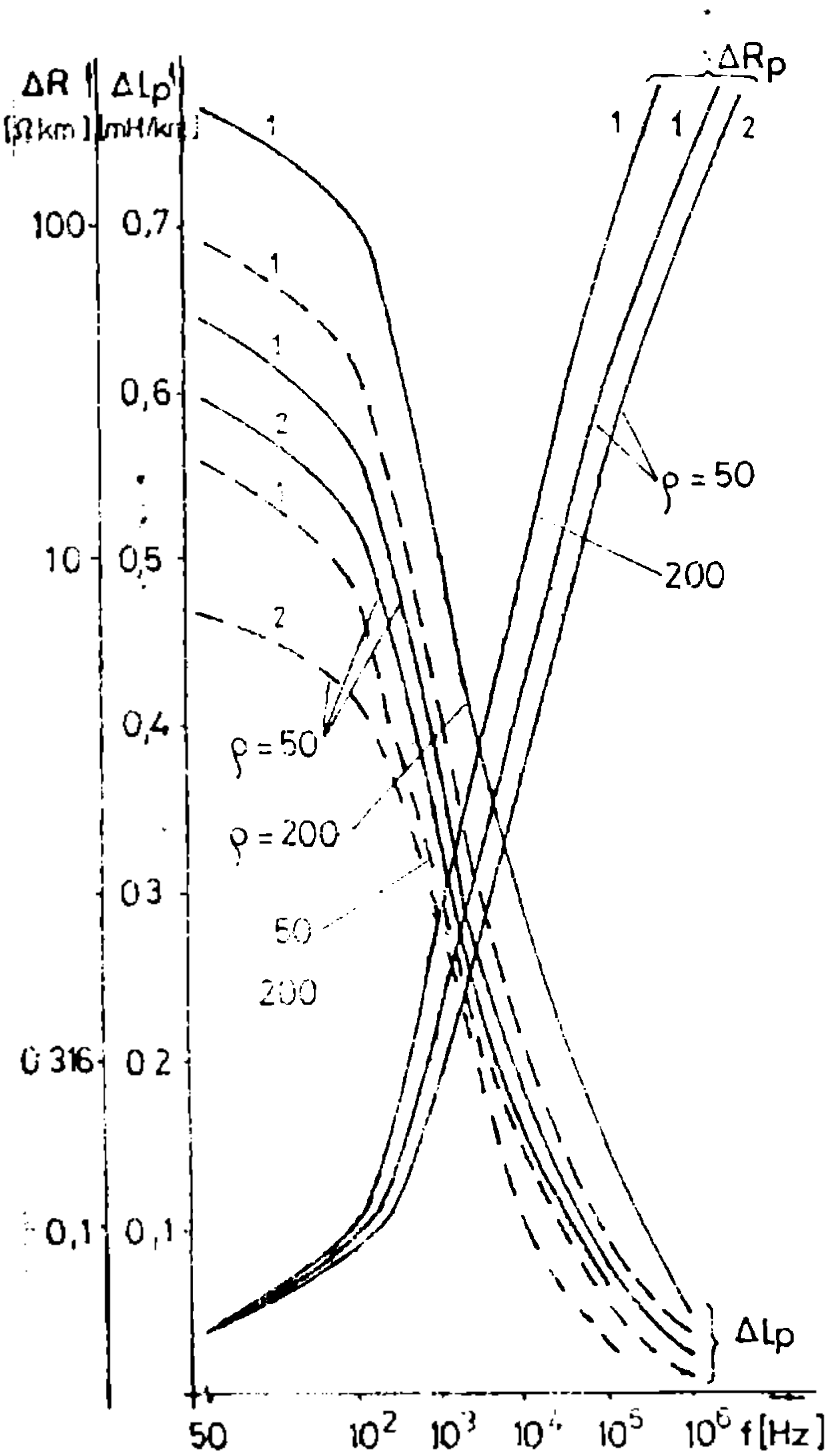


Fig.2.5. Variaţia corecţiilor ΔR_p şi ΔL_p cu frecvenţa

——— conductorul activ

- - - conductorul de gardă

1 - LEA de 400 kV

2 - LEA de 750 kV

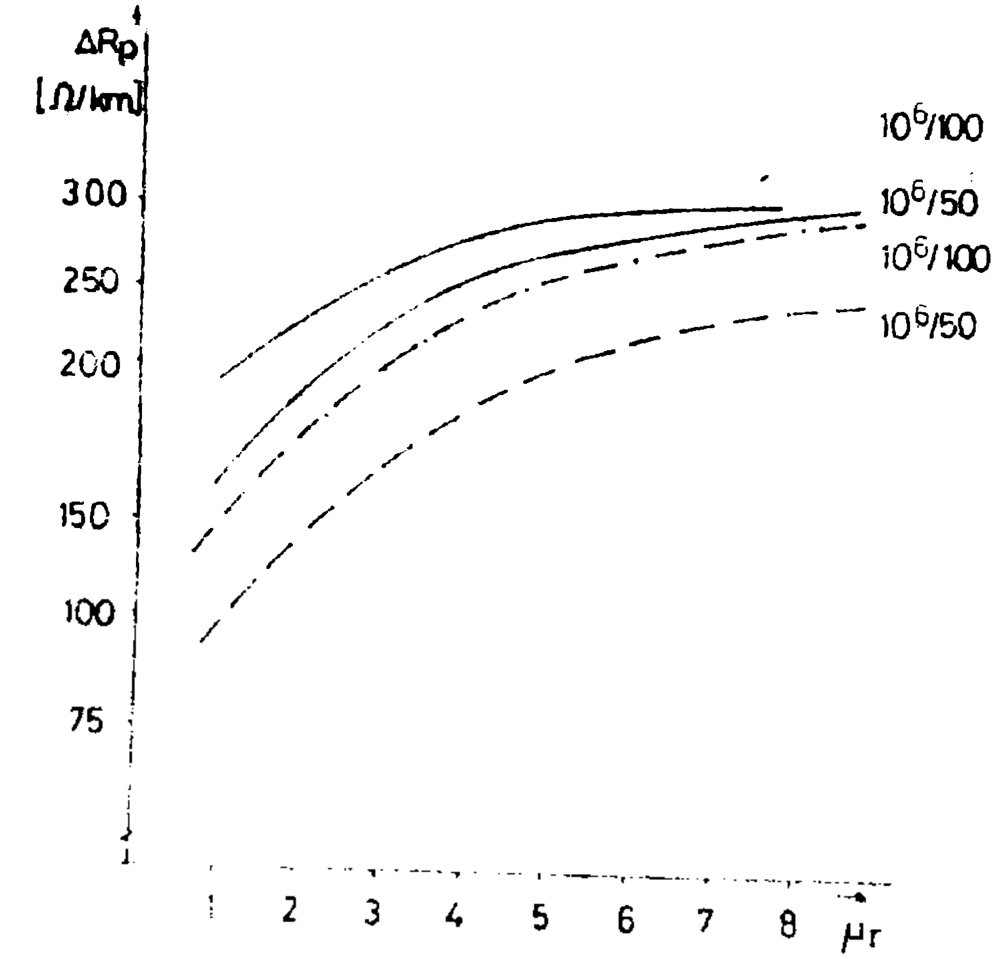


Fig.2.6. Variația corecției ΔR_p cu permeabilitatea relativă a solului
——— conductorul activ
– – – conductorul de gardă

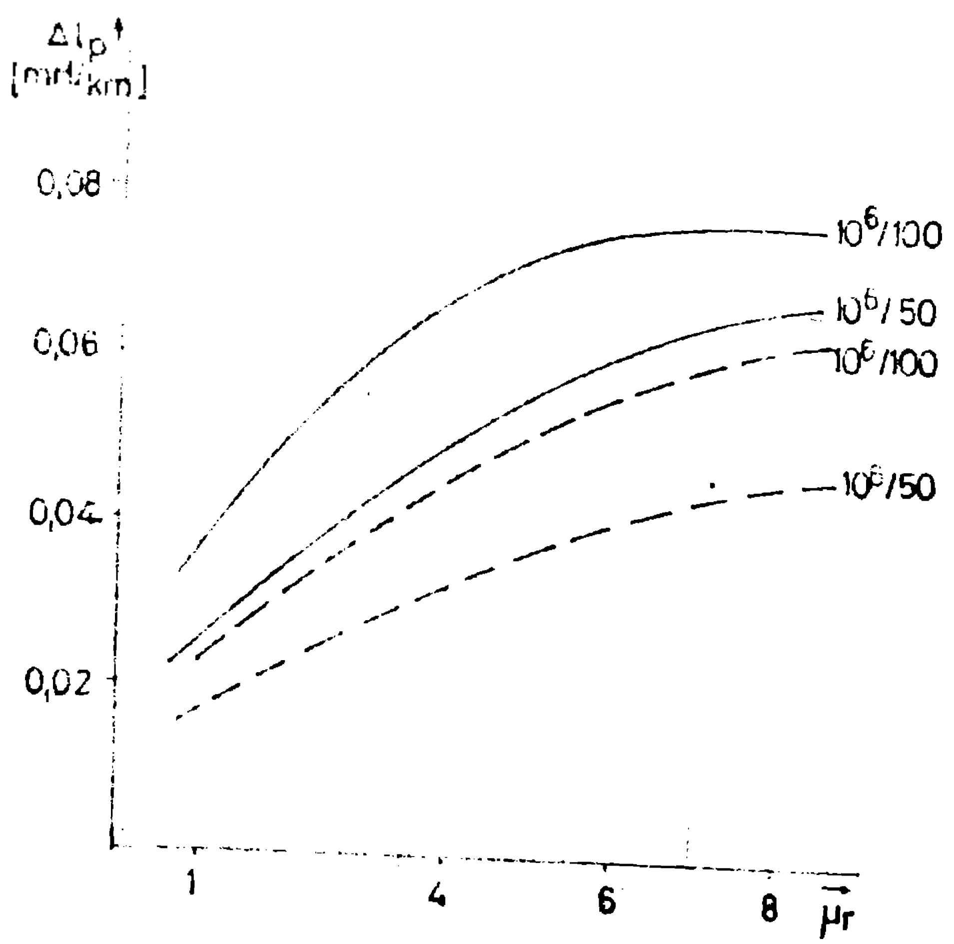


Fig.2.7. Variația corecției ΔL_p cu permeabilitatea relativă a solului
——— conductorul activ
– – – conductorul de gardă

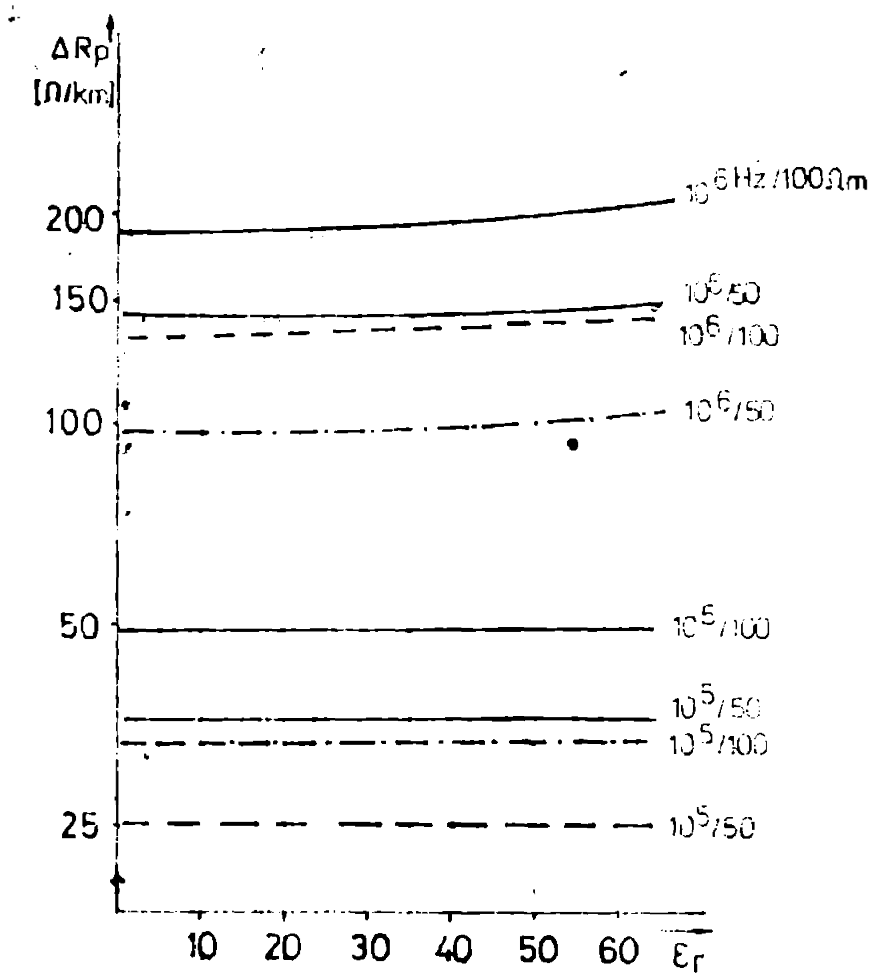


Fig.2.8. Variaţia corecţiei ΔR_p cu permitivitatea relativă a solului

———— conductorul activ

— — — conductorul de gardă

Sînt puţine date concrete cunoscute cu privire la domeniul de variaţie a permitivităţii, respectiv permeabilităţii relative a solului. In ceea ce priveşte permitivitatea relativă, aceasta nu are influenţe notabile asupra corecţiilor inductivităţii lineice ci doar o mică influenţă, sub 2% , asupra rezistenţei lineice şi numai la frecvenţe mai mari de lo^5 Hz.

In ceea ce priveşte valorile permeabilităţii relative s-a considerat ca valori rezonabile ale acesteia situate sub lo. In acest caz modificările sînt sensibile atît asupra corecţiilor rezistenţei cît şi inductivităţii. Se exprimă totuşi părerea că este puţin posibil ca traseul liniei să străbată pe porţiuni lun-

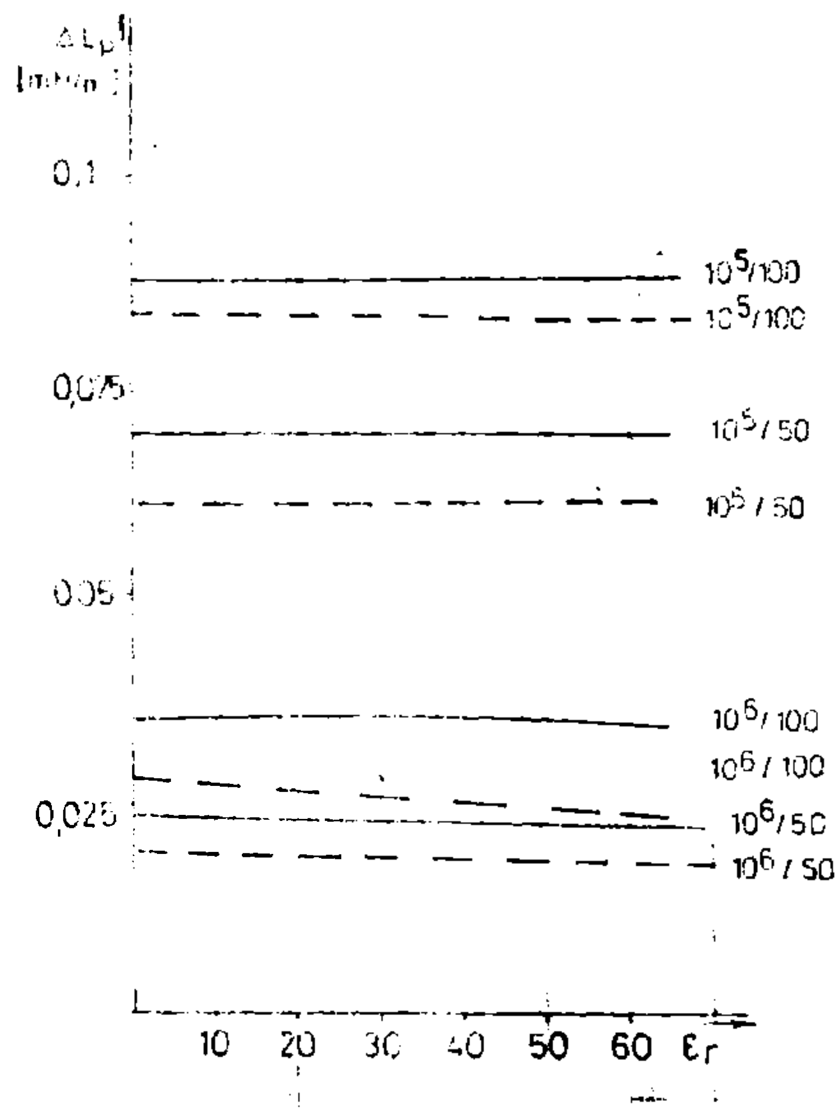


Fig.2.9. Variaţia corecţiei ΔL_p cu permitivitatea relativă a solului

———— conductorul activ

— — — conductorul de gardă

şi astfel de terenuri cu proprietăţi magnetice. Este de înţeles atunci faptul că în literatură nu apar cazuri de folosire concretă în calculele parametrilor liniei a proprietăţilor magnetice ale solului diferite de cele ale vidului.

In legătură cu rezultatele obținute a corecțiilor pămîntului asupra parametrilor lineici se trag următoarele concluzii:

- corecția rezistenței este pronunțată cu efecte determinante asupra mărimii totale a rezistenței lineice la frecvențe ce depășesc 10^3 Hz,
- creșterea rezistivității solului nu are efecte notabile la frecvențe cuprinse între 10^2 și 50 Hz,
- creșterea înălțimii la care este plasat conductorul deasupra solului micșorează efectul acestuia asupra mărimii corecției parametrilor lineici longitudinali,
- corecția inductivității la frecvențe peste 10^5 Hz este puțin influențată de creșterea rezistivității solului,
- plasarea la înălțimi diferite a conductoarelor față de sol are efecte pronunțate asupra corecției inductivității la frecvențele din banda 50-10^4 Hz
- la o valoare dată a rezistivității solului mărimea corecțiilor ΔR_p și ΔL_p este aproape lineară cu frecvența sub valoare de 10^2 Hz și crește rapid, în cazul lui ΔR_p, sau scade accelerat, cazul ΔL_p, în domeniul frecvențelor mari.
- considerarea permeabilității magnetice diferite față de a vidului are influențe la frecvențe mari, astfel la 10^6 Hz și $\rho_p = 100\Omega m$ pentru $\mu_r=4$ creșterea lui ΔR_p este de cca 65%, iar pentru L_p de cca.80%. Pentru valori mai mari a permeabilității relative apare o atenuare a mărimii corecțiilor
- considerarea valorilor permitivității electrice a solului diferită de cea a vidului are influențe aproape neglijabile sub $\varepsilon_r=40$ și $f=10^5$ Hz. Pentru $f=10^6$ Hz, $\varepsilon_r=60$ și $\rho_p=100\Omega m$ creșterea relativă a lui ΔR_p este de cca 20%, iar scăderea lui ΔL_p de cca 3% față de valorile $\mu_r=1$ și $\varepsilon_r=1$
- din punct de vedere al calculului seriilor infinite pentru determinarea corecțiilor solului, din rularea programului de calcul s-a constatat că a fost suficientă reținerea a cîte 10 termeni din aceste serii. O rulare cu considerarea a 20 de termeni din aceste serii infinite nu a dus la modificări sesizabile.
- este interesant de urmărit modificarea cu frecvența ponderii în mărimea totală a valorii parametrilor lineici a efectului pelicular și a participării solului ca și cale de întoarcere. Acest lucru este reprezentat în tabelul 2.1. pentru două valori

a rezistivității solului : 5o și 2oo Ωm, atît pentru conductorul

Tabelul 2.1. Ponderea efectului pelicular și al solului în parametrii lineici

	F /Hz/	ΔR_{pelic}%		ΔR_p%		ΔL_{pelic}%		ΔL_p %	
		ρ_p=5o	2oo	5o	2oo	5o	2oo	5o	2oo
Parametrii fazei	5o	1.65	1.o1	57.73	58.3	o.o5	o.o5	33.87	38.64
	10^2	3.82	3.7	7o.76	71.7	o.11	o.1	31.66	36.58
	10^3	7.11	6.45	89.2	9o.1	1	o.9	23.o	28.64
	10^4	6.25	3.5	92.87	96.14	1.57	1.47	13.65	19.32
Parametrii conductorului de protecție	5o	o.41	o.4	13.38	13.9	o.o1	o.o1	23.8	27.8
	10^2	1.o3	1.o2	22.82	27.43	o.o5	o.o5	21.6	26.5
	10^3	15.85	13.9	56.24	6o.95	o.92	o.88	14.2	19.1
	10^4	18,49	13,24	67,2	77,37	2,13	2,o7	8,27	11,5

activ al fazei cît și pentru cel de protecție. Se remarcă influența covîrșitoare a solului peste 10^3 Hz în modificarea rezistenței și cu precădere la conductorul de secțiune mai mare. Influența efectului pelicular este relevantă peste 10^2 Hz în mărimea rezistenței și fără semnificații notabile în întreaga bandă a frecvenței asupra mărimii inductivității atît pentru conductorul fazei cît și pentru cel de protecție.

2.4. Influența conductoarelor de protecție asupra parametrilor lineici în mărimi de fază

Pentru cazul liniei de 4oo kV echipată cu două conductoare de protecție de OL-AL de secțiune de 15o mm^2 și așezate după coronamentul prezentat în fig.2.2 programul de calcul elaborat ,"PARAM" consideră cazul real al legării conductoarelor de protecție la fiecare stîlp al liniei.

Pentru cazul general se consideră p conductoare active și q conductoare de protecție rezultînd matricea impedanței longitudinale $[Z]$,pătrată de ordinul p+q.

In ipoteza legării rigide a celor q conductoarelor de protecție la pămînt și considerînd potențialul acestora egal cu zero, în relația matricială (2.3o), partiționînd matricea $[Z]$

$$[Z]\cdot[I]=[U] \qquad (2.3o)$$

pentru cele p conductoare active și q de gardă se vor explicita curenţii din conductoarele de protecţie(2.32) :

$$\begin{bmatrix} \underline{Z}_{p,p} & \underline{Z}_{pq} \\ \underline{Z}_{q,p} & \underline{Z}_{qq} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{I}_p \\ \underline{I}_q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{U}_p \\ 0 \end{bmatrix} \qquad (2.31)$$

$$\left[\underline{Z}_{q,p}\right]\left[\underline{I}_p\right]+\left[\underline{Z}_{qq}\right]\left[\underline{I}_q\right]=\left[0\right] \quad \text{sau} \quad \left[\underline{I}_q\right]=-\left[Z_{qq}\right]^{-1}\cdot\left[\underline{Z}_{qp}\right]\left[\underline{I}_p\right] \qquad (2.32)$$

Inlocuind (2.32) în ecuaţia tensiunilor conductoarelor active se obţine matricea parametrilor de fază redusă la ordinul p care va cuprinde influenţa conductoarelor de protecţie. Se obţine :

$$\left[\underline{Z}_{pp}\right]'=\left[\underline{Z}_{pp}\right]-\left[\underline{Z}_{pq}\right]\cdot\left[\underline{Z}_{qq}\right]^{-1}\left[\underline{Z}_{qp}\right] \qquad (2.33)$$

Pentru a evidenţia modificarea matricei de admitanţă se va aplica acelaşi procedeu matricei $[Y]$ rezultînd:

$$\left[Y_{pp}\right]'=\left[Y_{pp}\right]-\left[Y_{pq}\right]\left[Y_{qq}\right]^{-1}\cdot\left[Y_{qp}\right] \qquad (2.34)$$

Matricea $\left[\underline{Z}_{pp}\right]'$ va avea forma generală (2.35)

$$\left[\underline{Z}_{pp}\right]'=\begin{bmatrix} \underline{A} & \underline{B} & C \\ \underline{B} & \underline{D} & \underline{B} \\ \underline{C} & \underline{B} & \underline{A} \end{bmatrix} \qquad (2.35)$$

de aceeaşi formă fiind şi $\left[Y_{pp}\right]'$.

Examinînd rezultatele de calcul, se observă o micşorare a valorilor parametrilor lineici longitudinali ai fazelor, cu precădere ai fazei centrale.

Notînd :

$\varepsilon_R = \frac{R'}{R} \cdot 100$ % respectiv $\varepsilon_L = \frac{L'}{L} \cdot 100\%$, unde cu ' s-au notat valorile parametrilor lineici în mărimi de fază după considerarea influenţei conductoarelor de protecţie, în fig.2.10 se reprezintă modificările enunţate.

Se observă că asupra rezistenţei lineice efectul prezenţei conductoarelor de protecţie este puternic în banda 10^2-10^4 Hz cînd valorile rezistenţei fazei se înjumătăţesc.

Micşorarea acestei influenţe în domeniul frecvenţelor mari, 10^4-10^6 Hz se explică prin creşterea ponderii efectului pelicular în mărimea totală a rezistenţei electrice.

Prezenţa conductoarelor de protecţie în modificarea valorilor parametrilor lineici se exercită prin intermediul parametrilor electrici, rezistenţă şi inductivitate, ai solului.

Fig.2.10. Micşorarea procentuală a parametrilor lineici datorită conductoarelor de protecţie

1 LEA de 400 kV ;

2 LEA de 750kV

Asupra inductivităţii lineici a fazei prezenţa conductoarelor de protecţie are o influenţă mai mică, îndeosebi la frecvenţe peste 10^4 Hz cînd modificarea valorii inductivităţii este de 8-5 %.

2.5. Compararea corecţiei parametrilor lineici tranzitorii calculaţi şi aproximaţi

Expresia impedanţei lineice propuse în /11/ şi redată în relaţia (212) prezintă avantajul simplităţii şi a unor erori acceptabile în ceea ce priveşte corecţia inductivităţii datorită prezenţei solului imperfect. Dezavantajul mare constă în aproximarea eronată a corecţiei rezistenţei datorită solului, acceptarea formei (212) în calcule analitice denaturînd desfăşurarea fenomenului.

Se propune adăugarea la (2.12) a unui termen de forma: $\frac{b}{p^{1/2}+c}$ avînd în vedere că la frecvenţe înalte corecţia rezistenţei datorită solului este invers proporţională cu $f^{1/2}$(2.22).

In consecinţă forma impedanţei lineice în transformată Laplace va fi:

$$Z_{ii}(p) = L_{ii}p + d_{ii}.p^{1/2} + a_{ii} + \frac{b}{p^{1/2}+c} \qquad (2.37)$$

In /11/ coeficienţii constanţi L_{ii}, d_{ii}, a_{ii} sînt determinaţi într-o formă simplificată după dezvoltarea expresiei (2.23).

Valorile coeficienţilor b şi c din (2.37) autorul îşi propune a le determina empiric prin compararea cu valorile exacte ale impedanței calculate prin relațiile complete ale lui Carson.

Transformînd (2.37) în domeniul frecvenței și separînd partea reală și imaginară se obține :

$$Z_{ii}(\omega)= d_{ii}\left(\frac{\omega}{2}\right)^{1/2}+ a_{ii}+ b\,\frac{c + \left(\frac{\omega}{2}\right)^{1/2}}{\left[c+ \left(\frac{\omega}{2}\right)^{1/2}\right]^{2} + \frac{\omega}{2}} + \tag{2.38}$$

$$+ j\left[\omega L_{ii}+ d_{ii}\left(\frac{\omega}{2}\right)^{1/2} - \frac{b\left(\frac{\omega}{2}\right)^{1/2}}{\left[c+\left(\frac{\omega}{2}\right)^{1/2}\right]^{2}+ \frac{\omega}{2}}\right]$$

Notînd cu ' valorile coeficienților d_{ii}, a_{ii} și L_{ii} dezvoltate în /11/ pentru frecvențe mai mari de 10^4 Hz și cu '' pentru $f<10^4$Hz se obțin expresiile generale ale reactanței și a rezistenței proprii și mutuale (i=1,2,3; j =1,2,3; i≠ j)

$$X'_{ii} = \omega.\frac{\mu_0}{2\pi}\ln\frac{S_{ii}}{r_c} + \frac{(\mu_0\omega\rho)^{1/2}}{2^{3/2}\pi\,.r_c} + \frac{(\mu_0\,\rho_p\omega)^{1/2}}{2^{3/2}\pi\,h_i} \tag{2.39}$$

$$R'_{ii} = \frac{\rho}{4\pi\,r_c^2} + \frac{(\mu_0\omega\rho)^{1/2}}{2^{3/2}.\pi\,r_c} + \frac{(\mu_0\omega\rho_p)^{1/2}}{2^{3/2}.\pi.h_i} - \frac{1}{4\pi}\,\frac{\rho_p}{h_i^2} \tag{2.40}$$

$$X'_{ik} = \omega.\,\frac{\mu_0}{2\pi}\,\ln\frac{S_{ik}}{s_{ik}} + \frac{h_t(\mu_0\rho_p.\omega)^{1/2}}{2^{1/2}.\pi(h_t^2+y^2)} \tag{2.41}$$

$$R'_{ik} = \frac{h_t(\mu_0\rho_p\omega)^{1/2}}{2^{1/2}.\pi(h_t^2+y^2)} - \frac{\rho_p(h_t^2-y^2)}{\pi\,(h_t^2+y^2)^2} \tag{2.42}$$

$$X''_{ii}= \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\frac{S_{ii}}{r_c} + \frac{(\omega\mu_0\rho)^{1/2}}{2^{3/2}.\pi\,r_c} + \frac{\omega\mu_0}{\pi}\left(\frac{A_1}{2} -0,0386\right)+ \frac{A_2(\omega\mu_0\rho_p)^{1/2}}{2^{3/2}.\pi.\,h_i} \tag{2.43}$$

$$R''_{ii} = \frac{\rho}{4\pi\,r_c^2} + \frac{(\omega\mu_0\rho)^{1/2}}{2^{3/2}\pi\,r_c} + \frac{A_2(\omega\mu_0\rho_p)^{1/2}}{2^{3/2}.\pi.h_i} \tag{2.44}$$

$$X''_{ik} = \frac{\omega\mu_0}{2\pi}\ln\frac{S_{ik}}{s_{ik}} + \frac{\omega\mu_0}{\pi}\left(\frac{A_1}{2} -0,0386\right) + \frac{(\omega\mu_0\cdot\rho_p)^{1/2}A_2}{2^{1/2}(h_t^2+y^2)^{1/2}} \tag{2.45}$$

$$R''_{ik} = \frac{(\omega\mu_0\cdot\rho_p)^{1/2}.A_2}{(h_t^2+y^2)^{1/2}} \tag{2.46}$$

Mărimile nou introduse în (2.39)-(2.46) au următoarea semnificație :

$h_t = h_i+h_k$, suma înălțimilor celor două conductoare

y - este distanța pe orizontală între cele două conductoare

Constantele A_1 şi A_2 au fost determinate /11/ cu următoarele valori : A_1 = 1,06 şi A_2 =0,121.

Asupra expresiilor (2.39)-(2.46) se pot face următoarele observaţii:

a) termenii exprimînd efectul pelicular din (2.39), (2.4o) şi (2.43), (2.44) sînt de formele (2.13) şi (2.14) verificate anterior în 2.2 şi găsite că dau o bună aproximaţie faţă de calculul complet al considerării efectului pelicular.

b) termenii exprimînd participarea solului la determinarea parametrilor tranzitorii au forme simplificate şi în consecinţă vor prezenta erori mari faţă de modul complet de considerare a solului (2.17)-(2.22).

Valoarea coeficienţilor b şi c corespunzător termenului nou introdus în(2.37)se va determina astfel încît să se compenseze cît mai mult posibil erorile faţă de calculul exact dat de (2.17)-(2.22).

In tabelul 2.2 se prezintă calculate valorile simplificate ale corecţiilor parametrilor datorită solului imperfect, cît şi erorile faţă de valorile exacte. Comparaţiile corespund valorilor caracterizînd linia de 4oo kV studiată anterior, şi folosind rezultatele programului propriu de calcul "Param".

Notaţiile din tabelul 2.2 au semnificaţia următoare:

1. $X'_{iip} = 22{,}664 \cdot 10^{-2} \cdot f^{1/2}$ Ω/km (2.47)

reprezintă contribuţia pămîntului asupra reactanţei proprii a conductorului separată din relaţia(239) pentru frecvenţe înalte,

2. $X''_{iip} = 12{,}34 \cdot 10^{-4} \cdot f + 27{,}43 \cdot 10^{-3} \cdot f^{1/2}$ Ω/km (2.48)

are semnificaţia lui X'_{iip} însă pentru frecvenţe joase şi evidenţiată din (43),

3. $X'_{ikp} = 6{,}989 \cdot 10^{-2} \cdot f^{1/2}$ Ω/km (2.49)

este valabilă la frecvenţe înalte pentru reactanţa mutuală cauzată de prezenţa pămîntului dedusă din (2.41),

4. $X''_{ikp} = 12{,}34 \cdot 10^{-4} \cdot f + 27{,}43 \cdot 10^{-3} \cdot f^{1/2}$ Ω/km (2.5o)

este separată din (45) pentru frecvenţe joase.

Pentru rezistenţa electrică a fazelor datorată pămîntului cu aceleaşi semnificaţii ca cele enunţate anterior din (2.4o), (2.42), (2.44) şi (2.46) se obţine :

5. $R'_{iip} = 22,657.f^{1/2}-49,09$ Ω/km (2.51)

6. $R''_{iip} = 2,745.10^{-2}.f^{1/2}$ Ω/km (2.52)

7. Cu ΔX_p, respectiv ΔR_p s-au notat valorile obţinute prin calculul detailat din programul "Param" folosind (17)-(22).

8. ε_R, respectiv ε_X sînt valorile procentuale ale diferenţelor valorilor parametrilor lineici calculaţi şi aproximaţi, calculate astfel:

$$\varepsilon_R\% = \frac{R_{iip} - R_p}{R_p}.100 \quad \text{respectiv} \quad \varepsilon_L\% = \frac{X_{up} - X_p}{X_p}.100 \qquad (2.53)$$

Asupra rezultatelor cuprinse în tabelul 2.2 se poate concluziona:

- valorile rezistenţei lineice datorate pămîntului, obţinute cu expresia (2.12) pot fi acceptate în domeniul de frecvenţă 10^6-5.10^5 Hz, respectiv 10^3-5.10^2 Hz, deci într-o bandă îngustă de frecvenţă,
- în cazul studierii fenomenelor tranzitorii de comutaţie pe liniile electrice lungi folosirea expresiei (2.12) ar conduce la atenuări puternice în ultima parte a desfăşurării fenomenelor datorită valorii mari a rezistenţei pămîntului la frecvenţe joase. Eroarea faţă de valorile calculate exact este de 191,4% pentru $f = 10^2$ Hz,
- inductivitatea lineică datorită pămîntului se calculează cu (2.12) în condiţii de eroare acceptabilă doar la valori apropiate de 10^6 Hz, respectiv 10^2 Hz
- în ceea ce priveşte valorile parametrilor lineici mutuali aceștea diferă faţă de cele calculate exact cu erori destul de mari, de la 50,2% la 6,8 % pentru inductivitate, respectiv 204,4% la 1,2% pentru rezistenţă.

Cum de interes major sînt valorile parametrilor lineici în componente modale, se va interveni cu modificarea lui (2.12) la forma (2.37) după obţinerea parametrilor modali.

2.6. Parametrii lineici în componente modale

Transformarea parametrilor lineici din mărimi de fază în mărimi modale, naturale sau de secvenţă apare ca o necesitate impusă de imperativul decuplării fazelor în ecuaţiile telegrafiştilor în vederea rezolvării acestora.

Teoria dezvoltată în literatură /18/-/26/, numită şi analiză modală, determină componenţa şi tipul matricilor de transformare modale funcţie de configuraţia geometrică a amplasării reci-

Tabelul 2.2. Compararea corecţiei parametrilor lineici datorată solului calculată şi aproximată

a) Parametrii proprii ai fazelor

$\rho_p = 100\ \Omega m$ / f Hz	X'_{iip} Ω/km	ΔX_p Ω/km	R'_{iip} Ω/km	ΔR_p	εL %	εR %
10^6	226,64	222,31	185,4	189,3	1,3	- 2,06
10^5	71,65	59,97	30,73	42,43	19,4	-27,5
10^4	22,66	14,82	-18,25	5,73	52,9	-418,5

	X''_{iip}	ΔX_p	R''_{iip}	ΔR_p	εL %	εR %
10^4	15,01	14,82	2,745	5,73	1,28	- 52,1
10^3	2,101	2,66	0,868	0,854	-21,01	1,6
10^2	0,3977	0,4017	0,2745	0,0942	-0,72	191,4
50	0,2556	0,2219	0,1941	0,0477	15,2	306,9

b) Parametrii mutuali i =1, k=3

	X'_{ikp} Ω/km	X_{ikp} Ω/km	R'_{ikp} Ω/km	R_{ikp} Ω/km	ε_L %	ε_R %
10^6	69,84	140,3	69,14	132,59	- 50,2	- 48
10^5	22,1	46,5	21,35	35,9	- 52,4	- 40,5
10^4	6,989	11,92	6,24	6,17	- 41,3	- 1,2

	X''_{ikp}	X_{ikp}	R''_{ikp}	R_{ikp}	L	R
10^4	13,78	12,9	2,037	6,01	6,82	66,1
10^3	0,169	2,46	0,644	0,854	-93,1	24,5
10^2	0,267	0,381	0,203	0,0941	-29,9	115,7
50	0,163	0,212	0,144	0,0473	-26,1	204,4

proce a conductoarelor fazelor liniei electrice pe stîlpul liniei. Această teorie se bazează pe determinarea vectorilor proprii a matricilor care urmează a fi diagonalizate.

In această privinţă, datorită poziţiei orizontale de amplasare a conductoarelor, fazelor liniilor de 400 kV din R.S.R. şi considerînd linia simetrizată prin transpuneri de-a lungul traseului, s-a optat pentru matricea de transformare Clark, în componente α, β, 0, ea avînd termenii reali /27/. Forma ei normală este :

$$|T| = \begin{bmatrix} -\frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \\ \sqrt{\frac{2}{3}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{3}} \\ -\frac{1}{\sqrt{6}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \end{bmatrix} \quad |T|^{-1} = \begin{bmatrix} -\frac{1}{\sqrt{6}} & \sqrt{\frac{2}{3}} & -\frac{1}{\sqrt{6}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \end{bmatrix} \tag{2.54}$$

In componente $\alpha, \beta, 0$ matricile diagonale ale parametrilor lineici se calculează astfel:

- matricea impedanţei longitudinale a liniei :

$$[\underline{Z}]_{\alpha,\beta,0} = [T]\,[\underline{Z}]\,[T]^{-1} = [R]_{\alpha,\beta,0} + j\,[X]_{\alpha,\beta,0} \tag{2.55}$$

- matricea admitanţei liniei :

$$[\underline{Y}]_{\alpha,\beta,0} = [T]^{-1}[\underline{Y}]\,[T] = [G]_{\alpha,\beta,0} + j\,[B]_{\alpha,\beta,0} \tag{2.56}$$

- matricea impedanţei de undă:

$$[\underline{Z}_U]_{\alpha,\beta,0} = \left[\underline{Z}_{\alpha,\beta,0}\,\underline{Y}^{-1}_{\alpha,\beta,0}\right]^{1/2} = \mathrm{Re}\left[\underline{Z}_{U\,\alpha,\beta,0}\right] + j\,\mathrm{I_m}\left[\underline{Z}_{U\,\alpha,\beta,0}\right]$$

- matricea constantelor de propagare :

$$[\gamma]_{\alpha,\beta,0} = \left\{[\underline{Z}]_{\alpha,\beta,0}\cdot[Y]_{\alpha,\beta,0}\right\}^{1/2} = [a]_{\alpha,\beta,0} + j\,[b]_{\alpha,\beta,0} \tag{2.57}$$

unde [a] este matricea constantelor de atenuare, iar
[b] matricea constantelor de defazare.

2.6.1. Rezultate de calcul

Programul de calcul "Param" pe baza relaţiilor (2.55)-(2.57) rezolvă în continuare necesitatea enunţată. Pentru că volumul datelor obţinute cu privire la valorile parametrilor lineici $[Z]_{\alpha,\beta,0}$ este extins, se preferă oferirea în continuare a parametrilor care vor interveni direct în calculele analitice insistîndu-se asupra parametrilor caracteristici ai liniei, deri-

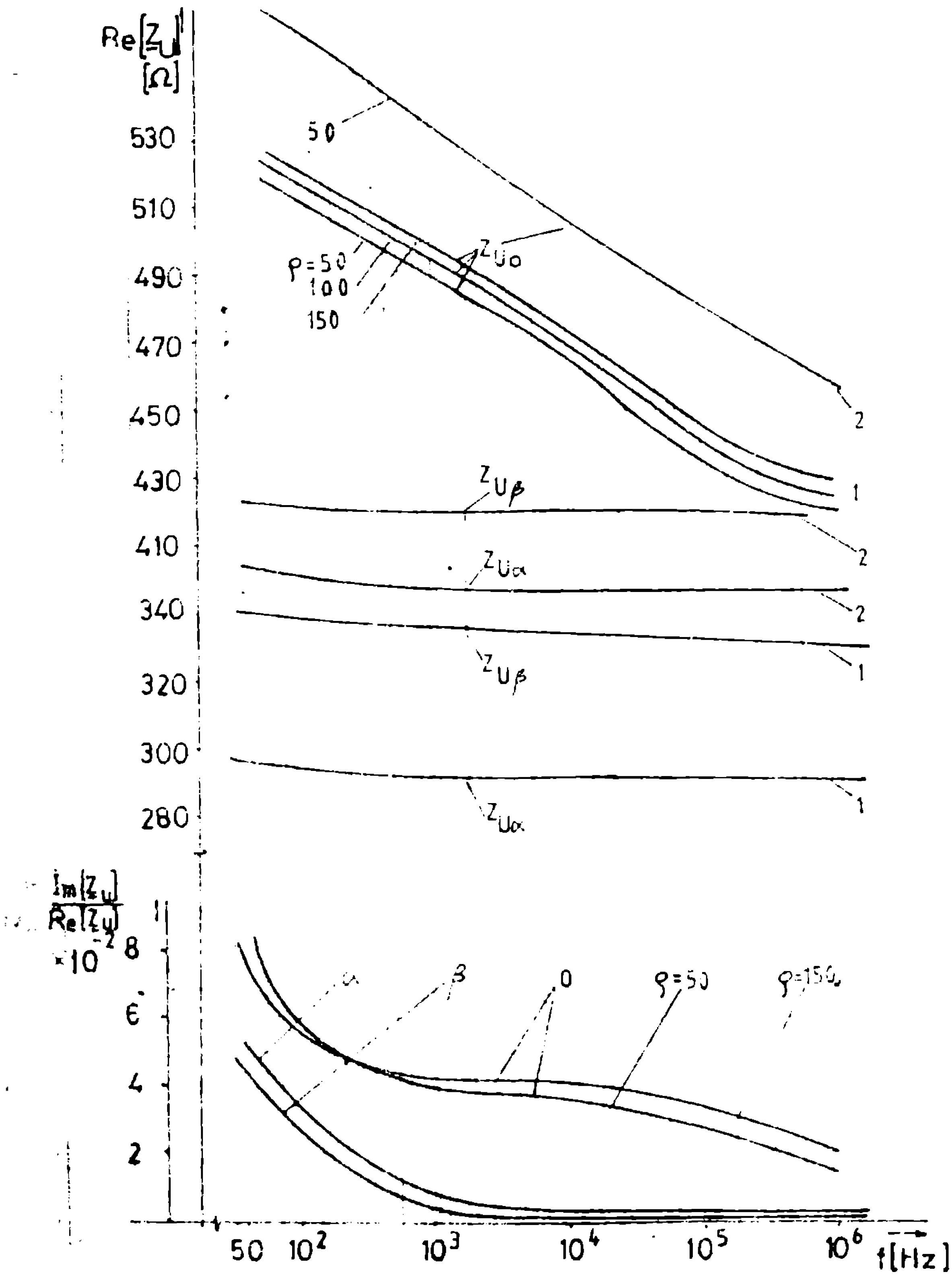


Fig.2.11. Variaţia cu frecvenţa a impedanţei de undă în componente $\alpha, \beta, 0$

1 LEA de 400 kV

2 LEA de 750 kV

vaţi din $|\underline{Z}|$ şi $|\underline{Y}|$, care au o determinare directă în rezultatele calitative şi cantitative asupra propagării undelor de-a lungul liniilor electrice seriene.

Calculele sînt obţinute în ipoteza neglijării conductanţei liniei.

2.6.1.1. Impedanţa de undă

Impedanţa de undă în componente Clarke are termenii diagonali de forma:

$$Z_{U\alpha,\beta,o} = \left(\frac{X_{\alpha,\beta,o}}{B_{\alpha,\beta,o}}\right)^{1/2} - j\,\frac{R_{\alpha,\beta,o}}{2X_{\alpha,\beta,o}}\left(\frac{X_{\alpha,\beta,o}}{B_{\alpha,\beta,o}}\right)^{1/2} \qquad (2.58)$$

Rezultatele de calcul obţinute sînt redate în fig.2.11. Este de interes a urmări şi evoluţia raportului părţii imaginare la cea reală a componentelor matricii impedanţei de undă.

Se pot tra e concluziile următoare :

- impedanţa de undă în toate cele trei componente are partea reală determinantă faţă de cea imaginară. Acest raport scade cu creşterea frecvenţei ajungînd la valori de sub 10^{-3} peste 10^3 Hz pentru componentele α şi β. Pentru acelaşi domeniu de frecvenţă în componenta "O" raportul scade sub o,o4. Deci în studiul fenomenelor tranzitorii se poate accepta reprezentarea impedanţei de undă numai prin partea ei reală rezistivă.
- impedanţa de undă în componente α şi β este foarte puţin influenţată de mărimea frecvenţei,
- în componentă o, impedanţa scade cu creşterea frecvenţei, scăderea fiind mai pronunţată pe domeniul $5o-10^4$ Hz cu cca 11%.

2.6.1.2. Constanta de propagare

Asupra calităţii propagării undelor de-a lungul liniilor electrice o importanţă deosebită o are constanta de atenuare. Din fig.2.12 se observă că modul α şi β au o atenuare mai mică pînă la 10^3 Hz, după care urmează o creştere pronunţată, modul β depăşindu-l pe α . Pentru componenta "o", corespunzătoare pămîntului atenuarea este pronunţată, gradientul creşterii acesteia fiind aproape constant pe întreg domeniul frecvenţei.

Constanta de defazare a liniei pentru o lungime a acesteia de loo km este redată în tabelul 2.3.

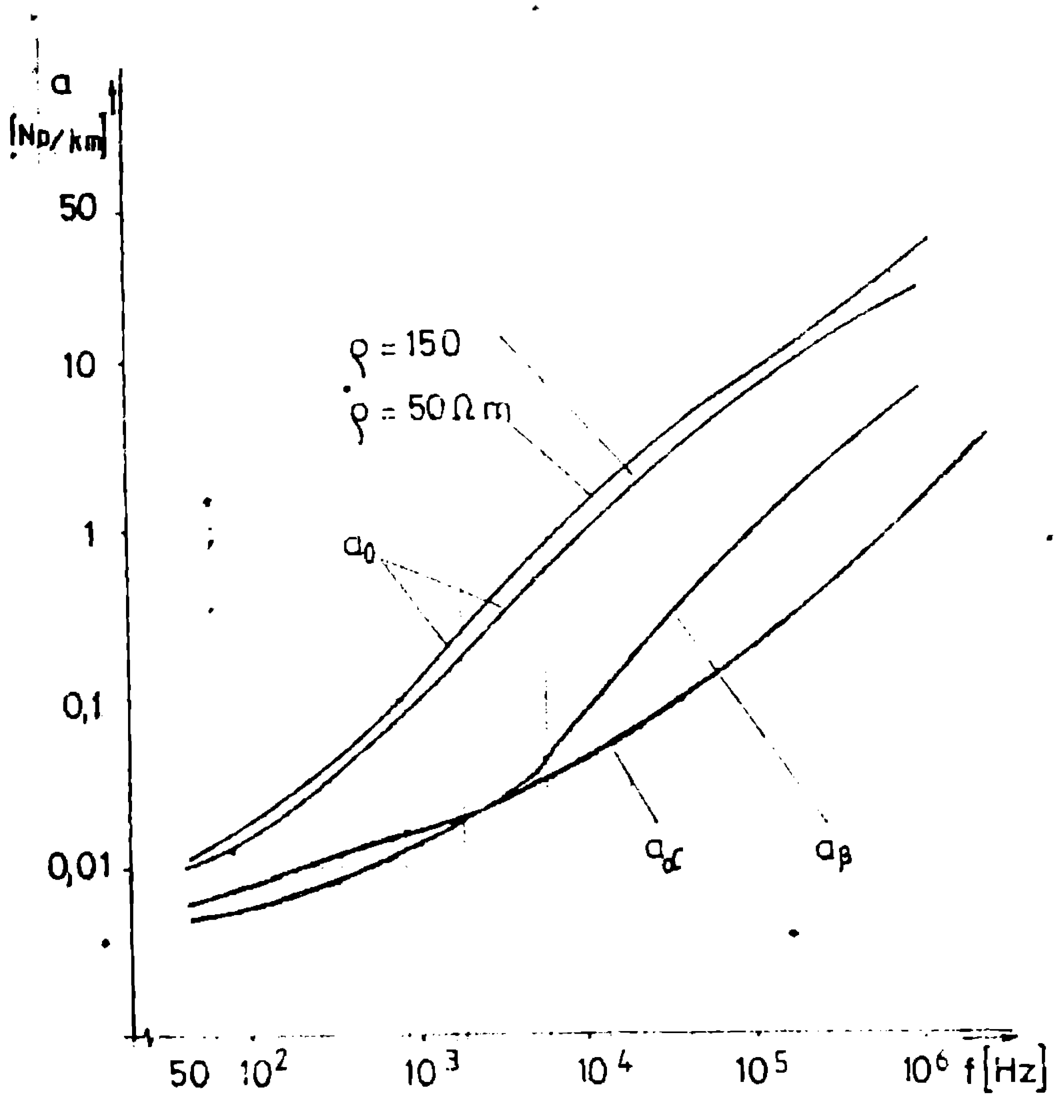


Fig.2.12. Variaţia cu frecvenţă a constantei de propagare

Tabelul 2.3. Valorile constantei de defazare b /rad/100 km/

b / f Hz		50	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6
ρ_p= 100 Ωm	b_α	0,1061	0,212	2,106	21	209	2090
	b_β	0,1079	0,215	2,142	21,5	211	2101
	b_0	0,132	0,26	2,5	24,5	218	2130

2.6.1.3. <u>Constanta de timp a liniei</u>

Variaţia cu frecvenţa a constantei de timp a liniei definită ca $\tau = \frac{L}{R}$ a fost calculată atît pe baza rezultatelor de calcul ale programului "Param" cît şi pe separarea inductivităţii şi a rezistenţei din expresia de aproximare (2.12).

Rezultatele sînt redate în fig.2.13.

Se observă influenţa directă a aproximării prin adaos a rezistenţei datorate pământului, în cazul expresiei (2.12) şi relevate în cap.2.2, asupra mărimii constantei de timp. Se poate concluziona încă de acum faptul că folosind o aproximare de forma (2.12) calculele analitice ale propagării undelor pe liniile electrice aeriene vor obţine atenuări mai mari ale supratensiunilor faţă de cazul analitic de calcul extins al parametrilor liniei.

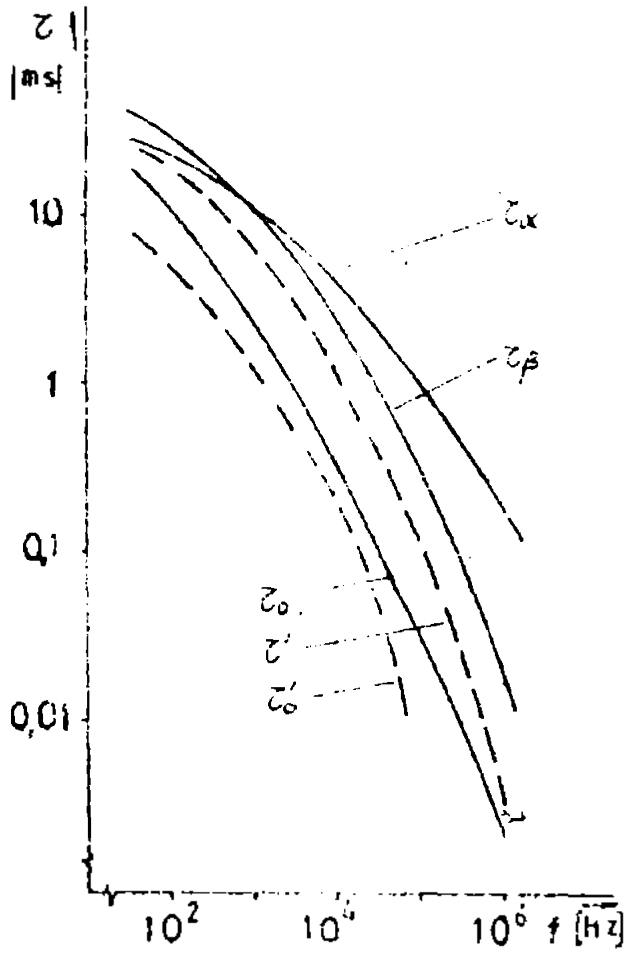


Fig.2.13. Variaţia cu frecvenţa a constantei modale de timp a liniei de 400 kV

- valori exacte

'- valori aproximate

2.6.1.4. <u>Viteza de propagare a undelor de-a lungul liniilor electrice aeriene</u>

Având la dispoziţie valorile parametrilor liniei de secvenţă se poate urmări modificarea cu frecvenţa şi rezistivitatea pământului a vitezelor de propagare în componente $\alpha,\beta,0$ definite astfel:

$$v_{\alpha,\beta,0} = \frac{1}{(L_{\alpha,\beta,0} \cdot C_{\alpha,\beta,0})^{1/2}} \qquad (2.58)$$

Rezultatele de calcul sînt reprezentate în fig.2.15.

Ca şi concluzii se observă variaţia pronunţată a vitezei componentei "o" cu frecvenţa şi rezistivitatea solului, influenţe atenuate pentru componenta "β" , iar propagarea componentei "α" este aproape independentă de frecvenţa şi rezistivitatea solului.

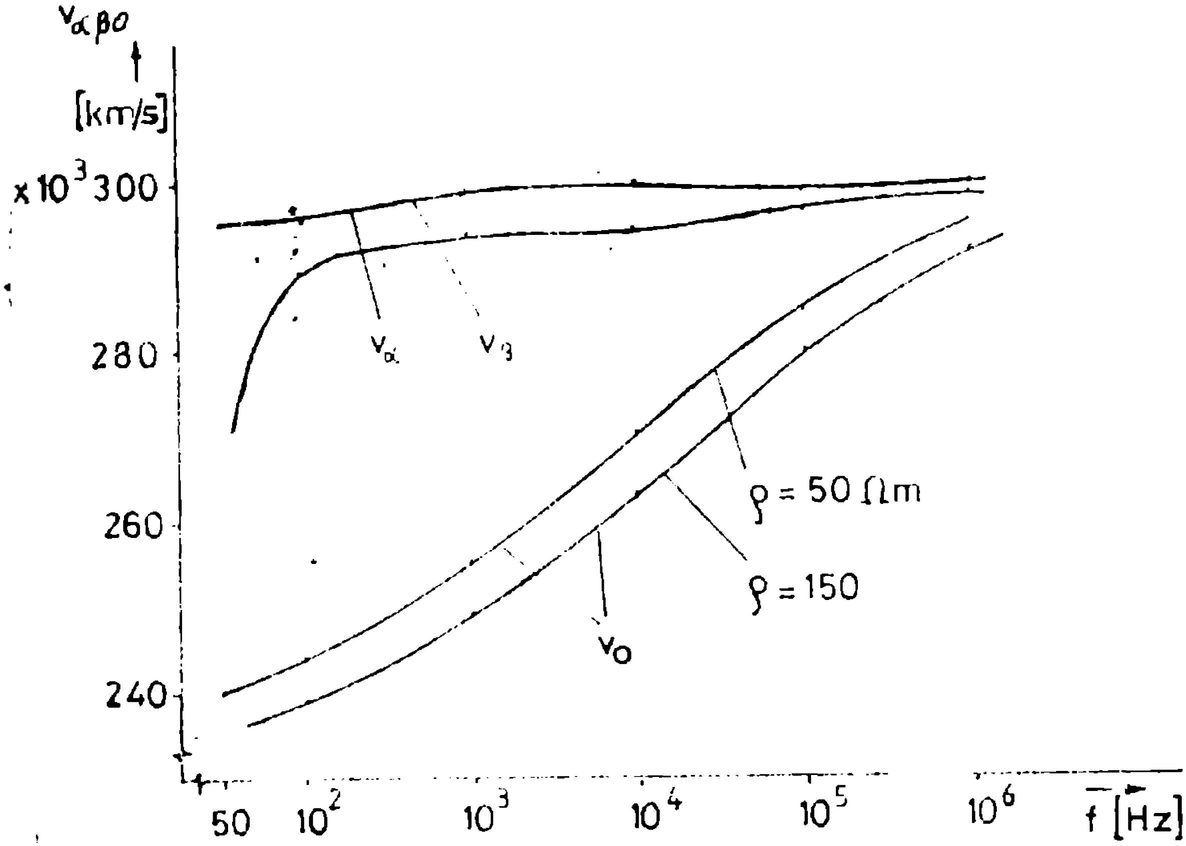


Fig.2.14. Modificarea cu frecvenţa şi rezistivitatea solului a vitezelor de propagare

2.7. Obţinerea unei expresii îmbunătăţită a impedanţei lineice transitorii

După calculul, considerat de referinţă, a contribuţiei solului la valoarea parametrilor lineici (2.39)-(2.46), s-a constatat anterior în 2.5, că o expresie de forma (2.12) pentru impedanţa lineică, introduce erori mari prezentate în tabelul 2.2.

In consecinţă, la expresia de forma (2.38) scrisă pentru componenta "o", coeficienţii b şi c se vor determina empiric din condiţia egalităţii impedanţei transitorii de formă îmbunătăţită la frecvenţele uzuale ale proceselor transitorii de comutaţie, 10^3-10^4 Hz, cu valorile impedanţei lineice obţinute din (2.39)-(2.46).

Valoarea de modificare a rezistenţei componentei "o" este dată de (2.59) , iar a inductivității de (2.5o)

$$\Delta R_o = b \frac{c + (\frac{\omega}{2})^{1/2}}{[c+(\frac{\omega}{2})^{1/2}]^2 + \frac{\omega}{2}} \qquad (2.59)$$

$$\Delta L_o = - \frac{b}{\sqrt{2\omega}\{[c+(\frac{\omega}{2})^{1/2}]^2 + \frac{\omega}{2}\}} \qquad (2.6o)$$

Valoarea coeficientului c se obține observînd că în jurul frecvenței de 8.10^3 Hz valorile rezistenței lineice obținute din (2.12) și (2.38) sînt aproximativ egale.

Valoarea coeficientului b se va determina astfel cu valorile pentru rezistența lineică obținute cu aceleași relații (2.12) și (2.38) să fie cît mai mici.

In aceste condiții au rezultat valorile : b=18o $rad^{1/2}$. . $s^{-1/2}$ și c = -15o $rad^{1/2}.s^{-1/2}$, care pentru componenta "O" a impedanței lineice dau valorile din tabelul 2.4.

Tabelul 2.4. Compararea valorilor impedanței lineice

f	Z_o calculat	Z_o aproximat	Z_o îmbunătățit	ε_R%	ε_L%
10^4	9,1+j 1o9,84	7,63+j138,7	7,8+j136,8	-14,2	24,5
10^3	o,962+j12,34	2,41+j15,53	1+j13,o6	3,8	5,8

3. CALCULUL REGIMULUI TRANZITORIU PENTRU LINIA TRIFAZATA IN GOL, CONSIDERIND DEPENDENTA DE FRECVENTA A PARAMETRILOR LINEICI

3.1. Mod de abordare şi ipoteze de calcul

Funcţia de răspuns tranzitoriu (FRT) reprezintă tensiunea la capătul terminal al liniei atunci cînd la începutul acesteia se aplică a tensiune treaptă unitate.

Prezentul capitol prezintă un model matematic şi un program de calcul corespunzător pentru calculul FRT pentru o linie electrică aeriană (LEA), cît şi determinarea tensiunilor terminale ale liniei atunci cînd la începutul ei se aplică un sistem trifazat simetric de tensiuni în ipoteza următoarelor consideraţii:

- se calculează dependenţa de frecvenţă a impedanţei lineice după expresia analitică (2.38) cu coeficienţii determinaţi în 2.6;
- admitanţa lineică se aproximează prin susceptanţa sa;
- constanta de propagare a liniei se consideră printr-o expresie matematică dezvoltată care permite o soluţie matematică cît mai exactă,
- se obţin expresii matematice originale pentru FRT diferite pentru componentele α, β şi respectiv "o" datorită unei analize atente a valorilor comparative diferite a coeficienţilor care apar în expresiile impedanţei lineice şi a constantei de propagare;
- se separă influenţa efectului pelicular şi a solului atît cantitativ cît şi calitativ în valoarea FRT;
- se aplică integrala Duhamel pentru considerarea unui sistem de alimentare al liniei trifazat simetric considerînd şi nesimultaneitatea conectării fazelor acestuia.

Atenţia acordată de autor determinării cît mai exacte a expresiilor matematice a FRT într-un regim de funcţionare a LEA relativ mai rar întîlnit, acela de mers în gol, se explică prin faptul că aceste expresii vor sta la baza expresiilor matematice pentru regimuri de funcţionare mai complexe din punctul de vedere al condiţiilor terminale.

Modelul matematic pentru exprimarea FRT prezintă următoarea succesiune :

- trecerea ecuaţiilor de propagare de-a lungul liniei exprimate în transformată Laplace din mărimi de fază în componente α,β,o cu ajutorul matricilor de transformare de tip Clarke /13/ considerînd LEA simetrizată printr-o transpunere completă. Matricile $[T]$ şi $[T]^{-1}$ au fost redate în 2.5. relaţia (54). In consecinţă se obţine decuplarea fazelor astfel:

$$\frac{d^2[U(p)]_{\alpha,\beta,o}}{dx^2} = [T]^{-1}[Z(p)][Y(p)]\,[T]\,[U(p)]_{\alpha,\beta,o} \qquad (3.1)$$

unde

$[U(p)]$ este matricea coloană a tensiunilor în transformată Laplace, p fiind operatorul Laplace

$[Z(p)]$, $[Y(p)]$ sînt matricile patrate de ordinul 3 în transformată Laplace corespunzătoare mărimilor de fază pentru impedanţa lineică, respectiv pentru admitanţa lineică.

Constanta de propagare în componente α,β,o va fi o matrice de ordinul 3 diagonală de forma :

$$[\gamma(p)]^2_{\alpha,\beta,o} = [T]^{-1}[\gamma(p)]^2\,[T] \qquad (3.2)$$

- se determină matricea $[FRT]$ în componente α,β,o care va fi diagonală de forma:

$$[FRT(p,o)]_{\alpha,\beta,o} = \begin{bmatrix} FRT_\alpha(p) & 0 & 0 \\ 0 & FRT_\beta(p) & 0 \\ 0 & 0 & FRT_o(p) \end{bmatrix} \qquad (3.3)$$

- se determină originalele lui $[FRT(p)]$ printr-o transformată Laplace inversă /8/, /18/, argumentele funcţiilor fiind distanţa măsurată de la capătul terminal al liniei şi timpul,
- se revine la mărimile de fază cu ajutorul matricilor $[T]$ şi $[T]^{-1}$ obţinînd $[FRT(t,x)]$, matrice simetrică de ordinul 3 astfel:

$$FRT(x,t) = \begin{bmatrix} FRT_{11}(x,t) & FRT_{12}(x,t) & FRT_{13}(x,t) \\ FRT_{21}(x,t) & FRT_{22}(x,t) & FRT_{23}(x,t) \\ FRT_{31}(x,t) & FRT_{32}(x,t) & FRT_{33}(x,t) \end{bmatrix} =$$

$$= [T] \cdot \begin{bmatrix} FRT\ (x,t) & 0 & 0 \\ 0 & FRT\ (x,t) & 0 \\ 0 & 0 & FRT_o(x,t) \end{bmatrix} T^{-1} \qquad (3.4)$$

Datorită simetriei liniei, cu conductoarele fazei aşezate pe orizontală şi cu practicarea transpunerii fazelor pentru simetrizare vor exista relaţiile :

$FRT_{ii}(x,t)$ = $FRT(x,t)$ cu $i = 1,2,3$ reprezentînd răspunsul propriu al liniei pentru o fază şi

$FRT_{ij}(x,t)$=$FRT'(x,t)$ cu i=1,2,3;j=1,2,3 $i \neq j$ reprezentînd răspunsul mutual al liniei faţă de o tensiune aplicată constantă.

Efectuînd calculele exprimate de (3.4) cu simetriile prezentate se obţine:

$$FRT(x,t) = \frac{2FRT_{\alpha}(x,t) + FRT_{o}(x,t)}{3} \qquad (3.5)$$

$$FRT'(x,t) = \frac{FRT_{o}(x,t) - FRT_{\alpha}(x,t)}{3} \qquad (3.6)$$

Matricea $[FRT(x,t)]$ astfel obţinută va permite prin aplicarea integralei Duhamel determinarea tensiunilor la capătul terminal al liniei cînd la începutul ei se aplică un sistem trifazat simetric de tensiuni.

Din cele patru forme de exprimare a integralei Duhamel se alege forma (3.7) pentru uşurinţa determinării derivatei tensiunii de intrare :

$$[u_2(t)] = [FRT(t,o)][u_1(o)] + \int_0^t [FRT(\theta,o)][u_1'(t-\theta)]\, d\theta \qquad (3.7)$$

unde: $|u_2(t)|$ este matricea coloană a tensiunilor de la capătul terminal al liniei,

$|u_1'(t)|$ este matricea coloană a derivatei în raport cu timpul a tensiunilor aplicate capătului de alimentare a liniei.

3.2. <u>Calculul constantei de propagare a liniei în componente α,β,o</u>

Pentru determinarea constantei de propagare, se foloseşte (3.2) şi (2.38), obţinînd în scrierea matricială pentru componentele α,β,o for următoare :

$$\Gamma^2_{\alpha,\beta,o}(p) = LC.p^2\left(1 + \frac{d}{L.p^{1/2}} + \frac{a}{pL} + \frac{b}{pL(p^{1/2}+c)}\right) \qquad (3.8)$$

unde: L este inductivitatea conductorului fazei în componente α,β,o calculată fără considerarea efectului pelicular şi prezenţei solului /11/, /14/,

C este capacitatea conductorului liniei exprimată tot în componente α,β,o.

Pe baza considerentelor dezvoltate în cap.2.6 se menţionează că ultimul termen din (3.8) apare doar în componenta "o", din dorința exprimată de a îmbunătăţii modul de considerare a solului în parametrii de secvenţă.

Se obţine succesiv, folosind /17/, următoarea formă finală pentru constanta de propagare :

$$\gamma^2_{\alpha,\beta,o}(p) = LCp^2\Big[\Big(1+\frac{d}{2Lp^{1/2}}+\frac{a}{2Lp}-\frac{d}{8L^2p}\Big)^2 - 2\frac{d}{2L}\Big(\frac{a}{2L}-\frac{d^2}{8L^2}\Big)\cdot\frac{1}{p^{3/2}}+\frac{b}{Lp(p^{1/2}+c)}-\Big(\frac{a}{2L}-\frac{d}{8L^2}\Big)^2\frac{1}{p^2}\Big] \qquad (3.9)$$

Cu notaţiile (3.10) şi după o dezvoltare în serie Taylor de tipul (3.11) se va obţine forma finală a constantei de propagare (3.12).

$$B_1 = \frac{d}{2L}\ ,\ B_2 = \frac{a}{2L}-\frac{d^2}{8L^2}\ ,\ B_3 = \frac{b}{L} \qquad (3.10)$$

$$(u^2+v)^{1/2} = u\Big(1+\frac{v}{2^2}+\frac{v^2}{8^4}+\ldots\Big)\ \text{cu}\ \Big|\frac{v}{\mu^2}\Big|<1 \qquad (3.11)$$

$$\gamma_{\alpha,\beta,p}(p) = p(LC)^{1/2}\Big[\Big(1+\frac{B_1}{p^{1/2}}+\frac{B_2}{p}\Big)+\frac{1}{p+B_1p^{1/2}+B_2}\Big(-\frac{B_1B_2}{p^{1/2}}+\frac{B_3}{2(p^{1/2}+c)}-\frac{B_2^2}{2p}\Big)\Big] \qquad (3.12)$$

3.3. Determinarea funcţiei de răspuns tranzitoriu în componente α,β,o

In dezvoltările următoare, avînd în vedere importanţa regimului de mers în gol pentru dimensionarea nivelului de izolaţie al liniei, cît şi din perspectiva exprimării şi a altor regimuri de funcţionare a liniei funcţie de cel de mers în gol, autorul acordă o atenţie deosebită calculului FRT pentru acest regim de funcţionare.

Pentru mersul în gol al liniei soluţia ecuaţiei (31) se obţine simplu atunci cînd tensiunea aplicată liniei de lungime 1 este constantă. Ea va avea forma (3.13)

$$FRT_{\alpha,\beta,o}(p,o) = \frac{2}{p}\sum_{n=o}^{\infty}(-1)^n.\exp\big[-(2n+1)1.\gamma_{\alpha,\beta,o}(p)\big] \qquad (3.13)$$

Adoptînd acum pentru constanta de propagare forma discutată anterior (3.12) se obţine :

$$FRT_{\alpha,\beta,o}(p,o) = \frac{2}{p}\sum_{n=o}^{\infty}(-1)^n\exp\big[-(2n+1)(LC)^{1/2}.1.p\big]\,.$$

$$.\exp\left[-B_1(2n+1)(LC)^{1/2}.l.p^{1/2}\right].\exp\left[-(2n+1)(LC)^{1/2}.l\left(B_2-\right.\right.$$

$$\left.\left.-\frac{B_1.B_2.p^{1/2}}{p+B_1p^{1/2}+B_2}+\frac{B_3.p}{2(p^{1/2}+c)(p+B_1.p^{1/2}+B_2)}-\frac{B_2^2}{2(p+B_1.p^{1/2}+B_2)}\right)\right] \tag{3.14}$$

O analiză a expresiei (3.14) se impune pe baza determinării corelaţiilor dintre constantele B_1, B_2 şi B_3, diferite pentru fiecare din componentele α, β, o. Astfel pentru componenta α şi β, calculînd valorile parametrilor, se observă că:

$$B_2=\frac{a}{2L}-\frac{d^2}{8L^2}>0 \quad \text{şi} \quad 1<B_2<2 \quad \text{şi} \quad B_2\geqslant B_1 \tag{3.15}$$

Pentru componenta "o" prin calcul s-a constatat :

$$B_2<o \quad \text{şi} \quad 2o<|B_2|<6o \tag{3.16}$$

In aceste condiţii, în (3.14) nu este posibilă factorizarea în domeniul real al expresiei $p+B_1.p^{1/2}+B_2$, dar pe baza lui (3.15) se poate neglija $|B_2|$ faţă de $|p+B_1.p^{1/2}|$.

In consecinţă, dezvoltînd în serie (3.14) cu aproximaţia anterioară şi cu specificaţia că pentru componentele α şi β va exista $B_3=c=o$ conform cap.2.6, va rezulta următoarea formă finală pentru funcţia de răspuns tranzitoriu :

$$FRT_{\alpha,\beta}(p,o)=2\sum_{n=o}^{\infty}\exp(-p.\tau_n).\exp(-B_2\,{}_n).(-1)^n\left\{\left(1-\frac{\tau_n.B_2}{2}\right).\right.$$

$$.\frac{\exp(-B_1\tau_n.p^{1/2})}{p}+\tau_n.\frac{B_1}{2}.\frac{\exp(-B_1\tau_n p^{1/2})}{p^{1/2}}-\frac{\tau_n B_1}{2}.$$

$$.\frac{p^{1/2}}{p+B_1.p^{1/2}+B_2}.\exp(-B_1\tau_n p^{1/2})-\tau_n\frac{B_1^2+B_2}{2}.\frac{1}{p+B_1p^{1/2}+B_2}.$$

$$\left..\exp(-B_1\tau_n p^{1/2})\right\} \tag{3.17}$$

unde $\tau_n=(2n+1)(LC)^{1/2}l$ corespunzător timpului $\tau=(LC)^{1/2}l$ necesar undei pentru a parcurge linia.

In conformitate cu (3.15) aplicînd în (3.17) condiţia $|B_2|\ll|p+B_1p^{1/2}|$ rezultă forma finală :

$$FRT_{\alpha,\beta}(p,o)=2\sum_{n=o}^{\infty}(-1)^n.\exp(-p\tau_n).\exp(-B_2\tau_n)\left\{\left(1-\frac{\tau_n.B_2}{2}\right).\right.$$

$$.\frac{\exp(-B_1\tau_n.p^{1/2})}{p}+\tau_n.\frac{B_1}{2}.\frac{\exp(-B_1\tau_n p^{1/2})}{p^{1/2}}-\frac{\tau_n B_1}{2}.$$

$$\left..\frac{\exp(-B_1\tau_n.p^{1/2})}{p^{1/2}+B_1}-\tau_n\frac{B_1^2+B_2^2}{2}.\frac{\exp(-B_1\tau_n p^{1/2})}{p^{1/2}(p^{1/2}+B_1)}\right\} \tag{3.18}$$

Expresia (3.17) pune în evidenţă, prin factorul $\exp(-B_2\tau_n)$, fenomenul de atenuare a undei în propagarea ei de-a lungul liniei, iar factorul $\exp(-p\tau_n)$, prin aplicarea teoremei translaţiei, va evidenţia fenomenul fizic de parcurgere a lungimei liniei şi reflectarea undei la capătul terminal.

Examinînd (3.17) prin prisma teoremei valorilor finale şi iniţiale, se observă că pentru $p \to o$, corespunzînd lui $t \to \infty$, expresia $p \cdot FRT(p)$ va tinde spre o valoare constantă: $\lim\limits_{n\to\infty} 2\sum\limits_{n=o} (-1)^n \cdot$
$\cdot \exp[-(2n+1)(LC)^{1/2} \cdot 1 \cdot B_2] \cdot [1 - \dfrac{(2n+1)(LC)^{1/2} 1 B_2}{2}] =$ const.

In consecinţă, originalul lui (3.17) va avea o evoluţie în timp ducînd spre o valoare bine determinată.

Calculînd componenta "o", pentru corecţia suplimentară acceptată din cap.2.6, va rezulta $B_3 \neq o$, $c \neq o$, iar calculul parametrilor liniei conduc la $B_2 < 0$.

In aceste condiţii, aproximaţia anterioară introdusă pentru componentele α, β nu mai poate fi acceptată.

In consecinţă se va proceda la descompuneri de sume cu factori liniari în raport cu $p^{1/2}$. Forma finală a lui (3.14) în aceste considerente va fi:

$$FRT_o(p,o) = 2\sum_{n=o}^{\infty} (-1)^n \Big\{ (1 - \tau_n \cdot \frac{B_2}{2}) \frac{\exp(-B_1 \tau_n \cdot p^{1/2})}{p} + \tau_n \cdot \frac{B_1}{2} \cdot \frac{\exp(-B_1 \tau_n \cdot p^{1/2})}{p^{1/2}} + \frac{\tau_n}{K_1 - K_2} \Big[\frac{B_1 B_2}{K_1} - \frac{B_2^2}{2K_1^2} - \frac{B_3}{2(K_1 - c)} \Big] \frac{\exp(-B_1 \tau_n \cdot p^{1/2})}{p^{1/2} + K_1} +$$
$$+ \frac{\tau_n}{K_1 - K_2} \Big[- \frac{B_1 B_2}{K_2} + \frac{B_2^2}{2 \cdot K_2^2} + \frac{B_3}{2(K_2 - c)} \Big] \cdot \frac{\exp(-B_1 \tau_n \cdot p^{1/2})}{p^{1/2} + K_2}$$
$$- \frac{\tau_n \cdot B_3}{(K_1 - c)(K_2 - c)} \cdot \frac{\exp(-B_1 \tau_n \cdot p^{1/2})}{p^{1/2} + c} \Big\} \exp(-\tau_n \cdot p) \qquad (3.19)$$

unde K_1 şi K_2 sînt rădăcinile reale ale ecuaţiei $K^2 + B_1 K + B_2 = 0$, deci $K_{1,2} = \dfrac{B_1}{2} \pm \left(\dfrac{B_1^2}{4} - B_2 \right)^{1/2}$.

Verificînd (3.19) din punct de vedere a amortizării în timp a funcţiei original se constată uşor că

$$\lim_{\substack{p \to o \\ (t \to \infty)}} p \cdot FRT_o(p,o) = \text{const.} \qquad (3.2o)$$

De semnalat că în /17/ dezvoltîndu-se pentru componenta "o" o expresie similară lui (3.19) se preferă simplificare iniţială cu $B_2 = o$.

Pentru a compara cantitativ şi calitativ situaţia liniei reale cu cea ideală, caracterizată prin rezistenţa lineică nulă, se prezintă şi dezvoltările matematice pentru acest caz. Pentru această situaţie, coeficienţii expresiei matematice a constantei de propagare (3.12) iau valori particulare, $B_2 < 0$ şi $|B_1|$ şi $|B_2|$ de valori mici, care permit aceleaşi dezvoltări pentru toate componentele α, β, o.

In consecinţă (3.12) se particularizează de forma (3.21):

$$\gamma_{\alpha,\beta,o}(p) = p(LC)^{1/2}\left(1 + \frac{B_2}{p} + \frac{-B_1B_2 + \frac{B_3}{2}}{p^{3/2}}\right) \qquad (3.21)$$

Cu (3.21) funcţia de răspuns tranzitoriu va avea forma:

$$FRT_{\alpha,\beta,o}(p,o) = \frac{2}{p}\sum_{n=o}^{\infty}(-1)^n.\exp\left[-(2n+1)l.\gamma_{\alpha,\beta,o}(p)\right] =$$

$$= 2\sum_{n=o}^{\infty}\exp\left[-(2n+1)l.p(LC)^{1/2}\right].\exp\left[-(2n+1)l.B_2(LC)^{1/2}\right].$$

$$.\frac{\exp\left[-(2n+1)lB_1(LC)^{1/2}.p^{1/2}\right]}{p}.\exp\left[-(2n+1)l(-B_1B_2+\frac{B_3}{2})(LC)^{1/2}p^{-1/2}\right] \qquad (3,22)$$

Determinarea originalului lui (3,22) presupune aplicarea teoremei translaţiei corespunzător primului factor şi teorema produsului de convoluţie pentru ultimii doi factori.

3.4. Calculul FRT în domeniul timpului

Pentru găsirea originalului expresiei (3.18) corespunzătoare componentelor α şi β se foloseşte transformata inversă Laplace cît şi teorema translaţiei corespunzătoare operatorului p.

După cîteva transformări simple constînd din descompunerea în sume de factori corespunzători produselor din (3.18) şi folosind tabelele din /18/ pentru aflarea unor originale de funcţii se obţine în final:

$$FRT_{\alpha,\beta}(t_n',o) = 2\sum_{n=o}^{\infty}(-1)^n\left\{\left(1-\frac{\tau_n.B_2}{2}\right)\operatorname{erf}_c\frac{B_1.\tau_n}{2(t-\tau_n)^{1/2}} -\right.$$

$$\left.-\tau_n\frac{B_2}{2}.\exp(B_1^2t).\operatorname{erf}_c\left[\frac{B_1\tau_n}{2(t-\tau_n)^{1/2}} + B_1(t-\tau_n)^{1/2}\right]\exp(-\tau_nB_2)\right\} \qquad (3.23)$$

unde s-a notat $t_n' = t-\tau_n = t-(2n+1)l(LC)^{1/2}$

In (3.23) prin $\operatorname{erf}_c x$ s-a notat funcţia integrală complementară a erorilor definită în forma generală (3.24)

Pentru găsirea originalului funcției de răspuns tranzitoriu corespunzătoare expresiei (3.19) pentru componenta "o", se impune găsirea originalelor pentru funcțiile transformate Laplace de forma:

$$\frac{1}{p^{1/2}-b} \quad \text{şi} \quad \frac{\exp(-ap^{1/2})}{p^{1/2}} \qquad \text{cu } a>0, b>0 \tag{3.25}$$

In literatura consultată /8/, /18/, /19/ se găsesc originale pentru funcții Laplace de forma :

$$\mathcal{L}^{-1}\left[\frac{\exp(-ap^{1/2})}{p^{1/2}+b}\right]= \frac{\exp\left(-\frac{a^2}{4t}\right)}{(\pi t)^{1/2}} - b\exp\left[b(a+bt)\right]\cdot \operatorname{erf}_c\left(\frac{a}{2t^{1/2}}+bt^{1/2}\right) \tag{3.26}$$

Pentru găsirea originalului lui (3.25) se propune dezvoltare bazată pe descompunerea evidentă :

$$\frac{1}{p^{1/2}-b} = \frac{2b}{p-b^2} + \frac{1}{p^{1/2}+b}$$

Se amplifică termenii de mai sus cu $\exp(-ap^{1/2})$ şi se aplică teorema Borel pentru produsele rezultate folosind şi (3.26).Se obține în final forma :

$$\mathcal{L}^{-1}\left[\frac{\exp(-ap^{1/2})}{p^{1/2}-b}\right] = 2b\int_0^t \frac{a}{2(\pi\tau^3)^{1/2}}\exp\left[b^2(t-\tau)-\frac{a^2}{4\tau}\right]d\tau +$$

$$+ (\pi t)^{-1/2}\exp\left(-\frac{a^2}{4t}\right) - b\exp\left[b(a+bt)\right]\cdot\operatorname{erf}_c\left(\frac{a}{2t^{1/2}}+bt^{1/2}\right) \tag{3.27}$$

Notînd integrala din prima parte a lui (3.27) şi substituind $\tau^{1/2}=u$ se obține :

$$I = ab\int_0^t \frac{1}{(\pi\tau^3)^{1/2}}\cdot\exp\left[b^2(t-\tau)-\frac{a^2}{4}\right]d\tau = 2ab(\pi)^{-1/2}\exp\left[-b(a-bt)\right]\cdot$$

$$\int_0^{t^{1/2}} \frac{\exp\left[-b^2\left(\frac{a}{2bu}-u\right)^2\right]}{u^2}\,du \tag{3.28}$$

Adoptînd în (3.28) schimbarea de variabilă u cu $-\frac{a}{2bu}$ se obține :

$$I = \frac{4b^2}{(\pi)^{1/2}}\cdot\exp\left[-b(a-bt)\right]\cdot\int_{-\infty}^{-\frac{a}{2bt^{1/2}}} \exp\left[-b^2\left(-u+\frac{a}{2bu}\right)^2\right]du \tag{3.29}$$

Adunînd (3.28) cu (3.29) în rezultatul obținut se face o nouă schimbare de variabilă $v = b(\frac{a}{2bu} - u)$ rezultînd după cîteva operaţii:

$$2I = \frac{2b}{(\pi)^{1/2}} \exp[-b(a-b.t)] \int_{\frac{a}{2t^{1/2}}-bt^{1/2}}^{\infty} .e^{-v^2}.dv = b\exp[-b(a-bt)]\, erf_c \cdot$$

$$\cdot \frac{a}{2t^{1/2}} - bt^{1/2} \qquad (3.3o)$$

Inlocuind (3.3o) în (3.27) se găseşte în final transformata Laplace inversă căutată de forma :

$$\mathcal{L}^{-1}\left[\frac{\exp(-ap^{1/2})}{p^{1/2}-b}\right] = \frac{1}{(\pi.t)^{1/2}} \exp(-\frac{a^2}{4t}) + b\left\{\exp[-b(a-bt)]\, erf_c \cdot\right.$$

$$\left. \cdot \left(\frac{a}{2t^{1/2}} - bt^{1/2}\right) - \exp[b(a+bt)]\, erf_c\left(\frac{a}{2t^{1/2}} + bt^{1/2}\right)\right\} \qquad (3.31)$$

Ţinînd cont de (3.31) şi particularizînd pentru condiţiile concrete din (3.19) se obţine originalul în domeniul timpului pentru $FIT(p)_o$ de forma (3.32), în prealabil observînd prin calcul, pentru LEA de 400 kV, că $K_1 < o$ şi $K_2 > o$.

$$FFT_o(t_n', o) = 2\sum_{n=o}^{\infty} (-1)^n \left\{\left(1 - \frac{\tau_n - B_2}{2}\right) erf_c \frac{B_1\tau_n}{2(t-\tau_n)^{1/2}} + \right.$$

$$+ \frac{\tau_n \cdot |K_1|}{K_1 - K_2}\left(\frac{B_1B_2}{K_1} - \frac{B_2^2}{2K_1^2} - \frac{B_3}{2(K_1-c)}\right)\left\{\exp[-|K_1|(B_1\tau_n - |K_1|(t-\tau_n))]\right. \cdot$$

$$\cdot\, erf_c\left(\frac{B_1\tau_n}{2(t-\tau_n)^{1/2}} - |K_1|(t-\tau_n)^{1/2}\right) - \exp[|K_1|(B_1\tau_n + |K_1|(t-\tau_n))] \cdot$$

$$\left. erf_c\left(\frac{B_1\tau_n}{2(t-\tau_n)^{1/2}} + |K_1|(t-\tau_n)^{1/2}\right)\right] + \frac{\tau_n K_2}{K_1 - K_2}\left(\frac{B_1B_2}{K_2} - \frac{B_2^2}{2K_2^2} - \frac{B_3}{2(K_2-c)}\right)$$

$$\cdot \exp[K_2(B_1\tau_n + K_2(t-\tau_n))] \cdot erf_c\left(\frac{B_1\tau_n}{2(t-\tau_n)^{1/2}} + K_2(t-\tau_n)^{1/2}\right) +$$

$$\left. + \frac{\tau_n \cdot B_3 \cdot c}{2(K_1-c)(K_2-c)} \exp[c(B_1\tau_n + c(t-\tau_n))] \cdot erf_c\left(\frac{B_1\tau_n}{2(t-\tau_n)^{1/2}} + c(t-\tau_n)^{1/2}\right)\right\}$$

$$(3.32)$$

Pentru cazul liniei ideale, originalul în domeniul tim-

pului pentru (3.22), se propune a fi determinat astfel:
- se dezvoltă în serie expresia $\exp\left[-(2n+1)l(-B_1B_2+\frac{B_3}{2})(LC)^{1/2}\cdot p^{-1/2}\right]$
- se aplică teorema Borel produsului ultimilor doi factori din (3.22), iar primul factor din (3.22) va fi pus în evidență în funcția original cu ajutorul teoremei translației.

Se poate deci scrie

$$\Psi_1(p) = \frac{\exp[-(2n+1)l(LC)^{1/2}\cdot p^{1/2}]}{p} = \frac{\exp[-\lambda p^{1/2}]}{p} \qquad (3.33)$$

$$\Psi_2(p) = \exp[-(2n+1)l\cdot B'(LC)^{1/2}\cdot p^{-1/2}] = \exp[-\beta\cdot p^{-1/2}] =$$
$$= (1+\frac{\beta^2}{2!}\cdot\frac{1}{p}+\frac{\beta^4}{4!}\cdot\frac{1}{p^2}+\ldots) - p^{-1/2}(\frac{\beta}{1!}+\frac{\beta^3}{3!}\cdot\frac{1}{p}+\frac{\beta^5}{5!}\cdot\frac{1}{p^2}+$$
$$+\ldots) = 1+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\beta^{2n}}{(2n)!}\cdot\frac{1}{p^n} - p^{-1/2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\beta^{2n-1}}{(2n-1)!}\cdot\frac{1}{p^{n-1}} \qquad (3.34)$$

unde $\lambda_n = (2n+1)l(LC)^{1/2}$

$$\beta_n = (2n+1)lB'(LC)^{1/2} \qquad (3.35)$$
$$B' = -B_1B_2+\frac{B_3}{2}$$

Originalele în domeniul timpului pentru $\Psi_1(p)$ și $\Psi_2(p)$ se obțin după cum urmează:

$$\Psi_1(t) = \mathcal{L}^{-1}\left[\frac{\exp(-\lambda p^{1/2})}{p}\right] = \mathrm{erf}_c\,\frac{\lambda}{2t^{1/2}}$$

$$\Psi_2(t) = \delta(t)+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\beta^{2n}}{(2n)!(n-1)!}t^{n-1}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\beta^{2n-1}}{(2n-1)!\,\pi^{1/2}}\cdot\frac{2^{2n-1}\cdot t^{2n-\frac{3}{2}}}{1\cdot3\cdot5\ldots(2n-1)} \qquad (3.36)$$

Folosind acum (3.31)-(3.35) originalul lui (3.18) va fi:

$$FIT(t_n',0)_{\alpha,\beta,0} = 2\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\exp(-\tau_n\cdot B_2)\int_0^{t-\tau_n}\Psi_2(\theta)\cdot\Psi_1(t-\tau_n-\theta)\,d\theta \qquad (3.37)$$

In concluzie, deși cazul liniei ideale pare mai simplu, considerînd inductivitatea liniei dependentă de frecvență calculul FIT presupune deja folosirea unei integrale de convoluție la care se va mai adăuga și cea corespunzătoare integralei Duhamel la considerarea alimentării liniei cu un sistem trifazat de tensiuni.

Se observă că termenii care intervin în (3.23) şi (3.32) au formele generale (3.38), fiecare tinzînd spre o valoare constantă sau spre zero odată cu creşterea timpului :

$$\lim_{t\to\infty} \operatorname{erf}_c \frac{a}{t^{1/2}} = 1,,$$

$$\lim_{t\to\infty} \exp\left[a(b+at)\right]\cdot \operatorname{erf}_c\left(\frac{b}{2t^{1/2}} + at^{1/2}\right) =$$

$$= \lim_{t\to\infty} \exp[a(b+at)] \cdot \frac{\exp-\left(\frac{b}{2t^{1/2}} + at^{1/2}\right)^2}{\left(\frac{a}{2t^{1/2}} + bt^{1/2}\right)^{1/2}}\left[1-\frac{1}{2\left(\frac{b}{2t^{1/2}}+at^{1/2}\right)^2}+\ldots\right.$$

$$\left. + (-1)^n \frac{1.3.5\ldots(2n-3)}{2^{n-1}\left(\frac{a}{2t^{1/2}} + bt^{1/2}\right)^{2n-2}}\right] =$$

$$= \lim_{t\to\infty} \frac{2t^{1/2}.\exp\left(-\frac{b^2}{4t}\right)}{a+2bt}\left[1 - \frac{1}{2\left(\frac{b}{2t^{1/2}}+at^{1/2}\right)^2} + \ldots(-1)^2.\right.$$

$$\left.\frac{1.3.5\ldots(2n-3)}{2^{n-1}\left(\frac{b}{2t^{1/2}} + at^{1/2}\right)^{2n-2}}\right] = 0 \qquad (3.38)$$

Pentru funcţia $\operatorname{erf}_c(x)$ s-a adoptat dezvoltarea dată în /8/ de forma:

$$\operatorname{erf}_c x = \frac{\exp(-x^2)}{x(\pi)^{1/2}}\left(1-\frac{1}{2x^2} + \frac{1.3}{2^2.x^4} - \ldots(-1)^{n-1}\frac{1.3\ldots(2n-1)}{2^{n-1}.x^{2n-2}}\right) \qquad (3.39)$$

Relaţia 3.38 dovedeşte caracterul de stabilizare în timp a fenomenului tranzitoriu, adică relaţiile deduse descriu corect caracterul fenomenului.

Avînd acum disponibile expresiile (3.23), (3.32), (3.37) cu ajutorul lui (3.4) se obţine matricea simetrică $[MT(x,t)]$ în componente de fază.

3.5. Considerarea alimentării LEA cu un sistem trifazat de tensiuni

Considerînd sursa de alimentare ca un sistem trifazat de putere infinită şi deci impedanţă interioară nulă, aplicarea integralei Duhamel (3.7) foloseşte următoarele matrici definite

$$u_1(t) = \begin{bmatrix} u_{1max} \sin(\omega(t-\Delta t_1)) \\ u_{2max} \sin[\omega(t-\Delta t_2) - \frac{2\pi}{3}] \\ u_{3max} \sin[\omega(t-\Delta t_3) - 4\frac{\pi}{3}] \end{bmatrix} \qquad (3.40)$$

unde Δt_i, $i = 1,2,3$ reprezintă întîrzierile închiderii contactelor întrerupătorului de anclanşare a sursei. Atîta cît valoarea curentă a timpului de investigaţie este mai mică decît Δt_i tensiunea este nulă pe faza i a sursei.

Derivata matricii tensiunilor de alimentare este:

$$[u_1'(t-0)] = \begin{bmatrix} u_{1max} \cos \omega(t-\Delta t_1) \\ u_{2max} \cos[\omega(t-\Delta t_2) - 2\frac{\pi}{3}] \\ u_{3max} \cos[\omega(t-\Delta t_3) - 4\frac{\pi}{3}] \end{bmatrix} \qquad (3.41)$$

Matricea funcţiei de răspuns tranzitoriu este :

$$[FRT(t,o)] = \begin{bmatrix} FRT\ (t,o) & FRT'(t,o) & FRT' \\ FRT' & FRT & FRT' \\ FRT' & FRT' & FRT \end{bmatrix} \qquad (3.42)$$

3.6. Rezultate de calcul

3.6.1. Alegerea pasului de timp pentru calcul

Pentru rezolvarea regimului tranzitoriu pentru linia în gol s-a întocmit programul de calcul nr.4 numit "L GOL" a cărui organigramă este prezentată în anexa A.1.

Programul principal foloseşte o subrutină FRT pentru determinarea funcţiei de răspuns tranzitoriu şi zece subrutine pentru calculul termenilor specifici din relaţiile (3.19)-(3.36).

Pentru calculul regimului simetric trifazat integrala Duhamel este rezolvată prin metoda trapezelor, pasul de integrare a fost ales după multe tatonări, la valoarea PINT=τ_1/15 unde τ_1 este timpul de parcurs al liniei. Această valoare, egală cu 89,33 µs la o linie lungă de 4oo km, a fost determinată de considerentele următoare:

- pentru precizia efectuării integralei se doreşte un pas de integrare cît mai mic
- pasul de timp pentru investigarea desfăşurării globale a fenomenului tranzitoriu se poate alege de valoare superioară lui PINT. Dar pentru fiecare moment de investigaţie se efectuează de cel puţin trei ori integrala Duhamel, acest lucru ducînd

la valori exagerate ale timpului necesar rulării programului de calcul.

In consecinţă s-a preferat alegerea aceleaşi valori pentru pasul de timp al integrării cît şi pentru cel al investigării fenomenului , dar cu reţinerea în memorie a fiecărei valori calculate anterior pentru funcţia de răspuns tranzitoriu. In consecinţă, la efectuarea integralei Duhamel pentru valoarea corespunzătoare a timpului, se determină indicele de cod al FRT din tabloul memorat, de unde se extrage această valoare fără a mai fi necesar calculul ei. Există în programul de calcul 6 astfel de tablouri, pentru fiecare fază a liniei fiind necesară stocarea funcţiei de răspuns proprie şi mutuală. Pentru o extindere de 35o de unităţi pentru fiecare tablou, a rezultat o perioadă de investigaţie de durata 35o.TINT= 31,26 ms= $23\tau_1$.

Se consideră că această durată este suficient de mare pentru relevarea fenomenului studiat, cu observaţia că în cazul liniei în gol această durată se poate extinde fără probleme din punctul de vedere al memoriei calculatorului Felix C256.

Pe baza alegerii aceleaşi valori a paşilor de timp enumeraţi mai sus s-a redus timpul de calcul de aproximativ 3 ori. Pentru o variantă obişnuită de calcul timpul necesar a ajuns la 6 minute. Excepţie face cazul liniei ideale, unde intervin încă trei integrale datorită produselor de convoluţie , lucru care necesită pentru aceeaşi perioadă de investigaţie un timp de 35 minute pentru rularea programului.

3.6.2. Calculul funcţiei complementare a erorilor

Calculul funcţiei complementare a erorilor, notată $erf_c x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt$, care apare frecvent , poate fi rezolvat astfel:

- fie prin memorarea valorilor tabelate şi calculul curent prin interpolare,
- fie prin dezvoltarea în serie dată în (8) de forma:

$$erf_c x = \frac{\exp(-x^2)}{x.\pi^{1/2}} \left[1 - \frac{1}{2x^2} + \frac{1.3}{2^2 .x^4} ...+(-1)^n \frac{1.3.5...(2n-3)}{2^{n-1} .x^{2n-2}} + ...\right] \tag{3.41}$$

- folosirea unor expresii de polinoame algebrice de aproximare de felul :

$$\mathrm{erf}_c = \frac{1}{(1+0,27893.x+0,230389.x^2+9,72.10^{-4}x^3+0,078108x^4)^4} \quad (3.42)$$

Pentru simplitatea s-a ales ultima variantă, erorile față de mărimile tabelate în (8) sînt redate în tabelul 3.1.

Tabelul 3.1. Erorile valorilor calculate pentru $\mathrm{erf}_c x$

x	0,05	0,1	0,2	0,3	0,5
Valori tabelate	0,94363	0,88754	0,7773	0,67138	0,5205
Valori calculate	0,943958	0,88777	0,77693	0,672005	0,52088
ε%	-0,5	0,02	0,04	0,09	0,07

x	0,8	1	1,5	1,7	1,9	2
Valori tabelate	0,2579	0,1573	0,03339	0,01621	$7,21.10^{-3}$	$4,68.10^{-3}$
Valori calculate	0,258027	0,157094	0,033612	0,016335	$7,6054.10^{-3}$	$5,127.10^{-3}$
ε%	0,049	0,13	0,66	0,7	5,4	9,5

Pentru valoarea argumentului funcției $\mathrm{erf}_c x$ mai mică decît 1,8 erorile față de valorile tabelate sînt sub 1%, dar pentru $x > 1,8$ erorile cresc rapid. Pentru această ultimă situație se apelează la calculul seriei (3.41). Se observă că valoarea raportului a doi termeni consecutivi este $\frac{2n-1}{2x^2}$, de unde se deduce că numărul de termeni necesari a fi considerați din serie trebuie să fie apropiat lui x^2 cînd $\lim\limits_{n \to x^2} \frac{2n-1}{2x^2} \to 1$.

3.6.3. Considerarea momentului conectării fazelor și a decalajelor dintre ele

Mărimea supratensiunilor este decisiv influențată de momentul considerat pentru conectarea celor trei faze. Cum întrerupătorul de linie nu este ideal, conectarea celor trei faze are un caracter aleatoriu. Valoarea supratensiunilor de comutație, pentru un caz concret, pentru care se dimensionează aparatajul electric se determină pe baza prelucrării statistice a datelor de calcul sau măsurate în sistem.

Programul de calcul elaborat este condus să abordeze în două moduri stabilirea momentelor de conectare a celor trei faze:

a) conectare controlată

b) conectare aleatoare

a) In primul caz s-au ales momentele de conectare a primei faze la trecerea tensiunii acestea prin zero sau prin valoarea maximă, $FI_1 = 0$ sau $FI_2 = \frac{\pi}{2}$. Pentru celelalte faze s-a considerat cazul conectării simultane sau conectarea fazelor la trecerea tensiunilor prin primul maxim, deci cu întîrzieri în timp DEL2, respectiv DEL3.

Rezultă expresia celor trei tensiuni ale sursei :

$u_1 = u_{1max} \sin(\omega t + FI)$ $\quad u_1 = o$ pentru $t < DEL1$

$u_2 = u_{2max} \sin(\omega t + FI - 2\pi/3)$, cu $u_2 = o$ pentru $t < DEL2$

$u_3 = u_{3max} \sin(\omega t + FI - 4\pi/3)$, $u_3 = o$ pentru $t < DEL3$.

Situaţiile considerate în calcul sînt cele din tabelul 3.2.

Tabelul 3.2. Momentele conectării celor trei faze

Faza Defazajul	1	2	3
	DEL1	DEL2	DEL3
FI = o	o	o	o
	o	6,66 ms	3,33 ms
FI=π/2	o	o	o
	o	6,66 ms	3,33 ms

b) Alegerea unui moment aleatoriu de conectare a fazei s-a rezolvat în cadrul programului de calcul prin apelarea la subprogramul ALEAT al bibliotecii matematice, care furnizează numere aleatorii uniform distribuite pe intervalul $[o,1]$. Cu o transformare lineară, aceste numere sînt translate de pe $[o,1]$ pe $[o,2\pi]$, avînd astfel posibilitatea de a considera cu probabilitate egală orice moment al conectării fazei.

Funcţie de tipul constructiv al întrerupătorului se poate aprecia valoarea medie probabilă a întîrzierii la închiderea contactelor faţă de momentul comandării acestui proces. Apreciind ca realistă legea de repartizare a valorilor timpilor reali de anclanşare în jurul valorii medii ca fiind de tip normală, Gauss-Laplace, se vor determina momentele de întîrziere a anclanşării prin apelarea la subprogramul NORM din biblioteca matema -

tică a calculatorului. Față de o medie a timpului M și de o abatere standard σ acest subprogram oferă variabile aleatorii $\beta(n)$ repartizate după o lege de densitate de probabilitate normală astfel:

$$\beta(n) = M + \sqrt{\frac{n}{12}} \sum_{i=1}^{n} (\alpha_i - \frac{1}{2}) \qquad (3.43)$$

In (3.43) α_i sînt variabile aleatorii echiprobabile pe intervale egale în cadrul intervalului $[0,1]$, media lor fiind o variabilă aleatorie repartizată normal cu media $\frac{1}{2}$ și abaterea standard $\sqrt{\frac{1}{12 n}}$. Suma din (3.43) a fost aleasă din 12 termeni n = 12, deci 12 variabile aleatoare uniform distribuite generează o variabilă aleatoare $\beta(n)$, distribuită după o lege cu o densitate de probabilitate normală Gauss-Laplace.

3.6.4. <u>Calculul parametrilor lineici tranzitorii</u>

Pentru a urmări influența efectului pelicular și a solului asupra propagării undelor tensiunilor de comutație de-a lungul liniei s-au considerat cazurile următoare :

a) linia cu parametrii lineici constanți neglijînd efectul pelicular și prezența solului real;

b) linia cu parametrii dependenți de frecvență, dar numai cu considerarea efectului pelicular;

c) linia cu parametrii dependenți de frecvență cu considerarea efectului pelicular și a solului real.

Pentru cele trei cazuri, folosind cap.2.5 cu relațiile (2.44)-(2.46) și cu considerațiile din cap.2.6, au rezultat valorile parametrilor tranzitorii cele din tabelul 3.3.

Tabelul 3.3. Valorile parametrilor lineici tranzitorii

A. Linia de 400 kV

Cazul considerat	Parametru	Cazul a/	Cazul b/
Z(p) Ω/km	α, β	$1{,}059.10^{-3}p+3{,}5.10^{-2}$	$1{,}059.10^{-3}p+1{,}046.10^{-3}p^{1/2}+5{,}46.10^{-3}$
	0	$1{,}059.10^{-3}p+3{,}5.10^{-2}$	$1{,}059.10^{-3}p+1{,}046.10^{-3}p^{1/2}+5{,}46.10^{-3}$
Y(p) S/km	α, β	$1{,}059.10^{-9}p$	$1{,}059.10^{-9}p$
	0	$8{,}72.10^{-9}\,p$	$8{,}72.10^{-9}p$

cazul c/		
Z(p)	α, β	$1{,}059.10^{-3}p+3{,}25.10^{-3}p^{1/2}+5{,}46.10^{-3}$
	o	$2{,}089.10^{-3}p+43{,}06.10^{-3}p^{1/2}+5{,}46.10^{-3}+\frac{180}{p^{1/2}-150}$
Y(p)	α, β	$10{,}59.10^{-9}p$
	o	$8{,}72.10^{-9}p$

B. Linia de 75o kV

Z(p)	α, β	$1{,}426.10^{-3}p+2{,}49.10^{-3}p^{1/2}+2{,}96.10^{-3}$
	o	$2{,}224.10^{-3}p+33{,}27.10^{-3}p^{1/2}+2{,}96.10^{-3}$
Y(p)	α, β	$12{,}3.10^{-9}p$
	o	$8{,}6.10^{-9}p$

3.6.5. Exemple de calcul şi concluzii

In fig.3.1 şi fig.3.2 sînt redate comparativ funcţiile de răspuns tranzitoriu în componente şi în mărimi de fază pentru linia de 4oo kV cu lungimile de 4oo km, respectiv de 2oo km în ipoteza neglijării efectului pelicular în conductoarele liniei şi considerarea solului perfect conductor.

Se remarcă atenuările reduse în fenomenul de propagare pentru ambele cazuri prezentate.

Considerînd acum efectul pelicular şi neglijînd în continuare participarea solului, cu parametrii lineici prezentaţi în tabelul 3.3 cazul b, în fig.3.3 se reprezintă aceleaşi funcţii de răspuns tranzitoriu. Se remarcă atenuarea unuelor de supratensiune cu o accentuare a acestui fenomen pentru componentele α şi β. Forma funcţiilor de răspuns tranzitoriu pentru componente de fază FRT, cea proprie, şi FRT', cea mutuală, suferă modificări esenţiale şi calitative.

Luînd în calcul şi participarea solului la efectul de conducţie al curentului, cu o valoare medie a rezistivităţii ρ_{sol}= 1oo Ωm, în fig.3.4 se evidenţiază atenuarea puternică a componentei "o", fig.3.4.b, care ajunge la valoarea staţionară după aproximativ 17 parcursuri ale liniei. Modificarea pantei componentei FRT_o duce la o variaţie în timp fără salturi deosebite pentru FRT, fig.3.4 c, putîndu-se afirma că după aproximativ 45 de parcursuri ale liniei funcţiile de răspuns tranzitoriu se stabilizează la valoarea unitară pentru FRT, respectiv nulă pentru FRT'. Deci pentru acest caz fenomenul tranzitoriu ar dura $45.\tau_1 = 45.1,34 = 60,3$ ms.

Urmărind valorile maxime ale FRT în fig.3.1.c se observă cum pot fi ele influenţate ca succesiune, mărime şi durată de către valorile comparative ale parametrilor lineici.

Astfel pentru o linie la care parcursurile de undă în componente sînt într-un raport relativ astfel ca $9\tau_1 < 7.\tau_0$ modul de variaţie al FRT se modifică esenţial.

Acest caz este redat în fig.3.5.c avînd $\tau_1 = 1,35$ ms şi $\tau_0 = 1,87$ ms, caz care corespunde unei linii avînd inductivitatea lineică pentru secvenţa "o" de 2,5 mH/km, respectiv capacitatea lineică de secvenţă "o" de $8,78.10^{-9}$ F/km.

Modificarea lui FRT se explică prin modificarea succesiunii sosirii undelor la capătul terminal al liniei pentru componente, cît şi modificării duratei dintre două sosiri consecutive.

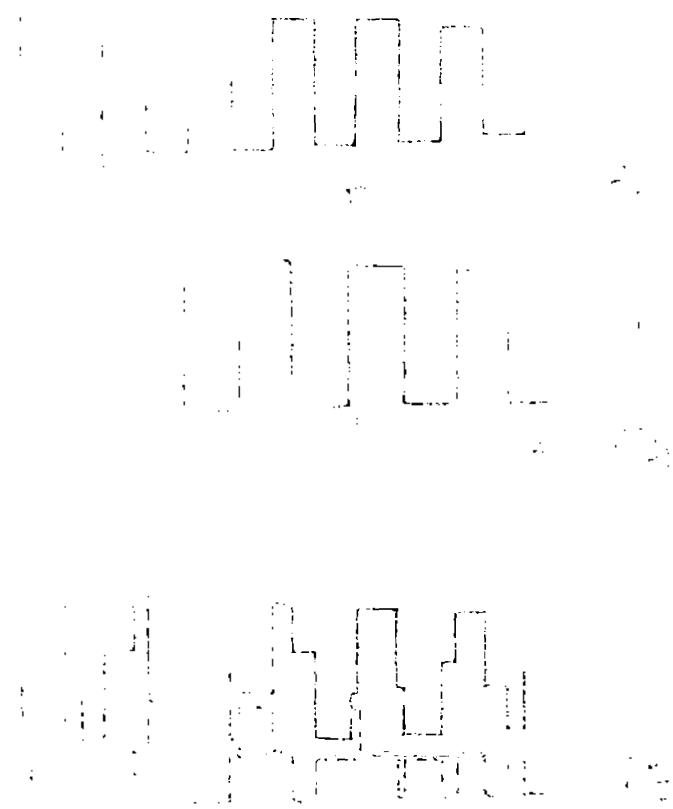


Fig.3.1. Funcţiile de răspuns tranzitoriu pentru linia cu parametrii constanţi
a - componenta α,β, b- componenta "o", c-componente de fază l = 400 km, $\tau_1 = 1,34$ ms $\tau_0 = 1,71$ ms $\rho_{sol} = 0$, $U_n = 400$ kV

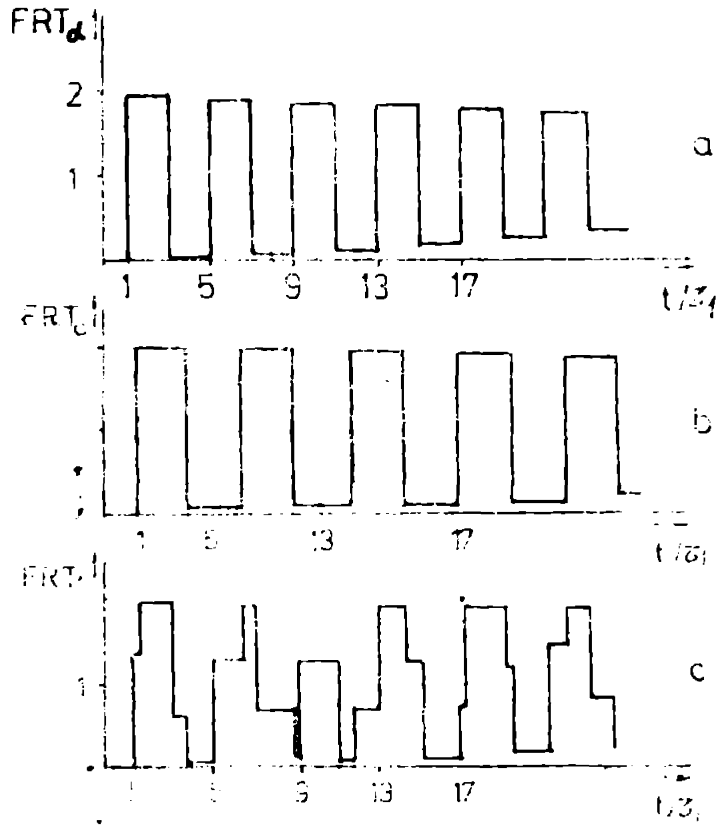


Fig.3.2. Funcţia de răspuns tranzitoriu pentru a-componenta α, β, b - componenta "o", c-în mărimi de fază l =200 km, τ_1=0,67 ms τ_0=0,855 ms; ρ_{sol}=0, U_n= 400 kV

Pentru a calcula tensiunea la capătul terminal al liniei în considerarea conectării nesimultane şi controlată a unui sistem de tensiuni simetrice sinusoidale la capătul dinspre sursă s-a aplicat integrala Duhamel în condiţiile din cap.3.1.

Pentru linia fără considerarea efectului pelicular şi al solului, alegînd momentele conectării fazelor la trecerea lor prin valorile maxime, în succesiunea din fig.3.5.b, s-au obţinut răspunsurile tranzitorii retardate conform cu fig.3.5.c,d,e. Pentru fiecare fază, tensiunile terminale, considerîndu-le cele de intrare sinusoidale, sînt reprezentate în fig.3.5 f,g,h. Reprezentînd la aceeaşi scară a timpului mărimile din fig.3.5 c-h, se poate verifica corectitudinea subrutinelor de integrare în efectuarea integralei Duhamel, în sensul că fiecărui salt în variaţia funcţiilor de răspuns tranzitoriu retardate pe cele trei faze, fig.3.5 c,d,e, trebuie să-i corespundă cîte un salt în tensiunile fazelor ; fig.3.5 f,g,h.

Considerarea efectului pelicular şi a solului, pentru aceleaşi condiţii de conectare a fazelor ca în cazul precedent, este ilustrată în rezultatele din fig.3.6. De remarcat atenuarea pronunţată a vîrfurilor supratensiunilor, lucru de aşteptat, cît şi modificarea relativă ca mărime a vîrfurilor supratensiunilor pentru aceeaşi fază.

Pentru conectarea dirijată, simultană a celor trei faze, la trecerea prin maxim a fazei R, s-au obţinut rezultatele din fig.3.7. In ipoteza fixării momentului conectării la trecerea prin zero a fazei de referinţă rezultatele de calcul sînt redate în fig.3.8.

Se remarcă o micşorare a supratensiunilor pentru faza de referinţă R şi o rotire într-o combinaţie circulară a tensiunilor de pe celelalte faze. Acest ultim aspect pune încă o dată în evidenţă corectitudinea subrutinelor de integrare din cadrul programului principal.

Fazele interpretate ca fiind rotite sînt R şi T din fig.3.7 cu respectiv T şi S din fig.3.8, modificările uşoare ca amplitudine fiind cauzate de valorile diferite pentru momentele iniţiale ale conectării $\pi/2$, respectiv o.

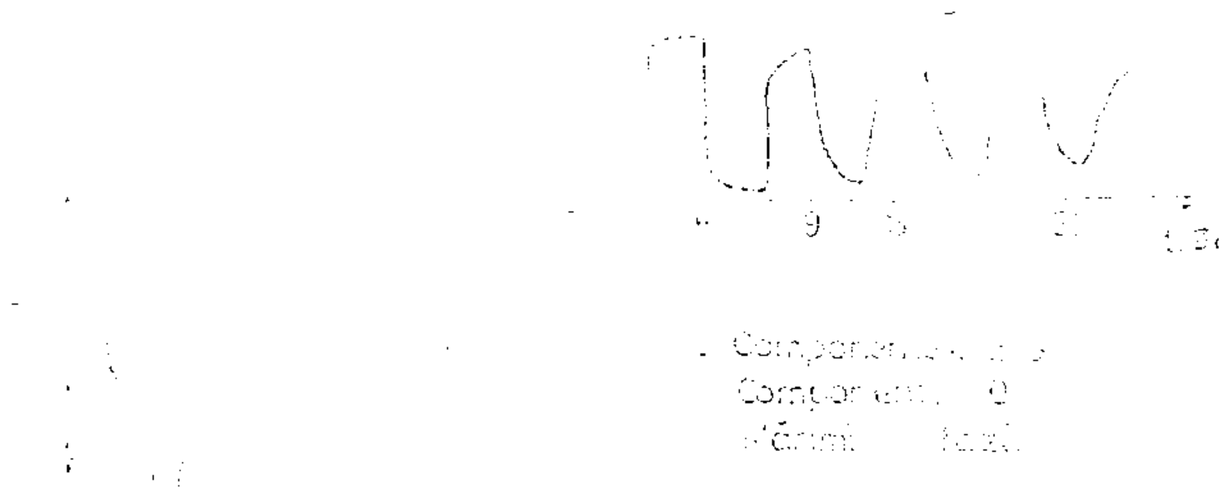


Fig.3.3. Funcţiile de răspuns tranzitoriu considerînd numai efectul pelicular, ρ_{sol}=o l=400 km τ_1=1,34 ms, τ_0=1,71 ms, U_n=400 kV

Păstrînd acelaşi decalaj al conectării fazelor ca cel din cazul din fig.3.6 şi 3.8, dar considerînd momentul de referinţă al conectării la trecerea prin zero a fazei de referinţă R, se obţin rezultatele din fig.3.9.

Se remarcă acum variaţia mai "liniştită" a tensiunilor pe cele trei faze în comparaţie cu cele din fig.3.6 şi 3.8, explicaţia constînd din valorile mici ale tensiunilor sursei la momentele conectării.

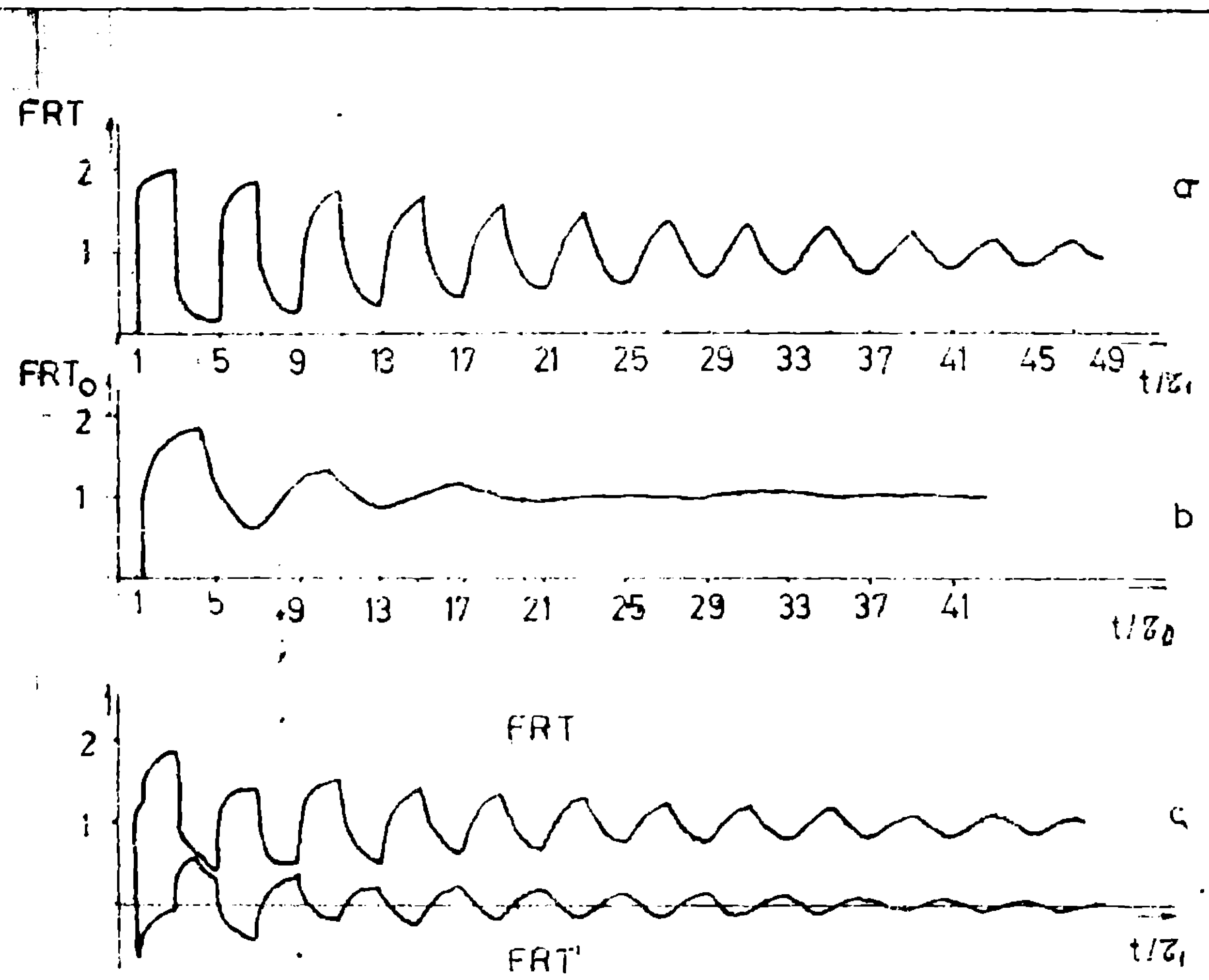


Fig.3.4. **Funcţiile de răspuns tranzitoriu considerînd şi efectul pelicular şi prezenţa solului a - componentele α, β ; b-componenta "o" ;c-mărimi de fază l=4oo km, τ_1= 1,34 ms τ_o=1,71 ms ρ_{sol}= 1oo Ωm , U_n = 4oo kV**

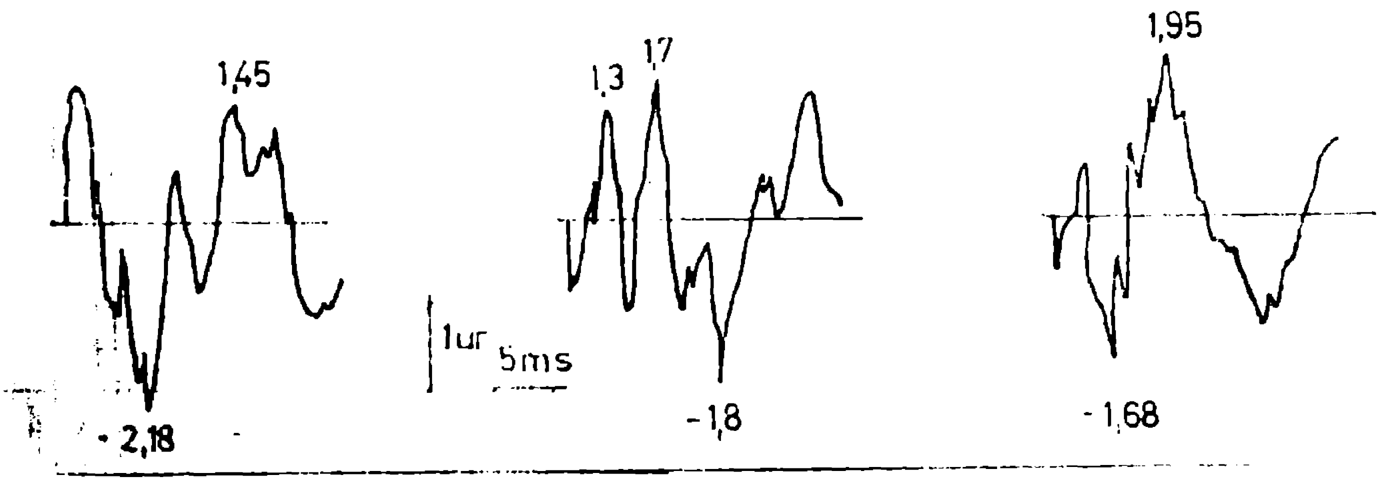
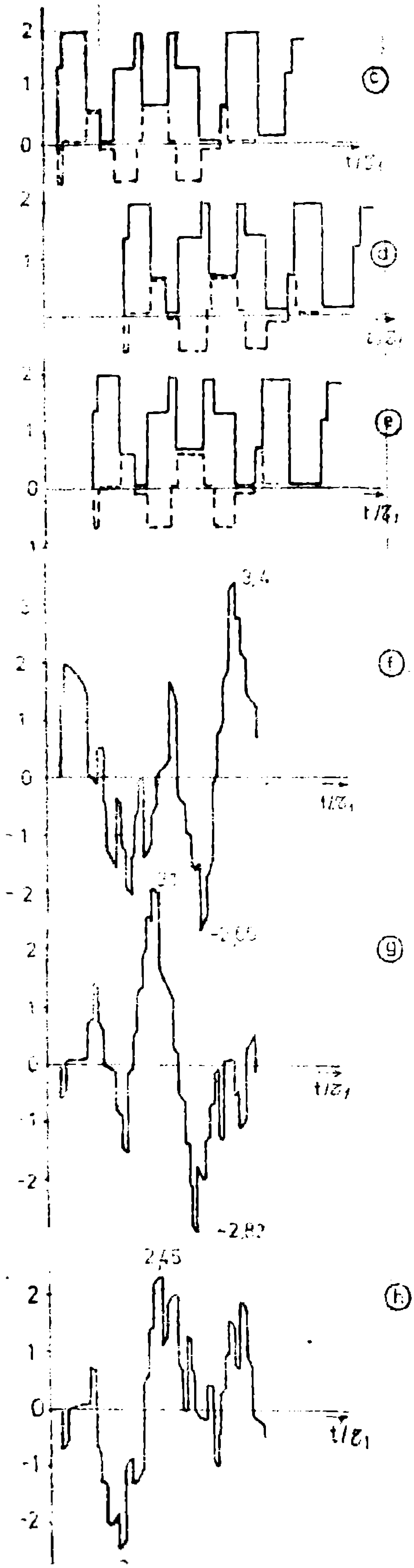


Fig.3.6. **Tensiunile la capătul terminal al liniei pentru unghiul iniţial de conectare FI=π/2, conectare nesimultană:DEL1=o, DEL2=6,66 ms, DEL3=3,33 ms, l = 4oo km, τ_1=1,35 ms, τ_o=1,67 ms, ρ_2=1oo Ωm, U_n= 4oo kV**



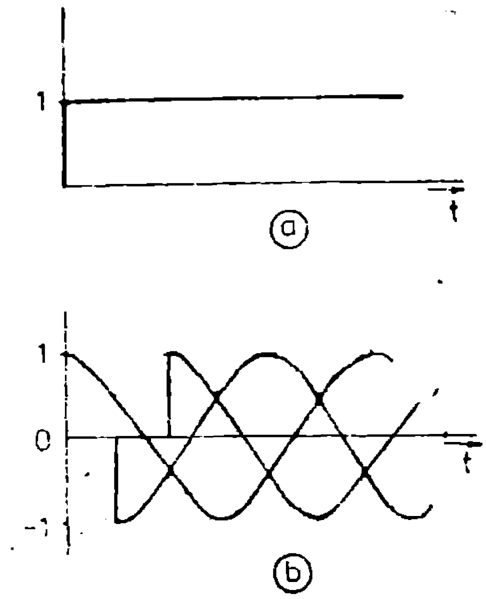


Fig. 3.5 Linie în gol cu parametrii constanti
Conectare nesimultană EL1 = 0
EL2 = 6,66 ms EL3 = 3,33 ms
Unghiul de conectare Fi = π/2

a. Treapta unitate aplicată
b. Sistemul de tensiuni simetrice aplicat liniei
c Răspunsul propriu şi mutual pe faza R
d Răspunsul propriu şi mutual pe faza S
e Răspunsul propriu şi mutual pe faza T
f Tensiunea fazei R la capatul terminal al liniei
g. Tensiunea fazei S la capatul terminal al liniei
h Tensiunea fazei T la capatul terminal al liniei

Lungimea liniei l = 400 km
U_n = 400 kV

Parcursul de undă $\begin{cases} \tau_1 = 1,35 \text{ ms} \\ \tau_0 = 1,87 \text{ ms} \end{cases}$

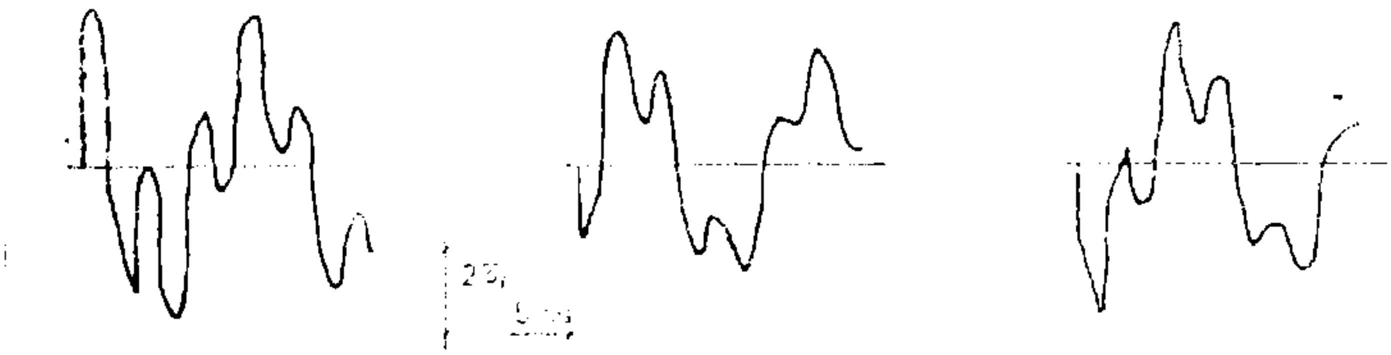


Fig.3.7. Tensiunile la capătul terminal al liniei pentru unghiul inițial de conectare FI=$\pi/2$, conectare simultană l=4oo km, τ_1=1,35 ms, τ_0=1,67 ms, ρ_{sol}= 1ooΩm, U_n= 4oo kV

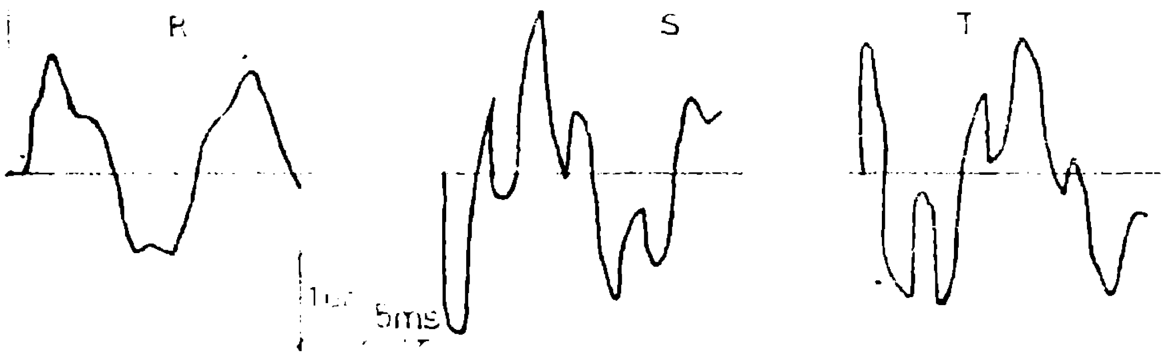


Fig.3.8. Tensiunile la capătul terminal al liniei pentru unghiul inițial de conectare FI= o, conectare simultană, l=4oo km, τ_1= 1,35 ms, τ_0=1,67 ms, ρ_{sol}= 1oo Ωm, U_n= 4oo kV

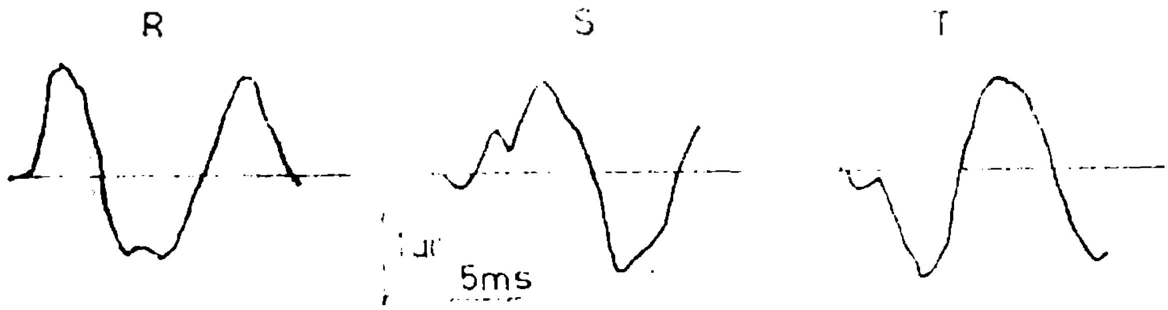


Fig.3.9. Tensiunile la capătul terminal al liniei pentru unghiul inițial de conectare FI=o, conectare nesimultană DEL1=o, DEL2=6,66 ms, DEL3=3,33 ms, l = 4oo km, τ_1= 1,35 ms, τ_0=1,67 ms, ρ_{sol}=1ooΩm, U_n = 4oo kV

O conectare aleatorie a fazelor este reprezentată în rezultatele din fig.3.1o. In acest caz variațiile tensiunilor terminale sînt diferite calitativ și cantitativ de cazurile anterioare.

Fig.3.1o. Tensiunile la capătul terminal al liniei pentru o conectare aleatorie. Unghiul inițial de conectare este FI= 1,53 rad, DEL1=o, DEL2=4,59 ms, DEL3=6,3 ms
l = 4oo km, τ_1=1,35 ms, τ_0=1,67 ms, ρ_{sol}=1ooΩm, U_n = 4oo kV

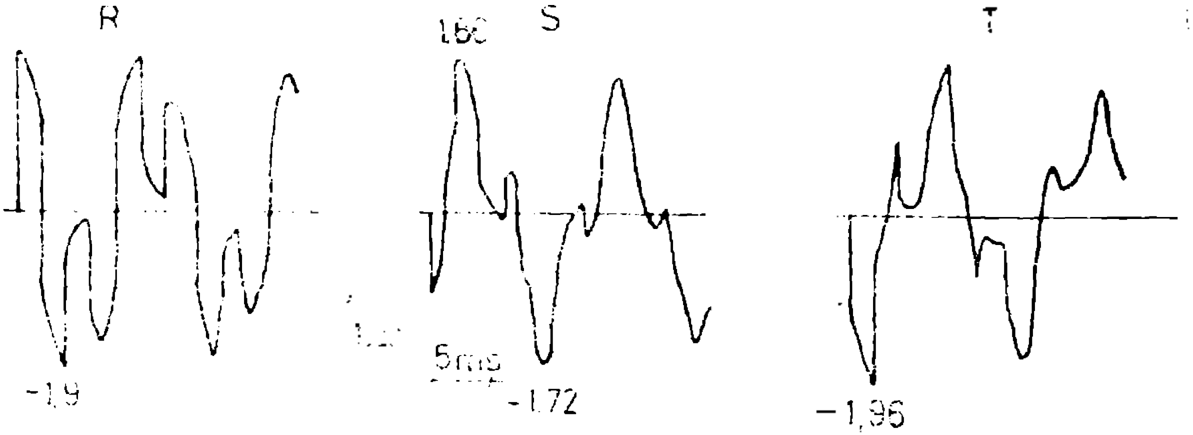


Fig.3.11. Tensiunile la capătul terminal al liniei pentru unghiul inițial de conectare FI=π/2, conectare simultană, l=4oo km, τ_1=1,68 ms, τ_0=1,75 ms, ρ_{sol}=1oo Ωm, U_n= 75o kV

Este de interes a cunoaște și tensiunile dintre cele trei faze în regimul tranzitoriu al conectării liniei în gol. Pentru linia de 4oo kV, fără considerarea solului și a efectului pelicular, rezultatele sînt redate în fig.3.13, iar considerarea acestor efecte duce la rezultatele din fig.3.14.

Se poate concluziona influența deosebită asupra mărimilor supratensiunilor pentru conectarea liniei în gol a următoarelor cauze :

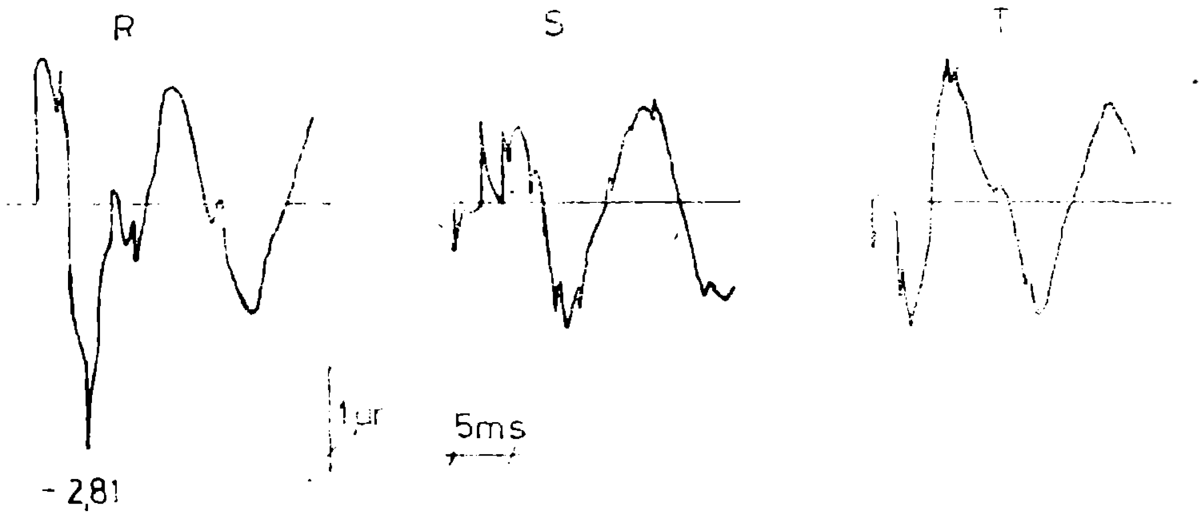


Fig.3.12. Tensiunile la capătul terminal al liniei pentru FI=π/2, conectare nesimultană, DEL1=o, DEL2=6,66 ms, DEL3=3,33 ms ,l=4oo km, τ_1=1,68 ms, τ_o= 1,75 ms, ρ_{sol}=1oo Ωm, U_n= 75o kV

- modul de considerare a parametrilor lineici
- succesiunea de conectare a fazelor
- valoarea tensiunilor la momentul conectării
- rapoarturile relative ale parametrilor lineici de secvență in-

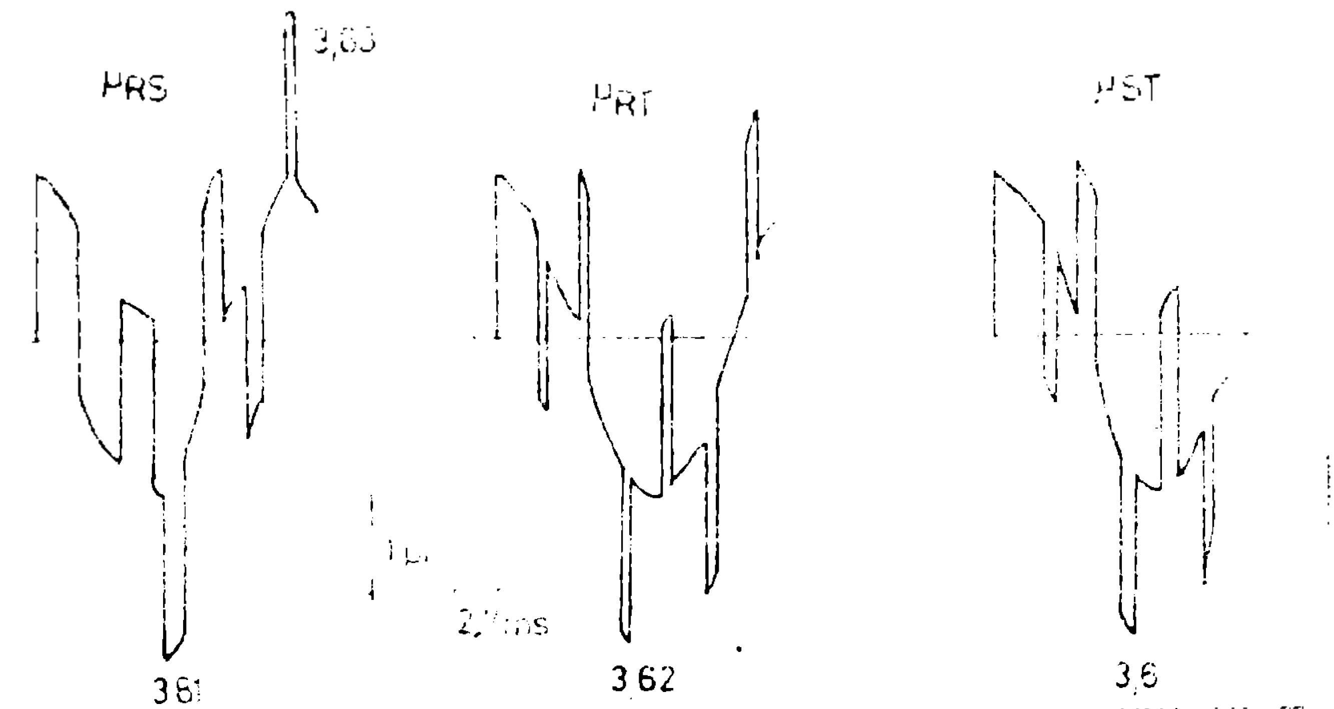


Fig.3.13. Tensiunile între faze, calculate la capătul liniei pentru linia cu parametrii constanți Unghiul inițial de conectare:FI=π/2 rad, conectare nesimultană, controlată:DEL1=o, DEL2=6,66 ms, DEL3=3,33 ms ,l=4oo km, τ_1=1,35 ms, τ_o=1,87 ms, ρ_{sol}= o

fluențate de parametrii electrici ai solului și de configurația geometrică a liniei.

Dimensionarea isolației liniilor prin determinarea statistică a factorilor de supratensiune pentru o multitudine de cazu-

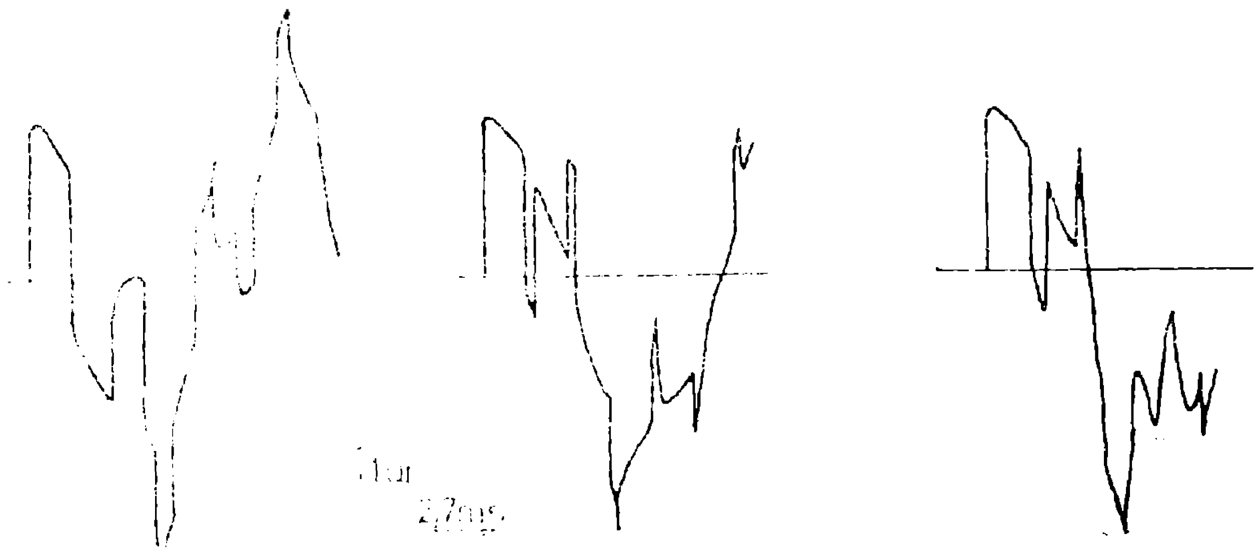


Fig.3.14. Tensiunile între faze, calculate la capătul terminal pentru linia cu pierderi, conectare controlată Unghiul inițial de conectare FI=π/2 rad., DEL1=o, DEL2=6,66ms, DEL3=3,33 ms l=4oo km, τ_1=1,35 ms, τ_0=1,87 ms, ρ_{sol}= loo Ωm

ri considerate în rețeaua reală sau modelată, poate fi înlocuită prin determinarea valorilor maxime ale supratensiunilor pentru cazuri restrînse rezolvate analitic, dar alegînd corespunzător condițiile inițiale cele mai defavorabile.

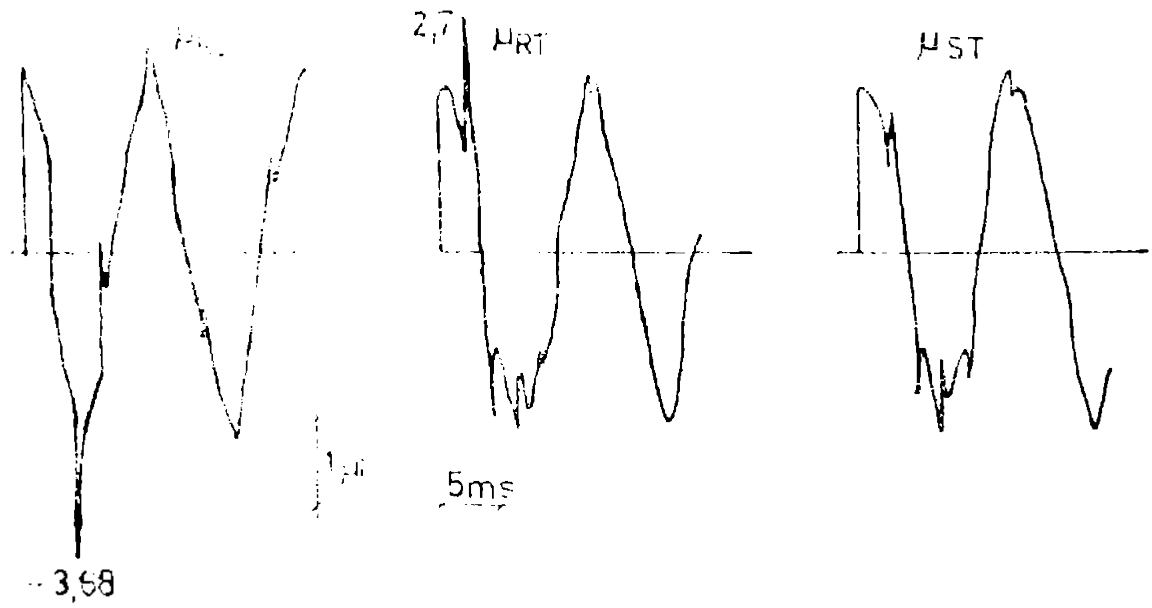


Fig.3.15. Tensiunile între faze, calculate la capătul terminal pentru linia de 75c kV, parametrii lineici dependenți de frecvență, FI=π/2, DEL1=o, DEL2=6,66 ms, DEL3 = 3,33 ms, l= 4oo km

Se evidențiază astfel rezolvarea dimensionării isolației din considerente economice mult reduse.

4. CALCULUL REGIMULUI TRANZITORIU PENTRU LINIA TRIFAZATA CONECTATA PESTE O REZISTENTA ELECTRICA CONSIDERIND DEPENDENTA DE FRECVENTA A PARAMETRILOR LINEICI

4.1. Considerente de calcul

Folosind rezultatele analitice deduse pentru regimul de mers în gol din cap.3 se dezvoltă în continuare calculul regimului tranzitoriu de conectare a unei LEA la o sursă de putere infinită, linia avînd drept consumator un rezistor.

Si acest regim de funcţionare este folosit de către autor tot ca o etapă intermediară pentru abordarea unei condiţii terminale complexe a liniei de tip reactor transversal cu pierderi sau transformator de pierderi. Din aceste motive s-a acordat o atenţie mărită pentru obţinerea unor rezultate de calcul cît mai exacte.

Succesiunea modelului matematic este aceeaşi ca şi cel folosit pentru linia în gol.

4.2. Calculul FIT în componente α,β,o

Soluţia ecuaţiilor telegrafiştilor scrisă în transformată Laplace pentru tensiuni, în cazul cînd LEA de lungime l se închide peste o rezistenţă, după aplicarea matricilor de decuplare a fazelor şi după exprimarea funcţiilor hiperbolice shγl şi chγl, are forma:

$$U_2(p,x)_{\alpha,\beta,o} = U_1(p,l)\,\frac{\exp[-\gamma(p)_{\alpha,\beta,o}(l-x)] - \exp[-\gamma(p)_{\alpha,\beta,o}(l+x)]}{1-\delta\exp[-2\gamma(p)_{\alpha,\beta,o}l]} \tag{4.1}$$

unde:

$$\delta = \frac{1-\dfrac{R_2}{Z_u(p)_{\alpha,\beta,o}}}{1+\dfrac{R_2}{Z_u(p)_{\alpha,\beta,o}}} \tag{4.2}$$

R_2 fiind rezistenţa terminală şi $Z_u(p)$ impedanţa de undă a liniei.

Dacă tensiunea de intrare este de tipul treptei unitate $U_1(p) = \frac{1}{p}$, atunci în (4.1) $U_2(p,x)$ devine funcţia de răspuns tranzitoriu pentru o tensiune de intrare treaptă unitate.

Folosind pentru impedanţa lineică în transformată Laplace forma cercetată (2.38), iar pentru admitanţă neglijînd pierderile active şi cu dezvoltări de calcul similar folosite la deducerea expresiei constantei de propagare (3.12), se va obţine pentru impedanţa de undă forma:

$$Z_u(p)=\left(\frac{Z(p)}{Y(p)}\right)^{1/2}=\left(\frac{L}{C}\right)^{1/2}\left(1+\frac{B_2}{2}\cdot\frac{1}{p}+\frac{B_1}{2}\,\frac{1}{p^{1/2}}+\frac{A}{p^{1/2}+K_1}+\right.$$

$$\left.+\frac{B}{p^{1/2}+K_2}+\frac{C}{p^{1/2}+c}\right)$$

unde B_1, B_2, B_3, K_1, K_2 şi c au aceeaşi semnificaţie anterior prezentată (3.1o), (3.16), în plus s-a notat :

$$A=\frac{1}{K_1-K_2}\left(-\frac{B_1B_2}{K_1}+\frac{B_2^2}{2K_2^{\,2}}+\frac{B_3}{2(K_1-c)}\right)$$

$$B=\frac{1}{K_1-K_2}\left(\frac{B_1B_2}{K_2}-\frac{B_2^2}{2(K_2-c)}-\frac{B_3}{2(K_2-c)}\right) \tag{4.4}$$

$$C=\frac{B_3}{2(K_1-c)(K_2-c)}$$

cu relaţia de legătură $A+B+C=\frac{B_1}{2}$

In (4.1) după dezvoltarea în serie de forma (4.5) şi

$$\frac{1}{1-\delta\exp[-2\gamma(p)\cdot l]}=\sum_{n=0}^{\infty}\delta^n\cdot\exp[-2n\cdot\gamma(p)\,l] \tag{4.5}$$

considerînd tensiunea de intrare treaptă unitate se obţine:

$$FRT(p,o)_{\alpha,\beta,o}=\frac{1}{p}\left\{\sum_{n=0}^{\infty}\delta^n\exp\left[-(2n+1)\,\gamma(p)_{\alpha,\beta,o}\cdot l\right]-\right.$$

$$\left.-\sum_{n=0}^{\infty}\delta^{n+1}\exp\left[-(2n+1)\gamma(p)_{\alpha,\beta,o}\cdot l\right]\right. \tag{4.6}$$

Dezvoltînd (4.2) ţinînd cont de (4.3) rezultă:

$$\delta=P_1+P_2\frac{\varphi_1(p^{1/2})}{\varphi_2(p^{1/2})} \qquad \text{cu } P_1+P_2=1 \tag{4.7}$$

şi

$$P_1=\frac{1-R_2\left(\frac{C}{L}\right)^{1/2}}{1+R_2\left(\frac{C}{L}\right)^{1/2}}\,,\quad P_2=\frac{2\,R_2\left(\frac{C}{L}\right)^{1/2}}{1+R_2\left(\frac{C}{L}\right)^{1/2}}$$

$$\varphi_1(p^{1/2}) = B_1 p^{1/2} + (B_1^2 + B_2)p + (B_1 B_2 + \frac{B_3}{2}) \cdot p^{1/2} + \frac{B_2^2}{2} \tag{4.8}$$

$$\varphi_2(p^{1/2}) = [1 + R_2(\frac{C}{L})^{1/2}] p^2 + [2B_1 + B_1 R_2 (\frac{C}{L})^{1/2}] p^{3/2} + [2B_2 + B_1^2 + B_2 R_2 (\frac{C}{L})^{1/2}] p + (B_1 B_2 + \frac{B_3}{2}) p^{1/2} + \frac{B_2^2}{2}$$

Notînd acum $\Phi_n = \frac{1}{p} \delta^n$ (4.9)

cu (4.8) rezultă relaţia de recurenţă (4.1o)

$$\Phi_{n+1} = P_1 \cdot \Phi_n + P_2 \frac{\varphi_1(p^{1/2})}{\varphi_2(p^{1/2})} \Phi_n \tag{4.1o}$$

Inlocuind (4.1o) în (4.6) pe baza lui (4.9) se obţine forma generală a funcţiei de răspuns tranzitoriu :

$$FRT(p,o)_{\alpha,\beta,o} = \frac{1}{p} \sum_{n=0}^{\infty} \Big\{ (P_1 + P_2 \frac{\varphi_1}{\varphi_2})^n \cdot \exp[-(2n+1) \gamma(p)_{\alpha,\beta,o} \cdot l] - (P_1 + P_2 \frac{\varphi_1}{\varphi_2})^{n+1} \cdot \exp[-(2n+1) \gamma(p)_{\alpha,\beta,o} \cdot l] \Big\} \tag{4.11}$$

Dezvoltînd în (4.11) binomul după formula Newton şi reţinînd numai primii trei termeni forma finală va fi:

$$FRT(p,o)_{\alpha,\beta,o} = P_2 \sum_{n=0}^{\infty} \Big[P_1^n + P_1^{n-1}(nP_2 - P_1) \frac{\varphi_1(p^{1/2})}{\varphi_2(p^{1/2})} - nP_1^{n-2} \cdot P_2 \cdot (\frac{n-1}{2} - P_1) \cdot (\frac{\varphi_1(p^{1/2})}{\varphi_2(p^{1/2})})^2 \Big] \cdot \frac{\exp[-(2n+1) \gamma(p)_{\alpha,\beta,o} \cdot l]}{p} \tag{4.12}$$

Comparînd (4.12) cu (3.13) se poate exprima următoarea relaţie între ele după adoptarea notaţiei

$\varphi(p^{1/2}) = \dfrac{\varphi_1(p^{1/2})}{\varphi_2(p^{1/2})}$ şi $FIT_R(p,o)$ reprezentînd cazul analizat

$$FFT_R(p,o)_{\alpha,\beta,o} = \frac{P_2}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \Big[(-P_1)^n \cdot 2(-1)^n \frac{\exp[-(2n+1) \gamma(p)_{\alpha,\beta,o} \cdot l]}{p} +$$

$$+ (-1)^n \cdot P_1^{n-1} (nP_2 - P_1) \varphi(p^{1/2}) \cdot (-1)^n \cdot 2 \cdot \frac{\exp[-(2n+1) \gamma(p)_{\alpha,\beta,o} \cdot l]}{p} -$$

$$- (-1)^n \cdot nP_1^{n-2} \cdot P_2 (\frac{n-1}{2} P_2 - P_1) \cdot \varphi^2(p^{1/2}) \cdot (-1)^n \cdot 2 \cdot$$

$$\frac{\exp[-(2n+1)\gamma(p)_{\alpha,\beta,o}\cdot l]}{p} = \frac{P_2}{2}\sum_{n=0}^{\infty}\Big[(-P_1)^n\cdot FRT_g(p,o)_{\alpha,\beta,o}+$$

$$+(-1)^n\cdot P_1^{n-1}(nP_2-P_1)\varphi(p^{1/2})\cdot FRT_g(p,o)_{\alpha,\beta,o}-$$

$$-(-1)^n\cdot nP_1^{n-2}\cdot P_2(\frac{n-1}{2}P_2-P_1)\varphi^2(p^{1/2})\cdot FRT_g(p,o)_{\alpha,\beta,o}\Big] \quad (4.13)$$

unde prin $FRT_g(p,o)$ s-a notat funcţia de răspuns tranzitoriu pentru LEA funcţionînd în gol a cărei expresie a fost găsită în domeniul timpului în cap.3.

Deci se poate exprima regimul de funcţionare rezistiv în funcţie de regimul de mers în gol.

4.3. Calculul FRT_R în domeniul timpului

Determinarea originalului (4.13) pe baza teoremei produsului de convoluţie presupune determinarea prealabilă a originalului funcţiei $\varphi(p^{1/2})$. Se poate scrie în aceste condiţii pentru originalul lui (2.13) :

$$FRT_R(t'_n,o) = \frac{P_2}{2}\sum_{n=0}^{\infty}\Big[(-P_1)^n\cdot FRT_g(t'_n,o)+(-1)^n\cdot P_1^{n-1}(nP_2-P_1)\int_0^{t'_n}\varphi(t'_n-\theta)\cdot$$

$$\cdot FRT_g(\theta,o)\,d\theta-(-1)^n nP_1^{n-2}P_2(\frac{n-1}{2}P_2-P_1)\int_0^{t'_n}\Big[\int_0^{t'_n-\theta}\varphi(\theta_1)\cdot\varphi(t'_n-\theta_1)\,d\theta_1\Big]\cdot$$

$$\cdot FRT_g(\theta)\,d\theta\Big] \quad (4.14)$$

unde $t'_n = t-(2n+1)l(LC)^{1/2}$

Relaţia (4.14) este accesibilă pentru calcul mai ales prim primii doi termeni, fiind necesară o examinare atentă a erorilor introduse prin neglijarea ultimului termen.

Pentru calculul originalului lui $\varphi(p^{1/2})$ se propune următorul procedeu:

- se determină pe baza formulei dezvoltării a lui Heaviside /18/ originalul lui $\varphi(p)$, lucru care presupune determinarea polilor lui $\varphi(p)$ şi aplicarea relaţiilor cunoscute ;
- cu originalul cunoscut pentru $\varphi(p)$ se determină originalul lui $\varphi(p^{1/2})$ după relaţia generală /8/ :

$$\mathcal{L}^{-1}\left[\frac{\varphi_1(p^{1/2})}{\varphi_2(p^{1/2})}\right] = \frac{1}{(\pi t)^{1/2}}\int_0^{\infty}\frac{\tau}{2t}\cdot\exp\left(-\frac{\tau^2}{4t}\right)\cdot h(\tau)\,d\tau \qquad (4.15)$$

unde $h(\tau) = \mathcal{L}^{-1}\left[\frac{\varphi_1(p)}{\varphi_2(p)}\right]$

Se observă din (4.8) că $\varphi_2(p)$ este de gradul patru şi fie rădăcinile acestuia

$$p_i = a_i + jb_i \qquad i = 1,\ldots,4 \qquad (4.16)$$

Cînd toate rădăcinile sînt complexe, acestea vor fi conjugate două cîte două şi dezvoltarea următoare se construieşte pentru acest caz .Dacă rădăcinile vor fi reale se prezintă în continuare o tratare corespunzătoare.

4.3.1. Cazul valorilor complexe pentru polii lui $\varphi(p)$

Cînd polii $\varphi(p)$ au valori complexe originalul căutat pentru $h(\tau)$ va fi de forma :

$$h(t) = \sum_{i=1}^{n}\frac{\varphi_1(p_i)}{\varphi_2'(p_i)}\cdot\exp(a_i+jb_i) + \frac{\varphi_1}{\varphi_2'}\cdot\exp(a_i-jb_i) \qquad (4.17)$$

unde : n este numărul perechilor de rădăcini complexe conjugate ale lui $\varphi_2(p)=0$ cu $n_{max}=2$

$\varphi_2'(p_i)$ este derivata în raport cu operatorul Laplace p.

Dezvoltînd în (4.17) exponenţialele după Euler şi făcînd calculele necesare se obţine în final:

$$h(t) = \sum_{i=1}^{n}\left[A_i\cos b_i t - B_i\sin b_i t\right]\exp(a_i t) \qquad (4.18)$$

unde

$$A_i = \frac{2\left\{Re\left[\varphi_1(p_i)\right]\cdot Re\left[\varphi_2'(p_i)\right] + I_m\left[\varphi_1(p_i)\right]\cdot I_m\left[\varphi_2'(p_i)\right]\right\}}{Re^2\left[\varphi_2'(p_i)\right] + I_m^2\left[\varphi_2'(p_i)\right]} \qquad (4.19)$$

$$B_i = \frac{2\left\{Re\left[\varphi_2'(p_i)\right]\cdot I_m\left[\varphi_1(p_i)\right] - Re\left[\varphi_1(p_i)\right]\cdot I_m\left[\varphi_2'(p_i)\right]\right\}}{Re^2\left[\varphi_2'(p_i)\right] + I_m^2\left[\varphi_2'(p_i)\right]} \qquad (4.20)$$

Folosind acum (4.18) în (4.15) rezultă:

$$\varphi(t) = \mathcal{L}^{-1}\left[\frac{\varphi_1(p^{1/2})}{\varphi_2(p)^{1/2}}\right] = \frac{1}{(\pi t)^{1/2}}\int_0^{\infty}\frac{\tau}{2t}\exp\left(-\frac{\tau^2}{4t}\right)\cdot\sum_{i=1}^{n}(A_i\cos b_i\tau -$$

$$- B_i \sin b_i\tau).\exp(a_i.\tau).d\tau = \frac{1}{(\pi t)^{1/2}} \sum_{i=1}^{n} \Big[A_i \int_0^\infty \frac{\tau}{2t} .\exp(-\frac{\tau^2}{4t} +$$

$$+ a_i\tau)\cos b\tau d\tau - B_i \int_0^\infty \frac{\tau}{2t} . \exp(- \frac{\tau^2}{4t} + a\tau)\sin b\tau d\tau\Big] \qquad (4.21)$$

Pentru calculul integralelor din (4.21) se propun două soluţii :

i) după o schimbare de variabile se procedează la dezvoltări în serie sub semnul integralei, apoi cu relaţii de recurenţă se obţine soluţia exprimată funcţie de polinoamele Hermite;

ii) Se rezolvă directă integrala avînd ca soluţie o exprimată cu funcţiile Weber-Hermite de argument imaginar, soluţia finală fiind reprezentată de sume de produse dintre funcţii trigonometrice de timp ponderate cu puteri ale variabilei timp

i) Notînd în (4.21) schimbarea de variabilă $u = \frac{\tau}{2t^{1/2}} - at^{1/2}$ se obţine pentru rezolvarea separată a integralelor următoarele expresii, după o integrare prealabilă prin părţi:

$$I_1 = \sum_{i=1}^{n} \int_0^\infty \frac{\tau}{2t} \exp(- \frac{\tau^2}{4t} + a_i.\tau).\cos b_i\tau d\tau =$$

$$= 2\sum_{i=1}^{n} \exp(a_i^2 t) \int_{-a_i t^{1/2}}^{\infty} u \exp(-u^2)\cos[2b_i.t^{1/2}(u+a_i t^{1/2})]\, du +$$

$$+ a_i t^{1/2} \int_{-a_i t^{1/2}}^{\infty} \exp(-u^2).\cos[2b_i t^{1/2}(u+a_i t^{1/2})]\, du \qquad (4.22)$$

$$I_2 = \sum_{i=1}^{n} \int_0^\infty \frac{\tau}{2t} \exp(- \frac{\tau^2}{4t} + a_i\tau)\sin b_i\tau\, d\tau =$$

$$= 2 \sum_{i=1}^{n} \exp(a_i^2 t)\Big[\int_{-a_i t^{1/2}}^{\infty} u.\exp(-u^2)\sin[2b_i t^{1/2}(u+a_i t^{1/2})]\, du +$$

$$+ a_i t^{1/2} \int_{-a_i t^{1/2}}^{\infty} \exp(-u^2)\sin[2b_i t^{1/2}(u+a_i t^{1/2})]\, du\Big] \; (4.23)$$

Primele două integrale din (4.22) ,respectiv (4.23) se exprimă uşor, după o integrare prin părţi astfel:

$$I_1' = \int_{-at^{1/2}}^{\infty} u.\exp(-a^2)\cos[2b_i t^{1/2}(u+a_i t^{1/2})]\, du =$$

$$= -\frac{1}{2}\int_{-at^{1/2}}^{\infty} \cos[2b_i t^{1/2}(u+a.t^{1/2})]\, d[\exp(-u^2)] = -\frac{1}{2}(\exp(-a_i^2 t) -$$

$$- b_i t^{1/2}\int_{-a_i t^{1/2}}^{\infty} \exp(-u^2).\sin[2b_i t^{1/2}(u+a_i t^{1/2})]\, du =$$

$$= -\frac{1}{2}\exp(-a_i^2 t) - b_i t^{1/2} I_2'' \qquad (4.24)$$

respectiv

$$I_2' = \int_{-a_i t^{1/2}}^{\infty} u.\exp(-u^2)\sin 2b_i t^{1/2}(u+a_i t^{1/2})\,du = 2b_i t^{1/2}\int_{-a_i t^{1/2}}^{\infty}\exp$$

$$.(-u^2)\cos[2b_i t^{1/2}(u+at^{1/2}]\,du = 2b_i t^{1/2}.I_1'' \qquad (4.25)$$

In consecinţă, integralele (4.22) şi (4.23) după folosirea lui (4.24) şi (4.25) devin:

$$I_1 = 2\sum_{i=1}^{n}\exp(a_i^2 t)\left[-\frac{1}{2}\exp(-a_i^2 t) - b_i t^{1/2}.I_2'' + a_i t^{1/2}.I_1''\right] \qquad (4.26)$$

$$I_2 = 2\sum_{i=1}^{n}\exp(a_i^2 t)\left[2b_i t^{1/2}.I_1'' + a_i t^{1/2}.I_2''\right] \qquad (4.27)$$

Pentru rezolvarea integralelor I_1'' şi I_2'' se procedează la dezvoltarea în serie de felul (4.28)şi la relaţia de recurenţă de tipul general (4.29) /2o/ după ce în prealabil s-au dezvoltat funcţiile trigonometrice ale sumelor

$$\exp(-u^2) = \sum_{k=0}^{\infty}(-1)^k\frac{u^{2k}}{K!} \qquad (4.28)$$

$$\int x^m \exp(-x^2)\,dx = -\frac{x^{m-1}.\exp(-x^2)}{2} + \frac{m-1}{2}\int x^{m-2}.\exp(-x^2)\,dx \qquad (4.29)$$

Se obţine în final:

$$I_1'' = \int_{-a_i t^{1/2}}^{\infty}\exp(-u^2)\cos 2b_i t^{1/2}(u+a_i t^{1/2})\,du =$$

$$= \Big[\sin[2b_i t^{1/2}(u+a_i t^{1/2})]\sum_{r=0}^{\infty}(-1)^r\Big(\frac{1}{2bt^{1/2}}\Big)^{2r+1}\frac{d^{2r}}{du^{2r}}.\exp(-u^2)\Big] +$$

$$+ \cos[2b_i t^{1/2}(u+a_i t^{1/2})]\sum_{r=0}^{\infty}(-1)^r\Big(\frac{1}{2bt^{1/2}}\Big)^{2r+2}\frac{d^{2r+1}}{du^{2r+1}}.\exp(-u^2)\Big|_{-a_i t^{1/2}}^{\infty} =$$

$$= -\exp(-a_i^2 t)\sum_{r=0}^{\infty}\Big(\frac{1}{2b_i}\Big)^{2r+2}.t^{-(r+1)}.H_{2r+1}(-a_i t^{1/2}) \qquad (4.3o)$$

Prin $H_{2i+1}(-a_i t^{1/2})$ s-au notat polinoamele Hermite introduse prin relaţia generală (4.31) /21/ :

$$\exp(-x^2).H_n(x) = (-1)^n.\frac{d^n}{dx^n}\exp(-x^2) \tag{4.31}$$

$$I''_2 = \int_{-a_i t^{1/2}}^{\infty} \exp(-u^2).\sin\left[2b_i t^{1/2}(u+a_i t^{1/2})\right] du =$$

$$= \Bigg|\sum_{r=0}^{\infty} (-1)^{r+1} \left(\frac{1}{2b_i}\right)^{2r+1}.\, t^{-\frac{2r+1}{2}} . \frac{d^{2r}}{du^{2r}} \exp\left[-u^2\right].\cos\left[2b_i t^{1/2}.\right.$$

$$\left. .(u+a_i t^{1/2})\right] + \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r \left(\frac{1}{2b_i}\right)^{2r+2}.t^{-(r+1)}.\sin\left[2b_i t^{1/2}(u+a_i t^{1/2})\right].$$

$$\frac{d^{2r+1}}{du^{2r+1}} \exp(-u^2)\Bigg|_{-a_i t^{1/2}}^{\infty} = -\sum_{r=0}^{\infty} \left(\frac{1}{2b_i}\right)^{2r+1}.t^{-\frac{2r+1}{2}} \exp(-a_i^2 t).H_{2r}.$$

$$.(-a_i t^{1/2}) \tag{4.32}$$

Folosind acum (4.31) şi (4.32) în (4.26) şi (4.27) se obţine în final originalul funcţiei căutate (4.21) de forma :

$$\varphi(t) = \frac{1}{(\pi)^{1/2}}\sum_{i=1}^{n}\Bigg\{- A_i \left[\frac{1}{t^{1/2}} + 2b_i \sum_{r=0}^{\infty} \left(\frac{1}{2b_i}\right)^{2r+2}.t^{-\frac{2r+1}{2}}.\, H_{2r}(-a_i t^{1/2})\right.$$

$$\left. - 2a_i \sum_{r=0}^{\infty} \left(\frac{1}{2b_i}\right)^{2r+2}.t^{-(r+1)}.H_{2r+1}(-a_i t^{1/2})\right] +$$

$$+ B_i\left[4b_i.t^{1/2}\sum_{r=0}^{\infty}\left(\frac{1}{2b_i}\right)^{2r+2}.t^{-(r+1)}.H_{2r+1}(-a_i t^{1/2}) +\right.$$

$$\left. + 2a_i t^{1/2}\sum_{r=0}^{\infty} \left(\frac{1}{2b_i}\right)^{2r+1}.t^{-\frac{2r+1}{2}}.\, H_{2r}(-a_i t^{1/2})\right]\Bigg\} \tag{4.33}$$

Pentru calculul sumelor polinoamelor Hermite se foloseşte relaţia de recurenţă /21/ :

$$H_{n+1}(x) - 2x.H_n(x) + 2n.H_{n-1}(x) = 0 \tag{4.34}$$

ii) Pentru integralele (4.22) şi (4.23) în /9/ se găseşte o soluţie generală pe baza integrării prin cuadratura Gauss-Hermite astfel :

$$I_1 = \sum_{i=1}^{n} \int_0^{\infty} \frac{\tau}{2t} \cdot \exp(a_i\tau - \frac{\tau^2}{4t}) \cos b_i\tau \cdot d\tau =$$

$$= \frac{\Gamma(2)}{2} \sum_{i=1}^{n} \exp(\frac{a_i^2 - b_i^2}{2} t) \left\{ \exp(ja_ib_it) \cdot D_{-2}\left[-(2t)^{1/2}(a_i + jb_i)\right] + \right.$$

$$\left. + \exp(-ja_ib_it) \cdot D_{-2}\left[-(2t)^{1/2}(a_i - jb_i)\right] \right\} \qquad (4.35)$$

$$I_2 = \sum_{i=1}^{n} \int_0^{\infty} \frac{\tau}{2t} \cdot \exp(a_i\tau - \frac{\tau^2}{4t}) \sin b_i\tau \cdot d\tau$$

$$= j \frac{\Gamma(2)}{2} \sum_{i=1}^{n} \exp\left(\frac{a_i^2 - b_i^2}{2} \cdot t\right) \left\{ \exp(-ja_ib_it) D_{-2}\left[-(2t)^{1/2} \cdot (a_i - jb_i)\right] ! \right.$$

$$\left. - \exp(ja_ib_it) \cdot D_{-2}\left[-(2t)^{1/2}(a_i + jb_i)\right] \right\} \qquad (4.36)$$

unde: $D_\nu(z)$ este funcţia Weber-Hermite /8/ de ordinul ν şi argument z, iar $\Gamma(n+1)=n!$ este funcţia factorială Euler.

Funcţiile Weber-Hermite se pot transforma succesiv pînă laso formă finală accesibilă de abordat în calcule practice astfel /19/ :

$$D_\nu(x) = 2^{1/4+\nu/2} \cdot x^{-1/2} W_{\frac{1}{4}+\frac{\nu}{2}, \pm\frac{1}{4}} \left(\frac{x^2}{2}\right) \qquad (4.37)$$

unde funcţiile Weight au dezvoltarea finală (4.36) :

$$W_{u,\varepsilon}(x) = \frac{\Gamma(-2\varepsilon)}{\Gamma(\frac{1}{2}-\mu-\varepsilon)} \cdot x^{\varepsilon+\frac{1}{2}} \cdot \exp(-\frac{x}{2}) \cdot {}_1F_1(\frac{1}{2}+\varepsilon-\mu; 2\varepsilon+1; x) +$$

$$+ \frac{\Gamma(2\varepsilon)}{\Gamma(\frac{1}{2}\mu+\varepsilon)} \cdot x^{-\varepsilon+\frac{1}{2}} \cdot \exp(-\frac{x}{2}) \cdot {}_1F_1(\frac{1}{2}-\varepsilon+\mu; \varepsilon-2+1; x)$$

In (4.38) funcţia hipergeometrică degenerată /21/ are forma generală /19/ :

$$pF_q(\alpha_1, \alpha_2 \ldots \alpha_p, \beta_1; \beta_2, \ldots \beta_q; x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(\alpha_1,K)(\alpha_2,K)\ldots(\alpha_p,K)}{(\beta_1,K)(\beta_2,K)\ldots(\beta_q,K)} \cdot \frac{x^K}{K!} \qquad (4.39)$$

unde s-a notat $(\alpha_p,K) = \frac{\Gamma(\alpha_p+K)}{\Gamma(\alpha_p)}$

Particularizînd în (4.35) şi (4.36) $\nu=2$ şi dezvoltînd (4.37) -(4.39) se obţine:

$$I_1 = \frac{\Gamma(2)}{2} \sum_{i=1}^{n} \Big\{ \left[-t^{1/2}(a_i+jb_i)\right] \frac{\Gamma(-\frac{1}{2})}{\Gamma(1)} \sum_{k=o} \frac{\left[-t^{1/2}(a_i+jb_i)\right]^{2k}}{K!} +$$

$$+\left[-t^{1/2}(a_i-jb_i)\right] \frac{\Gamma(-\frac{1}{2})}{\Gamma(1)} \sum_{k=o}^{\infty} \frac{\left[-t^{1/2}.(a_i-jb_i)\right]^{2k}}{K!} +$$

$$+ \frac{\Gamma(\frac{1}{2})}{\Gamma(\frac{3}{2})} \Big[\sum_{k=o}^{\infty} \frac{\Gamma(1+k).\Gamma(\frac{1}{2})}{\Gamma(1)\cdot\Gamma(\frac{1}{2}+k)} \frac{\left[-t^{1/2}(a_i+jb_i)\right]^{2k}}{K!} +$$

$$+ \sum_{k=o}^{\infty} \frac{\Gamma(1+k).\Gamma(\frac{1}{2})}{\Gamma(1).\Gamma(\frac{1}{2}+k)} \frac{\left[-t^{1/2}(a_i-jb_i)\right]^{2k}}{K!} \Big]\Big\} \qquad (4.4o)$$

$$I_2 = j \frac{\Gamma(2)}{2} \sum_{i=1} \Big\{ \frac{\Gamma(-\frac{1}{2})}{\Gamma(1)} \left[-t^{1/2}(a_i-jb_i)\right] \sum_{k=o}^{\infty} \frac{\left[-t^{1/2}(a_i-jb_i)\right]^{2k}}{K!} +$$

$$+ \frac{\Gamma(\frac{1}{2}).\Gamma(\frac{1}{2})}{\Gamma(\frac{3}{2})\Gamma(1)} \cdot \sum_{k=o}^{\infty} \frac{\Gamma(k+1)}{\Gamma(k+\frac{1}{2})} \cdot \frac{\left[-t^{1/2}(a_i-jb_i)\right]^{2k}}{K!} -$$

$$- \frac{\Gamma(-\frac{1}{2})}{\Gamma(1)} - \left[t^{1/2}(a_i+jb_i)\right] . \sum_{k=o}^{\infty} \frac{\left[-t^{1/2}(a_i+jb_i)\right]^{2k}}{K!} -$$

$$- \frac{\Gamma(\frac{1}{2}).\Gamma(\frac{1}{2})}{\Gamma(\frac{3}{2}).\Gamma(1)} . \sum_{k=o}^{\infty} \frac{\Gamma(k+1)}{\Gamma(k+\frac{1}{2})} \frac{\left[-t^{1/2}(a_i-jb_i)\right]^{2k}}{K!} \qquad (4.41)$$

Folosind relaţiile de dezvoltare prin recurenţă cunoscute /8/ pentru funcţia Euler factorială de forma:

$$\Gamma(n+\frac{1}{2}) = \frac{1.3...(2n-1)}{2^n}\pi^{1/2}; \Gamma(-n+\frac{1}{2}) = \frac{(-2)^n}{1.3...(2n-1)}.\pi^{1/2}$$

$$\Gamma(1) = 1 , \Gamma(n+1) = n! , \Gamma(\frac{1}{2}) = \pi^{1/2}, \Gamma(-\frac{1}{2}) = -2\pi^{1/2}, \Gamma(\frac{3}{2}) = \frac{\pi^{1/2}}{2} \qquad (4.42)$$

Punînd în evidenţă în (4.4o) şi (4.41) seriile (4.42) se poate scrie :

$$\sum_{k=o}^{\infty} \frac{\left[-t^{1/2}.(a_i+jb_i)\right]^{2k}}{K!} = \exp\left[-t^{1/2}(a_i+jb_i)\right]^2 =$$

$$= \exp\left[(a_i^2-b_i^2)t\right].(\cos 2a_ib_it + j\sin 2a_ib_it) \qquad (4.43)$$

$$\sum_{k=o}^{\infty} \frac{\left[-t^{1/2}(a_i-jb_i)\right]^{2k}}{K-} = \exp\left[-t^{1/2}(a_i-jb_i)\right]^2 =$$

$$= \exp\left[(a_i^2-b_i^2)t\right](\cos 2a_ib_it - j\sin 2a_ib_it)$$

şi forma finală , după cîteva calcule simple, pentru integralele căutate.

$$I_1 = 2(\pi t)^{1/2}\sum_{i=1}^{n}\left\{\exp\left[(a_i^2-b_i^2)t\right] .a_i . \frac{\cos(2a_ib_it+\alpha_i)}{\cos\alpha_i} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{(\pi t)^{1/2}}\sum_{k=o}^{\infty}\frac{2^k}{1.3\ldots(2k+1)}\left[t(a_i^2+b_i^2)\right]^k .\cos 2k\alpha_i\right\} \qquad (4.44)$$

$$I_2 = 2(\pi t)^{1/2}\sum_{i=1}^{n}\left\{\exp\left[(a_i^2-b_i^2)t\right] .\ a_i \frac{\sin(2a_ib_it+\alpha_i)}{\cos\alpha_i} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{(\pi t)^{1/2}}\sum_{k=o}^{\infty}\frac{(2)^k}{1.3\ldots(2k-1)}\left[t(a_i^2+b_i^2)\right]^k .\sin 2k\alpha_i\right\} \qquad (4.45)$$

unde $\alpha_i = \operatorname{arctg}\frac{b_i}{a_i}$.

Inlocuind (4.44) şi (4.45) în (4.21) se obţine originalul funcţiei căutate de forma :

$$\varphi(t) = 2\sum_{i=1}^{n}\left\{ a_i\exp\left[(a_i^2-b_i^2)t\right]\left[A_i\frac{\cos(2a_ib_it+\alpha_i)}{\cos\alpha_i} - B_i\frac{\sin(2a_ib_it+\alpha_i)}{\cos\alpha_i}\right.\right.$$

$$+ \frac{1}{(\pi t)^{1/2}}\left[A_i\sum_{k=o}^{\infty}\frac{2^k\left[t(a_i^2+b_i^2)\right]^k}{1.3\ldots(2k-1)}\cos 2k\alpha_i - B_i\sum_{k=o}^{\infty}\frac{2^k\left[t(a_i^2+b_i^2)\right]^k}{1.3\ldots(2k-1)} .\right.$$

$$\left.\left. .\ \sin 2k\alpha_i\right]\right\} \qquad (4.46)$$

unde n este numărul de perechi de rădăcini imaginare conjugate ale lui $\varphi_2(p^{1/2}) = o$ din (4.8).

In acest fel (4.14) este calculabilă, toate funcţiile fiind determinate.

4.3.2. Cazul existenţei valorilor reale pentru polii lui $\varphi(p)$

In acest caz (4.16) va avea forma particulară :

$$p_i = a_i \quad \text{cu } i = 1,\ldots 4 \tag{4.47}$$

şi originalul lui $\varphi(t)$ se obţine direct astfel:

$$\varphi(t) = \frac{1}{(\pi t)^{1/2}} \sum_{i=1}^{4} \int_0^{\infty} \frac{\tau}{2t} \exp\left(-\frac{\tau^2}{4t} + a_i \tau\right) \cdot \frac{\varphi_1(a_i)}{\varphi_2'(a_i)} \cdot d\tau \tag{4.48}$$

In (4.48) se pune acum în evidenţă diferenţiala exponenţialei obţinînd :

$$\varphi(t) = -\frac{1}{(\pi t)^{1/2}} \sum_{i=1}^{4} \left[\int_0^{\infty} A_i \cdot d\exp\left(-\frac{\tau^2}{4t} + a_i \tau\right) + A_i \cdot a_i \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\tau^2}{4t} + a_i \cdot \tau\right) d\tau \right] = \frac{1}{(\pi t)^{1/2}} \sum_{i=1}^{4} \left[A_i + A_i \cdot a_i \exp(a_i^2 t) \int_0^{\infty} \exp -\left(\frac{\tau}{2t^{1/2}} - a_i t^{1/2}\right)^2 \cdot d\tau\right] \tag{4.49}$$

In integrala rămasă de efectuat în (4.49) se face schimbarea de variabilă $u = \frac{\tau}{2t^{1/2}} - a_i t^{1/2}$ rezultînd

$$\varphi(t) = \frac{1}{(\pi t)^{1/2}} \sum_{i=1}^{4} A_i \left[1 + a_i \exp(a_i^2 t) \cdot 2t^{1/2} \int_{-at^{1/2}}^{\infty} \exp(-u^2) du\right] =$$

$$= \sum_{i=1}^{4} A_i \left[\frac{1}{(\pi t)^{1/2}} + a_i \exp(a_i^2 t) \cdot \mathrm{erf}_c(-a_i t^{1/2})\right] \tag{4.50}$$

Expresia (4.5o) obţinută prin integrare directă, certifică corectitudinea lui (4.46) în care particularizînd cazul rădăcinilor reale prin (4.51) şi pe baza dezvoltării în seria a

$$b_i = B_i = \alpha_i = 0 \tag{4.51}$$

funcţiei erorilor (4.52) /8/ se obţine (4.5o)

$$1 - \mathrm{erf}\left(\frac{x}{2}\right) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \quad x^k}{K!\,\Gamma\left(1 - \frac{k}{2}\right)} \tag{4.52}$$

Concluzionînd asupra modelului matematic anterior dezvoltat pentru calculul FRT a liniei cu condiţie terminală pur rezistivă, cît şi calculul tensiunii terminale cînd tensiunea de intrare este simetrică şi trifazată, rezultă următoarea succesiune de calcul:

1. se determină FRT_g pentru linia în regim de mers în gol în componente α, β, o conform cu cap.3.;
2. pe baza parametrilor lineici determinaţi în cap.2 se determină coeficienţii polinoamelor $\varphi_1(p)$ şi $\varphi_2(p)$ (4.8) ;
3. se calculează cu metode numerice folosind biblioteca matematică a calculatorului rădăcinile ecuaţiei algebrice lineare de gradul IV $\varphi_2(p) = o$;
4. se calculează funcţia original în componente α, β, o $h(t)$, (4.18) şi se stochează în trei tablouri unidimensionale corespunzător celor trei faze ;
5. se calculează funcţia original, în componente α, β, o, pentru $\varphi(t)$, relaţia (4.31) sau (4.44) ;
6. cu (4.14) se determină în componente α, β, o funcţia FRT_h, scriind un subprogram de calcul pentru efectuarea produselor de convoluţie ;
7. se revine la mărimi de fază cu (3.4o) din cap.3 determinînd FRT şi FRT' ;
8. se aplică integrala Duhamel cu (3.7) obţinînd tensiunea terminală pentru alimentarea liniei cu un sistem simetric trifazat.

4.4. Exemple de calcul

In primă fază se doreşte a determina pe domenii de valori ale rezistenţei terminale ponderea, şi deci importanţa termenului al doilea din (4.14) în calculul funcţiei de răspuns tranzitoriu FRT_h.

Acest termen a fost determinat de forma :

$$\frac{P_2}{2}\sum_{n=o}^{\infty}(-1)^n \cdot P_1^{n-1}(n \cdot P_2 - P_1)\int_{o}^{t-\tau_n}\varphi(t-\tau_n-\theta) \cdot FRT_g(\theta)\,d\theta \qquad (4.53)$$

unde P_1 şi P_2 sînt constantele date de (4.8),

$\varphi(t)$ este originalul funcţiilor φ_1 şi φ_2 din (4.8),

FRT_g este funcţia de răspuns tranzitoriu pentru linia în gol,

$\tau_n = (2n+1)(LC)^{1/2} l$ este multiplul parcursului de undă.

In determinarea funcţiei $\varphi(t)$ este necesar calculul polilor lui $\varphi_2(p)$ din (4.8). Acest lucru a fost rezolvat scriind pro-

gramul de calcul nr.5, cu ordinograma prezentată în anexa.
S-a apelat la subprogramul PORAB din biblioteca matematică a calculatorului care rezolvă numeric ecuațiile algebrice lineare.

De remarcat că în cazurile luate în calcul, cu valori ale rezistenței terminală de ordinul sutelor de ohmi pînă la zeci de $k\Omega$, pentru componentele α, β polii au întotdeauna formă complexă, iar pentru componenta "o" au valori reale.

Pentru cazul liniei cu pierderi și cu influența efectului pelicular și a solului, cu parametrii liniei dați în tabelul 3.3., cazul c, originalul funcției $\varphi(t)$ este redat în fig.4.1. Pentru rezistența terminală s-au considerat valori corespunzătoare pierderilo active pentru elementele de sistem terminale de tipul reactorului transversal de compensare sau autotransformatorului terminal.

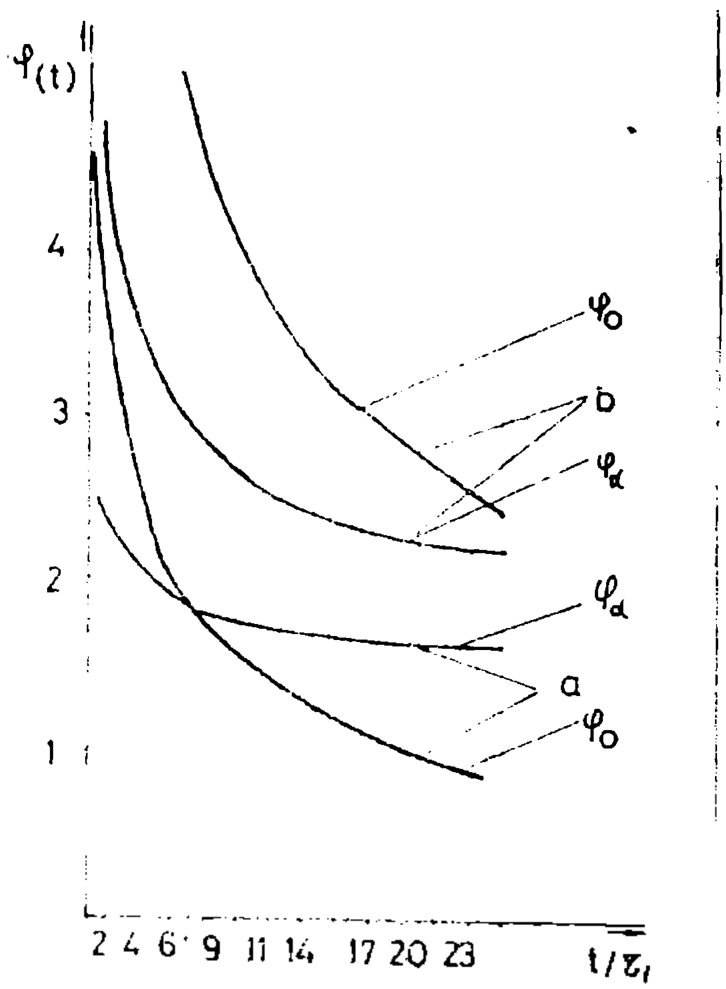


Fig.4.1. Modificarea funcției $\varphi(t)$ în componente α, β respectiv "o"
Cazul a: R = 15 kΩ
b: R = 5 kΩ

Din figura 4.1 se concluzionează ponderea mai mare a lui $\varphi(t)$ pentru componenta "o" corespunzătoare pămîntului, cît și necesitatea considerării termenului (4.52) pentru cazuri cu rezistențe terminale mai mici de 1 kΩ. Această valoare este apreciată pe baza observației că în produsul de convoluție din (4.52) valoarea rezistenţei terminale influenţează numai factorul $\varphi(t-\theta)$ şi valoarea acestui produs a fost semnificativă numai pentru valori ale rezistenţei terminale sub 1 MΩ. Pragul de semnificaţie a fost considerat de 10% faţă de valoarea primului termen din (4.14).

Pentru un reactor de compensare dimensionat pentru o compensare de 100% a liniei de 400 kV şi 400 km valoarea rezistenţei este de 12560 Ω pentru un raport R/x acceptat egal cu 0,1, (vezi cap.5), variaţia tensiunilor terminale este redată în fig.4.2 şi fig.4,3.

Aceste rezultate au fost obţinute cu ajutorul programului de calcul nr.5 FRT_R, prezentat în anexă şi scris pe baza concluziilor de la finele cap.4.3.2.

Se observă ,comparînd rezultatele din fig.4.2 - 4.3 cu cele corespunzătoare regimului de mers în gol din cap.3, fig.3.7, o uşoară atenuare a tensiunilor datorate prezenţei rezistenţei terminale, calitativ fenomenul nu suferă modificări.

Calculul tensiunilor terminale neconsiderînd termenul al doilea din (4.53) duce la modificări ale amplitudinii sub 2-3%.

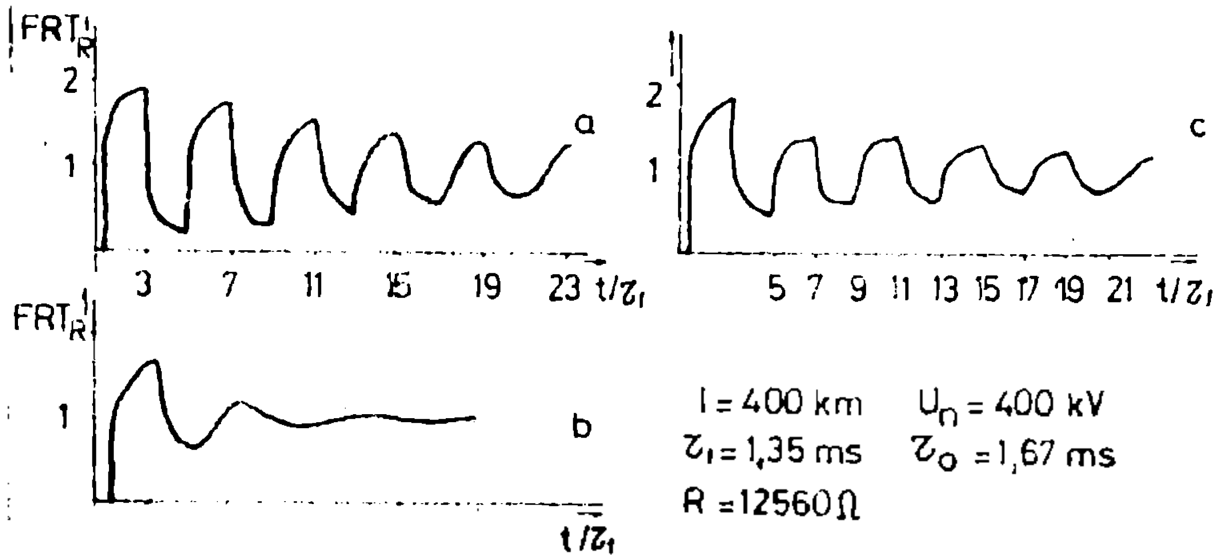


Fig.4.2. Funcţiile de răspuns tranzitoriu în componente a,b şi în mărimi de fază c.

Se concluzionează că în cazul considerării de elemente terminale de tip descărcătoarelor cu rezistenţă variabilă, caracterizate cu rezistenţe mici în timpul amorsării,se impune calculul FRT_R considerînd şi termenul (4.53).

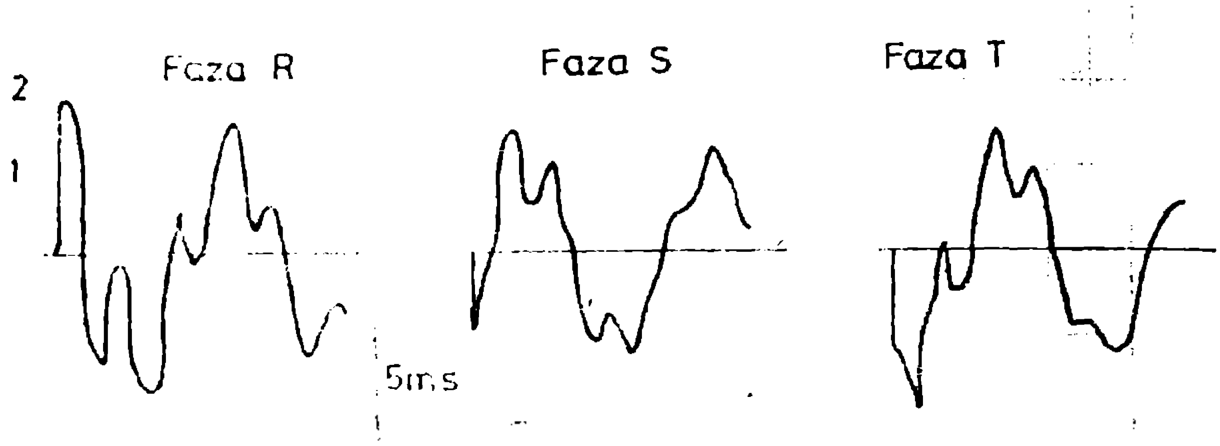


Fig.4.3. Tensiunile trifazate terminale pentru R=1356oΩ unghi inițial de conectare $\varphi = \pi/2$, conectare simultană, l=400 km, τ_1= 1,35 ms, τ_0=1,67 ms, ρ_{sol}= 100Ωm, U_n=400 kV

4.5. Considerarea unor neliniarități de tip rezistiv în propagarea undelor de supratensiune

In funcționarea liniilor electrice lungi apar cazuri cînd parametrii rezistivi sînt neliniari, corespunzător unor elemente introduse în mod artificial în componența fizică a liniei sau datorită unor fenomene de propagare care se caracterizează prin parametrii rezistivi neliniari.

Primul caz apare atunci cînd din imperativul micșorării supratensiunilor la conectarea liniilor, sursa se conectează prin intermediul unor elemente rezistive neliniare /27/. Valoarea rezistenței electrice a șuntului rezistiv de inserție este scurtcircuitată în trepte de timp, de obicei două, astfel ca la finele regimului tranzitoriu sursa să fie conectată direct la linie.

Cazul al doilea menționat se referă la apariția fenomenului Corona caracterizat prin pierderi de putere activă depinzînd neliniar de rezistență sau prin prevederea, din motive de protecție, la sfîrșitul liniei, de elemente rezistive neliniare. In cadrul acestei categorii intră descărcătoarele cu rezistență neliniară, descărcătoare tubulare, descărcători cu oxizi metalici și eclatoare de protecție /23/, /24/. Aceste elemente, prin caracteristica lor tensiune-curent neliniară, limitează tensiunea la bornele lor la valoarea tensiunii numite "reziduală". In etapele cînd tensiunea la bornele lor este sub valoarea tensiunii de amorsare aceste elemente de sistem intervin cu o rezistență teoretic infinită. Curentul nominal al descărcătorului I_n se definește pe porțiunea plată a caracteristicii u=f(i) după amorsare, iar tensiunea reziduală este corespunzătoare acestui curent şi rezistenţei variabile a descărcătorului.

Studiul analitic al propagării tensiunii în circuite cu elemente rezistive neliniare impune evidenţierea cît mai precisă a expresiilor analitice a legăturii tensiune-curent la bornele elementului neliniar

In acest capitol autorul consideră spre rezolvare circuitele electrice corespunzătoare prezenţei unor descărcătoare montate la capătul terminal al liniei în cazul fenomenelor de comutaţie sau a propagării supratensiunilor atmosferice. Aceste cazuri sînt prezentate cu şi fără considerarea apariţiei descărcărilor de tip Corona.

4.5.1. Propagarea undelor de supratensiune în circuite conţinînd descărcătoare cu rezistenţă variabilă

Descărcătoarele cu rezistenţă variabilă sînt conectate la capătul terminal al liniilor oferind aparatajului electric din staţii protecţie împotriva supratensiunilor periculoase.

Caracteristica u=f(i) pentru aceste elemente are un caracter neliniar prezentînd creşteri importante ale curentului la depăşirea tensiunii de amorsare. In /23/ - /26/ sînt redate cîteva tipuri de astfel de caracteristici prezentate şi în fig.4.4. Din punct de vedere analitic curba tensiune-curent poate fi descrisă de o dependenţă de forma (4.54) - /14/,/23/

$$u = k \cdot i^{\alpha} \quad \text{unde } \alpha = \begin{cases} 0{,}2 - 0{,}33 & \text{în domeniul tensiunilor joase} \\ 0{,}022 - 0{,}03 & \text{în domeniul tensiunii reziduale a descărcătorului} \end{cases}$$

k pune în evidenţă tipul constructiv al descărcătorului (4.54)

Din punctul de vedere al tratării analitice a unor astfel de elemente rezistive neliniare autorul îşi propune să adopteze metodologia şi programul de calcul prezentate în cap. 4.2-4.4. In aceste condiţii este necesară cunoaşterea valorii rezistenţei electrice a descărcătorului pe diferite domenii de mărime a tensiunii de la bornele lui. In momentul cînd tensiunea aplicată va depăşi valoarea tensiunii de amorsare, valoarea scăzută a rezistenţei electrice motivează calculul termenului (4.52) conform dezvoltărilor analitice din cap.4.3.

Pentru a pune în evidenţă condiţiile de aplicare a programului de calcul nr.5 FRT$_R$ autorul preferă dependenţa tensiune-curent a descărcătorului dată prin liniarizarea pe domenii de tensiune. Acest lucru se poate obţine din cunoaşterea caracteristicii u=f(i) obţinută experimental sau aproximată analitic căruia i se aplică metode de interpolare sau metoda celor mai mici patrate sau se înlocuieşte caracteristica dată

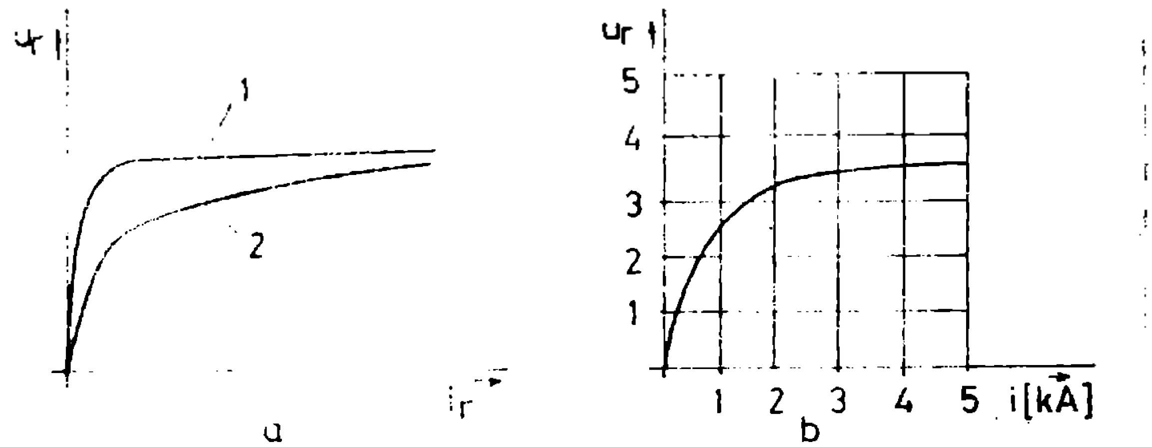


Fig.4.4. Dependenţa tensiune-curent pentru descărcătoare cu rezistenţă variabilă

a - 1. descărcătoare Siemens din metaloxid /24/

2. descărcătoare pe bază de siliciu /23/

b - descărcător sovietic din carbură de siliciu /23/

prin segmente de dreaptă cum se ilustrează în fig.4.5.

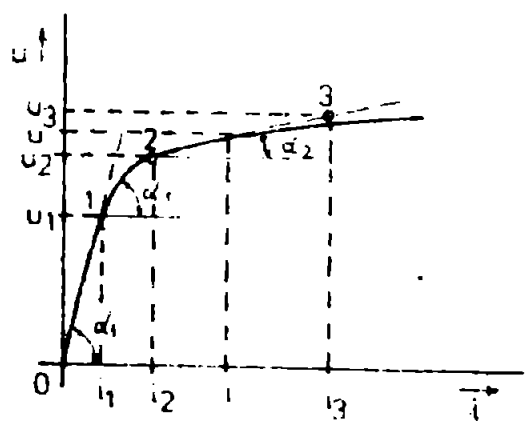


Fig.4.5. Liniarizarea caracteristicii tensiune-curent

In aceste condiţii, pe porţiunile liniarizate, rezistenţa electrică a descărcătorului R_D este dată de valoarea rezistenţei electrice dinamice, k fiind constanta de scară

$$R_{D_1} = \left.\frac{du}{di}\right|_1 = k \cdot tg\alpha_1 \qquad (4.55)$$

Orientativ, se poate aprecia valoarea rezistenţei electrice cu care intervine descărcătorul în momentul cînd el este străbătut de un curent de 5 kA după diagrama din fig.4.6 /23/.

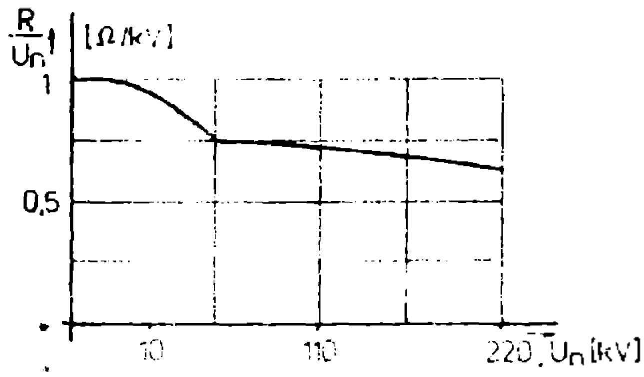


Fig.4.6. Rezistenţa descărcătoarelor de diverse tensiuni nominale pentru un curent de 5 kA (construcţie sovietică)

Astfel pentru U_n=220 kV rezultă R_D =0,62.220= 136,4 Ω

Extrapolînd, pentru o tensiune de 400 kV se poate obţine o valoare orientativă de R_D =0,5.400 = 200Ω.

In calculele concrete se poate utiliza o dependenţă tensiune curent de tipul celei date în fig.4.4 b avînd ordonata exprimată în unităţi relative, tensiunea raportîndu-se la valoarea maximă a undei de tensiune incidentă.

Unda de tensiune incidentă poate fi una treaptă unitate sau o undă de tensiune standard 1,2/50 us conformă cu recomandările Comitetului Electrotehnic Internaţional şi standardizată în RSR pentru forma supratensiunilor atmosferice. Forma analitică pentru această supratensiune atmosferică este /44/ :

$$u(t) = A(\exp(-t/T_1)-\exp(-t/T_2)) \qquad (4.56)$$

cu constantele de timp $T_1 \gg T_2$.

Determinarea analitică a tensiunii la bornele descărcătorului de rezistenţă variabilă se rezolvă de autor în următoarea metodologie :

1. se adoptă o schemă electrică echivalentă pentru linia electrică terminală cu un descărcător de rezistenţă variabilă de felul celei din fig.4.7, unde R reprezintă valoarea rezistenţei electrice corespunzătoare pierderilor datorită imperfecţiunii isolaţiei liniei, iar R_D valoarea rezistenţei DRV-ului după amorsare. Linia electrică de lungimea corespunzătoare distanţei dintre locul de apariţie a loviturii de trăsnet şi locul de montare a DRV este considerată cu parametrii liniei calcu-

lați pentru domeniile de frecvență înaltă 10^4-10^6 Hz, conform cu cap.2.5;

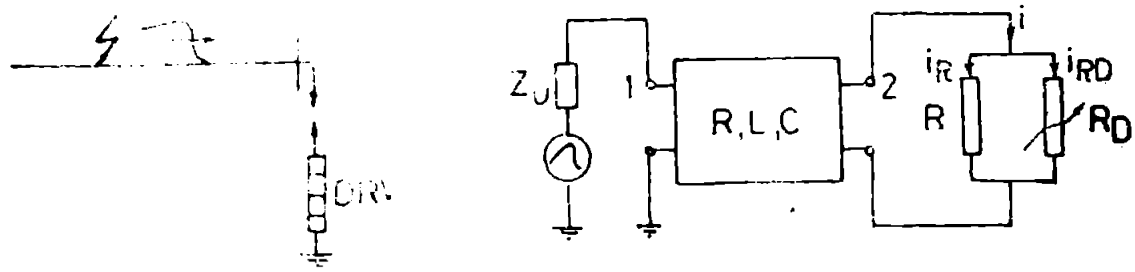


Fig.4.7. Circuitul electric echivalent liniei cu DRV

2. se consideră decuplarea fazelor cu o transformată Clark, α, β, o de tipul prezentat în cap.3.3. Avînd în vedere că descărcătoarele de rezistență variabilă sînt realizate în construcție independentă și la distanțe suficient de mare unul de celălat se poate adopta aceeași dependență tensiune-curent și pentru componenta "o" ;
3. față de o tensiune de intrare treaptă unitate, considerînd linia cu o condiție terminală rezistivă de valoare R corespunzătoare domeniului cînd DRV-ul nu este amorsat, se calculează funcția de răspuns tranzitoriu FRT_R conform cu cap.4.2-4.4.
4. dacă valoarea tensiunii calculate nu depășește valoarea tensiunii de amorsare a DRV-ului, atunci această valoare este corectă, considerînd deci valoarea lui R_D din fig.4.7 de mărime foarte mare, Casul corespunde condițiilor dezvoltate în cap. 4.2-4.4 și se rezolvă în conformitate cu cele prezentate;
5. dacă tensiunea calculată depășește valoarea tensiunii de amorsare trebuie pusă în evidență amorsarea DRV-ului și modificarea parametrilor electrici cu care acesta intervine în circuit. In consecință pentru circuitele corespunzătoare secvențelor α, β, o în transformată Laplace, se scrie teorema Thévénin de forma (4.57) pentru o anumită porțiune linearizată a caracteristicii μ=f(i) :

$$I_{RD}(p) = \frac{U_{2R}(p)}{Re + R_D} \qquad (4.57)$$

sau $U_2(p) = U_{2R}(p) - I_{RD}(p) \cdot Re$

unde $U_{2R}(p)$ este tensiunea terminală în absența lui R_D, deci înaintea fenomenului de amorsare a DRV-ului

Re este rezistența echivalentă liniei considerată prin im-

pedanța sa de undă Z_u pusă în paralel cu rezistența R.
I_{RD} este curentul prin DRV-ul care intervine cu R_D.

Originalul lui (4.57) considerînd impedanța de undă a liniei rezistivă, lucru realist în conformitate cu cap.2.6.1.1, se obține ușor de forma :

$$i_{RD}(t) = \frac{u_{2R}(t)}{Re + R_D} \quad \text{sau} \quad u_2(t) = u_{2R}(t) - i_{RD}(t)\cdot Re \tag{4.58}$$

Trebuie acum determinată valoarea lui R_D pentru a putea aplica (4.58).

6. determinarea punctului de funcționare pe caracteristica tensiune-curent prezentată în fig.4.5 se propune a fi stabilită observînd că pentru un punct curent de pe o porțiune liniarizată se poate scrie :

$$u_2 = u_I + \frac{u_{I+1} - u_I}{i_{I+1} - i_I}(i - i_I) \tag{4.59}$$

Relația (4.59) a fost scrisă pentru o porțiune liniarizată limitată de punctele I și I+1 din fig.4.5, tensiunea u_2 fiind deci originalul lui $U_2(p)$ din (4.56) obținută la capătul terminal 2 al liniei din fig.4.7.

Se rezolvă în raport cu i relațiile (4.59) și (4.58), ultima scrisă în a doua sa variantă. Se obține:

$$i(t) = \frac{u_{2R}(t) - \dfrac{u_I \cdot i_{I+1} - u_{I+1}\cdot i_I}{i_{I+1} - i_I}}{Re + \dfrac{u_{I+1} - u_I}{i_{I+1} - i_I}} \tag{4.60}$$

In consecință se va obține punctul de funcționare prin încercări în următorul mod:

- se presupune funcționarea pe o porțiune liniarizată, de exemplu porțiunea 1-2 din fig.4.5, deci i=1, i+1=2
- se calculează i(t) cu (4.59) cu tensiunea $u_{2R}(t)$ anterior calculată. Dacă $i_1 < i(t) < i_2$ se calculează imediat $u_2(t)$ cu (4.60)
- dacă $i(t) > i_2$ se trece pe porțiunea liniarizată 2-3 și se reîncepe calculul anterior.

Pe aceste raționamente s-a scris programul de calcul nr.6 avînd subrutina TENS elaborată pe raționamentul anterior considerînd şi alternanţele negative ale tensiunii momentane;

7. pentru a obţine o soluţie cît mai exactă, avînd în vedere prezenţa simultană în procesul de amorsare a lui R şi R_D, se consideră dependenţa tensiune curent al elementului neliniar de forma

$$i_2(t) = f^{-1}(u_2) - \frac{u_2(t)}{R} \qquad (4.61)$$

unde f^{-1} este funcţia inversă a dependenţei $u_2=f(i_2)$. Dar cum R are o valoare foarte mare, valoarea de corecţie din (4.60) este nesemnificativă în raport cu valoarea curentului de conducţie al DRV-ului;

8. se urmăreşte calculul în continuare ca în cap.4.2-4.4 obţinîndu-se funcţia de răspuns proprie şi mutuală efectuîndu-se trecerea din domeniul componentelor la mărimile de fază ;

9. se aplică integrala Duhamel şi se obţine tensiunea terminală la bornele DRV-ului pentru o supratensiune atmosferică standard de forma (4.56).

Intregul raţionament şi deci şi programul de calcul, se aplică fără nici o restricţie şi asupra cazurilor cînd se consideră funcţionarea descărcătoarelor cu rezistenţă variabilă de construcţie specială, faţă de supratensiunile de comutaţie.

4.6. Considerarea descărcării corona în propagarea undelor de supratensiune

Apariţia descărcării corona în jurul conductorului activ în timpul proceselor tranzitorii de propagare a supratensiunilor de-a lungul liniilor electrice influenţează atît calitativ cît şi cantitativ forma undei.

Aceste fenomene au fost deja abordate de la începutul secolului, dar complexitatea aspectelor fizice care caracterizează fenomenul corona cu implicaţii directe în conceperea modelelor experimentale sau de calcul oferă şi în prezent cîmp deschis cercetării acestui domeniu.

In prezenta lucrare autorul nu urmăreşte dezvoltarea prezentării modalităţii de abordare şi rezultatele obţinute şi publicate în literatură decît sub strictul aspect al integrării fenomenului corona în modelul matematic propriu elaborat pentru calculul supratensiunilor pe liniile electrice.

Ecuaţiile lui Maxwell ale cîmpului electromagnetic scrise pentru ε şi μ constante sînt:

$$\mathrm{rot}\ \bar{H} = \bar{J} + \varepsilon \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} \qquad (4.62)$$

$$\mathrm{rot}\ \bar{E} = - \mu \frac{\partial \bar{H}}{\partial t}$$

unde $\bar{J}$ este densitatea curentului de conducţie şi $\bar{E}$, $\bar{H}$ sînt intensităţile cîmpului electric, respectiv magnetic, se pot particulariza pentru cazul apariţiei unei descărcări autonome de tip corona.

Se poate neglija curentul de deplasare în conductoarele metalice şi în pămînt chiar la frecvenţele mari la care se desfăşoară fenomenele tranzitorii corespunzătoare frontului undei de supratensiune şi apreciate la (10^2-10^3) kHz. In /5/ se apreciază frecvenţele critice care definesc regimul cvasistaţionar la care se poate neglija curentul de deplasare la valorile :

$3 \cdot 10^{17}$ Hz pentru mediul conductor

$2 \cdot 10^{6}$ Hz pentru pămînt (4.63)

$10-10^{-6}$ Hz pentru dielectric

In consecinţă, notînd i_x şi q_x curentul longitudinal, respectiv sarcina lineică a conductorului, din legea conservării sarcinii şi a fluxului electric, pentru mediul dielectric din jurul conductorului în prezenţa unui curent transversal de conductibilitate corona i_r:

$$- \frac{\partial i_x}{\partial x} = i_r + \frac{\partial q_x}{\partial t} \qquad (4.64)$$

In prezenţa efectului corona, dependenţa q=f(t) are o formă specifică, fiind influenţată pe lîngă caracteristicile geometrice ale conductorului şi de mărimea tensiunii, cît şi de viteza de variaţie a acesteia. In aceste condiţii s-a acordat o atenţie deosebită obţinerii pe cale experimentală a dependenţei q=f(u). In literatură /28/, /31/, /33-35/, /38-40/, /143/ se oferă ca rezultate experimentale formele dependenţei amintite, care calitativ arată ca în fig.4.8.

Ciclurile sarcină electrică-tensiune se obţin fie prin aplicarea unor impulsuri de tensiune înaltă liniei reale şi oscilografierea în diverse puncte ale acesteia a supratensiunii care rezultă, fie realizarea aceluiaşi lucru în laboratoare special echipate folosind eşantioane de conductor. Se determină /143/ forme analitice pentru $q=f(u)$ avînd coeficienţii determinaţi funcţie de dimensiunea şi numărul conductoarelor cît şi de polaritatea impulsului aplicat.

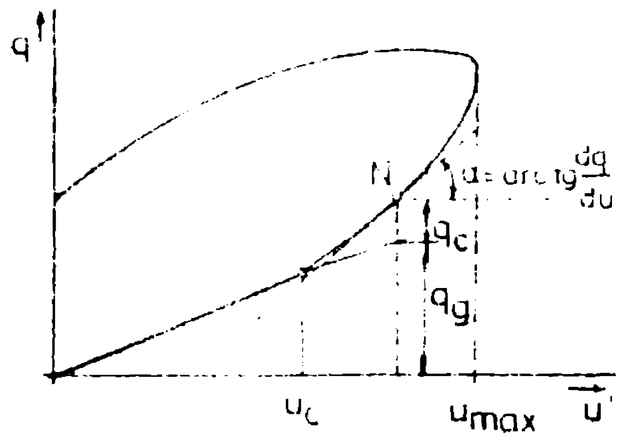


Fig.4.8. Dependenţa ciclică sarcină-tensiune

Se definesc, cu referire la dependenţa $q=f(u)$, mai multe mărimi de calcul ca şi:

- capacitatea geometrică:

$$C_g = \frac{q}{u} \quad \text{pentru} \quad u \leq u_c$$

- capacitatea statică:

$$C_s = \frac{q}{u} \quad \text{pentru} \quad u_c < u < u_{max}$$

- capacitatea dinamică:

$$C_d = \frac{\partial q}{\partial u} \quad \text{pentru} \quad u_c < u < u_{max}$$

Pe domeniul tensiunii sub valoarea critică a amorsării fenomenului corona u_c, sarcina electrică este datorată în exclusivitate capacităţii electrice determinată de geometria conductorului deasupra solului şi faţă de celelalte conductoare. Pe acest domeniu se poate scrie :

$$q_x = q_g = C_g \cdot u \tag{4.65}$$

Peste valoarea lui u_c apare o sarcină suplimentară datorită descărcării corona, notată q_c şi se poate scrie:

$$q = q_g + q_c = C_g \cdot u + q_c \tag{4.66}$$

După depăşirea tensiunii maxime: u_{max}, valoarea sarcinii electrice scade, dependenţa $q = f(u)$ avînd o variaţie ciclică.

Suprafaţa acestui ciclu reprezintă disiparea de energie în timpul descărcării spaţiale a sarcinilor electrice.

Cu (4.66), /31/,/143/, se poate introduce legătura dintre capacitatea dinamică C_d a conductorului şi cea geometrică

$$C_d = \frac{\partial q}{\partial u} = C_g + \frac{\partial q_c}{\partial u} \tag{4.67}$$

Valoarea maximă a tensiunii aplicată este de $(4-5) \cdot u_c$, unde pentru u_c se dau în literatură expresii analitice obţinute însă în general empiric pe baza prelucrării numeroaselor date experimentale.

Creşterea capacităţii electrice a conductorului în timpul descărcării corona duce la modificarea vitezei de propagare a undei de supratensiune cu consecinţe în apariţia unei deformări suplimentare a formei undei, deformare care se adaugă celei produse de atenuarea cauzată de pierderile de putere activă specifice descărcării corona.

Pentru capacitatea electrică a conductorului în timpul descărcării corona s-au obţinut expresii analitice care diferă mult de la autor la autor. Astfel în /23/ se dau expresiile:

- pentru undele cu impuls pozitiv

$$C_d = C_g\left[1+0,6\ \mathrm{ch}\ \left(\frac{r}{24,1}\right)^{1,1}\right] \tag{4.68}$$

- pentru undele cu impuls negativ

$$C_d = C_g[(1,32+0,008.r)]$$

In cazul cînd linia este construită din mai multe conductoare pe aceeaşi fază, raza r a conductorului se înlocuieşte cu o echivalare corona de tipul /23/ :

$$r_c = r\ \frac{1+(n-1)\ \frac{r}{R}}{1-(n-1)\ \frac{r}{R}} \tag{4.69}$$

unde R este raza cercului pe care sînt plasate cele n conductoare ale fazei.

In /143/ se analizează în detaliu raportul $\frac{C_d}{C_g}$ pentru diverse domenii ale tensiunii şi se evidenţiază expresii analitice şi pentru impedanţa caracteristică a liniei în prezenţa descărcării corona, cît şi pentru viteza de propagare a supratensiunii.

Modificarea curentului i_x din (4.64) poate fi pusă în evidenţă prin intermediul lui C_d înglobînd membrul drept al lui (4.64), în totalitate, în termenul $\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial q}{\partial u} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} = C_d \frac{\partial u}{\partial t}$, unde q corespunde dependenţei q =f(u) dată în fig.4.8. Avînd însă în vedere posibilitatea măsurării pierderilor de putere reactivă în timpul fenomenului corona, pe baza unor măsurători concrete, la configuraţii ale liniei date /27/, /29/, /30/, /37/, termenul i_r din (4.64) poate fi evidenţiat ca fiind corespondent unei capacităţi neliniare C_c conectată liniei. Pentru forma lui C_c în /27/ se dă:

$$C_c = 2K_c\,(1-\frac{u_c}{u}) \tag{4.70}$$

unde u_c este tensiunea de amorsare a descărcării corona, u este tensiunea conductorului măsurată față de pămînt, iar constanta K_c are forma:

$$K_c = \sigma_c(\frac{r}{2h}) \cdot 10^{-11} \quad F/m \tag{4.71}$$

Pentru conductorul de rază r aflat la înălțimea h deasupra pămîntului, corespunzător pierderilor de putere măsurate se determină constanta σ_c specifică descărcării corona.

In aceste condiții, termenul drept din (4.64) se scrie:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = 2K_c(1-\frac{u_c}{u})\,\frac{\partial u}{\partial t} + C_g\,\frac{\partial u}{\partial t} \tag{4.72}$$

Adoptînd expresii de tipul (4.68) se observă că nu se pune în evidență modificarea pantei curbelor q=f(u) în domeniul descărcării corona. Din acest motiv se adoptă din considerente experimentale /27/, /29/, /30/, expresii pentru capacitatea electrică de forma (4.70), care exprimă în esență creșterea capacității prin apariția descărcării corona.

Descărcarea corona este caracterizată și prin pierderi de putere activă în spațiul dielectric din jurul conductorului, pierderi reprezentate în (4.64) prin curentul i_r.

Pierderile de putere activă corona au fost determinate experimental pe modele, cît și pe linii reale.

In cazul cînd încărcarea liniilor electrice nu este prea mare, pierderile corona pot ajunge de ordinul de mărime a celor prin efect Joule. Astfel în 1978 pierderile de energie prin efectul Joule pe liniile de 400 kV din RSR au fost de 20,38 GWh, iar cele datorate descărcării corona de 25,32 GWh /31/.

Asupra calculului pierderilor corona în literatură /29/ se acceptă încă și în prezent calculul pierderilor active propuse de Peek la începutul secolului de forma :

$$p = \frac{241}{2}\,(f+25)(r+\frac{6}{s}+0{,}04\cdot\frac{1}{s^{1/2}})(u-u_c)^2\cdot 10^{-5}\ \text{kW/km} \tag{4.73}$$

unde f este frecvența

r - raza conductorului în cm

s - distanța dintre centrele conductoarelor în cm

Relaţia lui Peek nu este unica. Ryan în 1924 şi Heuline în 1911 au propus pe bază prelucrării rezultatelor de laborator o relaţie de forma (4.74) unde C este capacitatea conductorului faţă de pămînt.

$$p = 4.f.C(u^2-u \cdot u_c) \quad W/m \tag{4.74}$$

In /27/ relaţia de forma (4.73) este dată astfel:

$$p = K_R\,(u-u_c)^2 = u.i_{r_a} \tag{4.75}$$

unde $K_R = \sigma_G\left(\frac{r}{2h}\right)^{1/2} .10^{-11}$ mS/m

σ_G este o constantă a pierderilor active corona

h -înălţimea conductorului deasupra pămîntului.

Folosind (4.75) se poate scrie forma curentului de conducţie i_r şi cu (4.72) relaţia (4.64) devine:

$$-\frac{\partial i_x}{\partial x} = K_R\frac{(u-u_c)^2}{u} + C_g\frac{\partial u}{\partial t} + 2\,K_c\left(1-\frac{u_c}{u}\right)\frac{\partial u}{\partial t} \tag{4.75}$$

$$-\frac{\partial u_x}{\partial x} = Ri_x + L\frac{\partial i_x}{\partial t}$$

la care s-a adăugat şi ecuaţia diferenţială a modificării tensiunii conductorului de-a lungul axei sale longitudinale datorită circulaţiei longitudinale de putere pe parametrii liniei R şi L.

Pentru realizarea de modele fizice care să ilustreze apariţia şi desfăşurarea fenomenului corona se imaginează /29/ circuite echivalente ca cel din fig.4.9., unde C_g este capacitatea electrică a liniei în absenţa descărcării corona, C_{c1} şi C_{c2} sînt capacităţile electrice suplimentare datorate descărcării corona şi R_1 şi R_2 pun în evidenţă pierderile active suplimentare.

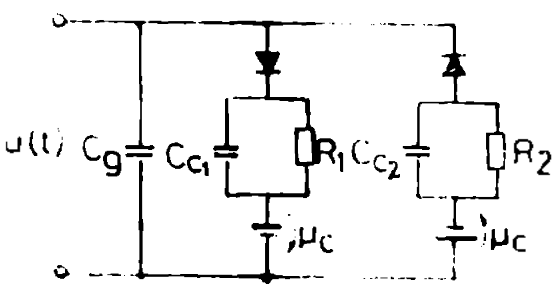


Fig.4.9. Model neliniar al liniei pentru ilustrarea efectului corona

Modelarea apariţiei efectului corona direct cît şi cel invers este asigurată prin cele două diode alimentate de la baterii realizînd conducţia funcţie de polaritatea impulsului.

Pentru a rezolva ecuaţiile (4.76) autorul consideră de mare interes două posibilităţi :

a) se aplică metoda compensaţiei, adică se determină valoarea mărimii de interes, deobicei tensiune, în lipsa elementelor neliniare specifice descărcării corona u_o şi apoi valoarea tensiunii considerînd prezenţa acestor elemente prin generatoare echivalente de curent. Acest lucru este ilustrat de (4.77) unde i este suma curenţilor datoraţi

$$u = u_o - K.i \tag{4.77}$$

celor două aspecte ale descărcării corona, efectul capacitiv ilustrat de C_c şi efectului rezistiv ilustrat prin i_{r_a} în (4.75), iar K are semnificaţia impedanţei echivalente a reţelei pasivizate şi reduse la bornele de conectare a elementelor neliniare. Pentru determinarea lui u_o în general nu se ridică probleme deosebite. Mai este nevoie de a trece relaţia (4.17) printr-o rezolvare secvenţială, adică de a obţine pe $u(t+\Delta t)$ în funcţie de $u(t)$, adică problema constă în a găsi variaţiile curentului i pentru o perioadă scurtă de timp Δt.

In /27/, pe baza cunoaşterii dependenţei $u=f(i_r)$ de forma (4.77) prin aplicarea regulei trapezelor se obţine:

$$u(t+ t) = i_r(t+ t).R_r + u(t) - i_r(t).R_r \tag{4.78}$$

unde mărimea R reprezintă valoarea cunoscută la momentul anterior t a vitezei de variaţie a tensiunii în raport cu valoarea curentului $R = \frac{du}{di}\Big|_t$.

Modificarea tensiunii datorită curentului capacitiv, scris în (4.76) de forma $i_{r_c} = 2.K_c(1-\frac{u_c}{u})\frac{du}{\partial t}$, este trecută în /27/ într-o formă secvenţială în timp după exprimarea derivatei $\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{u.i_c}{2.K_c(u-u_c)}$ dintr-o dezvoltare în serie Taylor pentru funcţie implicită de două variabile de forma:

$$f(u,i)\Big|_{t+\Delta t} = f(u,i)\Big|_t + \frac{\partial f}{\partial u}\Big|_t [u(t+\Delta t) - u(t)] + \frac{\partial f}{\partial i}\Big|_t [i(t+\Delta t) - i(t)] \tag{4.79}$$

Forma finală pentru modificarea tensiunii după intervalul Δt este (4.8o), unde R_c şi $u_1(t)$ sînt cunoscute

$$u(t+\Delta t) = i_{r_c}(t+\Delta t).R_c + u_1(t) \tag{4.8o}$$

pentru momentul t după expresii calculabile.

Cum cele două ramuri, rezistivă şi capacitivă, reprezentînd efectul corona neliniar sînt în paralel mai rămîne pe $i_r(t+\Delta t)$ şi $i_c(t+\Delta t)$ din (4.77), respectiv (4.79) şi de a înlócui suma lor în (4.77).

Dezavantajul unei astfel de metode constă doar în necesitatea de a stoca continuu mărimile tensiunii şi curentului pentru etapa trecută de calcul pentru a le putea obţine pe cele curente. De asemeni calculul lui $u_0(t)$ din (4.16) direct în mărimi de fază presupune considerarea parametrilor lineici constanţi şi neglijarea caracterului trifazat al liniei.

b) se poate aplica metoda diferenţelor finite pentru a integra ecuaţiile de forma (4.75) considerînd linia formată din înlănţuirea a n elemente omogene reprezentînd o lungime x ca în fig.4.3.

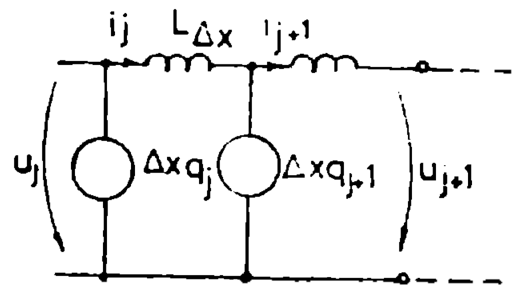


Fig.4.10. Modelarea liniei electrice

Trecînd în diferenţe finite şi neglijînd pierderile longitudinale datorate rezistenţei liniei, cît şi pierderile active transversale datorate efectului corona, relaţiile (4.75) devin:

$$u_{j+1}(t)=u_j(t)+\frac{L\cdot\Delta x}{\Delta t}[i_j(t+\Delta t)-i_j(t)]$$

$$i_j(t+\Delta t)=i_j(t)-\frac{\Delta x}{\Delta t}[q_{j+1}(t)-q_{j+1}(t+\Delta t)] \qquad (4.81)$$

Se ivesc două probleme constînd din alegerea cît mai adecvată a mărimilor de discretizare Δx şi Δt, dar mai ales cea a considerării relaţiei neliniare corona a dependentei sarcinii electrice funcţie de tensiune pentru specificul metodei pusă sub forma:

$$q_j^{n\Delta t}=q_j^{n\cdot\Delta t}(u_j^{n\Delta t},u_j^{(n-1)\Delta t},\ldots,u_j^{\Delta t}) \qquad (4.82)$$

Metoda generalizată pune greu în evidenţă pierderile longitudinale pe linie şi deloc variaţie cu frecvenţa a parametrilor lineici, lucru deosebit de relevant pentru desfăşurarea fenomenelor transitorii.

4.6.1. Model analitic pentru considerarea efectului corona

Faţă de considerentele teoretice prezentate în 4.3.1 şi ţinînd cont de modelul matematic dezvoltat în 4.1 şi 4.2 autorul propune o dezvoltare a acestui ultim model matematic pentru a putea considera şi efectul corona.

In acest scop, se precizează că elementele neliniare rezistiv şi capacitiv corespunzătoare descărcării corona sînt în general acceptate ca fiind uniform distribuite de-a lungul liniei. Avînd însă în vedere că valoarea acestor parametrii depinde de tensiune şi de viteza de variaţie a acesteia şi cum există o modificare sesizabilă a tensiunii de-a lungul liniei, se poate concluziona că se păstrează caracterul de repartizare a acestor parametrii dar nu şi omogenitatea lor. A doua observaţie constă din faptul că valoarea pierderilor active corona este destul de mică, ea fiind măsurată pentru liniile electrice de 4oo kV din ţară /31/ la valori cuprinse între 2o-15o kW/km, valori influenţate de tipul conductorului activ şi de condiţiile meteorologice ale mediului ambiant. In aceste condiţii, pentru deschideri ale liniei de lungimi mici, de ordinul unităţilor de kilometrii, se poate considera elementul rezistiv neliniar care localizează aceste pierderi, ca fiind concentrat, ca o condiţie terminală pentru linia considerată. Din acest punct de vedere se poate asimila situaţia prezenţei rezistenţei neliniare corona cu cea a descărcătorului din rezistenţă neliniară, situaţie tratată în cap.4.2.

A treia observaţie se bazează pe faptul că forma undei de supratensiune este infl uenţată destul de mult de apariţia unei capacităţi electrice neliniare, deci este imperios necesar ca modelul matematic să păstreze caracterul de parametru electric distribuit al acestei capacităţi neliniare.

De remarcat faptul că modelul de calcul trebuie să analizeze permanent dacă tensiunea a depăşit sau nu valoarea tensiunii de amorsare a descărcării corona şi să introducă sau nu aceşti parametrii neliniari.

In consecinţă, pentru porţiunea crescătoare a dependenţei $q=f(u)$ prezentată în fig.4.8, pentru $u > u_c$ se poate accepta una sau două liniarizări ale curbei şi deci se poate adopta una sau două valori constante ale derivatei $\frac{\partial q}{\partial u}$ şi în consecinţă se adoptă valorile capacităţii dinamice introdusă de (4.66) şi prezentate ca o concluzie numerică în (4.67).

Pentru a studia şi cazul cînd sînt atinse de lovitura de trăsnet mai mult decît o fază a liniei, sau pentru a urmări tensiunile induse în celelalte faze cînd numai una a fost atinsă, va fi păstrat caracterul trifazat al modelului matematic.

In consecință modelul matematic adoptat va rezolva următoarele etape:

a) se realizează trecerea de la mărimi de fază la mărimi de secvență, se decuplează fazele cu o transformată de tip Clarkeprezentată în cap.3.

b) pentru a putea aplica ulterior teorema Thévénin față de bornele terminale ale liniei, se consideră linia cu o condiție terminală rezistivă R_2. Valoarea lui R_2 este aleasă suficient de mare, de ordinul MΩ, pentru a nu fi necesar calculul tensiunii terminale pentru acest caz decît cu un singur termen corespunzător relației (4.13).

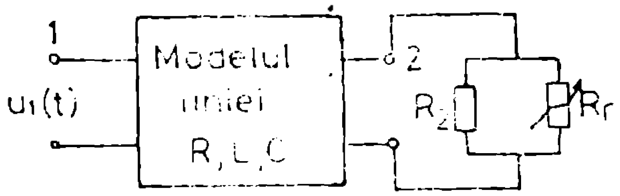


Fig.4.11. Schema electrică echivalentă

Se obține în transformată Laplace tensiunea $U_{2o}(p)$ și apoi valoarea corespunzătoare în domeniul timpului.

Dacă această valoare depășește valoarea de amorsare a fenomenului corona se va recalcula tensiunea terminală considerînd și prezența elementului rezistiv neliniar;

c) pentru această din urmă situație este necesar a recalcula chiar și tensiunea $U_{2o}(p)$ avînd în vedere că se modifică capacitatea electrică a liniei prin creșterea ei datorită efectului corona, modificîndu-se și viteza de propagare a undei. Cunoscînd $U_{2o}(p)$ se calculează tensiunea în prezența rezistenței neliniare R_r.

Aceasta este introdusă prin dependența neliniară cunoscută $i_r = K_r(1 - \frac{u_o}{u})^2$ ilustrată de (4.76). Această dependență neliniară este construită grafic și aproximată prin segmente liniare pe porțiuni conform cu cele prezentate în cap.4.2. Găsirea punctului de funcționare constă în rezolvarea simultană a relației corespunzătoare teoremei Thévénin (4.83), care pentru Z_u real are forma (4.84), cît și a

$$U_2(p) = U_{2o}(p) - Z_u \cdot I_2(p) \qquad (4.83)$$

$$u_2(t) = u_{2o}(t) - Z_u \cdot i_2\ (p) \qquad (4.84)$$

dependenței liniarizate pe porțiuni $u_2(t) = f(i_2)$. Acest ultim aspect a fost abordat şi rezolvat prin algoritmul de găsire prin încercări a punctului de funcţionare prezentat în cap.4.2. Pentru a ţine cont de prezenţa rezistenţei R_2 introduse, fig.4.4, caracteristica liniarizată $u_2 = f(i_2)$ corespunzătoare descărcării corona va fi translatată inferior cu mărimea u_2/R_2. Alegerea lui R_2 de o valoare mare micşorează importanţa practica a acestei translatări.

Mărimea Z_u introdusă în (4.21) are semnificaţia impedanţei de undă cercetată în cap.2.5, caracterul ei pronunţat rezistiv fiind dovedit.

d) pentru calculul lui $u_{20}(t)$ în condiţiile considerării dependenţei de frecvenţă a parametrilor lineici este de dorit o expresie analitică mai simplă pentru tensiunea de intrare.

Din acest motiv se consideră tensiunea de intrare de forma treptei unitare. In aceste condiţii, pentru $u_{20}(t)$ se vor folosi expresiile analitice deduse în cap.4.2, dar parametrii lineici se vor calcula pentru domeniul frecvenţelor înalte. Regimul tranzitoriu al supratensiunilor atmosferice se desfăşoară la frecvenţe de 10^2 kHz -10^3 kHz /26/, /31/.

Modul de calcul al parametrilor lineici pentru frecvenţe înalte a fost prezentat în cap.2 adoptîndu-se deci aceste relaţii de calcul. Mărimea B2 introdusă în cap.3.2, pentru valorile frecvenţelor înalte este negativă, în consecinţă secvenţele de propagare α şi β conform transformatei Clarke, pentru tensiunea $U_{20}(p)$, vor fi calculate identic cu dezvoltările pentru secvenţa "o" şi prezentate în cap.3.3.

e) pentru a considera tensiunea incidentă a loviturii de trăsnet de o formă mai apropiată realităţii, se va adopta această tensiune de o formă dublu exponenţială (4.85), tensiunea $u_2(t)$ fiind atunci determinată prin aplicarea integralei Duhamel prezentată în cap.3.1 şi aplicată deja în programul de calcul pentru regimul de mers în gol "Lgol".

$$u_1(t) = A\left[\exp(-t/T_1) - \exp(-t/T_2)\right] \qquad (4.85)$$

Tensiunea de intrare reprezentată de lovitura de trăsnet va fi considerată printr-un generator de tensiune adaptat la valoarea impedanţei de undă, deci nu apar reflexii la locul de considerare a acestuia.

Parametrii care intervin în (4.85) sînt determinabili pentru forma generală a undei redate în fig.4.12. Forma undei normalizată pentru supratensiuni atmosferice este caracterizată prin τ_f/τ_u=1,2/50 µs şi τ_f=1,66.t_{AB} /23/

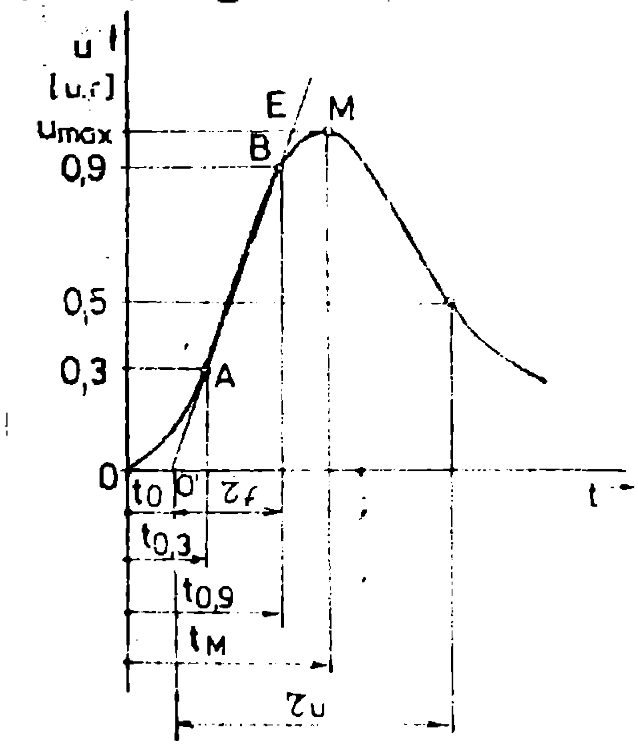


Fig.4.12. Caracterizarea undei de impuls

In consecinţă parametrii pentru $u_1(t)$ din (4.85) pot fi determinaţi rezolvînd sistemul de ecuaţii neliniare (4.86) scris pentru condiţiile rezultate din fig.4.12.

Avantajele modelului matematic astfel conceput faţă de cele prezentate în literatură /25/, /27/, /29/, /33-34/ sînt următoarele :

- pune în evidenţă dependenţa de frecvenţă a parametrilor liniei, lucru esenţial pentru domeniul frecvenţelor înalte ;

$$1 = A\left[\exp(-\frac{t_M}{T_1}) - \exp(-\frac{t_M}{T_2})\right]$$

$$0,9 = A\left[\exp(-\frac{t_{0,9}}{T_1}) - \exp(-\frac{t_{0,9}}{T_2})\right]$$

$$0,3 = A\left[\exp(\frac{t_{0,3}}{T_1}) - \exp(-\frac{t_{0,3}}{T_2})\right]$$

$$t_M = \frac{\ln T_2/T_1}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} \qquad (4.86)$$

$$0,5 = A\left[\exp(-\frac{\tau_u}{T_1}) - \exp(-\frac{\tau_u}{T_2})\right]$$

$$T_1 = \tau_u - t_o$$

$$T_2 = 1,66(t_{0,9} - t_{0,3})$$

- redă caracterul trifazat al construcţiei liniei ;
- poate considera orice formă analitică a tensiunii incidente;
- elimină necesitatea stocării datelor pentru pasul de timp anterior în calculul mărimilor electrice curente.

Acest considerent ar fi dus în cazul liniei trifazate la o extindere considerabilă a memoriei alocată pentru executarea programului de calcul.

Ca dezavantaje se semnalează extinderea mare a programului pe calculator datorită necesităţii efectuării de produse de convoluţie, cît şi a integralei Duhamel pentru fiecare fază a liniei. Calitativ se poate pune în discuţie următorul aspect fizic :

mărimea tensiunii de amorsare a efectului corona este influenţată de tipul undei de supratensiune, iar în modelul analitic elaborat, prin aplicarea integralei Duhamel se foloseşte răspunsul tranzitoriu al liniei faţă de tensiunea de intrare de forma treptei unitate.

Pentru a depăşi acest considerent, se propune calculul tensiunii terminale, la capătul liniei, în mod direct, din considerarea tensiunii de intrare de forma (4.85). In acest caz nu se va mai folosi integrala Duhamel, se va păstra dependenţa de frecvenţă a parametrilor lineici, dar nu se va mai evidenţia caracterul trifazat al liniei.

Modelul matematic propus porneşte de la forma tensiunii la capătul terminal scrisă în transformată Laplace de forma (4.25) şi folosită parţial în cap.4.2.

$$U_2(p) = U_1(p)\left\{\sum_{n=0}^{\infty} \delta^n \cdot \exp|-\gamma(p)l| - \sum_{n=0}^{\infty} \delta^{n+1} \cdot \exp|-\gamma(p)l|\right\} \quad (4.87)$$

Păstrînd notaţiile din cap.4.2 mărimile din (4.87) sînt

$$\delta = C_1 + C_2 \frac{\varphi_1(p^{1/2})}{\varphi_2(p^{1/2})} \quad (4.88)$$

iar $U_1(p) = \left(\frac{T_1}{pT_1+1} - \frac{T_2}{pT_2+1}\right)A$ $\quad (4.89)$

este transformata Laplace a funcţiei de intrare (4.85).

Inlocuind (4.88), (4.89) în (4.87) şi folosind dezvoltarea expresiei operaţionale a constantei de propagare dezvoltate în cap.3.?, iar din dezvoltările binomiale ale lui δ reţinînd termenii pînă la cei de gradul doi se obţine succesiv :

$$U_2(p) = A\sum_{k=1}^{2} (-1)^{k+1} \frac{T_k}{pT_{k+1}} \cdot \sum_{n=0}^{\infty}\left\{C_2 \cdot C_1^n \cdot \exp\left[-\gamma(p)l\right] + C_2 \cdot C_1^{n-1} \cdot \right.$$

$$\left. \cdot (nC_2 - C_1) \frac{\varphi_1(p^{1/2})}{\varphi_2(p^{1/2})} \exp -\left[\gamma(p)l\right]\right\} \quad (4.90)$$

iar $\exp[-\Gamma(p)] = \exp(-\tau_n \cdot p) \cdot \exp(-B_1 \tau_n p^{1/2}) \Big\{ 1-\tau_n \cdot B_2 +$

$$+ \frac{\tau_n \cdot B_1 B_2 p^{1/2}}{p+B_1 \cdot p^{1/2}+B_2} - \frac{\tau_n \cdot B_3 \cdot p}{2(p^{1/2}+c)(p+B_1 p^{1/2}+B_2)} + \frac{\tau_n \cdot B_2^2}{2(p+B_1 p^{1/2}+B_2)} \Big\} \tag{4.91}$$

Expresia (4.91) păstrează notațiile din cap.3.2 și a fost obținută din dezvoltarea în serie Taylor. Factorizînd numitorii în forme liniare în raport cu $p^{1/2}$ și renunțînd la corecția dată de termenul B_3 și c și prezentată în cap.2.6, după calcule algebrice se obține pentru (4.90) forma finală :

$$U_2(p) = A \sum_{k=1}^{2} (-1)^{k+1} \cdot \frac{T_k}{pT_{k+1}} \Big\{ \sum_{n=0}^{\infty} \exp(-\tau_n \cdot p) \cdot C_2 \cdot C_1^n \cdot \Big[(1-\frac{\tau_n B_2}{2}) + \tau_n \cdot B_2 \sum_{i=1}^{2} \frac{(-1)^{i+1}}{k_i - k_{i+1}} (B_1 \cdot k_i^2 - \frac{B_2}{2}) \frac{1}{p^{1/2}+k_i} \Big] \cdot \exp(-B_1 \cdot \tau_n \cdot p^{1/2}) \Big\} \tag{4.92}$$

Constantele B_1, B_2 influențate de valoarea parametrilor liniei au semnificația introdusă în cap.3.2.

Originalul lui (4.92) va fi o sumă de produse de convoluție în care un factor este de formă exponențială corespunzător termenilor sumei în raport cu k din (4.92), al doilea factor corespunzînd originalelor termenilor sumei în raport cu n din (4.92), translatat în domeniul timpului cu mărimea τ_n.

Analizînd originalele termenilor din (4.9) se observă că pentru termenii afectați de suma în raport cu i forma acestor originale este dată /18/ de :

$$\mathcal{L}^{-1} \Big\{ \frac{1}{p^{1/2}+k_1} \cdot \exp(-B_1 \tau_n p^{1/2}) \Big\} = \frac{1}{(\pi t)^{1/2}} \cdot \exp^{-\frac{(B_1 \cdot \tau_n)^2}{4 \cdot t}} -$$

$$-K_1 \cdot \exp K_1[(B_1 \tau_n + K_1 t)] \cdot \mathrm{erf}_c\Big(\frac{B_1 \tau_n}{2t^{1/2}} + K_1 \cdot t^{1/2}\Big) \tag{4.93}$$

Fenomenele tranzitorii datorate supratensiunilor atmosferice avînd o durată extrem de scăzută, de ordinul unităților de μs, atît mărimea argumentului funcției erf_c, cît și valoarea expresiei $\exp(-\frac{(B_1 \tau_n)^2}{t})$ asigură acestui original valori foarte mici. Deci este de interes a găsi originalul primei părți a lui (4.92).

In domeniul timpului funcția căutată este cea din (4.9#

$$u_2(t) = \mathcal{L}^{-1}\left\{A\sum_{k=1}^{2}(-1)^{k+1}\frac{T_k}{pT_{k+1}}\cdot\sum_{n=0}^{\infty}C_2\cdot C_1^n\left(1-\frac{\tau_n B_2}{2}\right)\exp(-\tau_n\cdot p)\right.$$

$$\left.\cdot\exp(-B_1\tau_n\cdot p^{1/2})\right\} = \mathcal{L}^{-1}\left\{A\sum_{k=1}^{2}(-1)^{k+1}\left(1-\frac{1}{pT_{k+1}}\right)\cdot\sum_{n=0}^{\infty}C_2C_1^n\left(1-\tau_n\cdot\frac{B_2}{2}\right)\right.$$

$$\left.\cdot\exp(-\tau_n p)\cdot\frac{\exp(-B_1\tau_n p^{1/2})}{p}\right\} = A\sum_{k=1}^{2}(-1)^{k+1}\sum_{n=0}^{\infty}C_2C_1^n\left(1-\frac{\tau_n B_2}{2}\right)\cdot$$

$$\left[\mathrm{erf}_c\left(\frac{B_1\tau_n}{2(t-\tau_n)^{1/2}}\right) - \exp\left(-\frac{t}{T_k}\right)\int_0^{t-\tau_n}\exp\frac{\theta}{T_k}\cdot\mathrm{erf}_c\left(\frac{B_1\tau_n}{2(\theta-\tau_n)^{1/2}}\right)\cdot d\theta\right] \qquad (4.94)$$

Se observă că tensiunea la capătul terminal al liniei se obține din tensiunea terminală corespunzătoare tensiunii de intrare de forma treaptă unitate din care se scade un produs de convoluție reprezentînd contribuția tensiunii de intrare de formă dublă exponențială.

4.5.2. <u>Linie cu element terminal de tip descărcător cu rezistență variabilă în condițiile considerării fenomenului corona</u>

In cazul liniilor electrice de lungime mică, de mărimea cîtorva deschideri, s-a acceptat anterior, cap.4.3.2, posibilitatea concentrării ca și condiție terminală, a rezistenței neliniare datorită pierderilor de putere prin efect corona.

Dacă linia este prevăzută cu un descărcător de rezistență, variabilă în ipoteza considerării și a efectului corona, va rezulte ca și condiție terminală, existența simultană a două rezistențe neliniare. Aceste rezistențe neliniare, date fiecare prin dependența lor u=f(i), vor fi echivalate pe baza legării lor în paralel. Dependența tensiune curent astfel obținută va fi liniarizată pe porțiuni ale curbei.

Programul de calcul va urmări succesiunea operațiilor prezentate în cap.4.3.2 cu specificarea necesității controlului continuu a mărimii tensiunii de calcul față de valoarea tensiunii de amorsare a descărcării corona și de amorsare a funcționării descărcătorului cu rezistență variabilă.

Cum valoarea tensiunii de amorsare a fenomenului corona este mai mică decît cea a descărcătorului, succesiunea de modificare a rezistenţei neliniare este următoarea :

- dacă tensiunea calculată este mai mică decît cea de amorsare a fenomenului corona, condiţia terminală este rezistivă şi liniară, de valoare R_2, fig.4.4, prezenţa acesteia fiind motivată de asigurarea condiţiilor de aplicare ulterioară a teoremei compensaţiei;

- dacă tensiunea calculată este mai mare decît cea corona, dar mai mică decît cea amorsării descărcătorului, condiţia terminală este rezistivă şi neliniară, caz prezentat şi rezolvat în cap.4.3.2;

- dacă tensiunea calculată depăşeşte pe cea necesară amorsării descărcătorului , condiţia terminală rezistivă şi neliniară va fi cea echivalentă efectului corona şi a descărcătorului;

- după amorsarea descărcătorului, dacă tensiunea scade sub cea a efectului corona, caracteristica terminală va corespunde numai celei a descărcătorului.

In concluzie, acest caz se rezolvă de fapt prin considerarea unei singure condiţii terminale neliniare, dar variabilă în timp funcţie de fenomenele care se succed.

4.6.3. Rezultate de calcul

Aplicarea practică a prezentărilor teoretice de la cap. 4.2-4.3 urmăreşte determinarea calitativă şi cantitativă a supratensiunilor într-un punct al liniei, cu precădere la capătul terminal, funcţie de următorii factori:

- forma undei de supratensiune incidentă
- distanţa de la capătul terminal al liniei pînă la locul loviturii de trăznet,
- influenţa solului prin componenta "o" asupra funcţiei de răspuns tranzitoriu propriu şi mutual,
- modul de modificare a propagării undei de supratensiune funcţie de felul considerării efectului corona,
- intervenţia descărcătoarelor de rezistenţă variabilă funcţie de caracteristica lor neliniară,
- alegerea pasului de timp în investigarea procesului tranzitoriu şi implicaţiile lui asupra rezultatelor de calcul.

Forma undei incidente a fost aleasă de trei tipuri:

A - tensiune treaptă unitate

B - tensiune incidentă exprimată prin două funcţii exponenţiale cu front incident lent şi spatele undei cu variaţie lentă de tip 1,2/5o μs

C-tensiune incidentă cu frontul undei cu variaţie rapidă şi spatele undei de variaţie moderată de tip o,8/2o μs.

Cu notaţiile din (4.23) valorile parametrilor undei incidente sînt redaţi în tabelul 4.1.

Tabelul 4.1. Parametrii undei incidente

	T_1 μs	T_2 μs	A
B	35	o,6	1,o9
C	15	o,25	1,o9

Distanţele de la capătul terminal al liniei pînă la locul loviturii de trăznet au fost considerate în domeniul o,2-2 km.

Parametrii lineici tranzitorii pentru linia de 4oo kV au fost calculaţi pentru domeniul frecvenţelor înalte pe baza considerentelor expuse în cap.2.6 şi au valorile :

$$\begin{aligned}
Z_{\alpha,\beta}(p) &= 1{,}o5\cdot 1o^{-3}p + 34{,}2\cdot 1o^{-3}\cdot p^{1/2} - 31{,}4 \ \Omega/km \\
Z_o(p) &= 1{,}5\cdot 1o^{-3}p + 318\cdot 1o^{-3}\cdot p^{1/2} - 59{,}9 \ \Omega/km \\
Y_{\alpha,\beta}(p) &= 1o{,}69\cdot 1o^{-9}\cdot p \quad s/km \\
Y_o(p) &= 8{,}78\cdot 1o^{-9}\, p \quad s/km
\end{aligned} \qquad (4.95)$$

Pasul de calcul al investigaţiei în timp a fost ales în prima fază constant, indiferent de mărimea timpului de parcurs al undei de la locul loviturii pînă la capătul terminal. In faza a doua a calculelor, pasul de calcul a fost micşorat pe măsura creşterii lungimii liniei.

Nu s-a insistat pe o durată îndelungată a studiului fenomenului tranzitoriu avînd în vedere intervenţia descărcătoarelor de rezistenţă variabilă. Această durată a fost limitată la 1o-12 μs, timp pentru care în cazul loviturilor de trăznet apărute la o distanţă mai mică de 1 km de capătul terminal, apare şi a doua reflexie a undei incidente.

Durata parcursului undei de supratensiune pînă la prima reflexie este redată funcţie de lungime în tabelul 4.2.

Tabelul 4.2. Valorile parcursului liniei în us funcţie de 1 km

l	o,2	o,4	o,6	o,8	1	2
$\tau_{\alpha,\beta}$	o,67	1,34	2,o1	2,68	3,36	6,72
τ_o	o,726	1,552	2,18	3,1o4	3,63	7,26

Pentru considerentele teoretice expuse în cap.4.2 şi 4.3 s-a întocmit programul de calcul nr.6 TRZ cu ordinograma redată în Anexa 1.

In fig.4.13 se redă funcţia de răspuns tranzitoriu în componenta "o" pentru pasul de calcul $\Delta t = \tau/15$.

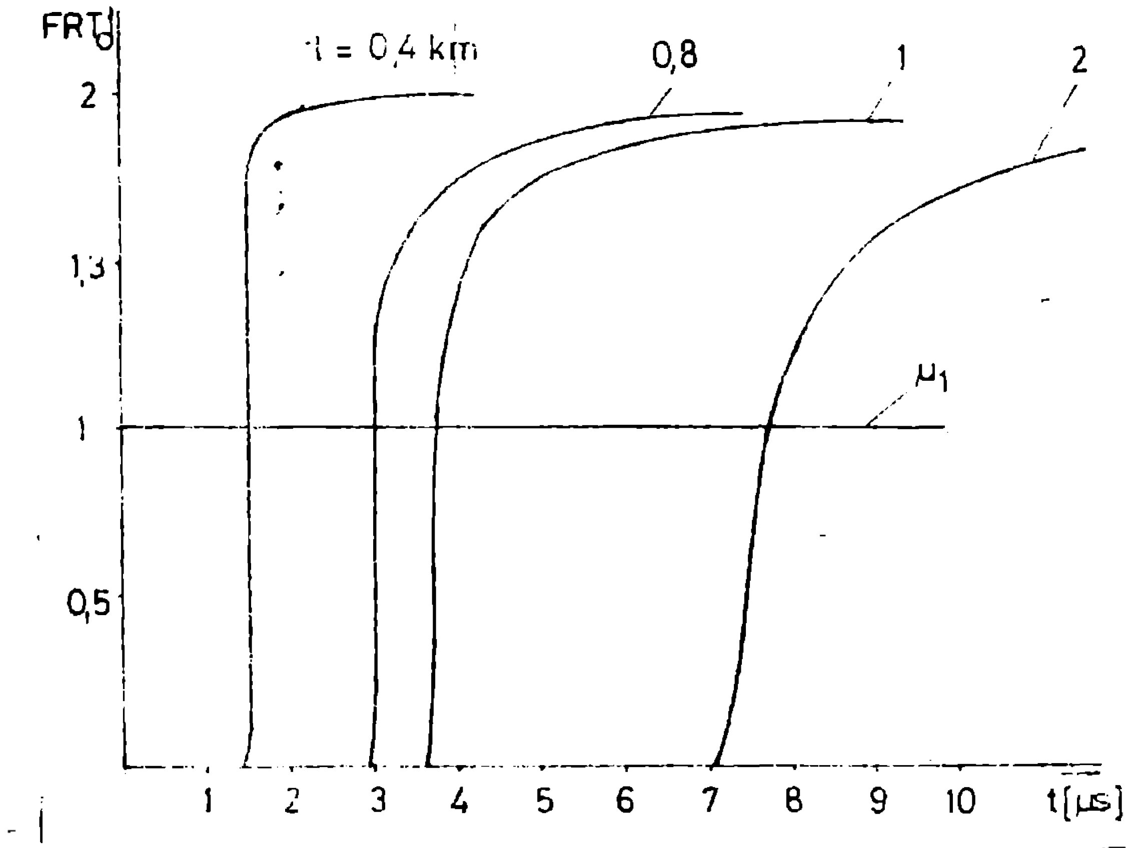


Fig.4.13. Funcţia de răspuns în componentă "o" pentru tensiunea de intrare treaptă unitate la linia de 400 kV

Amortizările undei în componentă "o", determinate de proprietăţile electrice ale solului, nu apar în componentele α, β ale FRT avînd în vedere rezistenţa electrică scăzută la lungimile de liniei mici considerate. Acest ultim aspect au a mai fost redat în fig.4.13. prima reflexie în componentele α, β ducînd la dublarea tensiunii incidente.

In figura 4.14 sînt redate funcţiile de răspuns tranzitoriu pentru faza atinsă de lovitura directă de trăsnet, cît şi pentru tensiunile induse în fazele alăturate FRT.

Considerînd tensiunea incidente de tipul B, tabelul 4.1, supratensiunile la capătul terminal al liniei pentru pasul da calcul $\Delta t = \tau/15$ sînt redate în fig.4.15. Se observă valorile scăzute ale tensiunilor induse pînă la o doua reflexie a undei incidente.

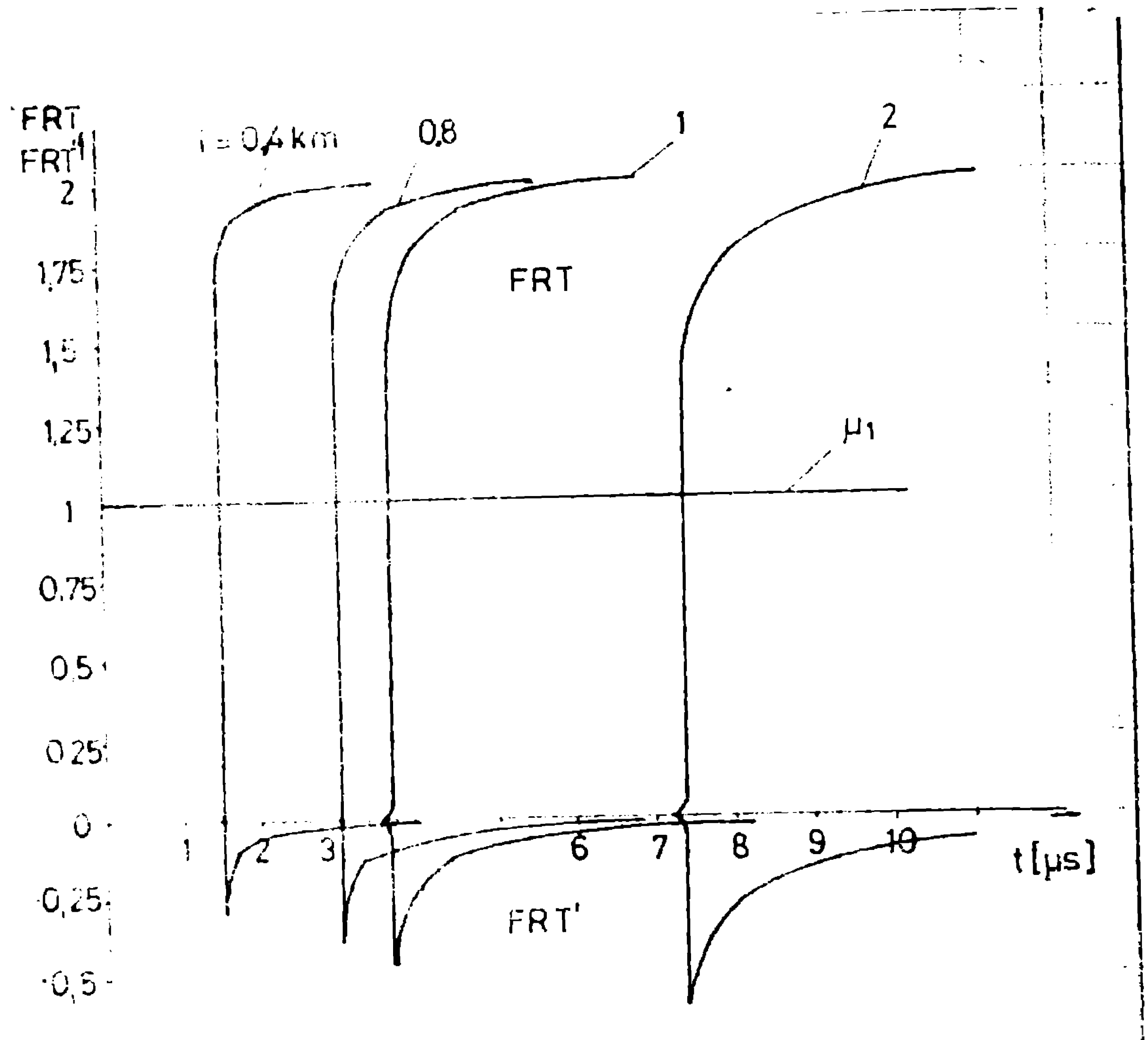


Fig.4.14. Supratensiunile proprii şi induse pentru tensiune incidentă treaptă unitate pentru linia de 4oo kV

Pentru unda incidentă de tip C se observă din fig.4.16 o atenuare mai rapidă a spatelui undei de la capătul terminal al liniei, cît şi o micşorare faţă de cazul B, a maximului supratensiunii terminale.

Pentru a pune în evidenţă efectul descărcării corona, programul de calcul elaborat liniarizează pe porţiuni caracteristica q=f(u), fig.4.17, în prima aproximaţie prin două liniarizări, iar într-o aproximaţie mai precisă prin patru liniarizări.

Tensiunea de amorsare a descărcării corona a fost aleasă de o,5 u.r., raportată la maximul undei incidente, valoare care corespunde unui maxim de 1ooo kV.

Porţiunea a doua de liniarizare a fost aleasă între o,5 şi o,8 u.r., a treia pînă la atingerea tensiunii maxime, iar ultima liniarizare a fost făcută pentru porţiunea descendentă a variaţiei tensiunii. Folosind /39/, pentru linia de 4oo kV, creşterile capacităţii neliniare determină modificări ale parcursu-

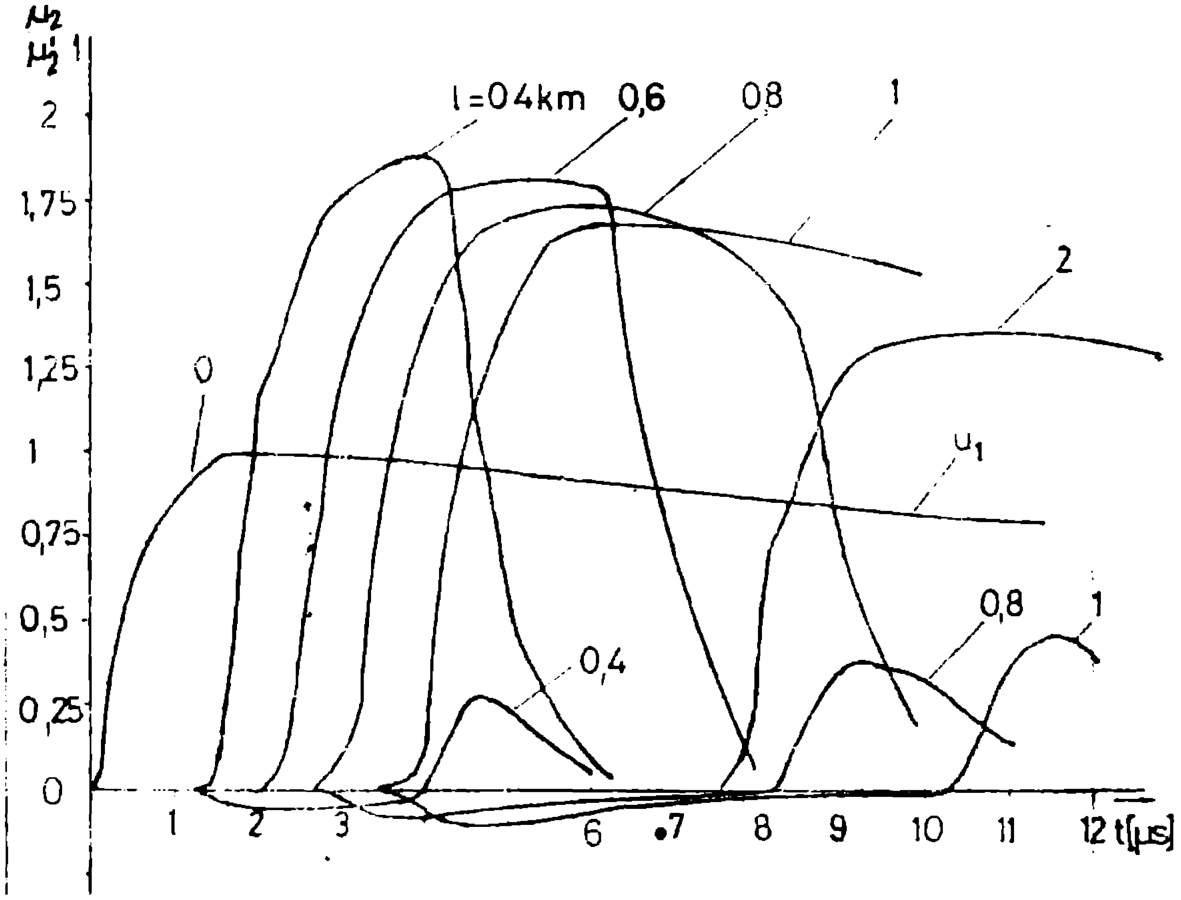


Fig.4.15. Supratensiunile proprii şi induse pentru unda incidentă de tip B la linia de 400 kV

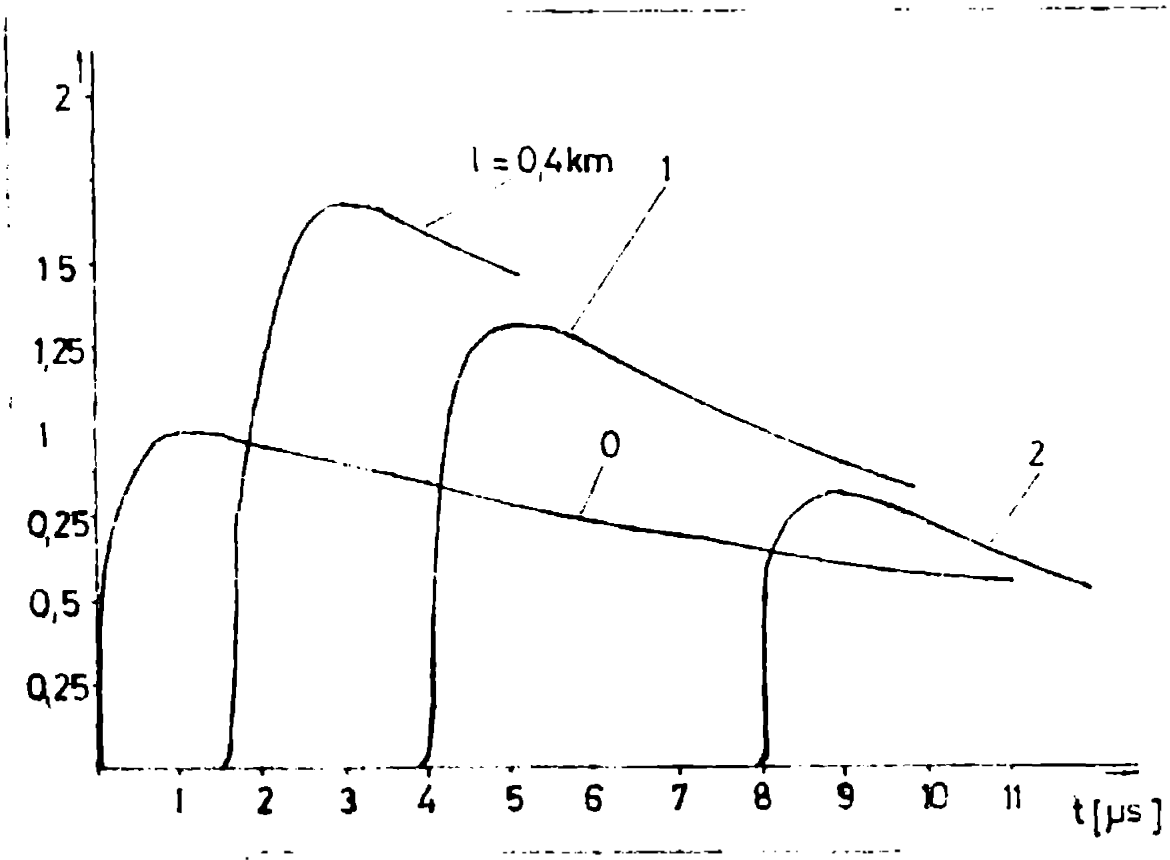


Fig.4.16. Supratensiunile la capătul terminal pentru o undă incidentă de tipul C

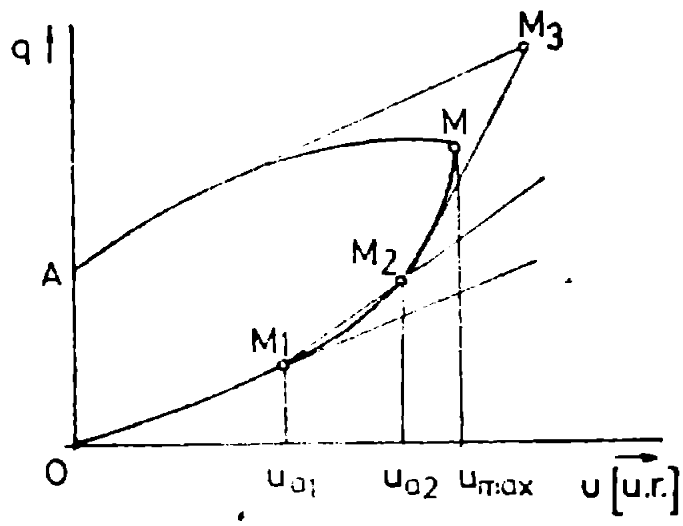


Fig.4.17. Liniarizarea pe porţiuni a caracteristicii q=f(u) pentru efectul corona

lui liniei de :

$$\tau_{M_1M_2} = 1,18\,\tau \qquad 0,5 < u < 0,8$$
$$\tau_{M_2M} = 1,3\,\tau \qquad 0,8 < u < u_{max} \qquad (4.96)$$
$$\tau_{M_3A} = \tau \qquad \frac{du}{dt} < 0$$

Folosind acelaşi pas de calcul constant $\Delta t = \tau/15$ şi aproximarea prin două liniarizări a caracteristicii u=f(q) influenţa efectului corona este redată în fig.4.18.

Se observă două aspecte :

- scăderea supratensiunii la apariţia descărcării corona mai sesizabilă la lungimi mai mari ale liniei;
- programul de calcul redă descărcarea corona începînd de la valori mai mari ale supratensiunii faţă de valoarea determinată a amorsării acestui fenomen. Acest aspect este explicat prin pasul de calcul în timp prea mare ales, în consecinţă s-a micşorat acest pas la valoarea $\Delta t = \tau/20$ şi s-au considerat liniarizările pentru q=f(u) cele calculate (4.96), lucru redat în fig.4.17.

Comparînd rezultatele din fig.4.18 cu cele din fig.4.19 rezultate redate pentru două cazuri în fig.4.20, se poate observa apropierea tensiunii la care apare efectul corona faţă de cea impusă în calculul u_a =0,5 , cît şi micşorarea efectului corona asupra tensiunii reflectate. Această micşorare este înţeleasă în sensul că mărind numărul de liniarizări ale caracteristicii

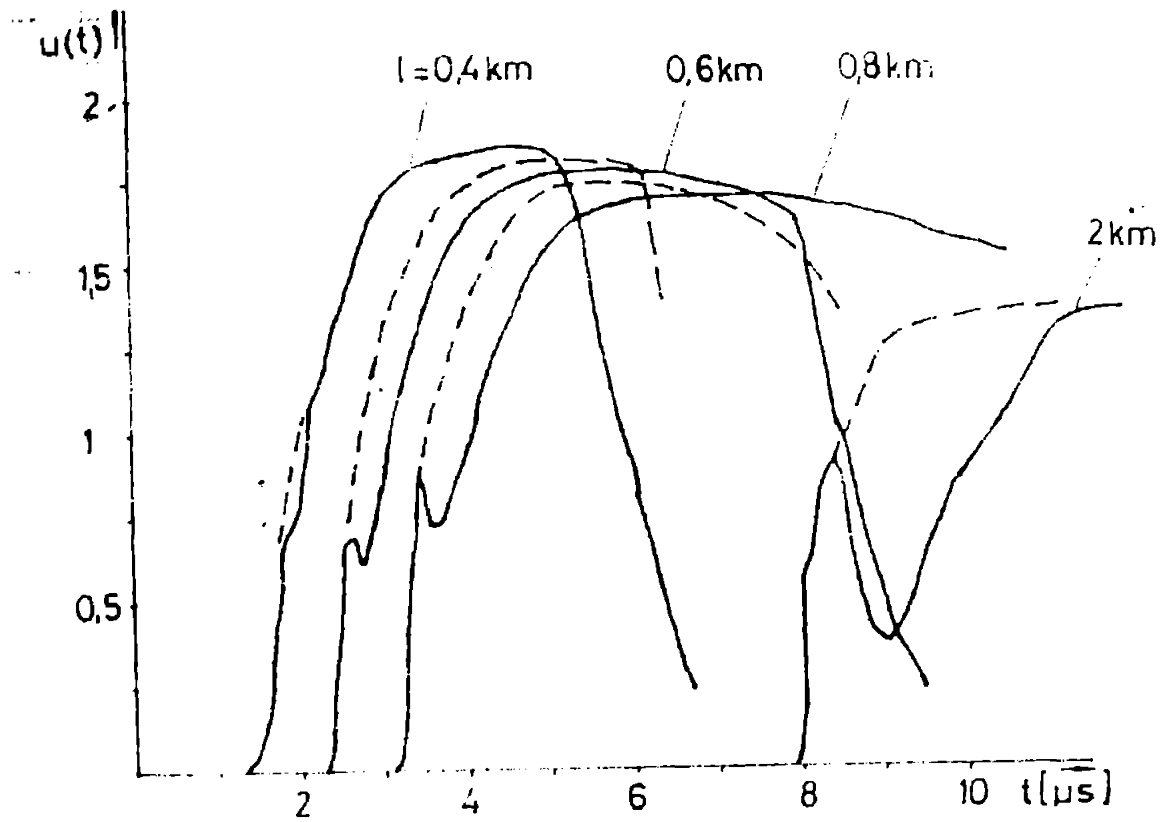


Fig.4.18. Supratensiunile terminale pentru unda incidentă de tip B considerînd efectul corona $u_a = 0,5$, $\Delta t = \tau/15$

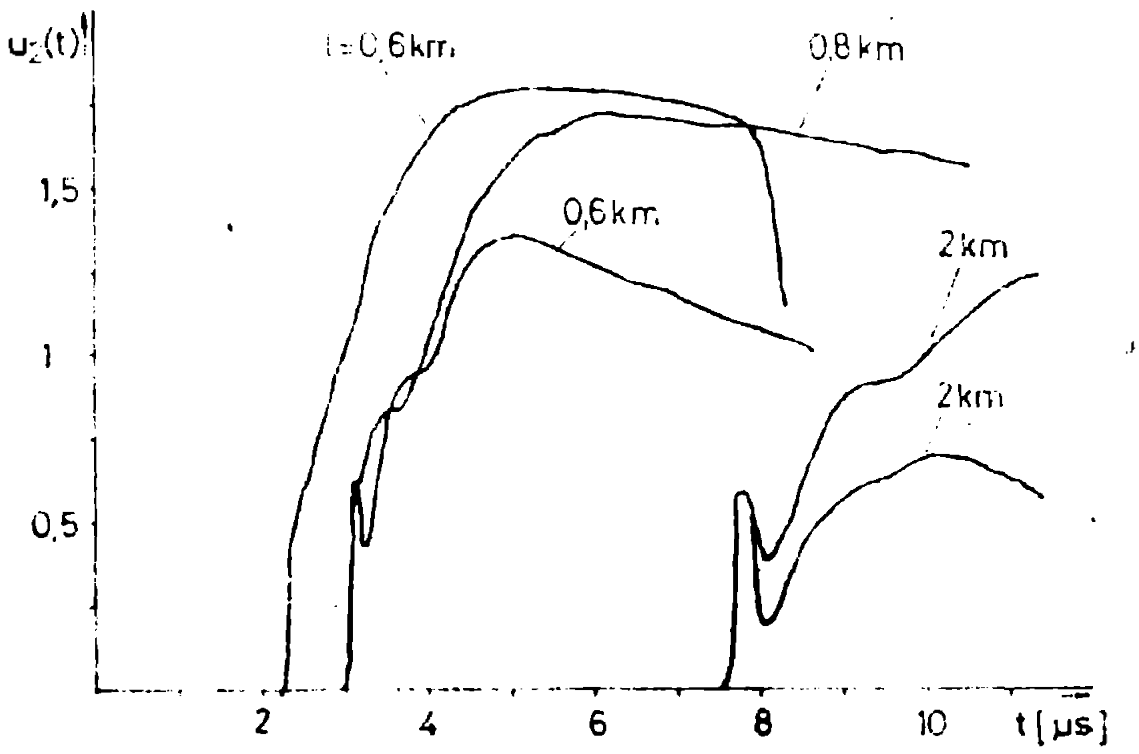


Fig.4.19. Supratensiunile terminale pentru unda incidentă de tip B şi C considerînd descărcarea corona, $u_a = 0,5$, $\Delta t = \tau/20$

q=f(u) incidenţa descărcării corona este redată treptat. De asemeni se desprinde importanţa alegerii mărimii pasului de calcul Δt asupra rezultatelor atît calitativ, cît şi cantita-

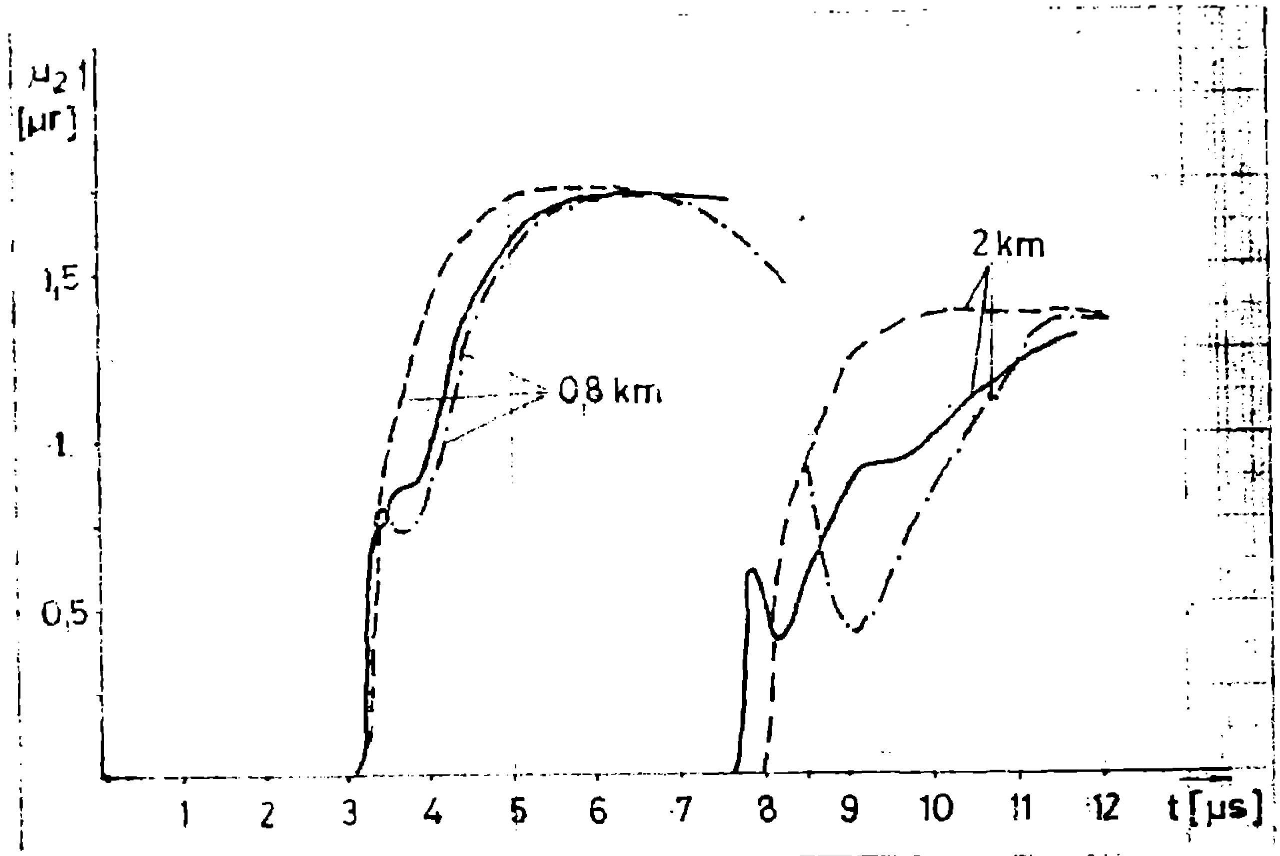


Fig.4.20. Supratensiunile terminale pentru unda incidentă
- de tip B comparative pentru: - - - fără efect corona şi $\Delta t = \tau/15$, - . - cu efect corona şi $\Delta t = \tau/15$
- cu efect corona şi $\Delta t = \tau/40$

tiv. Se recomandă această valoare la limita admisă de extinderea în timp a rulării programului de calcul. Pentru programul de calcul rulat, considerarea lui $\Delta t = \tau/15$ a necesitat 3,1 minute pentru o variantă de calcul investigînd o durată de $100 \cdot \tau/15$, respectiv 4,2 minute, cu pasul $\Delta t = \tau/40$ şi investigînd o durată de $100 \cdot \tau/40$. Din figura 4.8 se mai remarcă importanţa mai mare a pasului de calcul pentru lungimile mai mari ale liniei. Acest lucru se înţelege în sensul că păstrînd constantă relaţia $\Delta t = \tau/20$, la lungimi mai mari ale liniei τ creşte şi deci şi Δt.

4.6.4. Influenţa descărcătoarelor neliniare asupra undelor de supratensiune

Caracteristicile neliniare ale descărcătoarelor sînt date de obicei sub forma $u_r = f(i)$ /39/, /41-43/ unde u_r este tensiunea la bornele descărcătorului raportată la tensiunea nominală a acestuia. Caracteristicile nominale ale descărcătoarelor cu rezistență variabilă, DRV, folosite în țară sînt redate în /23-24/, datele de interes pentru programul de calcul fiind redate în tabelul 4.3.

Tabelul 4.3. Caracteristicile DRV folosite în RSF

Tipul DRV	Proveniența	U_{nom} /kV_{ef}/	Tens. de amorsare /$kV_{ef.max}$/	Tens. reziduală /kV_{max}/	Curent max. la sc.c. kA
HkFp361 420 kV	Brown Boveri	342	720-906	905	2,51
VA 390 420 kV	R.D. Germană	390	620	1020	2,62
H421-300 420 kV	Siemens	360	540-600	1010	2,59

La toate aceste DRV-uri se remarcă o caracteristică comună, constînd din faptul că tensiunea reziduală depășește pe cea de amorsare.

Pentru calculul tensiunii la bornele DRV-urilor, conform (4.84) s-a scris:

$$u_2(t) = u_{2o}(t) - i(t) \cdot Z_u \qquad (4.97)$$

Cum tensiunea $u_{2o}(t)$ se calculează în unități raportate la maximul tensiunii incidente, este necesară trecerea lui (4.97) în unități relative :

$$\frac{u_2(t)}{u_{max}} = u_{2or}(t) - i(t) \cdot \frac{Z_u}{u_{max}} \qquad (4.98)$$

In consecință , tuturor formelor undelor incidente B sau C din fig.4.15 și fig.4.16, care au valoarea maximă unitară, li se vor atribui valorile maxime uzuale pentru tensiunile atmosferice situate între 800-1200 kV. In consecință și tensiunile de amorsare a efectului corona, cît și de amorsare a DRV-ului, exprimate în valori relative vor avea diferite valori funcție de mărimea maximelor undelor incidente.

Forme ale neliniarității u= f(i) pentru DRV luate în considerare în programul de calcul sînt redate în fig.4.9 date pentru u_{max} = 1000 kV.

De reținut un aspect fenomenologic constînd din faptul că punctele de funcționare corespunzătoare primei liniarizări a caracteristicii u = f(i), cînd DRV are o valoare foarte mare a resistenței electrice, nu apar în calcule, această porțiune fiind determinată de tensiuni sub valoarea celei de amorsare. DRV-ul fiind conectat la linie electrică prin eclatoare, el va interveni în circuit la depăşirea tensiunii de amorsare a acestora, lucru care va trebui să se reflecte printr-o scădere bruscă a tensiunii incidente la momentul amorsării.

Subrutina de calcul care pune în evidență intervenția DRV-ului numită în programul de calcul TENS, va resolva căutarea succesivă a punctului de funcționare pe neliniaritatea u = f(i) şi ea este apelată în programul de calcul nr.6 "TRZ".

Caracteristica u=f(i) a fost luată în considerare de tipurile I şi II notate în fig.4.21. Tipul I corespunde DRV-urilor utilizate în țară pentru liniile de 400 kV. In /41/, /49/ sînt redate caracteristicile u=f(i) pentru descărcătoare construite din elemente de oxid de zinc, caracteristică notată cu II în fig. 4.21.

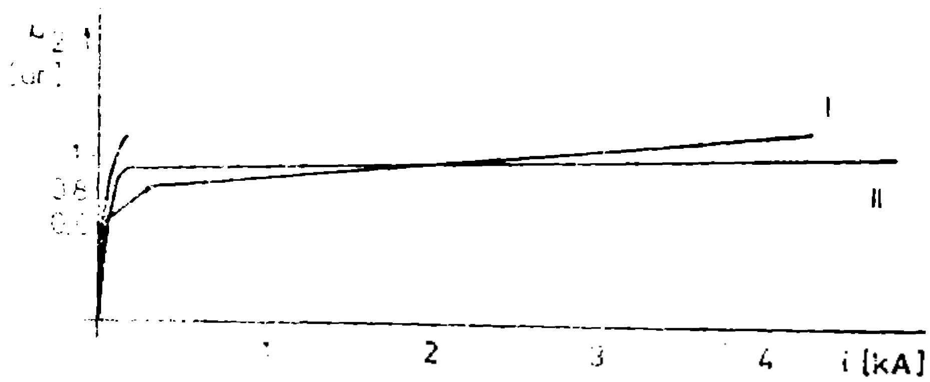


Fig.4.21. Tipuri de neliniarități considerate în calcul pentru descărcătoare

Pentru caracteristica efectului neliniar resistiv al descărcării corona cu (4.74) s-a construit şi reprezentat în fig.4.21 şi dependența $u_r = f(i_r)$ notată cu III.

In funcție de tipul tensiunii incidente de valoarea maximă a acesteia, de valoarea tensiunii de apariție a efectului corona pentru prima şi a doua liniarisare a caracteristicii q=f(u) cît şi pentru tipul de caracteristică a descărcătorului, resultatele

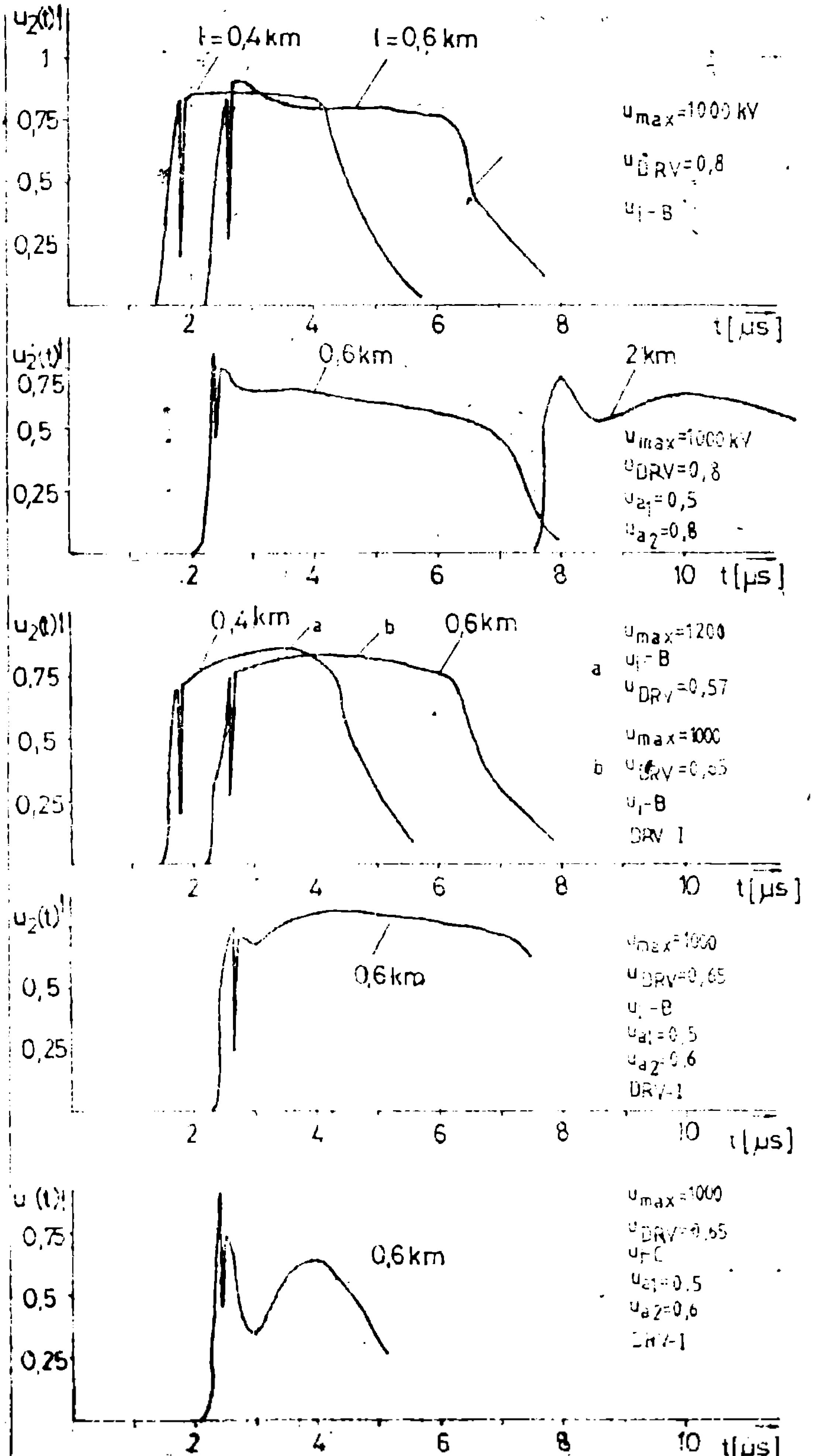


Fig.4.22. Tensiunea la bornele descărcătorului cu şi fără efect corona pentru diverse unde incidente u_i apărute la distanţele l.

de calcul se execută pentru variantele prezentate în tabelul 4.2.

Tabelul 4.3. Variantele de calcul rezolvate

Varianta de calcul	Val.maximă a undei incidente şi tipul ei /kV/	Tensiunea de amorsare treapta 1-a	Tensiunea de amorsare treapta 2-a	Efectul corona rezistiv	Caracteristica descărcăt.
1	1000, B	-	-	-	I
2	1000, C	-	-	-	I
3	1000, B	500	800	-	I
4	1000, C	500	800	-	I
5	1000, B	500	600	da	I
6	1200, B	500	600	da	I

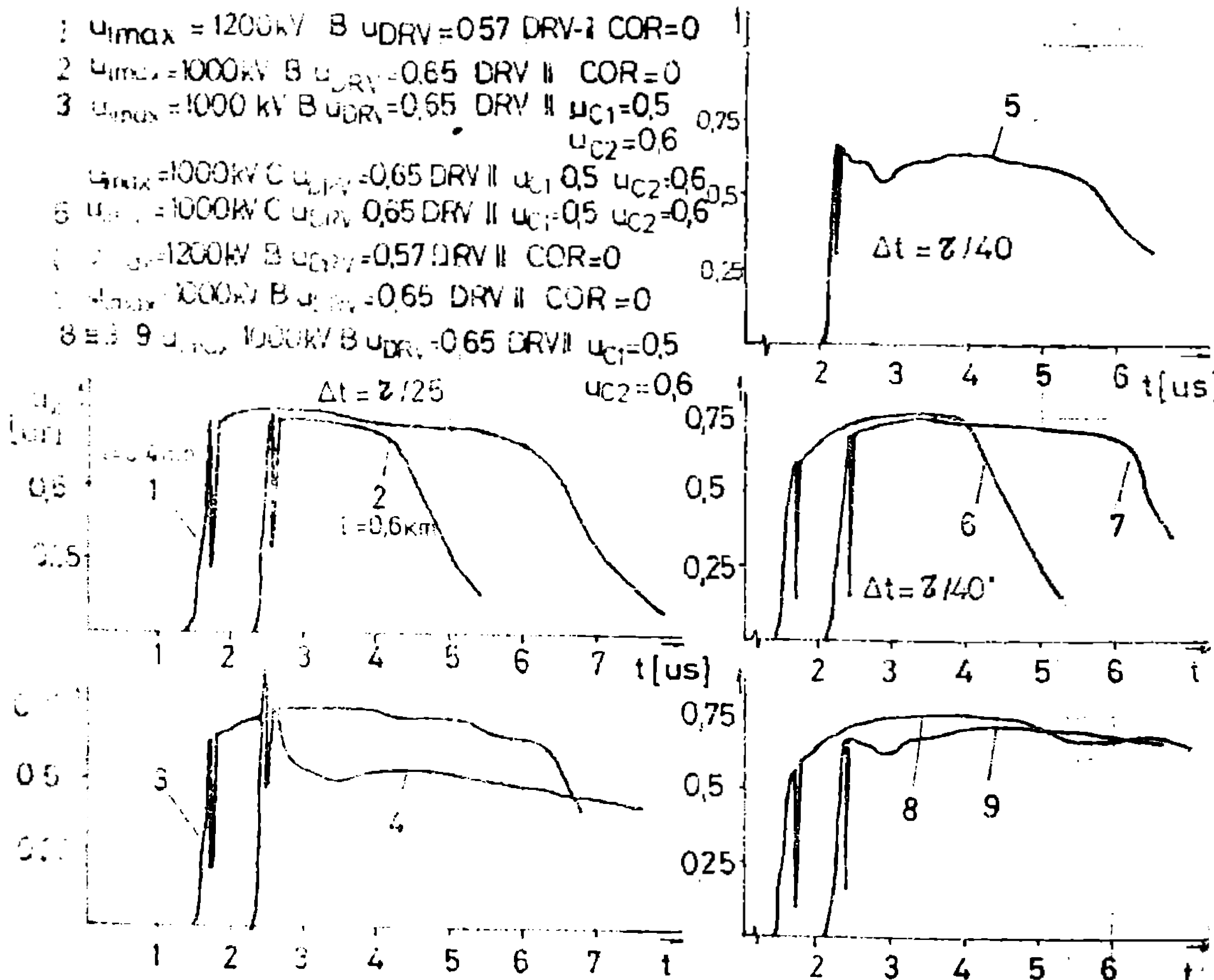


Fig.4.23. Tensiunea la bornele DRV-ului funcţie de tipul tensiunii u_1, a DRV-ului şi a efectului corona

Considerarea simultană a efectului corona rezistiv şi a descărcătorului se rezolvă prin echivalarea celor două caracteristici neliniare corespunzător legării în paralel a celor două elemente.

Rezultatele de calcul sînt redate în fig.4.22-4.23, în ultima reducîndu-se şi valoarea pasului de calcul.

5. LINIE ELECTRICA AVIND CONECTAT LA CAPATUL TERMINAL REACTOR SUNT SI AUTOTRANSFORMATOR SUPUSA SUPRATENSIUNILOR INTERNE SAU EXTERNE

5.1. Introducere

In capitolul prezent autorul arată, în prima parte, posibilitățile de considerare prin scheme electrice echivalente a reactoarelor de compensare, numite şi reactoare şunt, cît şi a transformatoarelor şi autotransformatoarelor. Se evidenţiază şi modalităţile de considerare a fenomenelor ce au loc în miezul feromagnetic ca saturaţie magnetică cît şi pierderile prin curenţi turbionari.

In partea a doua se prezintă un model matematic de calcul pentru determinarea supratensiunilor la capătul terminal al liniei cînd aici se află conectat un reactor şunt sau un autotransformator. Se deduc relaţii matematice de calcul pentru diferite tipuri de supratensiuni, externe sau interne, în condiţii generale cu privire la dependenţa de frecvenţă a parametrilor liniei şi caracteristici, cît şi în condiţiile unor aproximări acceptabile şi enunţate în capitolele precedente.

In cazul supratensiunilor atmosferice se prezintă şi cazul cînd la capătul terminal al liniei se află un descărcător de rezistenţă variabilă în paralel cu reactorul şunt sau cu autotransformatorul.

Ultima parte a capitolului este destinată rezultatelor de calcul concrete obţinute.

5.2. Prezentarea schemelor electrice echivalente

5.2.1. Scheme electrice echivalente pentru reactoare de compensare

Reactorul transversal de compensare sau reactorul şunt are drept rol funcţional evitarea regimurilor de funcţionare constînd din slaba încărcare a liniilor electrice, cu urmări dezavantajoase asupra încărcării capacitive a generatoarelor electrice şi asupra nivelului mărit al tensiunii pe linii. Locul lor de montare diferă ca poziţie de-a lungul liniei, conectarea lor realizîndu-se direct la tensiunea liniei sau prin intermediul unor transformatoare. Puterea reactoarelor este de ordinul zecilor şi sutelor de MVAr depinzînd de lungimea liniei electrice şi de gradul de compensare dorit. Se realizează pe plan mondial /53-55/ reactoare comandate funcţionînd în regim inductiv sau capacitiv funcţie de încărcarea liniei, cît şi reactoare cu saturaţia miezului magnetic.

Din punct de vedere al reducerii nivelului de tensiune de-a lungul liniilor electrice eficienţa maximă se obţine la montarea reactoarelor şunt la capătul liniei în gol.

Dimensionarea reactorului şunt se realizează din soluţia ecuaţiilor telegrafiştilor punînd condiţia terminală corespunzătoare prezenţei acestuia de putere Q_r, în forma:

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{1}{\cos\beta l}\,\frac{1}{1 + Z_u \cdot B_r \cdot tg \cdot \beta l} \tag{5.1}$$

unde: l - este lungimea liniei

Z_u- impedanţa de undă

β - constanta de defazare a liniei

B_r- susceptanţa reactorului

Relaţia (5.1) a fost dedusă pentru cazul liniei fără pierderi considerînd regimul permanent de funcţionare.

Evidenţiind în (5.1) raportul tensiunilor în regimul fără compensare se poate scrie :

$$\frac{U_2}{U_1} = \left(\frac{U_2}{U_1}\right)_{gol}\,\frac{1}{1+Z_u \cdot B_r \cdot tg\beta l} = k \tag{5.2}$$

unde prin k s-a notat gradul de compensare dorit.

Susceptanţa reactorului va fi :

$$B_r = \frac{1}{Z_u}\,\frac{1-k\cos\beta l}{k\sin\beta l} \tag{5.3}$$

Pentru k=1 se obţine

$$B_r = \frac{1}{Z_u} \cdot tg\,\frac{\beta l}{2} \quad sau \quad Q_r = \frac{U_n^2}{Z_u}\,tg\,\frac{\beta l}{2} \tag{5.4}$$

Gradele de compensare uzual folosite determină pentru k domeniul o,8-1,2.

Realizarea practică a reactoarelor şunt cauzează prezenţa în schemele electrice echivalente şi a unei rezistenţe electrice corespunzătoare raportului $\frac{X_r}{R_r}$ = 5-1o.

Rezultă posibilitatea modelării reactorului şunt printr-o impedanţă serie corespunzător valorilor calculate sau aproximate a lui X_r şi R_r /124/,/132/.

In prezenta lucrare autorul consideră mai adecvată reprezentarea reactorului şunt printr-o schemă electrică echivalentă cu cele două elemente conectate în paralel din următoarele motive:

- se poate realiza o separare distinctă a pierderilor active din miezul magnetic putînd trata rezistenţa electrică corespunzătoare şi ca un element dependent de frecvenţă,
- avînd conectată inductivitatea reactorului şunt la tensiunea de fază în schema electrică echivalentă se poate modela în calcule şi fenomenul de saturaţie magnetică,
- modelul matematic prezentat în cap.4 poate fi extins pentru prima schemă echivalentă cu două elemente în paralel prin posibilitatea aplicării teoremelor compensaţiei şi superpoziţiei.

Pentru considerarea fenomenului de saturaţie magnetică se consideră schema electrică echivalentă din fig.5.1.

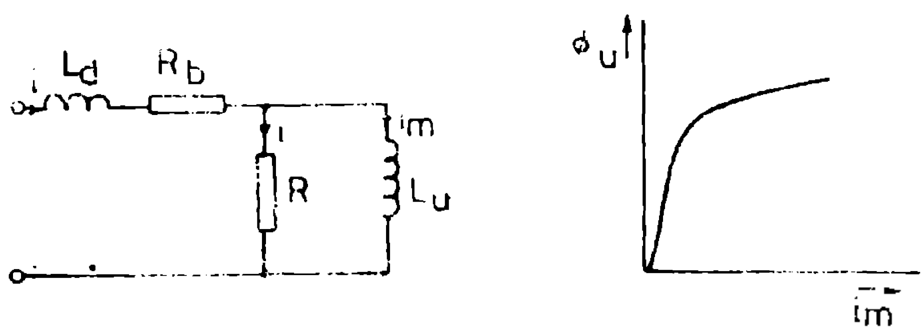


Fig.5.1. Schema electrică echivalentă reactorului şunt

Corespunzător fluxului de dispersie se separă inductivitatea de dispersie L_d, iar corespunzător fluxului util se evidenţează inductivitatea neliniară L_u. Dependenţa $\phi_u=f(i_m)$ se poate obţine experimental, poziţia punctului de funcţionare pe această caracteristică determinînd valoarea lui L_u.

Modelul matematic de calcul va considera reactorul şunt avînd inductivitatea egală cu $L_r=L_d+L_u$, modificarea acesteia prin micşorarea lui L_u făcîndu-se în funcţie de poziţia punctului de funcţionare pe caracteristica $\phi_u=f(i_m)$.

Rezistenţa electrică a bobinajului R_b poate fi neglijată în raport cu inductivitatea L_u, la fel şi L_d. Rezistenţa electrică R corespunzătoare pierderilor active din miezul feromagnetic nu apare în calcule atunci cînd se neglijează aceste pierderi.

5.2.2. Scheme electrice echivalente pentru transformatoare și autotransformatoare

Schemele electrice echivalente pentru transformatoare și autotransformatoare pun în evidență tipul constructiv al acestora, numărul de înfășurări și conexiunile electrice. Complexitatea schemelor este dictată și de tipul fenomenelor tranzitorii studiate cît și pretențiile ridicate față de precizia modelării fenomenelor.

Se disting modele fizice construite pe baza legilor similitudinii aplicate construcției unităților reale, modele ce vor fi folosite în metodele de analiză analogice de tipul analizoarelor tranzitorii de rețea /78-81/. Modelele numite geometrice reprezintă transformatorul real pe baza ecuațiilor lui Maxwell. Realizarea constructivă pe acest criteriu necesită materiale de conductibilitate electrică de 5-lo ori mai mare decît cele reale. In consecință modelele construite vor renunța la unele din criteriile similitudine care nu influențează direct tipul problemei studiate. Modelul electromagnetic reprezintă un circuit electric echivalent transformatorului real. Modelarea directă nu poate păstra convenabilă scara timpului. Pentru a putea totuși urmării fenomenele pe schema echivalentă se introduc capacități suplimentare, obținîndu-se astfel modelul electromagnetic combinat.

Se prezintă în acest paragraf principalele modele de calcul cuprinse în programe de calcul extinse asupra fenomenelor tranzitorii ce au loc în părțile componente ale sistemului electric avînd transformatoare și autotransformatoare.

O primă distincție între aceste reprezentări este aceea de a considera transformatorul printr-o schemă electrică echivalentă cu parametrii concentrați sau cu parametrii distribuiți. Aceasta din urmă variantă se adoptă în cazul studierii fenomenelor tranzitorii cu variație rapidă, cînd se dorește cunoașterea repartizării tensiunii pe spirele înfășurării în primele momente ale fenomenului /23/, /26/, /5o/, /1oo-1o1/.

O a doua deosebire între modelele de calcul constă în considerarea sau nu a fenomenelor din miezul feromagnetic cu referire la curenții turbionari, fenomenul de histerezis și saturația magnetică.

Aceste din urmă considerente duc la modele de calcul complexe cu implicații deosebite asupra dezvoltărilor analitice de rezolvare /5o/, /51/, /92/-/94/, /98/, /1o4/, /145-147/

O schemă electrică de principiu pentru un autotransformator cu 3 înfăşurări în secvenţă directă şi homopolară cu înfăşurarea terţiară în triunghi este redată în fig.5.2.

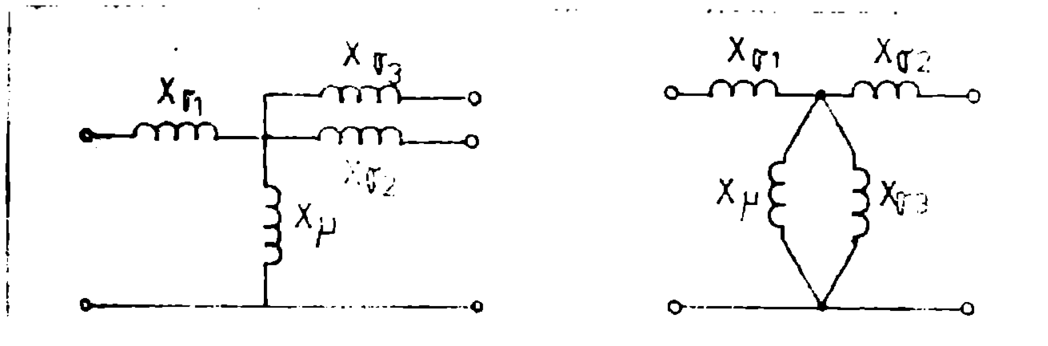


Fig.5.2. Schema electrică echivalentă pentru un autotransformator cu 3 înfăşurări, a - secvenţa directă ;b-secvenţa homopolară

Schemele electrice echivalente din fig.5.2 pot fi completate cu o conductanţă conectată la bornele de intrare de înaltă tensiune care va localiza pierderile active de putere din miezul feromagnetic şi care va fi calculată din mărimile nominale ale autotransformatorului determinate la mersul în gol.

In cazul supratensiunilor de natură exterioară care pătrund în transformator, de-a lungul înfăşurărilor acestuia se crează un proces de propagare oscilant, periculos pentru izolaţia dintre spirele înfăşurării, cît şi dintre spire şi părţile metalice ale construcţiei ansamblului transformatoric. De asemeni este posibilă inducerea unui fenomen tranzitoriu şi în celelalte înfăşurări care nu au venit în contact direct cu sursa fenomenului tranzitoriu. Pentru a evidenţia aceste fenomene transformatorul se va considera cu parametrii repartizaţi după o schemă echivalentă ca în fig.5.3. /14/, /23/, /5e/.

Semnificaţia parametrilor electrici din schema din fig.5.3 a, este

L_{sp} - inductivitatea unei spire

C_{sp} - capacitatea longitudinală între două spire alăturate

C_p' - capacitatea unei spire faţă de pămînt

Dacă înfăşurarea are n_{sp}, parametrii întregii înfăşurări vor fi $L_{sp}=n_{sp}.L_{sp}$, $C_p=n_{sp}.C_p'$ şi $K=\frac{C_{sp}}{n_{sp}}$

Considerînd un element de lungime Δx a înfăşurării, de lungime l, fig.5.3.b, se pot scrie ecuaţiile de propagare de tipul telegrafiştilor după definirea parametrilor liniei /23/:

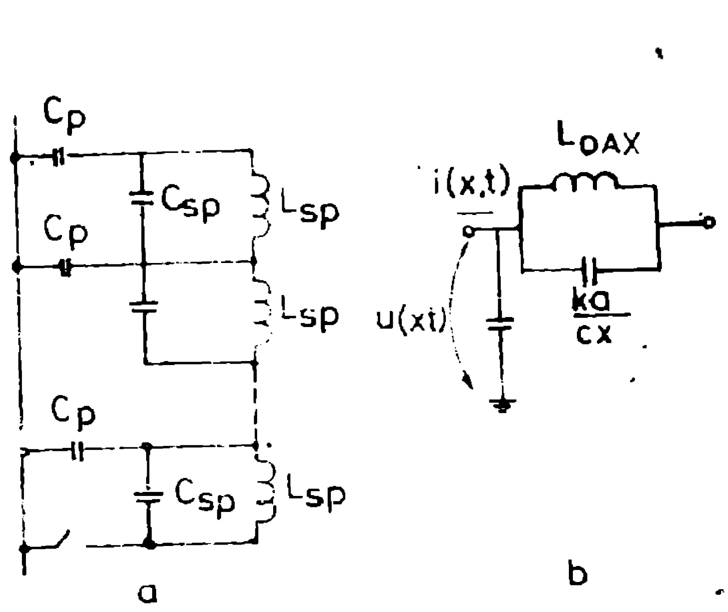


Fig.5.3. Scheme echivalente de calcul monofazate

$$C_{po} = \frac{C_{sp} \cdot n_{sp}}{l} = \frac{C_p}{l} \quad /F/m/ \tag{5.5}$$

$$K_o = \frac{l \cdot K_{sp}}{n_{sp}} = K \cdot l \quad /F \cdot m/$$

$$L_o = \frac{L_{sp} \cdot n_{sp}}{l} \quad /H/m/$$

Ecuaţia propagării tensiunii este o ecuaţie diferenţială cu derivate parţiale lineară, de ordinul patru /23/,/124/.

$$K_o \frac{\partial^4 u}{\partial x^2 \partial t^2} + \frac{1}{L_o} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = C_{po} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \tag{5.6}$$

Rezolvarea lui (5.6), trecută în operaţional, îi corespunde pentru situaţia cu neutrul izolat soluţia cunoscută:

$$U(x,p) = U_o(x,p) \frac{\operatorname{ch} \gamma(p) x}{\operatorname{ch} \gamma(p) \cdot l} \tag{5.7}$$

în care $\gamma^2(p) = \dfrac{L_o C_{po} \cdot p^2}{1 + L_o \cdot K_o \cdot p^2}$

Se pot obţine expresii echivalente şi pentru valoarea curentului şi în consecinţă există şi posibilitatea reprezentării transformatorului printr-o impedanţă operaţională faţă de bornele de intrare.

Este posibilă reprezentarea transformatorului printr-o capacitate echivalentă, de intrare faţă de bornele înfăşurării atunci cînd nu se urmăreşte desfăşurarea fenomenului de propagare în interiorul transformatorului. Aceasta se calculează

/14/,/23/, /26/ :

$$C_{intr} = \sqrt{C_{Po} \cdot K_o} = \sqrt{C_p \cdot K} \qquad (5.8)$$

Valorile acestei capacităţi sînt date funcţie de puterea şi tensiunea transformatoarelor şi sînt cuprinse între 15oo pF şi 3ooo pF la tensiuni de 11o kV şi 22o kV /14 /, /23/.

In calculele analitice din cap.5.3-5.6 , în schemele cu parametrii concentraţi, parametrii terminali liniei notaţi R_2, L_2, C_2 vor reprezenta valorile pentru reactoarele şunt sau autotransformatoare.

5.2.3. <u>Considerarea caracteristicii de magnetizare a reactoarelor şi autotransformatoarelor şi a pierderilor în fier</u>

Calculul supratensiunilor pe LEA avînd conectate la capătul terminal reactoare şi autotransformatoare trebuie să ţină cont şi de fenomenele din miezul magnetic al acestor elemente. Rezultatele de calcul, confruntate cu cele experimentale, arată că fenomenul de hysterezis şi pierderile active de putere din miezul magnetic nu au influenţe notabile asupra mărimii supratensiunilor interne sau externe /93/-/94/, /98/, /1o5/.

Este însă de interes a urmări influenţa neliniarităţii caracteristicii de magnetizare asupra mărimii supratensiunilor.

In acest paragraf autorul îşi propune însă evidenţierea posibilităţilor de considerare a modificării inductivităţii L_2 de la capătul terminal al liniei funcţie de saturaţia caracteristicii de magnetizare. Micşorarea lui L_2, în domeniul de saturaţie faţă de domeniul liniar al caracteristicii de magnetizare este determinată în /93/ pînă la o,32 pentru cazurile materialelor feromagnetice uzuale la autotransformatoarele de forţă. De aici rezultă şi importanţa cunoaşterii dependenţei inductivităţii funcţie de curent sau a caracteristicii de magnetizare în valori instantanee $\psi = f(i)$. Avînd în vedere că dependenţa $\psi = f(i)$ nu determină univoc o dependenţă $u = f(i)$, u fiind tensiunea de la bornele inductivităţii, problema nu mai poate fi abordată ca în cazul rezistenţei electrice neliniare prezentată în cap.4.5.

Sînt necesare următoarele etape de rezolvat :

1. determinarea curbei de saturaţie corecte, adică dependenţa dintre mărimile instantanee $\psi = f(i_m)$. Această precizare este necesară avînd în vedere că în unele articole de specialitate se lucrează cu valorile efective ale tensiunii de la bornele

inductivității funcție de curentul prin această inductivitate.

Dependența căutată $\psi=f(i_m)$ este cea corespunzătoare curbei medii a ciclurilor de hysterezis.

Pentru calcule analitice este de dorit obținerea unei dependențe de forma :

$$i = c_1 \cdot \psi + c_3 \psi^3 + c_5 \psi^5 + \ldots \qquad (5.9)$$

In /93/ pentru transformatoarele de forță se determină o aproximare satisfăcătoare de forma :

$$i = \psi + 4\psi^5 \qquad (5.1o)$$

Constantele c_1 și c_5 din (5.9) se determină prin scrierea condițiilor de aproximare prin puncte a curbei de magnetizare experimentale. In /1o3/ se prezintă o dependență a neliniarității astfel: $\psi = a \text{ arc tg } \frac{i}{b}$. (5.11)

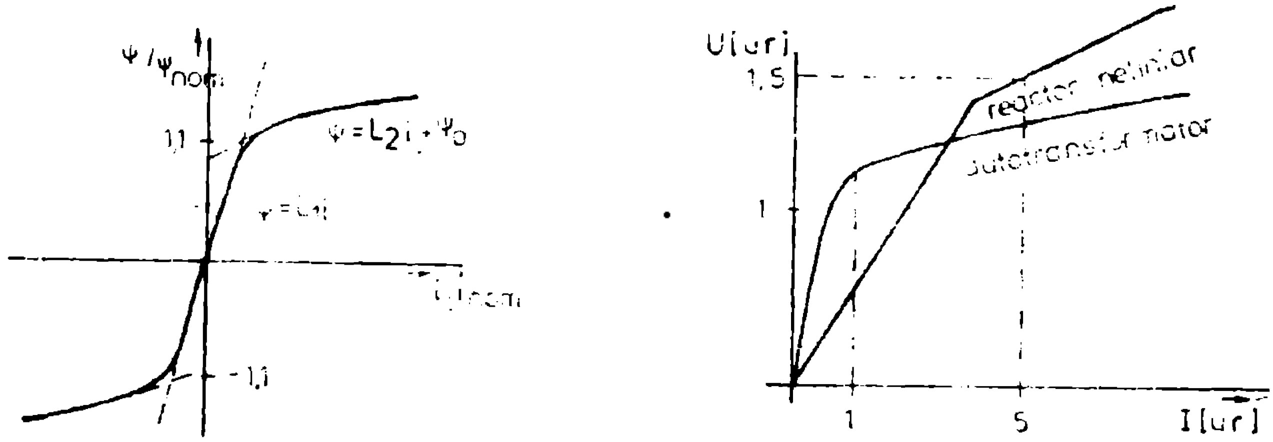
In /94/ și /98/ sînt redate două metode recursive de a obține o conversie a funcției U=f(I) într-o dependență $\phi=f(i)$

Metoda este bazată pe generarea punct cu punct a lui $\phi=f(i)$ pentru puncte consecutive de pe U=f(I) pentru care interpolarea liniară este acceptată. Caracterul particular al metodei constă în presupunerea formei sinusoidale a fluxului pe porțiunile liniarizate ale lui U=f(I) , U și I, fiind valorile efective corespunzătoare fundamentalelor tensiunii, respectiv curentului.

2. Etapa a doua constă în determinarea unei scheme electrice echivalente pentru inductivitatea neliniară funcție de forma acceptată a lui $\phi=f(i)$. Dependența general acceptată a lui $\phi=f(i)$ /92/-/94/ este redată în fig.5.4.

In fig.5.5 sînt redate scheme electrice echivalente pentru a pune în evidență neliniaritățile menționate pentru un model de transformator cu trei înfășurări.

Problema care se pune este de a determina cea mai adecvată conectare a impedanței neliniare de magnetizare față de înfășurările fazei. In literatură /94/, /98/, /1o1/, /1o4/ părerile sînt împărțite cu privire la modelul transformatorului care oglindește cel mai fidel apariția fenomenului de saturație. In lipsa cunoașterii unor detalii constructive ale transformatorului se recomandă /98/ de a distribui reactanța de magnetizare în mod egal față de capetele terminale ale înfășurărilor pentru transformatorul cu două înfășurări. Valoarea acestei reac-



a. Curba tipică de saturaţie pentru transformator [98]

$S_{baza} = 50 MVA$ $U_{baza} = \frac{345}{\sqrt{3}}$ kV

Dependenţa neliniară $U = f(I)$ în unităţi relative

Fig.5.4. Modalităţi usuale pentru considerarea saturaţiei circuitului magnetic

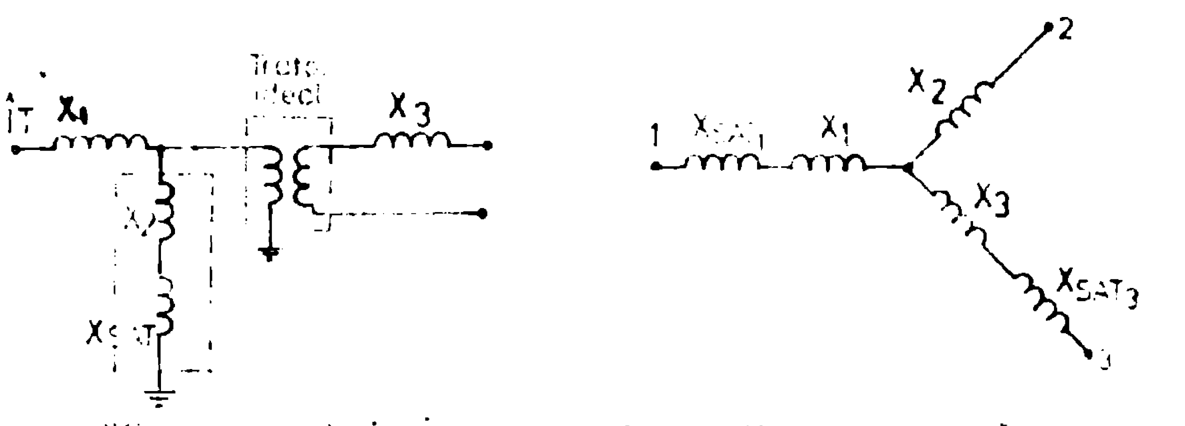
tanţe determinată sub forma unei admitanţe este :

$$X_{m_1} = X_{m_2} = \frac{1}{2}\,\frac{S_o}{U^2} \tag{5.11}$$

unde S_o este puterea la mersul în gol al transformatorului

$$S_o = p_{Fe} - j\,\frac{I_o}{I_n}\cdot S \tag{5.12}$$

iar p_{Fe} sînt pierderile în fier, S puterea nominală, I_o şi I_n curentul la mers în gol, respectiv în sarcină nominală.



a. modificarea unei singure reactanţe

b. modificarea celor 3 reactanţe

Fig.5.5. Modele pentru includerea saturaţiei transformatoarelor

Cel puţin pentru autotransformatoare cu înfăşurare terţiară se recomandă înscrierea reactanţei neliniare la înfăşurarea cea mai apropiată de miezul transformatorului pe motiv că pentru această înfăşurare tensiunea de-a lungul înfăşurării este proporţională cu fluxul prin miezul magnetic.

Este cazul din fig.5.5.a /94/. Inserierea unei reactanţe neliniare şi la înfăşurarea de înaltă tensiune, fig.5.5.b /98/ duce la apropieri mai mari faţă de rezultatele experimentale. Valorile X_1 sînt reactanţele înfăşurărilor determinate din tensiunea de scurtcircuit, iar X_{sat_1} au valori negative determinate astfel ca să se pună în evidenţă neliniaritatea $\Phi=f(i)$ în regiunea saturaţiei.

In /1o4/ sînt redate atît scheme echivalente, cît şi valorile reactanţelor înfăşurărilor unui transformator de 25 MVA, scheme echivalente incluzînd şi fenomenul saturaţiei prin reactan-

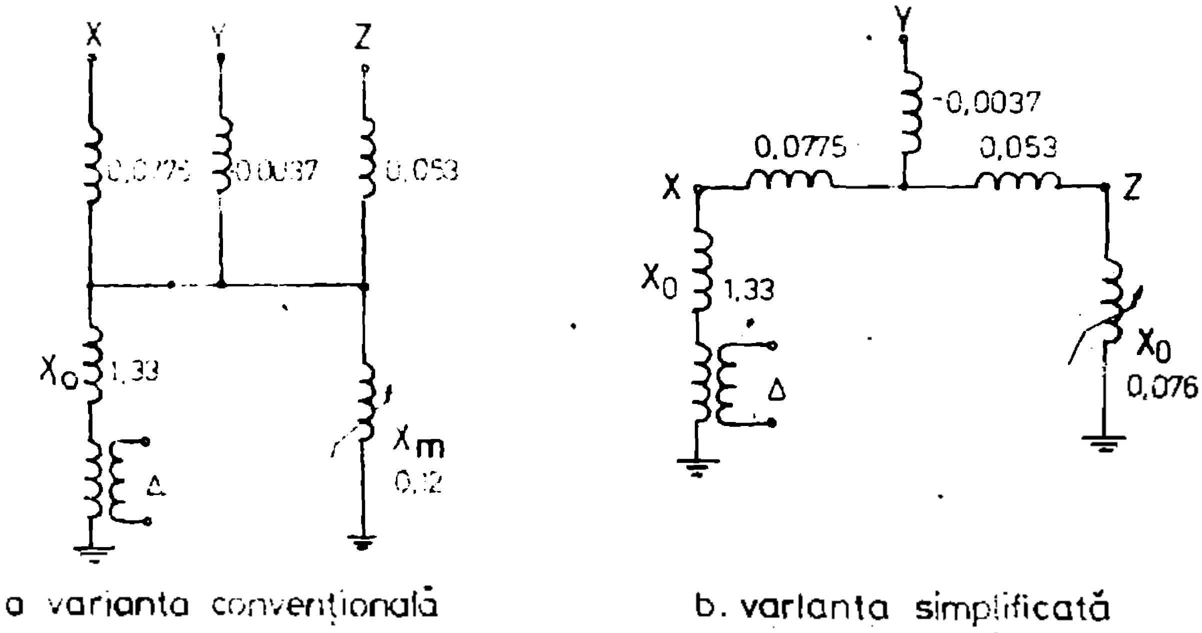


Fig.5.6. Scheme electrice echivalente pentru un transformator de 25 MVA

ţa de magnetizare X_m, fig.5.6. Reactanţele înfăşurării primare legate în stea sînt calculate din tensiunile de scurtcircuit, măsurate. Reactanţa de magnetizare X_m a fost aleasă conform curbei de magnetizare $\Phi=f(i)$ ridicată experimental. Reactanţa de secvenţă homopolară a fost determinată din caracteristica de magnetizare ridicată pentru regimul homopolar.

Schemele electrice echivalente prezentate în fig.5.5-5.6 corespund concluziilor bazate pe teoria circuitelor electrice cu corecţii aduse de experimentările din sistemele fizice naturale. In /141/ este prezentat un model echivalent de calcul pentru transformatoarele electrice dedus direct din ecuaţiile cîmpului electromagnetic în regim cvasistaţionar. Fără a insista în prezentarea metodei, amintind doar contribuţia românească /142/ în demonstrarea unor proprietăţi de unicitate a vectorului potenţial în exprimarea densităţii curentului electric prin miezul magnetic, concluzia demonstraţiei teoretice este ilustrată prin posibilitatea prezentării unui circuit electric echivalent care să ilustreze fenomenele din miez.

Rezolvarea ecuaţiilor diferenţiale de pătrundere a cîmpului magnetic, respectiv electric, de forma treptei unitate, aplicat unei tole laminate a miezului, permit definirea unei impedanţe, respectiv admitanţe a acesteia /141/ :

$$Z(p) = \frac{2}{\pi^2 \cdot \tau} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{p \cdot L_{dc}}{p + \frac{(2n-1)^2}{4\tau}} \tag{5.13}$$

$$Y(p) = \frac{1}{pL_{dc}} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\frac{2}{L_{dc}}}{(p + \frac{n^2}{\tau})} \tag{5.14}$$

In expresiile scrise în transformată Laplace apar următoarele mărimi:

$L_{dc} = \frac{\mu \cdot N^2 \cdot A_{Fe}}{l}$ este inductivitatea pentru frecvenţele joase

$\tau = \frac{\mu \sigma d^2}{4\pi^2}$ este constanta de timp

unde: N este numărul de spire a înfăşurării

l este lungimea circuitului magnetic

d este lăţimea tolei laminate

A_{Fe} reprezintă aria transversală a miezului feromagnetic.

Relaţiilor (5.13), (5.14) le corespund scheme electrice echivalente pentru transformator de tip serie, respectiv paralel. Pentru cel de al doilea caz reprezentarea este dată în fig.5.7.

Din (5.14) parametrii schemei echivalente sînt:

$$L_o = L_{dc}, \ R_k = \frac{K^2 L_{dc}}{2\tau}, \ L_k = \frac{L_{dc}}{2}, \ L_o = L_{dc} \tag{5.15}$$

Din punctul de vedere al curenţilor turbionari, circuitul electric echivalent pune în evidenţă două aspecte:

- pierderile active de putere prin intermediul lui R_k. La frecvenţe joase, rezistenţele R_k depăşesc ca valoarea reactanţele, iar neglijîndu-le pe acestea din urmă în raport cu R_k rezultă posibilitatea reprezentării circuitului echivalent doar printr-o rezistenţă de valoare:

$$R_e = \frac{12\,N^2 \cdot A_{Fe}}{\sigma \cdot d^2 \cdot l} \qquad (5.16)$$

- limitarea pătrunderii fluxului variabil în miezul feromagnetic prin prezenţa inductivităţilor L_k. La frecvenţe înalte rezultă posibilitatea neglijării rezistenţelor R_k faţă de reactanţe.

Pentru a evidenţia şi saturaţia miezului feromagnetic, modelul din fig.5.7 poate considera neliniare toate inductivităţile, cu aproximaţia atribuirii aceleiaşi tip de caracteristică de saturaţie fiecărei inductivităţi.

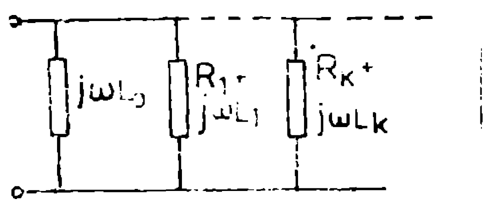


Fig.5.7. Schema electrică paralel pentru transformator

5.3. Calculul FRT pentru LEA cu condiţie terminală inductiv-rezistivă. Soluţia directă

5.3.1. Calculul în transformată Laplace

Pentru determinarea prin calcul a funcţiei de răspuns tranzitoriu FRT în cazul condiţiei terminale inductiv-rezistivă, autorul dezvoltă pentru această nouă condiţie modelul matematic din cap.4.2 şi 4.3. Pentru parametrii electrici terminali R_2 şi L_2, consideraţi conform unei scheme electrice echivalente în paralel, impedanţa echivalentă va fi scrisă în transformată Laplace de forma:

$$Z_2(p) = \frac{R_2 \cdot L_2 p}{R_2 + pL_2} \qquad (5.17)$$

Pentru tensiunea de intrare tip treaptă unitate, tensiunea terminală, conform cu relaţia (4.6) din cap.4.2 se rescrie astfel:

$$FRT(p) = \frac{1}{p}\left\{\sum_{n=0}^{\infty} \delta^{n} \cdot \exp[-\gamma(p)(2n+1)l] - \sum_{n=0}^{\infty} \delta^{n+1} \cdot \exp[-\gamma(p)(2n+1)l]\right\} \qquad (5.18)$$

$$\text{unde: } \delta = \frac{1 - \dfrac{Z_2(p)}{Z_u(p)}}{1 + \dfrac{Z_2(p)}{Z_u(p)}} = 1 - 2\,\frac{Z_2(p)}{Z_u(p)+Z_2(p)} \qquad (5.19)$$

Pentru impedanţa de undă se adoptă forma (5.2o), discutată în cap.2. :

$$Z_u(p) = \left(\frac{L}{C}\right)^{1/2}\left[1+B_1 \cdot p^{-1/2} + B_2 \cdot p^{-1} - \frac{B_1 \cdot B_2}{p^{1/2}(p+B_1 \cdot p^{1/2}+B_2)} + \right.$$

$$\left. + \frac{B_3}{2(p+B_1 \cdot p^{1/2}+B_2)(p^{1/2}+c)} - \frac{B_2^2}{2p(p+B_1 \cdot p^{1/2}+B_2)}\right] \qquad (5.2o)$$

Forma (5.2o) se va trata în calcule în mod distinct pentru componentele α, β, o. Coeficienţii B_1, B_2, B_3 şi c au aceeaşi semnificaţie cu cea introdusă în cap.3. ,iar L şi C sînt inductivitatea lineică, respectiv capacitatea lineică pentru linia electrică.

Introducînd (5.17) şi (5.2o) în (5.19) se obţine :

$$\delta = 1-2\,\frac{N_1 \cdot p^{7/2}+N_2 p^3+N_3 p^{5/2}+N_4 \cdot p^2}{M_1 \cdot p^{7/2}+M_2 \cdot p^3+M_3 p^{5/2}+M_4 p^2+M_5 \cdot p^{3/2}+M_6 \cdot p+M_7 p^{1/2}+M_8} \qquad (5.21)$$

Coeficienţii polinomiali N_i şi M_i din (5.21) au următoarele valori:

$N_1 = R_2 \cdot L_2 \cdot L^{-1/2} \cdot C^{1/2}$, $N_2 = R_2 L_2 (B_1+c) L^{-1/2} \cdot C^{1/2}$, $N_3 = R_2 L_2 (B_1 c+B_2) \cdot L^{-1/2} \cdot C^{1/2}$,

$N_4 = R_2 L_2 B_2 \cdot c \cdot L^{-1/2} \cdot C^{1/2}$

$M_1 = L_2(1+R_2 \cdot L^{-1/2} \cdot C^{1/2})$, $M_2 = L_2[B_1+(B_1+c)(1+R_2 L^{-1/2} \cdot C^{1/2})]$

$M_3 = L_2[B_2+(B_1 c+B_2)(1+R_2 L^{-1/2} \cdot C^{1/2})+B_1(B_1+c)]+R_2$

(5.22)

$$M_4=L_2\left[2B_2c+B_1(B_1 . c+B_2)+R_2B_2c . L^{-1/2} . c^{1/2}+\frac{B_3}{2}\right]+2R_2B_1+R_2c$$

$$M_5=L_2(B_1B_2c+\frac{B_2^2}{2})+2R_2(B_1c+B_2)+B_1^2 . R_2 \; ;$$

$$M_6=L_2 . \frac{B_2^2c}{2}+B_1R_2(B_1c+B_2)+2R_2B_2c+R_2\frac{B_3}{2} \; ;$$

$$M_7=\frac{F_2B_2^2}{2} \; ; \; M_8=\frac{R_2B_2^2c}{2}$$

Cum expresia raţională a termenului al doilea din (5.21) poate fi adusă la o formă mai simplă prin împărţire, se obţine în final :

$$\delta=1-2\frac{F_2 . L_2L^{-1/2} . c^{1/2}}{L_2+R_2L_2 . L^{-1/2} . c^{1/2}}-2\frac{(N_2-\frac{N_1}{M_1} . M_2) . p^3+(N_3-\frac{N_1}{M_1} . M_3) . p^{5/2}+(N_4-\frac{N_1}{M_1} . M_4) . p^2-\frac{N_1}{M_1} . M_5 . p^{3/2}-\frac{N_1}{M_1} . M_6 . p-\frac{N_1}{M_1} . M_7 . p^{1/2}-\frac{N_1}{M_1} . M_8}{M_1 . p^{7/2}+M_2 . p^3+M_3 . p^{5/2}+M_4 . p^2+M_5p^{3/2}+M_6 . p+M_7 . p^{1/2}+M_8}=$$

$$=\frac{1-R_2 . L^{-1/2} . c^{1/2}}{1+R_2 . L^{-1/2} . c^{1/2}}-\frac{2}{L_2(1+R_2 . L^{-1/2} . c^{1/2})} . \frac{(M_1N_2-N_1M_2)p^3+(M_1 . N_3-N_1M_3)p^{5/2}+(M_1 . N_4-N_1 . M_4)p^2-N_1 . M_5 . p^{3/2}-N_1M_6p-N_1M_7 . p^{1/2}-N_1M_8}{\sum_{i=1}^{8} M_i . p^{\frac{8-i}{2}}} \tag{5.23}$$

Pentru că în (5.23), termenul al doilea are la numărător coeficienţii polinomiali exprimaţi toţi funcţie de N_1-N_4 şi cum aceştia, conform lui (5.22), îl conţin toţi pe L_2 se poate obţine în final expresia :

$$\delta=P_1-P_2\frac{\sum_{i=1}^{3}(M_1 . N'_{i+1}-N'_1 . M_{i+1} . p^{\frac{7-i}{2}}-N'_1\sum_{i=4}^{7} M_{i+1} . p^{\frac{7-i}{2}}}{\sum_{i=1}^{8} . M_i . p^{\frac{8-i}{2}}}=$$

$$=P_1+R_2\frac{\varphi_1(p^{1/2})}{\varphi_2(p^{1/2})} \tag{5.24}$$

unde:

$$P_1 = \frac{1-R_2 \cdot L^{-1/2} \cdot C^{1/2}}{1+R_2 \cdot L^{-1/2} \cdot C^{1/2}}, \quad P_2 = \frac{2R_2 L^{-1/2} \cdot C^{1/2}}{1+R_2 \cdot L^{-1/2} \cdot C^{1/2}} \tag{5.24}$$

cu relaţia $P_1+P_2=1$ şi $N_i' = \dfrac{N_i}{R_2 L_2 \cdot L^{-1/2} \cdot C^{1/2}}$ (5.25)

Inlocuind forma finală (5.24) în (5.19) se obţine relaţia de calcul a FRT astfel:

$$FRT(p) = \frac{1}{p}\left\{\left[\sum_{n=0}^{\infty}(C_1+C_2\frac{\varphi_1}{\varphi_2})^n - \sum_{n=0}^{\infty}(C_1+C_2 \cdot \frac{\varphi_1}{\varphi_2})^{n+1}\right]\exp[-\gamma(p)(2n+1)l]\right\} \tag{5.26}$$

unde $\varphi_1(p^{1/2}) = B_1 \cdot p^3 + (B_1^2 c + B_2 + \frac{R_2}{L_2})p^{5/2} + (B_1 B_2 + B_2 c + B_1^2 c + \frac{B_3}{2} + \frac{2R_2 \cdot B_1 + R_2 c}{L_2})p^2 + (B_1 B_2 c + \frac{B_2^2}{2} + \frac{2B_1 R_2 c + 2R_2 B_2 + B_1^2 R_2}{L_2})p^{3/2} + M_6' \cdot p + M_7' \cdot p^{1/2} + M_8'$ (5.27)

şi $\varphi_2(p^{1/2}) = \sum_{i=1}^{8} M_i' \cdot p^{\frac{8-i}{2}}$ cu $M_i' = \dfrac{M_i}{L_2}$ (5.28)

Dezvoltînd acum binoamele din (5.26) după puterile lui n şi reţinînd numai termeni de puterea 1 şi zero se obţine (5.29) folosind şi (5.25):

$$FRT(p) = P_2\left\{\sum_{n=0}^{\infty}\left[P_1^n \cdot \frac{\exp[-\gamma(p)(2n+1)l]}{p} + P_1^{n-1}(nP_2-P_1)\frac{\varphi_1}{\varphi_2} \cdot \frac{\exp[-\gamma(p)(2n+1)l]}{p}\right]\right\} = \frac{P_2}{2}\left\{\sum_{n=0}^{\infty}\left[(-1)^n P_1^n \cdot FRT_{gn}(p) + (-1)^n \cdot P_1^{n-1}(nP_2-P_1)\frac{\varphi_1}{\varphi_2} FRT_{gn}(p)\right]\right\} \tag{5.29}$$

Transformările ajutătoare au fost făcute pentru a pune în evidenţă funcţia de răspuns tranzitoriu pentru linia în gol, notată în (5.29) cu FRT_{gn}.

Se obţine astfel principial aceeaşi formă pentru FRT ca pentru cazul condiţiei terminale rezistive tratată în cap.4. Particularitatea constă acum că polinoamele φ_1 şi φ_2 sînt de gradul 3, respectiv 7/2 în p, sau 6 şi 7 în $p^{1/2}$ faţă de gradele 3 şi 4 în cazul condiţiei terminale rezistive. De asemeni coeficienţii M_i conţin şi parametrul L_2. Forma (5.29) poate obţine, ca un caz particular, condiţia terminală rezistivă pentru $L_2 \to \infty$ exprimată în (5.14).

$$\lim_{L_2 \to \infty} \frac{\varphi_1(p^{1/2})}{\varphi_2(p^{1/2})} = \lim_{L_2 \to \infty} \frac{\sum_{i=1}^{3} (M_i \cdot N'_{i+1} - N'_i \cdot M_{i+1}) \cdot p^{\frac{7-i}{2}} - N'_1 \sum_{i=4}^{7} M_{i+1} \cdot p^{\frac{7-i}{2}}}{\sum_{i=1}^{8} M_i \cdot p^{\frac{8-i}{2}}} =$$

$$= \frac{\sum_{i=1}^{3} (M'_i \cdot N'_{i+1} - N'_i \cdot M'_{i+1})\, p^{\frac{7-i}{2}} - N'_1 \cdot M'_5 p^{3/2}}{\sum_{i=1}^{5} M'_i p^{\frac{8-i}{2}}} \qquad (5.30)$$

unde $M'_i = \dfrac{M_i}{L_2}$

Relaţia (5.14) pune în evidenţă că toţi coeficienţii M_i care nu-l conţin pe L_2, cazul lui M_6-M_8, vor dispare din sumă cînd $L_2 \to \infty$. Efectuînd calculele algebrice se obţine în final:

$$\lim_{L_2 \to \infty} \frac{\varphi_1(p^{1/2})}{\varphi_2(p^{1/2})} = \frac{\sum_{i=0}^{3} X_i p^{i/2}}{\sum_{i=0}^{4} Y_i \cdot p^{i/2}} \qquad (5.31)$$

unde:
$$X_0 = \frac{B_2^2}{2} + B_1 B_2 c$$

$$X_1 = B_1^2 c + B_1 B_2 + B_2 c + \frac{B_3}{2}$$

$$X_2 = B_1^2 + B_1 c + B_2 + \frac{R_2}{L_2}$$

$$X_3 = B_1 \qquad (5.32)$$

$$Y_0 = B_1 B_2 c + \frac{B_2^2}{2}$$

$$Y_1 = B_1 B_2 + 2B_2 c + B_1^2 c + R_2 B_2 c L^{-1/2} C^{1/2} + \frac{B_3}{2}$$

$$Y_2 = (B_1 c + B_2)(1 + R_2 L^{-1/2} C^{1/2}) + B_1(B_1 + c) + B_2$$

$$Y_3 = B_1 + (B_1 + c)(1 + R_2 L^{-1/2} C^{1/2})$$

$$Y_4 = 1 + R_2 L^{-1/2} C^{1/2}$$

In acest mod se regăseşte problema rezolvării în cap.4 cu privire la calculul FRT pentru condiţie terminală rezistivă.

Analizînd (5.27) se observă dificultatea mare de calcul în determinarea originalului termenului al doilea pe motivul calculului unor sume de integrale cu limite de integrare variabile corespunzătoare produsului Borel.

In aceste condiţii se pune în evidenţă faptul că în conformitate cu cap.2.6 analiza variaţiei impedanţei de undă în raport cu frecvenţa a arătat modificări reduse ale acesteia. In consecinţă nu este o eroare mare acceptarea constanţei impedanţei de undă.

Influenţa parametrilor lineici datorate modificării frecvenţei şi prezenţei solului este ilustrată în termenul FRT_g, analizată în cap.3, şi luată în discuţie în (5.29). In aceste condiţii (5.19) devine:

$$\delta = 1-2\frac{Z_2(p)}{Z_u+Z_2(p)} = 1-2\frac{\frac{pR_2L_2}{R_2+pL_2}}{L^{1/2}.C^{-1/2}+\frac{pR_2L_2}{R_2+pL_2}} = \frac{L^{1/2}.C^{-1/2}-R_2}{R_2+L^{1/2}.C^{-1/2}}+$$

$$+2\frac{R_2^2L_2L^{1/2}.C^{-1/2}}{R_2L^{1/2}.C^{-1/2}+pL_2(R_2+L^{1/2}.C^{-1/2})} = P_1+P_2\frac{1}{1+pL_2(L^{-1/2}.C^{1/2}+R_2^{-1})} \tag{5.33}$$

$$\text{unde: } P_1 = \frac{1-R_2.L^{-1/2}.C^{1/2}}{1+R_2L^{-1/2}.C^{1/2}} \quad \text{şi } P_2 = \frac{2.L^{-1/2}.C^{1/2}}{1+R_2.L^{-1/2}C^{1/2}} \tag{5.34}$$

Comparînd (5.16) şi (5.17) cu (5.8) pentru relaţia finală (5.13) rezultă:

$$FRT(p) = \frac{P_2}{2}\left\{\sum_{n=0}^{\infty}\left[(-1)^n.P_1^n\ .FRT_{gn}(p)+(-1)^n.P_1^{n-1}\ (nP_2-P_1)\frac{1}{1+pT}\ FRT_g(p)\right]\right\} \tag{5.35}$$

unde $T = L_2(L^{-1/2}.C^{1/2}+R_2^{-1})$

In acest fel se poate determina acum originalul expresiei complete (5.29) şi a celei simplificate (5.35).

5.3.2. <u>Determinarea expresiei FRT în domeniul timpului</u>

Pentru comparaţie, autorul prezintă calculul în domeniul timpului a ambelor forme obţinute anterior (5.13) şi (5.18), pentru a putea avea disponibilă o metodă accesibilă de calcul în condiţiile unor aproximaţii acceptabile.

Originalul lui (5.29) a fost abordat şi rezolvat în cap.4.2 şi desvoltarea lui este redată în (5.36)

$$FRT(t) = FRT_{gm1}(t) + \int_0^t \varphi(t-\theta) \cdot FRT_{gm2}(\theta)\, d\theta \qquad (5.36)$$

unde $FRT_{gm_1}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{P_2}{2} (-1)^n \cdot P_1^n \; FRT_{gn}(t-\tau_n)$

$$FRT_{gm_2}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{P_2}{2} (-1)^n \cdot P_1^{n-1} \; (nP_2 - P_1)\, FRT_{gn}(t-\tau_n)$$

$$\tau_n = t - (2n+1) L^{1/2} \cdot C^{-1/2} \cdot 1$$

$\varphi(t)$ este originalul funcţiei raţionale $\frac{\varphi_1(p^{1/2})}{\varphi_2(p^{1/2})}$ care

se obţine cu dezvoltările prezentate în cap.4.3.

Modul efectiv de calcul va avea următoarea succesiune:

1. Pentru valoarea curentă de calcul t se determină numărul parcursurilor de undă n, obţinut din condiţia

$$t-(2n+1)L^{1/2} \cdot C^{-1/2} \cdot 1 \geqslant 0 \qquad (5.37)$$

2. Se calculează primul termen a lui (5.34) prin însumarea termenilor răspunsului tranzitoriu al liniei în gol, termeni corectaţi fiecare cu coeficienţii $(-1)^n \frac{P_2}{2} \cdot P_1^n$. Suma se face pînă la valoarea n anterior determinată. Deci în programul de calcul "LGOL" prezentat în cap.3 se rescrie fiecare termen component al răspunsului tranzitoriu al liniei cu corecţia menţionată. Cum valorile coeficienţilor P_1 şi P_2 sînt aceleaşi ca în cazul liniei cu condiţie terminală rezistivă, primul termen din (5.19) prezintă de fapt tensiunea terminală în lipsa condiţiei inductive, dar cu specificaţia că acest calcul este valabil cînd R_2 este mare, peste 1 kΩ. Acest aspect a fost abordat şi rezolvat în cap.4.3.
3. Alegînd pasul de investigaţie a fenomenului tranzitoriu Δt de aceeaşi valoare cu pasul de timp $\Delta\theta$ necesar calculului numeric al integralelor corespunzătoare produselor de convoluţie, se va putea folosi ulterior funcţia $\varphi(\theta)$ ca un tablou memorat pentru valorile discrete ale timpului, la fiecare pas i al calculului.

Se completează astfel cu (5.38) tabloul menţionat .

$$\varphi(i \cdot \Delta t) = \sum_{k=1}^{nprc} \frac{A_k}{(\pi \cdot i \cdot \Delta t)^{1/2}} \left(1 + \frac{a_k}{(a_k^2+b_k^2)^{1/2}} \cdot S_c + \frac{b_k}{(a_k^2+b_k^2)^{1/2}} S_s\right) -$$

$$- \frac{B_k}{(\pi.i.\Delta t)^{1/2}} \left(\frac{b_k}{(a_k^2+b_k^2)^{1/2}} S_c - \frac{a_k}{(a_k^2+b_k^2)^{1/2}} \cdot S_s \right) \qquad (5.38)$$

Mărimile A_k, B_k, a_k, b_k, S_c şi S_s au aceeaşi semnificaţie şi formă determinate în cap.4.2, însumarea făcîndu-se acum pînă la numărul de perechi de rădăcini complexe, nprc, a lui $\varphi_2(p^{1/2})$, acesta fiind acum de gradul 7 conform lui (5.24). Rădăcinile lui φ_2 de forma a_k+jb_k se determină prin metode numerice prin apelarea subrutinei "POFAB" din biblioteca matematică a calculatorului.

4. Pentru calculul celui de al doilea factor din produsul de convoluţie al termenului al doilea din (5.36) fiecare termen al funcţiei de răspuns tranzitoriu pentru linia în gol se înmulţeşte cu $(-1)^n.P_1^{n-1}(nP_2-P_1) \cdot \frac{P_2}{2}$ obţinîndu-se termeni componenţi care vor interveni separat în efectuarea integralei. Aceşti termeni se calculează pentru fiecare treaptă de timp $i.\Delta t$ obţinîndu-se sub formă tabelată şi reţinută în memoria calculatorului.

5. Se calculează numeric, prin metoda trapezelor, integralele corespunzătoare din (5.34) prin apelarea valorilor memorate ale funcţiilor $\varphi(i.\Delta t-k.\Delta\theta)$ şi $FRT_{gm2}(k.\Delta\theta)$ cu $k=\frac{\tau}{\Delta\theta},\dots,i$ $\Delta t=\Delta\theta$, τ fiind timpul de parcurs al liniei, iar pentru $\theta<\tau$ $FRT_{gm_2}=0$. Valorile paşilor de integrare $\Delta\theta$ şi de investigaţie Δt au fost alese ca submultipli a lui τ.

6. Valorile particulare a lui P_1 şi P_2 pentru condiţia $L_2>L^{1/2}C^{-1/2}$ duc la obţinerea de valori negative pentru termenul al doilea din (5.36), lucru care corespunde sensului fizic al fenomenului tranzitoriu. Din (5.25) se observă că P_1 are semnificaţia unui coeficient de reflexie aplicat fiecărei componente a FRT_{gn}, termenul al doilea din (5.35) punînd în evidenţă şi prezenţa inductivităţii L_2.

In cazul simplificărilor introduse de relaţiile (5.33) şi (5.34) originalul funcţiei căutate se determină mult mai simplu.

Pentru (5.35) originalul este:

$$FRT(t) = FRT_{gm1}(t) + \frac{1}{T}\int_0^t \exp\left(-\frac{t-\theta}{T}\right) FRT_{gm2}(\theta) \cdot d\theta =$$

$$= FRT_{gm1}(t) + \frac{1}{T}\exp\left(-\frac{t}{T}\right) \int_0^t \exp\left(\frac{\theta}{T}\right) FRT_{gm2}(\theta)\, d\theta \qquad (5.39)$$

unde prin FRT_{gm1} s-a notat funcţia de răspuns tranzitoriu a liniei în gol cu prima modificare, obţinută prin înmulţirea fiecărui termen cu $(-1)^n \cdot P_1^n \cdot \frac{P_2}{2}$, iar FRT_{gm2} este calculată din aceeaşi funcţie prin multiplicarea fiecărui element cu $(-1)^n \cdot P_1^{n-1} \cdot \frac{P_2}{2} \cdot (nP_2 - P_1)$.

De remarcat că (5.39) oferă funcţia de răspuns tranzitoriu pentru condiţia terminală inductiv-rezistivă cu cei doi parametrii electrici consideraţi legaţi în paralel, calculată din primul termen care nu este influenţat deloc de mărimea inductivităţii L_2, din care se scade un al doilea termen influenţat de R_2 şi L_2 prin termenul T.

Algoritmul de calcul urmează aceeaşi succesiune de principiu prezentată anterior, dar cu marea simplificare că numai este necesar calculul lui $\rho(t)$ cu (5.38), această funcţie fiind înlocuită cu o exponenţială.

In (5.39) al doilea termen are valori negative pe motivaţia dată la punctul 6 al modelului de calcul anterior prezentat.

5.4. Calculul FRT pentru LEA cu condiţie terminală inductiv-rezistivă. Aplicarea teoremei Thévénin

5.4.1. Calculul în transformată Laplace

Pentru LEA trifazată, după decuplarea fazelor printr-o transformată de tip Clarke, pentru parametrii electrici ai liniei scrişi în transformată Laplace, se poate aplica pentru fiecare secvenţă teorema Thévénin /26/.

Pentru schema electrică echivalentă cu R_2 şi L_2 în paralel, se poate scrie pentru o porţiune liniarizată :

$$I_{2L}(p) = \frac{U_{2R}(p)}{Z_1(p) + pL_2}$$

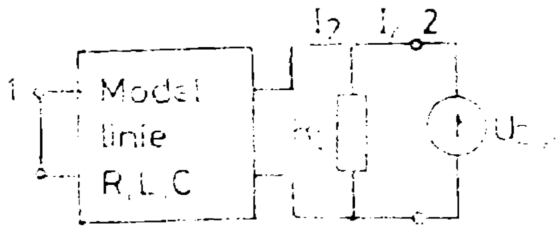
$$\text{sau } U_2(p) = U_{2R}(p) - I_{2L}(p) Z_1(p) \qquad (5.40)$$

unde I_{2L} este curentul prin inductivitatea L_2

$U_{2R}(p)$ este tensiunea la bornele rezistenţei R_2 în condiţia absenţei lui L_2

Z_1 este impedanţa de intrare faţă de bornele 2 pentru linia scurtcircuitată.

Impedanţa de intrare Z_1, avînd în vedere posibilitatea reprezentării liniei printr-un cuadripol simetric şi reciproc se obţine din soluţia ecuaţiilor telegrafiştilor scrisă de forma (5.41) pentru fig.5.8.



$$U_2(p)=U_1(p)\,\mathrm{ch}\,\gamma(p)\,l+I_1(p)\cdot Z_u\cdot \mathrm{sh}\,\gamma(p)\,l$$

$$I_2(p)=I_1(p)\,\mathrm{ch}\,\gamma(p)\,l+\frac{U_1(p)}{Z_u}\cdot \mathrm{sh}\,\gamma(p)\,l \qquad (5.41)$$

Fig.5.8. Definirea impedanţei Z_1

$$Z_1(p)=\frac{U_2(p)}{I_2'(p)} \quad \text{sau} \quad Y_1(p)=\frac{I_2(p)+\frac{U_2(p)}{R_2}}{U_2(p)}=Y_{1L}(p)+\frac{1}{R_2} \qquad (5.42)$$

Folosind (5.4o), iar (5.41) scriind-o pentru condiţia de scurt-circuit $U_1(p)=o$ se obţine:

$$Y_1(p)=\frac{I_1(p)\cdot \mathrm{ch}\,\gamma(p)\,l}{I_1(p)\cdot Z_u\cdot \mathrm{sh}\,\gamma(p)\,l}+\frac{1}{R_2}=\frac{1}{Z_u}\,\mathrm{cth}\,\gamma(p)\,l+\frac{1}{R_2} \qquad (5.43)$$

$$\text{sau } Z_1(p)=\frac{1}{Y_1(p)}=\frac{R_2\cdot Z_u\,\mathrm{th}\,\gamma(p)\,l}{R_2+Z_u\,\mathrm{th}\,\gamma(p)\,l}$$

Pentru valorile foarte mari ale lui R_2, (5.43) se poate aproxima cu (5.44) ,iar pentru linia fără pierderi cu (5.45)

$$Z_1(p)=Z_u(p)\,\mathrm{th}\,\gamma(p)\,l \qquad (5.44)$$

$$Z_1(p)=Z_u\,\mathrm{th}\,\gamma(p)\,l=L^{1/2}\cdot C^{-1/2}\,\mathrm{th}\,p(LC)^{1/2} \qquad (5.45)$$

Inlocuind acum (5.44) în (5.4o) se obţine succesive:

$$U_2(p)=U_{2R}(p)-I_{2L}(p)\cdot Z_u(p)\,\mathrm{th}[\gamma(p)\,l]= \qquad (5.46)$$

$$=U_{2R}(p)-\frac{U_2(p)}{pL_2}\cdot Z_u(p)\cdot \mathrm{th}[\gamma(p)\cdot l].$$

sau

$$U_2(p)=U_{2R}(p)\,\frac{pL_2}{pL_2+Z_u(p)\,\mathrm{th}\,[\gamma(p)\,l]} \qquad (5.47)$$

Asupra formei generale (5.47) se pot face următoarele observaţii particulare:

1. Cazul liniei fără pierderi

Pentru linia fără pierderi caracterizată prin (5.48) relaţia

$$Z_u = L^{1/2}.C^{-1/2} \quad \text{şi} \quad \gamma(p) = p(LC)^{1/2} \tag{5.48}$$

generală (5.47) devine (5.5o) după dezvoltarea în serie a lui (5.49)

$$\text{th}[p(LC)^{1/2}l] = p(LC)^{1/2}l - \frac{[p(LC)^{1/2}l]^3}{3} + \frac{[p(LC)^{1/2}l]^5}{15} \tag{5.49}$$

$$U_2(p) = U_{2F}(p)\,\frac{1}{1+D_1+p^2D_2+p^4D_3+\dots} \tag{5.50}$$

unde $D_1 = \frac{L}{L_2}.l$, $D_2 = -\frac{L^2.C.l^3}{3L_2}$, $D_3 = \frac{L^3C^2l^5}{15.L_2}$

Avînd în vedere ordinul de mărime al inductivităţii şi capacităţii lineice unitare, adică 10^{-3} respectiv 10^{-8}, în (5.5o) se pot neglija termenii în p de grad mai mare ca doi.

In cazul studierii fenomenelor tranzitorii cauzate de lovituri atmosferice asupra liniei electrice se evidenţiază următoarele:

- sînt de interes cazurile cînd lovitura exterioară este apropiată de capătul terminal al liniei. In acest caz, capătul de început al liniei se situează la sute de kilometrii de cel terminal. Cum fenomenul tranzitoriu în acest caz este studiat pe un interva de timp de ordinul unităţilor de microsecunde, pentru această perioadă de timp undele propagate spre începutul liniei nu ajung reflectate la capătul terminal.
- tensiunea incidentă a loviturii atmosferice se consideră ca o sursă adaptată pe impedanţa de undă.

Faţă de aceste două considerente, linia de la locul loviturii pînă la capătul de început este teoretic infinită, lucru care determină particularizarea lui (5.27) de forma (5.34)

$$Z_1(p) = Z_u(p) \tag{5.51}$$

In aceste condiţii (5.47) devine:

$$U_2(p) = U_{2F}(p) - \frac{Z_u(p)}{Z_u(p) + pL_2}\,U_{2R}(p) \tag{5.52}$$

Considerînd acum pe (5.48), se obţine forma finală:

$$U_2(p)= U_{2R}(p) - \frac{1}{1+pL_2 \cdot L^{-1/2} \cdot C} U_{2R}(p) \qquad (5.54)$$

al cărei expresie în domeniul timpului se calculează comod.

5.4.2. Calculul FRT în domeniul timpului

Pentru a determina expresia în domeniul timpului a formelor analitice (5.5o) şi (5.54) în mărimi de fază se urmăreşte scrierea originalului acestor expresii pentru componentele transformate α,β,o şi apoi prin aplicarea matricii de transformare inversă, se vor obţine expresiile în mărimi de fază.

Originalul lui (5.5o) pentru componente transformate este

$$FRT(t)= \int_0^t FRT_R(\theta) \cdot \sum_{k=1}^{2} \frac{1}{2p_k \cdot D_2} \exp p_k(t-\theta)\, d\theta \qquad (5.55)$$

unde rădăcinile numitorului din (5.5o) s-au notat cu

$$p_k = \pm \left(- \frac{1+D_1}{D_2}\right)^{1/2} = \pm \left(\frac{3(L_2+L \cdot 1)}{L^2 C \cdot 1^3}\right)^{1/2}$$

iar $FRT_R(\theta)$ este funcţia de răspuns tranzitoriu pentru linia cu condiţie terminală exclusiv rezistivă, problemă rezolvată în cap.4.

Pentru considerentele care au dus la expresia în transformată Laplace de forma (5.54), în domeniul timpului, pentru componente α,β,o, va rezulta :

$$FRT(t)=FRT_R(t) - \frac{1}{T_1} \cdot \int_0^t \exp\left(- \frac{t-\theta}{T_1}\right) FRT_R(\theta)\, d\theta=$$

$$=FRT_R(t) - \frac{1}{T_1} \exp\left(- \frac{t}{T_1}\right) \int_0^t \exp\left(\frac{\theta}{T_1}\right) \cdot FRT_R(\theta)\, d\theta \qquad (5.56)$$

unde $T_1=L_2 L^{-1/2} \cdot C^{1/2}$

Se impune o comparaţie între(5.36) şi (5.56). Ca şi grad de generalitate (5,36) este completă, expresia aplicîndu-se atît pentru cazul supratensiunilor interne, cît şi celor externe.Ca formă, primul termen din (5.35) calculează FRT pentru condiţia terminală resistivă R_2 determinată într-o primă aproximaţie,iar în (5.56) pentru dezvoltarea extinsă a aceluiaşi caz. In cap.4 s-a demonstrat că pentru $R_2 > 1\ k\Omega$ deosebirile valorice dintre cele două moduri de calcul a lui u_{2R} sînt neesenţiale. Termenii secunzi din cele două expresii sînt integrale provenite din produse de convoluţie.

In (5.36) calculul este mai dificil la prima vedere, dar $u_{2R}(\theta)$ din (5.56) este obţinut de fapt prin particularizarea $L_2 \to \infty$ în $\varphi(t-\theta)$, în totalitate, integrala din (5.36) calculînd în acest caz o componentă a lui $u_{2R}(\theta)$ din (5.56).

Pentru calcule mai comode se preferă forma (5.39) pentru cazul supratensiunilor interioare şi (5.56) pentru cele externe

5.5. Calculul FRT pentru LEA avînd condiţie terminală descărcător cu rezistenţă variabilă şi reactor de compensare

Acest caz rezolvă analitic desfăşurarea fenomenului tranzitoriu la apariţia unei lovituri atmosferice pe LEA, supratensiunea rezultantă propagîndu-se spre capătul terminal al liniei unde se află montaţi un DRV şi un reactor de compensare. Schema echivalentă este redată în fig.5.9. Pentru componenta α, β, o, în transformată Laplace, prin aplicarea succesivă a teoremei compensaţiei pentru ramura inductivă L_2 a circuitului din fig.5.2 şi a teoremei superpoziţiei pentru circuitul rezultat, se obţine pentru o porţiune liniarizată :

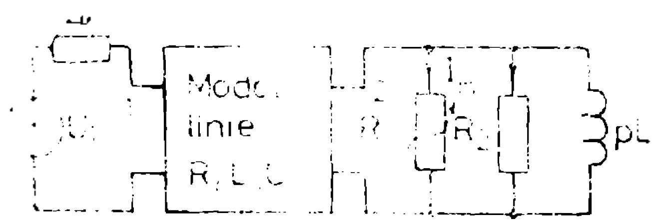


Fig.5.9. Linie cu condiţie terminală multiplă

$$I_R(p) = \frac{U_{2R}(p)}{R} - \frac{R_{2e}}{R+R_{2e}} \cdot \frac{U_2(p)}{pL_2} \qquad (5.57)$$

unde $I_R(p)$ este curentul prin DRV

$U_{2R}(p)$ este tensiunea la capătul terminal al liniei avînd condiţie terminală rezistivă R_2,

$U_2(p)$ este tensiunea la capătul liniei în prezenţa simultană a elementelor terminale,

R_{2e} este rezistenţa echivalentă pentru R_2 şi Z_u conectate în paralel.

Relaţia (5.57) se poate scrie şi astfel:

$$U_2(p) = U_{2R}(p) - \frac{R \cdot R_{2e}}{R+R_{2e}} \cdot \frac{U_2(p)}{pL_2} \qquad (5.58)$$

Efectuînd calculele algebrice în (5.58) se obţine în final:

$$U_2(p) = U_{2R}(p) - \frac{RR_{2e}}{RR_{2e}+pL_2(R+R_{2e})} U_{2R}(p) \tag{5.59}$$

unde R este rezistenţa dinamică a DRV-ului, constantă pe porţiunile liniarizate ale caracteristicii sale tensiune-curent.

Pentru momentele cînd DRV-ul nu a fost încă amorsat, tensiunea la capătul terminal al liniei este cea corespunzătoare condiţiei terminale rezistiv-inductive, adică cazul din cap.5.3.

Dacă tensiunea incidentă $U_1(p)$ este de forma treaptă-unitate, atunci $U_2(p)$ din (5.59) va avea semnificaţia funcţiei de răspuns tranzitoriu.

In aceeaşi ipoteză, acceptată în cap.4.5, de a considera lovitura atmosferică ca un generator de tensiune adaptat la impedanţa de undă, pentru circuitul din fig.5.9, aplicînd teorema Thévénin se obţine:

$$I_R(p) = \frac{U_{2R_2L_2}}{R+Z_e(p)} \tag{5.60}$$

unde: $U_{2R_2L_2}(p)$ este tensiunea la capătul terminal al liniei în absenţa lui R,

iar $Z_e(p)$ este impedanţa echivalentă a circuitului redusă la bornele terminale

Pentru calculul lui $Z_e(p)$ se scrie:

$$Z_e(p) = \frac{Z_u \cdot \frac{pR_2L_2}{R_2+pL_2}}{Z_u + \frac{pR_2L_2}{R_2+pL_2}} = \frac{pZ_u \cdot R_2 \cdot L_2}{Z_u \cdot R_2 + pL_2(Z_u+R_2)} \tag{5.61}$$

unde Z_u este impedanţa de undă

Folosind (5.61) se poate scrie sub altă formă (5.42):

$$U_2(p) = U_{2R_2L_2}(p) - I_R(p) \cdot Z_e(p) = U_{2R_2L_2}(p) - U_2(p) \cdot \frac{Z_e(p)}{R} \tag{5.62}$$

sau:

$$U_2(p) = U_{2R_2L_2}(p) \frac{Z_uRR_2+pL_2R(Z_u+R_2)}{Z_uRR_2+pL_2[R(Z_u+R_2)+Z_uR_2]} = \frac{U_{2R_2L_2}(p)}{R(Z_u+R_2)+Z_uR_2} \cdot$$

$$\left[R(Z_u+R_2) - \frac{R(Z_uR_2)^2}{Z_uRR_2+pL_2[R(Z_u+R_2)+Z_uR_2]}\right] \tag{5.63}$$

Originalul lui (5.59), aplicînd teorema Borel, se poate scrie :

$$u_2(t) = u_{2R}(t) - \frac{1}{T_1}\int_0^t \exp-\left(\frac{t-\theta}{T_1}\right).u_{2R}(\theta)\,d\theta =$$

$$= u_{2R}(t) - \frac{1}{T_1}\exp\left(-\frac{t}{T_1}\right)\int_0^t \exp\left(\frac{\theta}{T_1}\right).u_{2R}(\theta)\,d\theta \qquad (5.64)$$

unde $u_{2R}(t)$ este tensiunea terminală la bornele lui R_2 şi

$$T_1 = \frac{L_2(R+R_{2e})}{RR_{2e}}$$

Aplicarea practică a lui (5.64) se realizează în următoarele etape:

1. în componente α,β,o se calculează cu (5.45) tensiunea $u_2(t)$, valoarea lui R acceptîndu-se iniţial cea corespunzătoare primei porţiuni liniarizate a dependenţei u=f(i) pentru DRV.
2. cu $u_2(t)$ determinat, se va calcula valoarea curentului prin DRV şi se verifică dacă punctul de funcţionare astfel obţinut aparţine porţiunii liniarizate presupusă. Dacă acest lucru nu este îndeplinit se reface calculul pentru noua valoare a lui R.
3. se determină valoarea tensiunii terminale în componente de fază prin aplicarea matricii de transformare Clarke.
4. cu ajutorul integralei Duhamel se obţine tensiunea de la capătul terminal al liniei pentru orice formă analitică a tensiunii incidente.

Aplicarea metodei de calcul este laborioasă datorită necesităţii găsirii prin tatonare a punctului de funcţionare pe caracteristica neliniară a DRV-ului. Avantajul metodei constă în faptul că tensiunea la bornele elementelor R, R_2 şi L_2 se calculează din condiţia terminală exclusiv rezistivă.

Originalul tensiunii terminale corespunzător lui (5.63) obţinut prin aplicarea teoremei Thévénin este:

$$u_2(t) = K_1 u_{2R_2L_2}(t) - K_2\cdot\frac{1}{T_2}\int_0^t \exp\left(-\frac{t-\theta}{T_2}\right).u_{2R_2L_2}(\theta)\,d\theta =$$

$$= K.\,u_{2R_2R_2}(t) - \frac{1}{T_2}\exp\left(-\frac{t}{T_2}\right).\int_0^t \exp\left(\frac{\theta}{T_2}\right).u_{2R_2L_2}(\theta)\,d\theta \qquad (5.65)$$

unde $K = \dfrac{R(Z_u+R_2)}{R(Z_u+R_2)+Z_uR_2}$

$$T_2 = \frac{L_2[R(Z_u+R_2)+Z_u \cdot R_2]^2}{R(Z_u R_2)^2}$$

Comparînd (5.65) cu (5.64) se observă aceeaşi structură a relaţiei de calcul, în consecinţă se va aplica aceeaşi succesiune de calcul ca cea prezentată mai sus.

5.6. Calculul FRT pentru LEA avînd condiţie terminală R,L,C

In cazul propagării supratensiunilor atmosferice pe LEA avînd conectat un autotransformator, în schema electrică echivalentă acestuia se ia în considerare şi capacitatea electrică a înfăşurărilor. In acest fel circuitul electric echivalent este cel din fig.5.10. In această figură R, reprezintă rezistenţa electrică a DRV-ului, constantă pe o porţiune liniarizată a caracteristicii tensiune-curent ,R_2 este rezistenţa electrică datorată pierderilor active în autotransformator, L_2, C_2 sînt inductivitatea, respectiv capacitatea electrică a înfăşurării autotransformatorului.

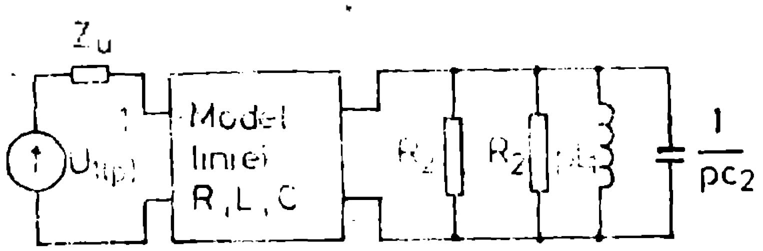


Fig.5.10. Linie cu impedanţă terminală R, L, C.

Tensiunea la capătul terminal ,în cazul cînd DRV-ul nu este amorsat se poate calcula folosind teorema compensaţiei pentru ramura capacitivă şi apoi în circuitul rezultant, se aplică teorema superpoziţiei. Se obţine:

$$U_2(p) = U_{2R_2L_2}(p) - U_2(p)\,pC_2 \cdot \frac{pR_2L_2}{R_2+pL_2} \cdot \frac{Z_u}{Z_u + \frac{pR_2L_2}{R_2+pL_2}}$$

sau.

$$U_2(p) = U_{2R_2L_2}(p)\,\frac{Z_uR_2+pL_2(Z_u+R_2)}{p^2L_2R_2C_2Z_u+pL_2(Z_u+R_2)+R_2Z_u} \qquad (5.66)$$

Pentru determinarea originalului expresiei (5.66) se obţin polii termenului al doilea, care vor avea forma:

$$p_{k1,2} = \frac{-L_2(Z_u+R_2) \pm [L_2^2(Z_u+R_2)^2 - 4R_2^2Z_u^2\,L_2C_2]^{1/2}}{2R_2L_2C_2Z_u} \qquad (5.67)$$

Se remarcă faptul că ambele valori din (5.49) sînt negative. Se calculează originalul lui (5.48) aplicînd teorema dezvoltării Heviseade şi cea a lui Borel, obţinînd :

$$u_2(t)=\int_0^t u_{2R_2L_2}(0)\sum_{k=1}^{2}\frac{Z_uR_2+p_kL_2(Z_u+R_2)}{2p_kL_2R_2C_2Z_u+L_2(Z_u+R_2)}\exp[p_k(t-\theta)]\,d\theta \qquad (5.68)$$

$$=\sum_{k=1}^{2}\exp(p_kt)\int_0^t u_{2R_2L_2}(\theta)\cdot P_k\cdot\exp(-p_k\theta)\,d\theta$$

unde :

$$P_k=\frac{Z_uR_2+p_kL_2(Z_u+R_2)}{2p_kL_2R_2C_2Z_u+L_2(Z_u+R_2)} \qquad (5.69)$$

In cazul studierii regimurilor tranzitorii cauzate de lovituri de trăznet şi cînd nu interesează repartiţia tensiunii pe înfăşurările transformatorului, acesta din urmă se poate reprezenta numai prin capacitatea lui de intrare conform celor arătate în paragraful 5.2.

Acest caz se rezolvă analitic făcînd succesiv ca R_2 şi L_2 să tindă la infinit în relaţiile (5.67) şi (5.69). Se obţine:

$$p'_{k1,2}=\lim_{R_2\to\infty} p_{k1,2}=\frac{-L_2\pm(L_2^2-4\cdot Z_uL_2C_2)^{1/2}}{2L_2\cdot C_2\cdot Z_u} \qquad (5.70)$$

$$p''_{k1,2}=\lim_{L_2\to\infty}\frac{-L_2\pm(L_2^2-4Z_uL_2C_2)^{1/2}}{2L_2C_2Z_u} \quad \text{sau } p''_1=0 \text{ şi } p''_2=-\frac{1}{C_2Z_u} \qquad (5.71)$$

respectiv:

$$P'_{k1,2}=\lim_{R_2\to\infty} P_k=\frac{Z_u+p'_k\cdot L_2}{2p'_kL_2C_2Z_u+L_2}=1\pm\frac{2Z_u^2C_2-L_2}{(L_2^2-4Z_uL_2C_2)^{1/2}} \qquad (5.72)$$

$$P''_{k1,2}=\lim_{L_2\to\infty}\left[1\pm\frac{2Z_u^2\,C_2-L_2}{(L^2-4Z_uL_2C_2)^{1/2}}\right] \text{ sau } P''_1=0 \text{ şi } P_2=\frac{1}{C_2Z_u} \qquad (5.73)$$

In aceste condiţii pentru reprezentarea transformatorului numai prin capacitatea sa de intrare pentru (5.68) se obţine:

$$u_2(t)=\exp\left(-\frac{t}{C_2Z_u}\right)\cdot\int_0^t u_{2gol}(\theta)\cdot\frac{1}{C_2Z_u}\cdot\exp\left(\frac{\theta}{C_2Z_u}\right)d\theta \qquad (5.74)$$

Tensiunea $u_{2R_2L_2}(t)$ a fost calculată în cap.5.3.

Aplicarea practică în calcul a lui (5.68) urmărește succesiunea:

1. Se calculează cu (5.36) sau (5.39) mărimea $u_{2R_2L_2}(t)$ care se va reține în memoria calculatorului sub forma unui tablou unidimensional ;
2. Se determină polii expresiei (5.66) cu (5.67);
3. Se efectuează integrala (5.5o) cu metode numerice de integrare și apoi suma corespunzătoare expresiei (5.5o);
4. Dacă tensiunea incidentă $u_1(t)$ este de forma treptei unitate atunci (5.68) va reprezenta FRT;
5. Se calculează FRT în mărimi de fază;
6. Se folosește integrala Duhamel pentru a calcula forma finală a lui $u_F(t)$.

Dacă la capătul terminal al LEA se află montat și un DRV, tunci în momentul cînd tensiunea de la bornele 2, fig.5.12, depășește tensiunea de amorsare a DRV-ului, problema se rezolvă în condițiile prezentate în cap.4.5 sau cap.5.5.

Pentru a considera modificarea reactanței reactorului sau a autotransformatorului conectat la sfîrșitul liniei prin apariția saturației miezului, autorul își propune să dezvolte modelele matematice prezentate în cap.5.2-5.5 astfel:

- se adoptă caracteristica neliniară $\Psi=f(i)$ care se liniarizează pe porțiuni, fig.5.11 . Se specifică faptul că această caracteristică poate avea o alură diferită pentru secvențele α, β, o funcție de conexiunea transformatorului;

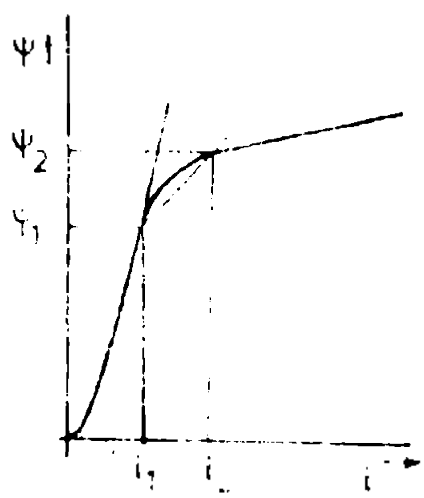


Fig.5.11.Caracteristica $\Psi=f(i)$ liniarizată

- pentru a putea controla prin calcul apariția fenomenului de saturație, deci modificarea inductivității elementului terminal liniei, se va determina o relație de legătură dintre tensiunea de la bornele inductivității și flux.

Pentru un interval mic de timp Δt se poate scrie :

$$\Phi(t)=\Phi(t-\Delta t)+\int_{t-\Delta t}^{t} u(t)\,dt \tag{5.75}$$

Integrînd prin metoda trapezelor se obține:

$$\Psi(t) = \Psi(t-\Delta t) + \frac{u(t)+u(t-\Delta t)}{2}\cdot\Delta t =$$

$$= u(t)\cdot\frac{t}{2} + \Psi(t-\Delta t)+u(t-\Delta t)\cdot\frac{\Delta t}{2} \qquad (5.76)$$

Cu condiția inițială u(o)=o se poate folosi recursiv (5.76) pentru determinarea lui $\Psi(t)$. Tensiunea u(t) se determină în prima aproximare prin presupunerea poziționării punctului de funcționare pe porțiunea lineară a lui $\Psi=f(i)$.

După calculul lui u(t) şi apoi a lui $\Psi(t)$ se verifică veridicitatea asupra poziției punctului de funcționare. Dacă presupunerea se verifică, se trece la momentul următor de calcul $t+\Delta t$. Dacă poziția nu corespunde, se recalculează u(t) cu valoarea inductivității corespunzătoare unei noi porțiuni liniarizate a lui $\Psi=f(i)$.

Acest procedeu se aplică fiecărei faze a transformatorului punctele de funcționare pentru cele trei faze avînd poziționări diferite pe caracteristica $\Psi=f(i)$.

5.7. Rezultate de calcul

Pentru a exemplifica considerentele teoretice expuse în paragrafele anterioare s-a întocmit programul de calcul nr.7, numit XTENS după subrutina care efectuează determinarea funcției de răspuns tranzitoriu pentru linia avînd conectat la capătul terminal un reactor şunt, transformator sau ambele elemente simultan. Programul de calcul rezolvă şi cazul considerării saturației miezului feromagnetic.

Relația de calcul folosită este (5.39) care dezvoltată are următoarea formă:

$$FRT(t) = \sum_{n=o}^{\infty}\left\{\frac{P_2}{2}(-1)^n\cdot P_1^n\cdot FRT_g\left[t-(2n+1)\tau\right]+\frac{1}{T}\exp(-\frac{t}{T})\int_o^{t-(2n+1)\tau}\exp(\frac{\theta}{T})\cdot\frac{P_2}{2}\right.$$

$$\left.\cdot(-1)^n\cdot P_1^{n-1}(nP_2-P_1)\cdot FRT_{gn}(\theta)\,d\theta\right\} \qquad (5.77)$$

Sumele de integrale avînd limitele de integrare variabile funcție de numărul de parcursuri de undă n, s-au efectuat numeric. S-a reținut în timpul calculului, pentru fiecare fază şi fiecare componentă α,β,o, valoarea integralei pentru momentul t, astfel ca pentru momentul următor $t+\Delta t$, valoarea integralei nu se recalculează ci doar se completează aditiv corespunzător intervalului

Δt. Datorită semnificației lui $FRT_{gn}(\theta)$, care este nulă pentru $t<(2n+1)\tau+DEL$, rezultă că termenii sumei în n, corespunzători integralelor, vor fi diferiți de zero pentru $t<(2n+1)\cdot\tau+DEL$.

In fig.5.12 s-a reprezentat cazul liniei ideale, fără pierderi de putere activă și fără considerarea proprietăților electrice ale solului diferite de ale vidului. Prin comparație se observă și influența saturației miezului feromagnetic care nu modifică sensibil vîrfurile supratensiunii și numai gradientul acesteia.

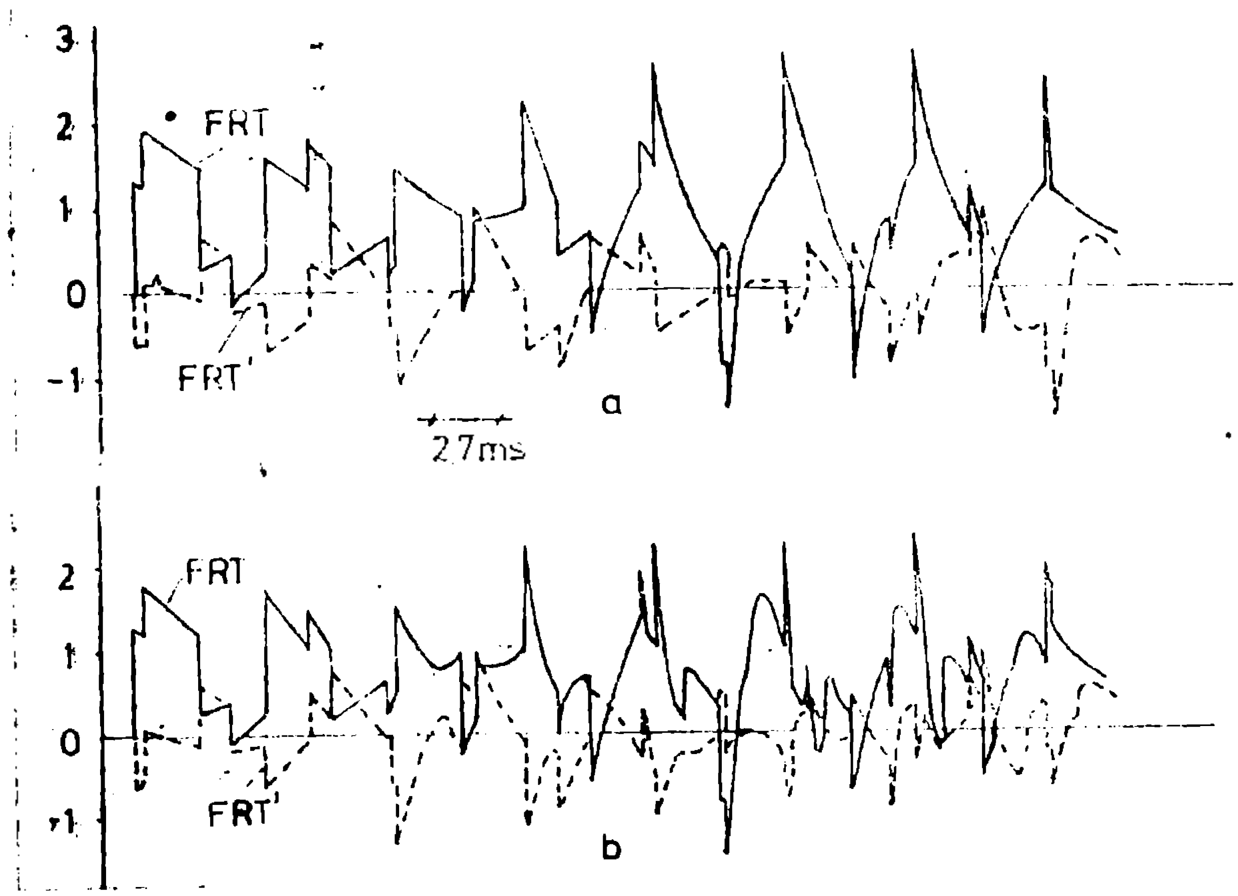
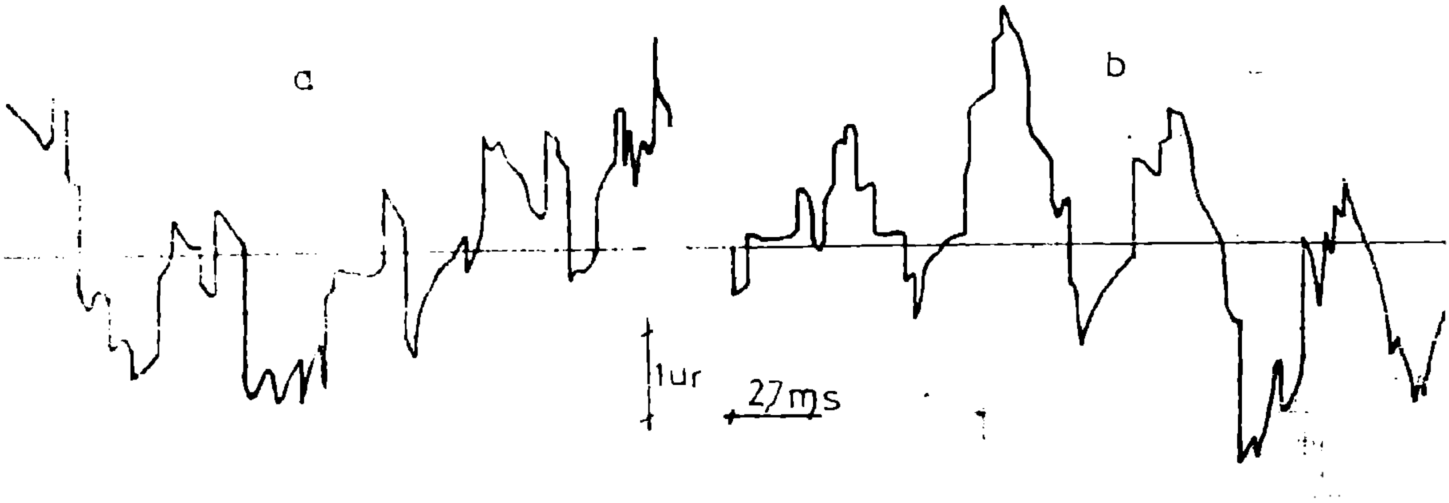


Fig.5.12. Funcția de răspuns tranzitoriu pentru linia de 400 kV, 400 km compensată 100%, a/ regim nesaturat, b/ regim saturat

Pentru linia ideală alimentată cu o tensiune sinusoidală cu o conectare nesimultană a fazelor și compensată 100% cu un reactor şunt, variația supratensiunilor terminale este redată în fig.5.13. Avînd în vedere absența atenuărilor undei de supratensiune s-a ales o scară adecvată a timpului pentru evidențierea fiecărei modificări brusce a tensiunii la orice multiplu impar al parcursurilor de undă în secvențe , şi o.

Considerînd linia reală, modificarea funcției de răspuns tranzitoriu proprie, respectiv mutuală este ilustrată în fig. 5.14. Se evidențiază atenuările pronunțate față de cazul liniei ideale. Liniarizarea curbei de magnetizare a fost delimitată de valorile relative ale fluxului magnetic de o; 1,2; 1,4.



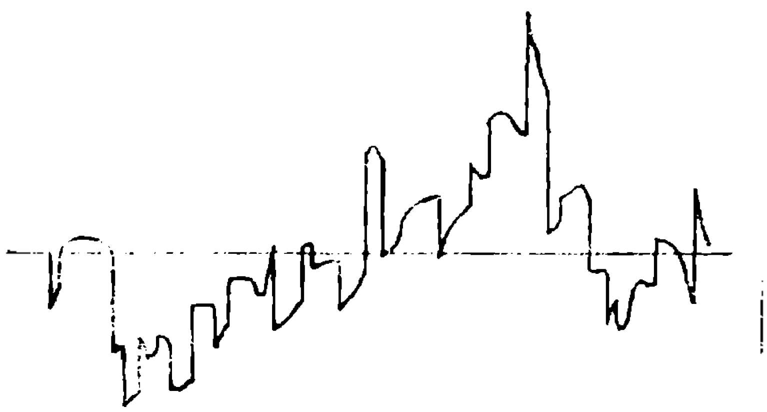


Fig.5.13. Supratensiunile de la capătul terminal, U_n=400 kV, l=400 km, compensare 100%, unghi inițial de conectare 90°, DEL1=0, DEL2=3 ms, DEL3=2ms.

In fig.5.15 se reprezintă supratensiunile la capătul terminal al liniei în cazul conectării la o sursă de putere infinită, sinusoidală, linia fiind compensată 100%.

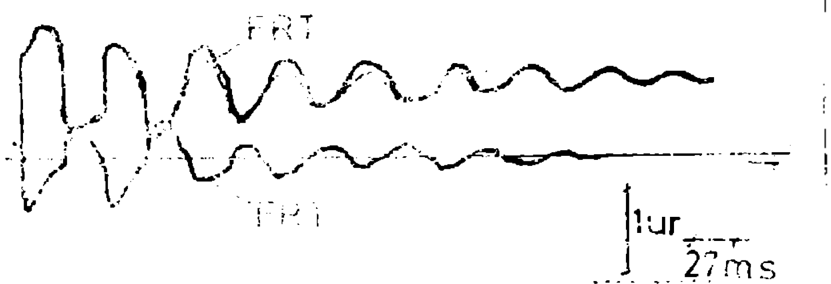


Fig.5.14. Funcția de răspuns transitoriu pentru linia de 400 kV, l=400 km, ρ_{sol}=100 Ωm.

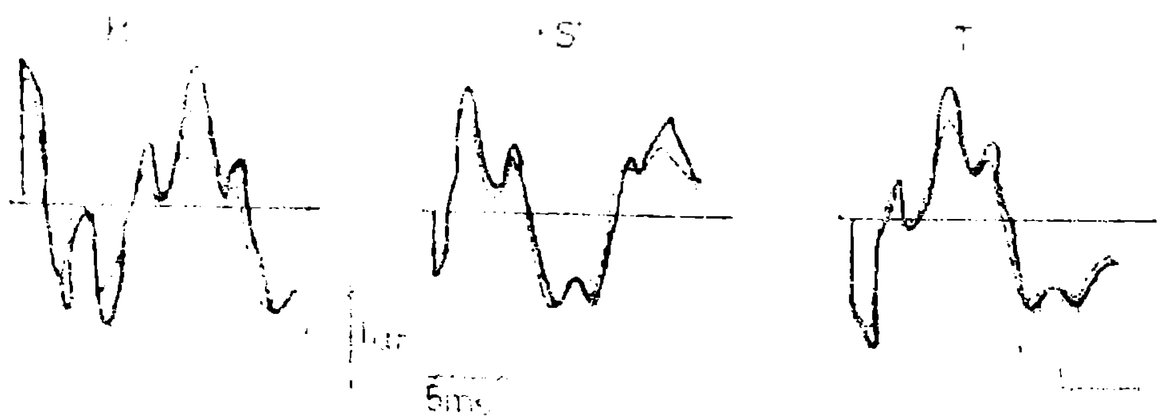


Fig.5.15. Supratensiunile la capătul terminal al liniei de 400 kV, 400 km, linie compensată 100%, ρ_{sol}=100Ωm, —— regim nesaturat ; - - - regim saturat

6. COMPARAREA REZULTATELOR TEORETICE CU CELE EXPERIMENTALE

6.1. Considerații generale

Validarea dezvoltărilor teoretice care au dus la modelele matematice prezentate în capitolele 3-5 și a rezultatelor concrete de calcul obținute, presupune necesitatea realizării de măsurători concrete în sistemul electric. Se menționează că posibilitatea obținerii unor astfel de măsurători este foarte dificilă avînd în vedere costul ridicat al acestora și de asemenea pentru că linia de 750 kV construită în țară nu a intrat încă în probe funcționale.

In aceste condiții, rezultatele de calcul au fost confruntate cu puținele înregistrări din sistemul natural avute la dispoziție /144/ insistîndu-se pe reproducerea fenomenelor tranzitorii pe două analizoare tranzitorii de rețea ATR diferite ca și concepție de realizare. Este vorba de cel aflat în posesia ICEMENERG-ului numit în continuare ATR-I, respectiv cel al catedrei de Electroenergetică din Institutul Politehnic Timișoara, ATR-E.

Autorul nu insistă pe prezentarea generală a acestor ATR evidențiind doar faptul că în cazul ATR-I stabilirea unghiurilor inițiale de conectare a fazelor întrerupătorului se realizează pe bază aleatoare, după o lege de repartiție de tip Gauss-Laplace de medie și abaterea standard fixate de experimentator.

Pe ATR-E aceste momente ale conectării se pot alege determinist cu ajutorul unui comutator mecanic sincron.

In consecință, autorul a adoptat următoarea succesiune a măsurătorilor :

- pe oscilogramele realizate pe ATR-I s-au determinat unghiurile de conectare a fazelor sursei pentru fiecare măsurătoare realizată;
- aceste unghiuri au fost reproduse pe ATR-E cu ajutorul comutatorului mecanic, oscilografiind tensiunile sursei.

Se remarcă un prim impediment legat de o oarecare incertitudine în posibilitatea reproducerii exacte a condițiilor inițiale identice în folosirea celor două metode de investigație.

Deosebiri cantitative în rezultatele obținute pot fi determinate de faptul că ATR-I modelează un segment de linie în lungime de 20 km, iar ATR-E o lungime de 50 km.

Pentru a evidenţia deosebirile între rezultatele analitice de calcul obţinute de autor şi cele experimentale s-a impus şi o comparaţie a modului cum reproduc cele două metode de investigaţie variaţia în timp a parametrilor lineici.

6.2. Compararea valorilor parametrilor lineici

O influenţă determinantă asupra acurateţei rezultatelor de calcul cît şi a celor experimentale o constituie modul cum modelul matematic sau modelul analogic, analizorul tranzitoriu de reţea, reuşesc să reproducă comportarea în timp a parametrilor tranzitorii.

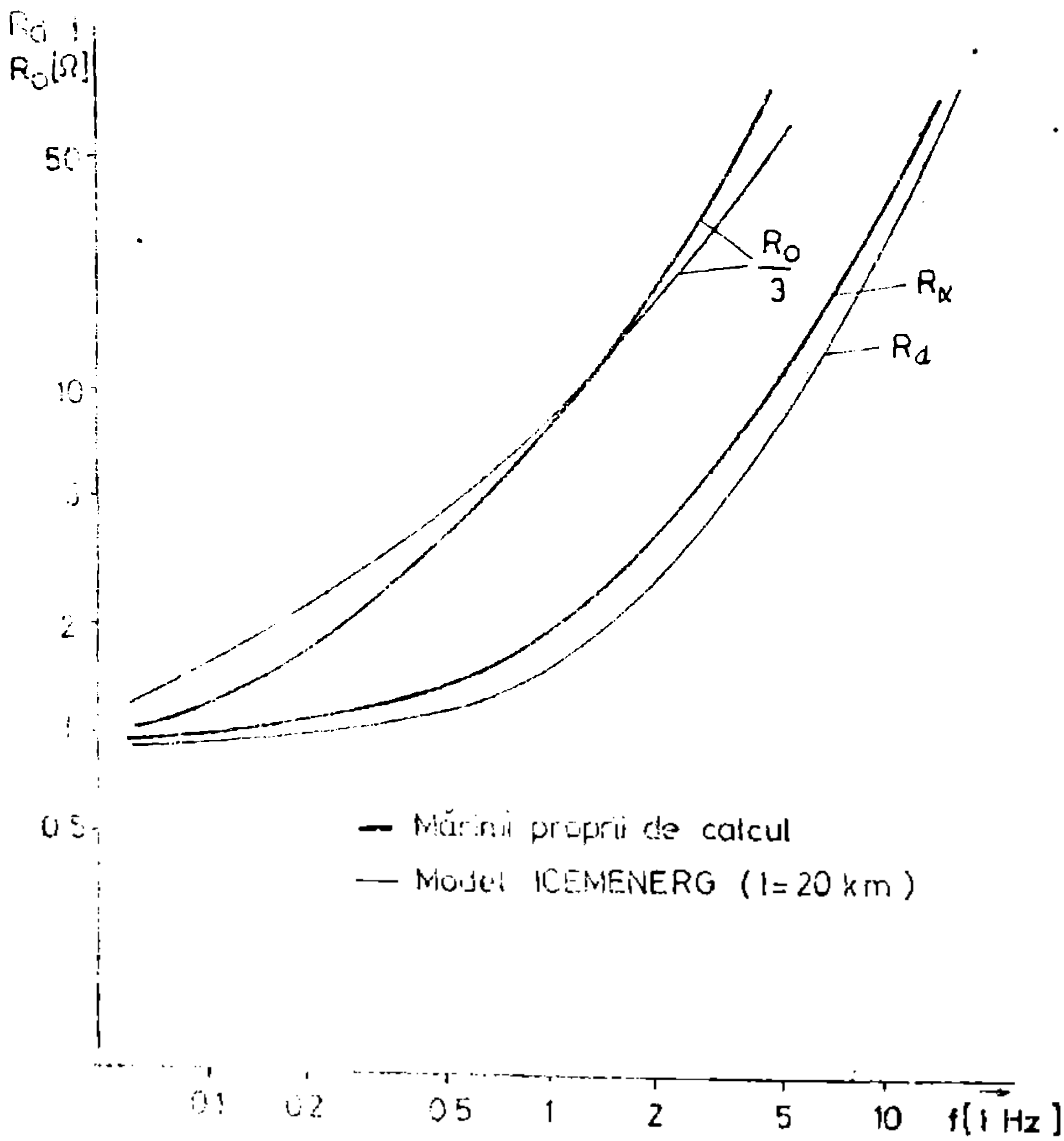


Fig.6.1. Variaţia comparativă a rezistenţelor lineice tranzitorii

Din fig.6.1 rezultă că modelul matematic pentru calculul rezistenţei lineice folosit de autor oferă valori mai mari pentru acest parametru față de cea măsurată pe o celulă de linie de 2o km a ATR-I. Acest lucru este explicat prin posibilitățile superioare ale modelului analitic folosit în care se consideră mai corect efectul pelicular în conductoarele liniei, cît și influența conductivității finite a solului. Acest ultim aspect se referă la valoarea rezistenței de secvență "O", cu observația că pentru frecvențe mai mici de 2 kHz, valorile obținute pe ATR-I sînt superioare celor din modelul analitic.

Acest raport al rezistențelor lineice transitorii va cauza o atenuare mai mare a componentelor de calcul în transformată și pe întreg domeniul frecvențelor. In consecință este de aștep-

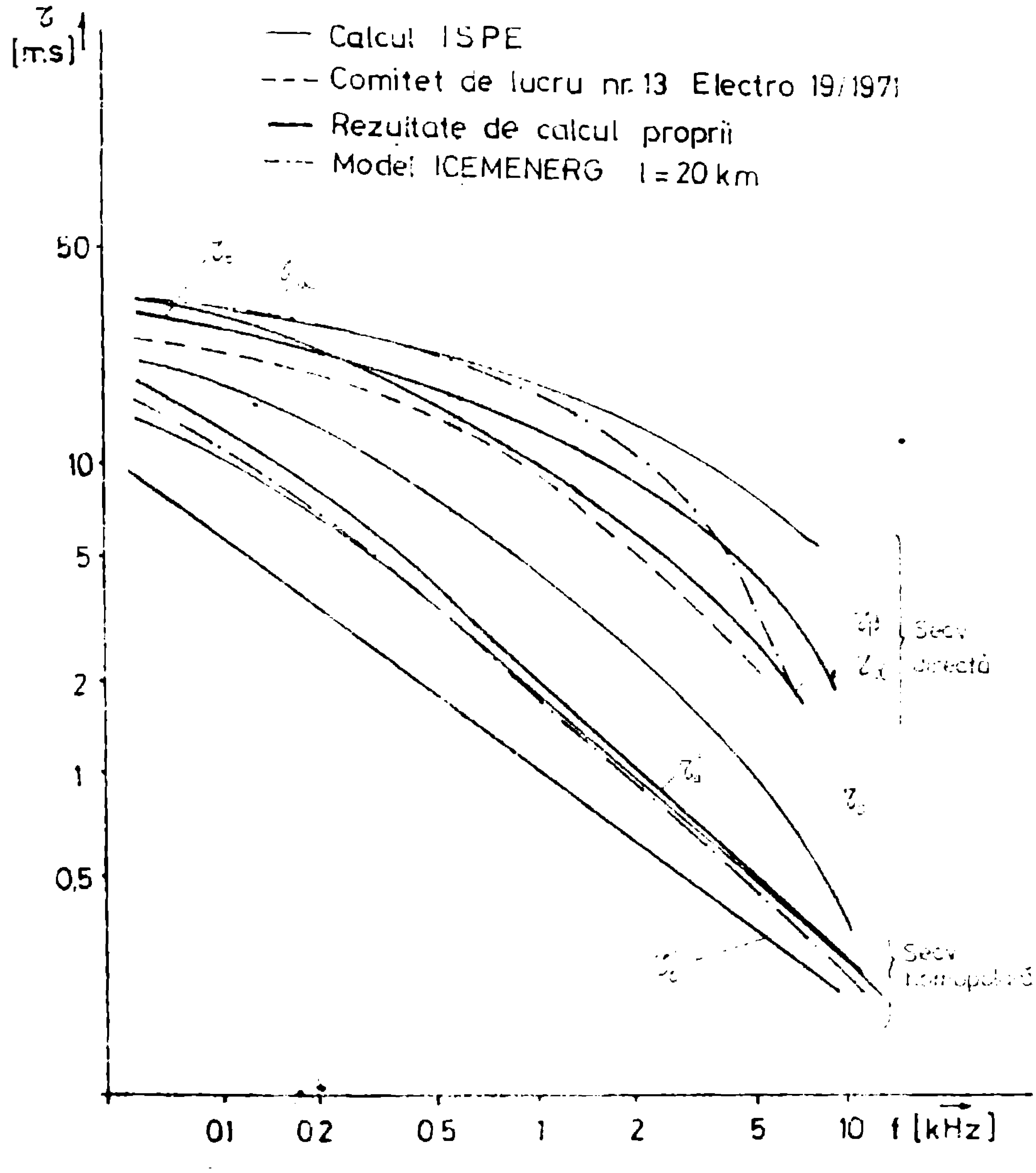


Fig.6.2. Compararea constantei de timp a liniei calculată și măsurată

tat obţinerea de valori ale supratensiunilor mai mari pentru cazurile determinate experimental. Componenta "O" pentru rezistenţa lineică, mai mare în cazul parametrilor lineici pentru ATR-I pentru frecvenţe mai mici de 2 kHz, are o participare mai redusă decît componentele α şi β în determinarea răspunsului tranzitoriu propriu al liniei. In valoarea de calcul a răspunsului tranzitoriu mutual, componentele α şi "O" au aceeaşi pondere. Se concluzionează că în primele momente ale regimului tranzitoriu corespunzător fenomenelor de comutaţie, supratensiunile de calcul vor fi mai mici decît cele măsurate experimental. In ultima parte a acestor regimuri, care se desfăşoară la frecvenţe mai mici, pentru supratensiunile induse în celelalte faze ale liniei se vor obţine valori mai mari pentru mărimile de calcul.

Pentru a evidenţia şi comparaţia inductivităţilor lineice pentru modelul liniei corespunzător ATR-I cu cele de calcul, în fig.6.2 se prezintă modificarea cu frecvenţa a constantelor de timp definite şi calculate în cap.2.6.

S-au comparat constantele de timp în componente, τ_α şi τ_β, calculate de autor cu cele determinate în mod diferit de două colective de cercetare, cît şi cu cele determinate experimental pe ATR-I. Se constată o foarte mare apropiere a mărimilor comparate, în domeniul frecvenţelor mai mici de 1,5 kHz şi o scădere relativă a mărimilor proprii calculate la frecvenţe mai mari. Autorul explică acest lucru prin aceeaşi cauză, adică determinarea mai exactă a efectului pelicular atît pentru inductivitatea cît şi pentru rezistenţa lineică faţă de posibilităţile reduse de redare a acestui fenomen în modelul analogic.

Faţă de variaţia cu frecvenţa a constantei de timp a componentei "O" notată în fig.6.2 cu τ_0 pentru calcul extins al acesteia, se prezintă comparativ modificarea expresiilor analitice simplificate τ_0', respectiv îmbunătăţite τ_0'' prezentate în cap.2.6.1.3.

6.3. Analiza comparativă a supratensiunilor de comutaţie

6.3.1. Compararea cu rezultatele obţinute pe ATR

Autorul îşi propune prezentarea supratensiunilor de comutaţie calculate cît şi cele obţinute experimental pe ATR-E şi ATR-I pentru regimul de funcţionare în gol, cît şi pentru cazul liniei avînd conectat la capătul terminal un reactor de compensare.

Această analiză se referă atît la cazurile ideale constînd din conectarea simultană a celor trei faze ale sursei cît şi în cazul conectării nesimultane. In ceea ce priveşte puterea nominală a reactorului şunt se prezintă pentru linia de 4oo kV şi 4oo km trei cazuri corespunzătoare unei inductivităţi a reactorului de 1, 2 şi 4 H pentru o putere de 4oo MVAr, 2oo MVAr, respectiv loo MVAr.

Se prezintă în fig.6.3.a oscilograma răspunsului tranzitoriu al liniei de 4oo kV obţinută pe ATR-E faţă de aceeaşi mărime obţinută prin calcul şi redată în ipoteza considerării numai a efectului pelicular fig.6.3.b, respectiv efect pelicular şi prezenţa pămîntului fig.6.3.c. Deosebirile calitative şi cantitative sînt influenţate pe lîngă modalităţile complet diferite de ilustrare a dependenţei de frecvenţă a parametrilor lineici în modelarea liniei la ATR-E, respectiv model analitic, îndeosebi şi de faptul că puterea de scurtcircuit a sursei care a asigurat semnalul treaptă este mică. Prezenţa rezistenţei interioare a sursei se ilustrează şi în valoarea finală a semnalului, mai mică decît unitatea.

In fig.6.4 şi 6.5 se prezintă acelaşi caz al liniei în gol pentru comparaţia rezultatului experimental obţinut pe ATR-E cu rezultatul de calcul obţinut de autor cu programul de calcul "LGOL", cap.3.6.

Autorul consideră concordanţa celor două rezultate ca fiind foarte bună atît cantitativă cît şi calitativă.

Cazul conectării nesimultane a liniei în gol este reprezentat în fig.6.5, rezultat experimental obţinut pe ATR-I comparativ cu cel de calcul pentru conectare simultană pe două faze R şi S, dar decalate faţă de faza T cu 15,6 ms, respectiv 11,7 ms. In fig.6.7 conectarea este tot nesimultană cu decalarea faţă de faza iniţială T cu 7,8 ms, respectiv 11 ms, şi la alt unghi iniţial de conectare faţă de cazul anterior.

Comparînd rezultatele, se observă o bună concordanţă între cele de calcul şi cele experimentale şi în acest caz. Autorul apreciază că deosebirile calitative observabile îndeosebi pentru faza R din fig.6.7.c se datoresc greutăţii în aprecierea exactă a timpului de conectare pentru această fază. Acest aspect, necesar ca mărime de intrare pentru rularea programului LGOL, a putut fi determinat numai prin aprecierea la scara timpului a conectării fiecărei faze prin citirea oscilogramei tensiunilor sursei. Pentru 32 ms de investigare a procesului tranzitoriu pentru programul de calcul LGOL a fost nevoie de aproximativ 3 minute de calcul pentru fiecare caz abordat. Autorul nu a crezut de cuviin-

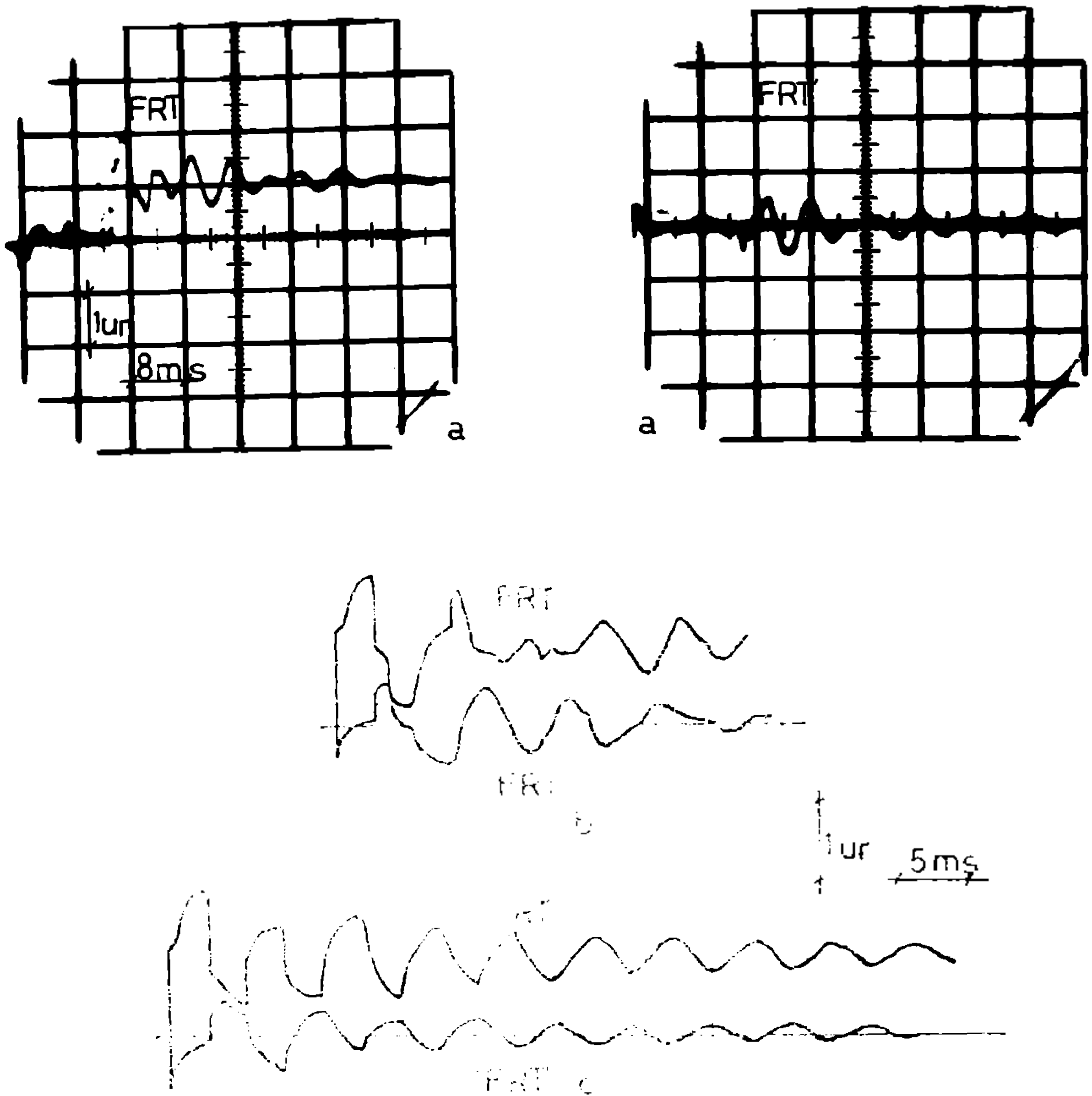


Fig.6.7. Funcţia de răspuns tranzitoriu proprie şi mutuală. Linie în gol. U_n = 400 kV, l = 400 km

a. Rezultat experimental ATR-E
b. Rezultat de calcul considerînd numai efectul pelicular
c. Rezultat de calcul considerînd efectul pelicular şi influenţa pămîntului cu ρ_p = 100 Ωm.

să se prelungească acest timp de investigaţie el fiind apreciat ca suficient pentru cunoaşterea supratensiunilor de comutaţie.

In acest sens se prezintă fig.6.8 unde se observă că după aproximativ două perioade corespunzătoare frecvenţei de 50 Hz apare o atenuare constantă a supratensiunilor de comutaţie.

Rezultatele experimentale obţinute pe ATR-E corespunzătoare liniei compensată cu reactor şunt sînt ilustrate comparativ în fig.6.9, respectiv fig.6.10. In acest din urmă caz se observă o deosebire cantitativă acceptabilă în ceea ce priveşte valoarea maximelor relative ale supratensiunii. Autorul consideră că acest fapt se datorește preciziei integrării numerice a integralei Duhamel în legătură cu mărimea pasului de timp ales. Compararea rezultatelor analitice cu cele măsurate pe ATR-I sînt redate în fig.6.11 pentru o conectare nesimultană a fazelor sursei.

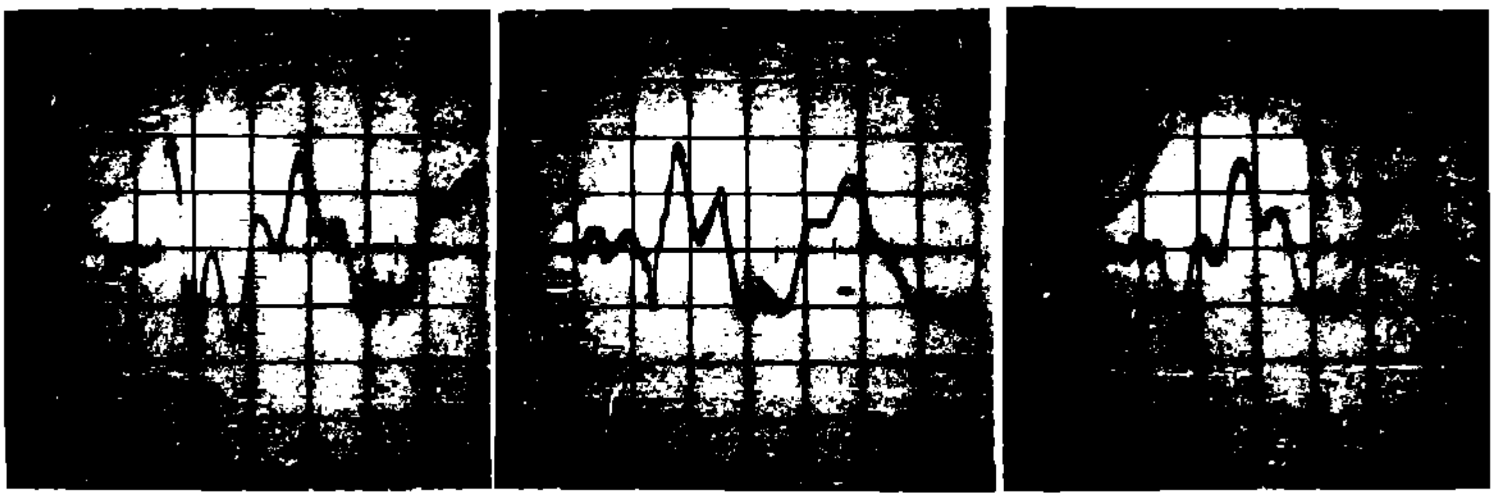


Fig.6.4. Linie în gol. Conectare simultană, unghiul inițial al fazei R de 9o°, U_n = 4oo kV, l= 4oo km. Rezultat experimental ATR-E.

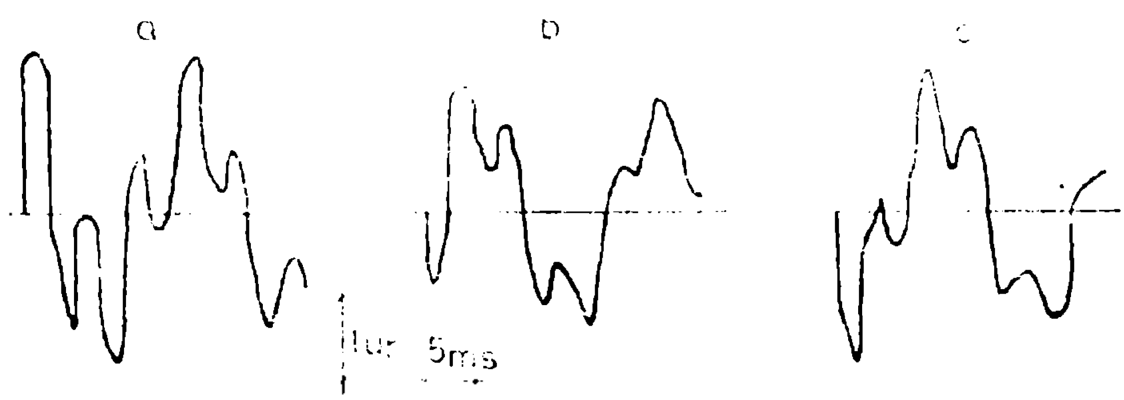


Fig.6.5. Linie de gol. Conectare simultană, unghiul inițial al fazei R de 9o°, U_n=4oo kV, l=4oo km Rezultat de calcul.

Pentru a crea o imagine asupra preciziei rezultatelor experimentale obținute pe ATR față de cele măsurate în sistemul natural în fig.6.12 se oferă conform /55/ o astfel de comparație.

Rezultatele sînt oferite de raportul al treilea al Comitetului special de lucru în domeniul supratensiunilor de comutație din cadrul I.E.E.E. al SUA. Nu se fac comentarii asupra tipului de analizor tranzitoriu folosit.

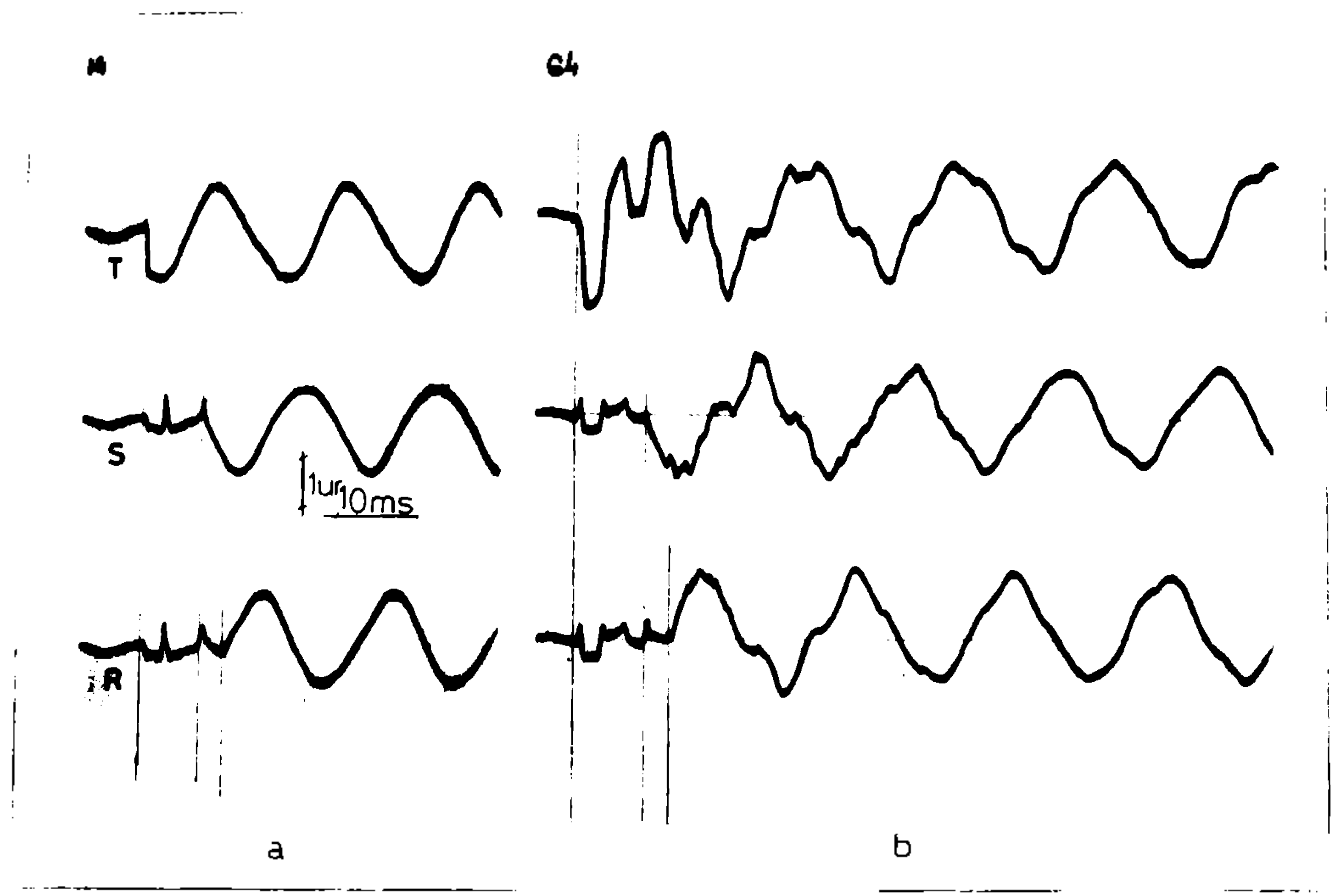


Fig.6.6. Linie în gol. Conectare nesimultană, unghiul inițial al fazei. Teste de 260°, întîrzierea la conectare Δt_R =15,6 ms, Δt_S=11,7 ms. U_n = 400 kV, l = 400 km

a. tensiunile la capătul de alimentare } rezultate experimentale ATR-I

b. tensiunile la capătul terminal }

c. tensiunile la capătul terminal. Rezultat de calcul.

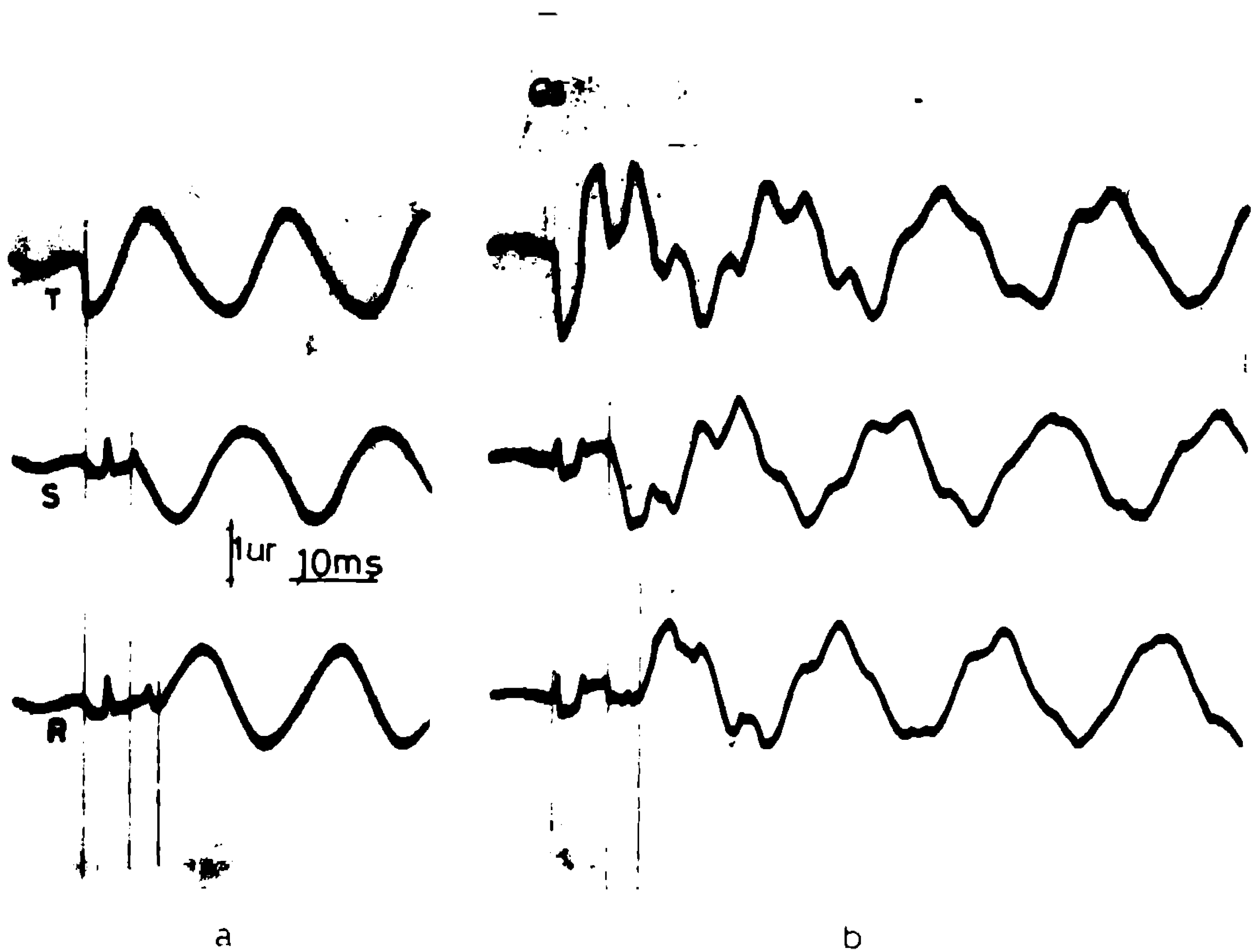
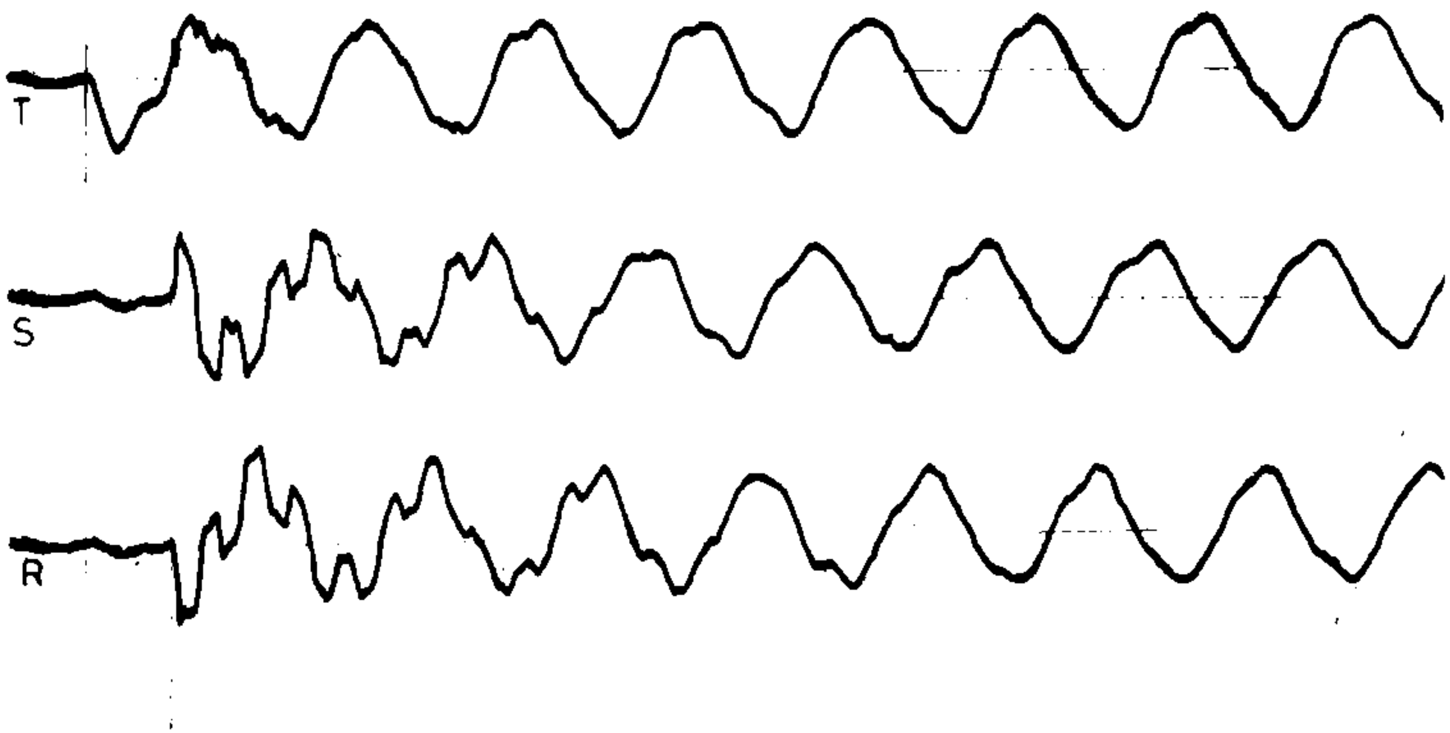


Fig.6.7. Linie în gol.Conectare nesimultană,unghiul inițial al fazei T de 270°, întîrzierea la conectare Δt_S = 7,8 ms , Δt_R = 11 ms. U_n = 400 kV, l=400 km

a. tensiunile la capătul de alimentare } rezultate experimentale ATR-T
b. tensiunile la capătul terminal } rezultate experimentale ATR-T
c. tensiunile la capătul terminal. Rezultat de calcul



b

Fig.6.8. Linie în gol.Conectare nesimultană,unghiul inițial al fazei T de 182°, întîrzierea la conectare $\Delta t_T = \Delta t_S$ =11 ms. U_n = 4oo kV, l = 4oo km

a. tensiunile la capătul de alimentare
b. tensiunile la capătul terminal

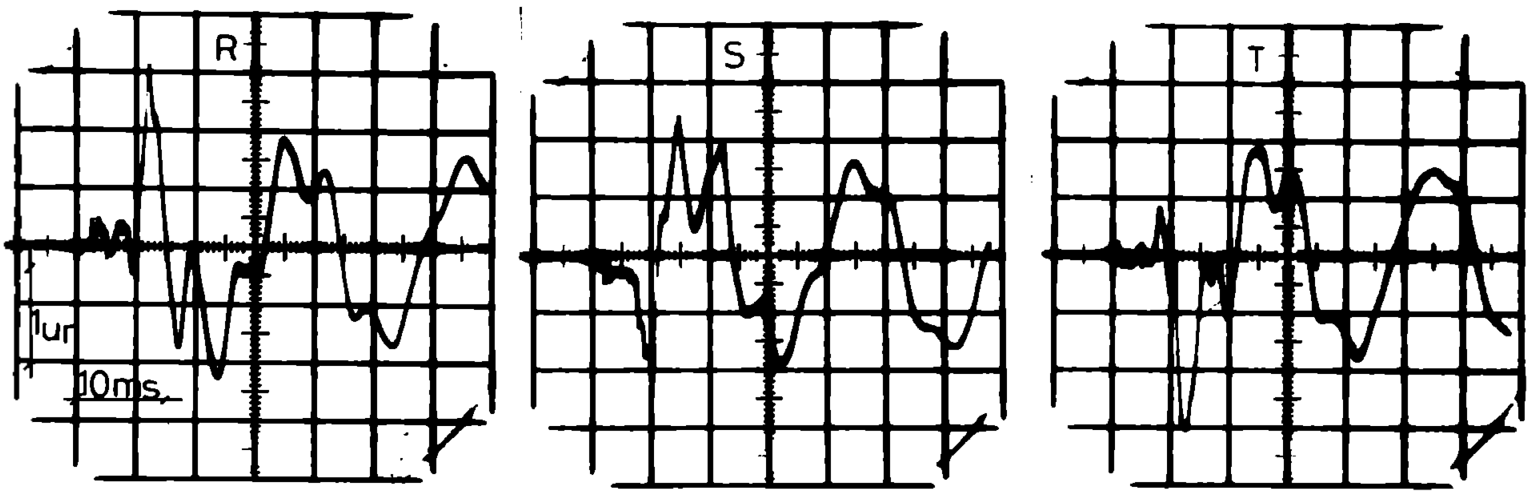


Fig.6.9. Linie compensată cu reactor, compensare 100%, L_r = 4H. Conectare simultană ,unghiul inițial al fazei R de 90°. U_n= 400 kV, l= 400 km Rezultat experimental ATR-E

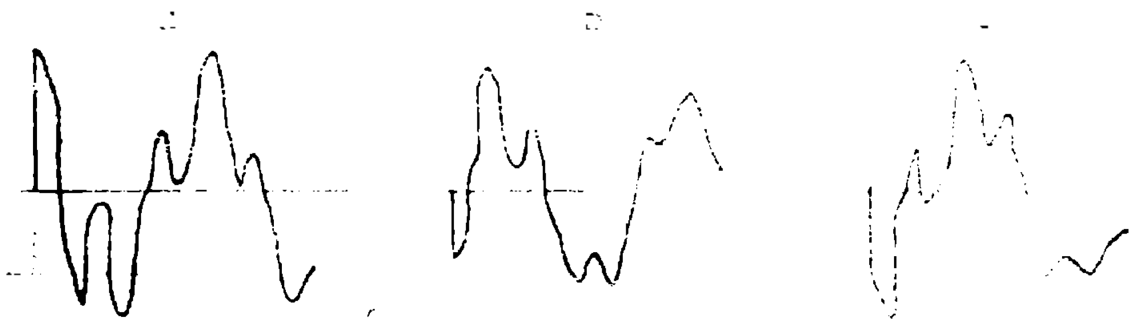


Fig.6.10. Linie compensată cu reactor. Compensare 100% L_r=4H.Conectare simultană, unghiul inițial al fazei R de 90° U_n =400 kV, l=400 km.Rezultat de calcul.

6.3.2. Compararea cu rezultate obținute în sistemul electric național

Din cadrul rezultatelor experimentale realizate în sistemul electric al RSR de către ICEMENERG, se redau în fig.6.13 cazul conectării nesimultane a liniei în gol de 400 kV București Sud-Gura Ialomiței.

Autorul apreciază că bună concordanța acestor rezultate. Se menționează că rezultatul de calcul prezentat a fost obținut

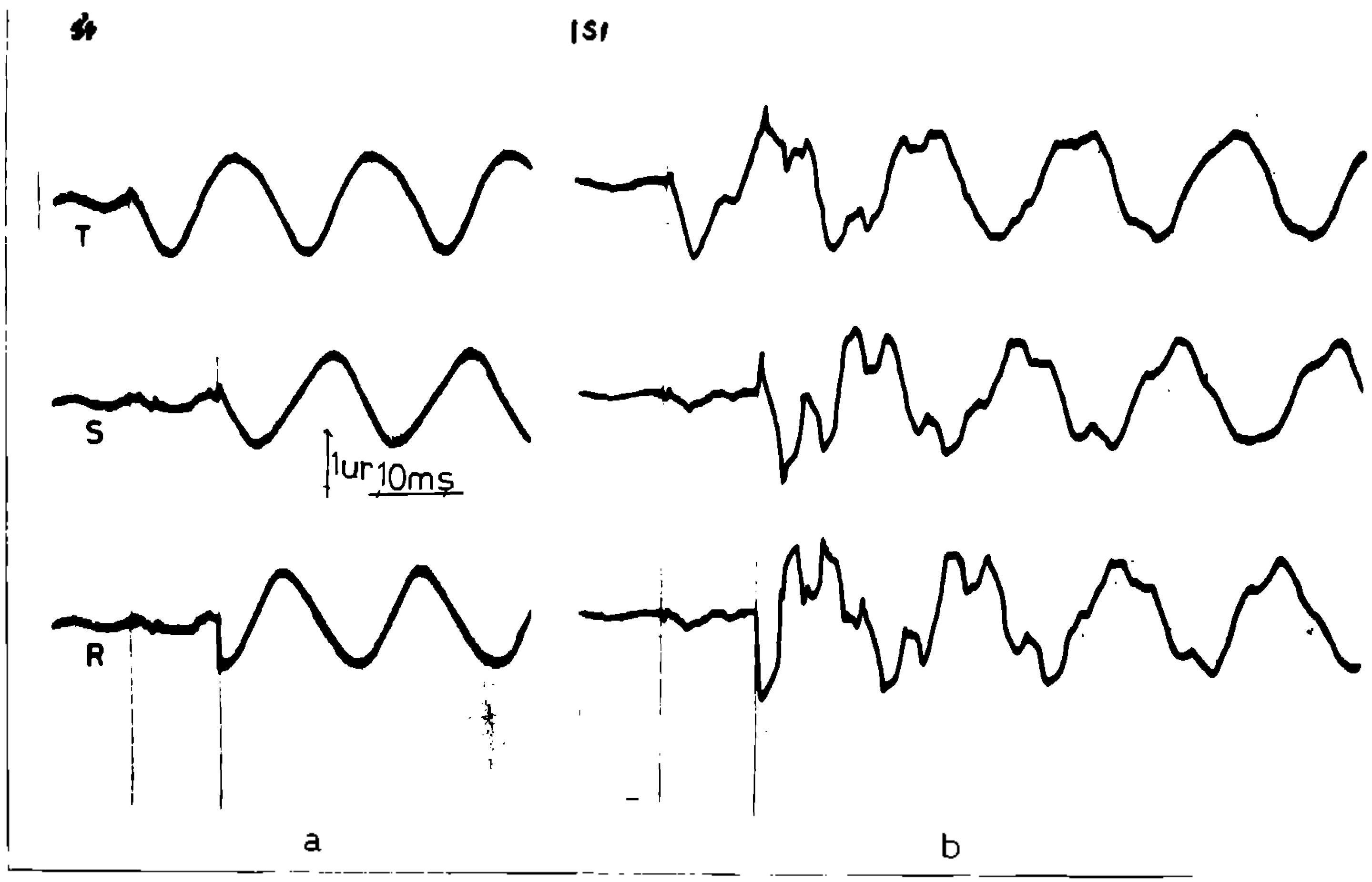


Fig.6.11. Linie compensată cu reactor. L_r = 1H. Conectare nesimultană, unghiul inițial al fazei T de 176°, întîrziere la conectare $\Delta t_R = \Delta t_S$ = 12,7 ms, U_n=400 kV l = 400 km

a. tensiunile la capătul de alimentare } rezultate experimentale ATH-I
b. tensiunile la capătul terminal }
c. tensiunile la capătul terminal. Rezultat de calcul

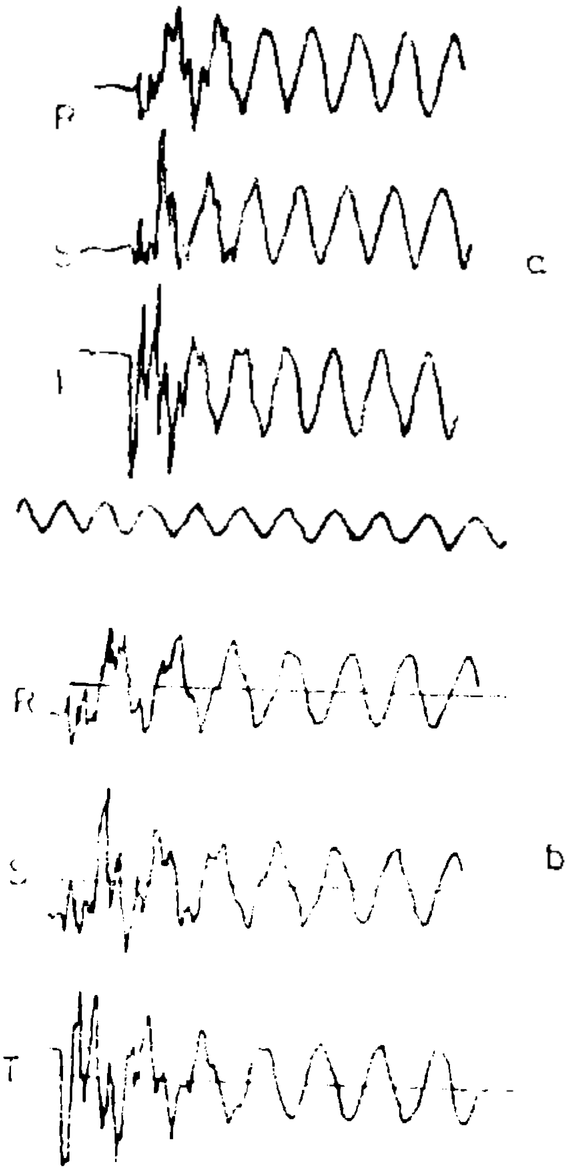


Fig.6.12. Supratensiuni de comutaţie la capătul terminal al unei linii de 345 kV şi 175 mile

a) rezultate măsurate în sistemul natural

b) rezultate măsurate pe ATR

după 4 rulări succesive a programului de calcul LGOL, încercări necesare depistării cît mai exacte a valorilor timpilor de conectare diferită a celor trei faze ale sursei. Neconcordanţa cu rezultatele măsurate în sistemul natural se datoreşte şi necunoaşterii exacte a puterii de scurtcircuit a sursei la momentul conectării acesteia.

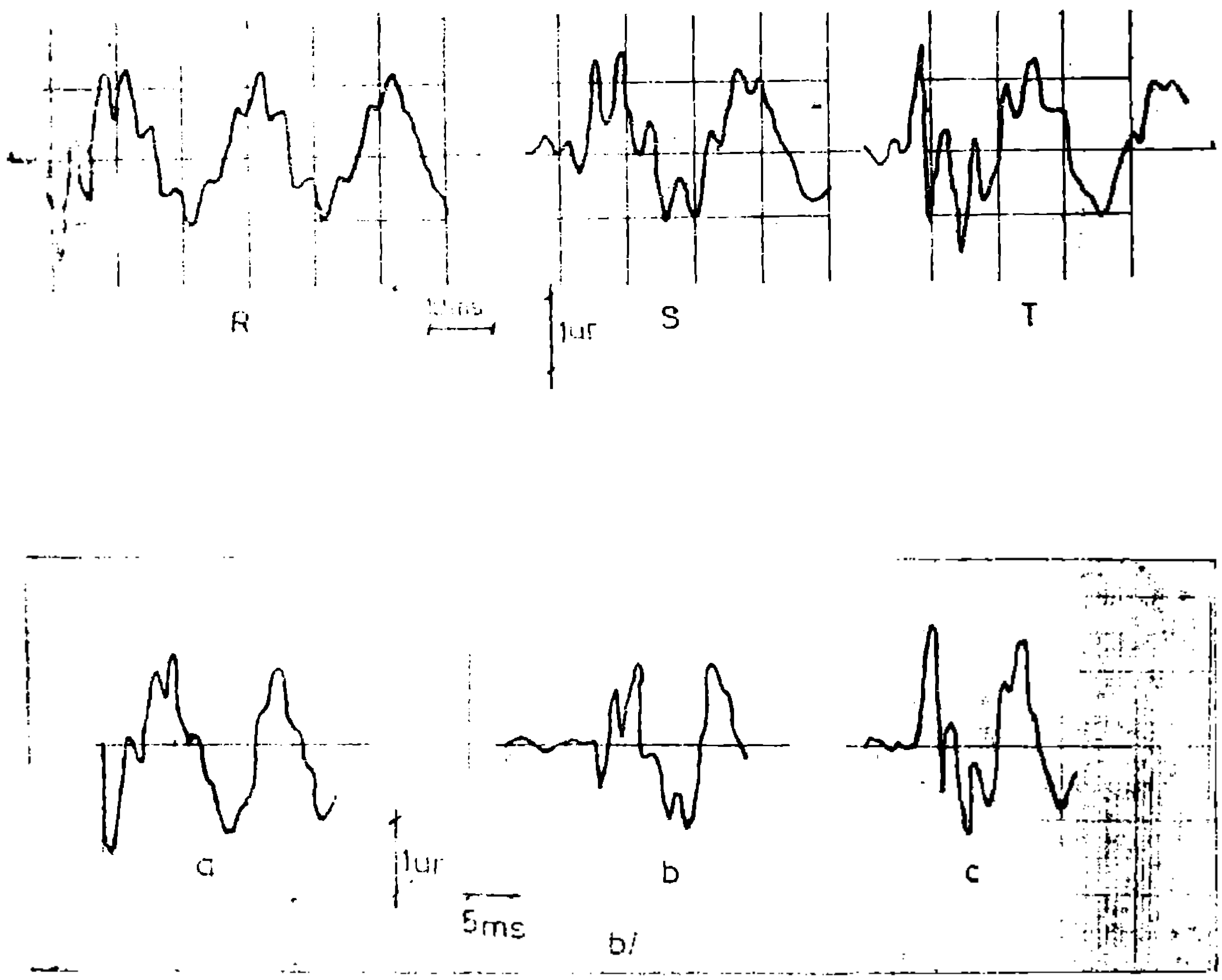


Fig.6.13. Linie în gol Bucureşti-Gura Ialomiţei, U_n = 400 kV, l= 140 km conectare nesimultană, unghiul fazei R de 270°, întîrzieri la conectare Δt_S= 11 ms, Δt_T = 5 ms.

a) rezultat în sistemul natural

b) rezultat de calcul

7. CONCLUZII

Conţinutul de ansamblu al tezei este conceput într-o desvoltare succesivă de probleme care se completează continuu resultînd un aspect unitar. Concluziile fiecărui capitol sub aspect femenologic cît şi analitic stau la baza desvoltărilor etapelor atacate ulterior.

Contribuţiile originale ale autorului în problematica abordată în cadrul tezei de doctorat sînt în majoritatea lor de natură teoretică constînd în elaborarea de modele matematice complexe care permit calculul practic al regimurilor tranzitorii pe liniile electrice aeriene.

Relaţiile de calcul utilizate sînt aproape în totalitatea lor deduse de autor.

Pe plan experimental contribuţia autorului constă în determinarea prin colaborare pe două analizoare tranzitorii de reţea diferite ca realizare, cel aparţinînd ICEMENERG-ului Bucureşti şi cel al catedrei de Electroenergetică din I.I.Timişoara, a mai multor regimuri tranzitorii resolvate şi analitic sau avute la dispoziţie din măsurători practice efectuate în reţeaua naturală. Acest aspect a dus la validarea metodologiilor de calcul propuse.

Sub aspect practic, importanţa tezei constă în faptul că în condiţiile unor ipoteze simplificatoare reduse, toate regimurile tranzitorii studiate în cadrul tezei, atît cazurile supratensiunilor de comutaţie cît şi cele atmosferice, au fost înglobate într-un singur program de calcul acceptabil ca timp de rulare. Gradul de generalitate al acestui program de calcul este completat de asigurarea posibilităţii alegerii aleatoare a momentului iniţial de conectare a tensiunii sursei, cît şi de folosirea aleatoare a întîrzierii conectării polilor întreruptorului.

Acest aspect asigură studiului analitic abordat posibilitatea de apreciere statistică probabilistică a nivelului supratensiunilor pentru un caz concret studiat.

In acest fel, modelele analitice desvoltate pot constitui în totalitate, o metodă de investigaţie independentă, mult mai comodă şi mai economică în determinarea solicitării izolaţiei liniilor electrice aeriene şi în consecinţă pot sta la baza dimensionării acesteia.

Pentru cazurile unor configurații nu prea complicate autorul consideră modelele matematice complexe, deci și a programului de calcul global elaborat, nu numai ca o metodă mai economică,dar și ca una mai sigură cu privire la exactitatea rezultatelor obținute. Această afirmație se bazează în esență pe posibilitatea considerării parametrilor lineici dependenți de frecvență prin modelarea adecvată a efectului pelicular cît și a parametrilor electrici ai solului cu conductivitate electrică finită.

De asemeni modelele matematice folosite au înglobat și aspectele unor fenomene neliniare care apar în funcționarea unor elemente de sistem, în speță a descărcătoarelor de rezistență variabilă, sau fenomenele neliniare legate de descărcarea corona și saturația miezului magnetic a reactoarelor sunt și a autotransformatoarelor.

Repartizarea pe probleme abordate și pe capitole a contribuțiilor considerate de autor originale, este următoarea :

A. <u>In calculul și analiza parametrilor lineici:</u>

1. Se studiază comparativ trei posibilități de considerare a efectului pelicular în conductoarele liniei electrice cu influență atît asupra rezistenței electrice cît și a inductivității proprii a conductorului. Relațiile se bazează pe soluțiile ecuațiilor de pătrundere a cîmpului electromagnetic în mediul conductoarelor considerate și în ipoteza formei tubulare a acestora, cît și în construcția lor stratificată fasciculară.
2. Se dezvoltă relații de calcul proprii pentru considerarea efectului pelicular la frecvențe înalte prin înlocuirea dezvoltărilor exponențiale a funcțiilor Bessel de speța întîi și ordinul zero neconvergente în acest domeniu,cu relații matematice conținînd forme trigonometrice.
3. Se verifică relațiile de calcul simplificate pentru efectul pelicular care vor fi folosite în calculul analitic dezvoltat ulterior.
4. Se calculează modificările parametrilor lineici datorită participării solului la fenomenul de conducție electrică, prin considerarea relațiilor complete Carson-Pollaczek în domeniul frecvențelor 5o Hz-1 MHz și rezistivitatea solului 5o-2oo Ωm.
5. Se demonstrează prin calcule concrete, influența neglijabilă a permitivității relative a solului în domeniul frecvențelor mai

mici de 10^3 Hz, cu ε_r cuprins între 1 și 60 și rezistivitatea solului în gama 50-200 Ωm. Permeabilitatea magnetică relativă a pămîntului depășind valoarea 5 și la frecvențe peste 10^4 Hz se dovedește că influențează parametrii liniei electrice într-o pondere apreciată de autor de 60% pentru rezistența lineică și 70% pentru inductivitatea lineică.

6. Se studiază exactitatea formelor analitice scrise în transformată Laplace pentru impedanțele lineice bazate pe desvoltările funcțiilor Struve și Bessel, adoptîndu-se o formă corectată pe baza concordanței cu concluziile studiului în domeniul frecvenței a influenței efectului pelicular și a pămîntului.
7. Se desvoltă, în transformată Laplace, forme analitice simplificate pentru constanta de propagare și impedanța de undă care se verifică cu exactitate în domeniul frecvenței.

   Aceste forme analitice verificate sînt adoptate ulterior în modelele matematice de rezolvare a regimurilor tranzitorii.
8. Se determină în domeniul 50 Hz-1 MHz și rezistivitatea pămîntului de 50-200 Ωm modificările parametrilor lineici în mărimi de fază datorită conductoarelor de protecție considerate legate rigid la pămînt.
9. Se calculează și se verifică în domeniul frecvenței expresiile parametrilor lineici în transformată Clarke cît și a parametrilor caracteristici impedanță de undă și constantă de propagare.

B. <u>In domeniul elaborărilor modelelor analitice de calcul a regimurilor tranzitorii</u> :

In capitolul 3

1. Se fundamentează în calculul operațional în transformată Laplace, în domeniul componentelor $\alpha,\beta,0$, cît și în domeniul timpului și în mărimi de fază, expresii de calcul proprii pentru funcția de răspuns tranzitoriu. Aceste expresii sînt specifice fiecărei componente $\alpha,\beta,0$ pe baza analizei comparative a valorilor parametrilor lineici.
2. Se pune în evidență în mod distinct influența separată cît și simultană a efectului pelicular, respectiv a pămîntului asupra funcției de răspuns tranzitoriu.
3. Se compară pe domenii de mărime a argumentului precizia de

calcul a două desvoltări distincte a determinării funcţiei integrale a erorilor, funcţie intervenind decisiv în expresia analitică a funcţiei de răspuns tranzitoriu.

4. Se adoptă la modelul de calcul algoritme de determinare de numere pseudoaleatorii pentru alegerea unghiului iniţial de conectare a sursei, precum şi generarea de numere pseudoaleatorii repartizate după o lege Gauss-Laplace de medie şi abatere standard fixate pentru alegerea momentelor de conectare retardată a polilor întrerupătorului sursei.

6. Se elaborează un program de calcul propriu "LGOL" pentru determinarea supratensiunilor de comutaţie pe baza integralei Duhamel cu considerarea conectării nesimultane a celor trei faze ale sursei.

În capitolul 4 :

1. Se determină expresii analitice originale pentru calculul funcţiei de răspuns tranzitoriu pentru linia avînd conectată la capătul terminal o rezistenţă electrică prin obţinerea în domeniul timpului a produselor de convoluţie calculate în două moduri distincte:
   a) pe baza desvoltărilor prin recurenţă a polinoamelor Hermite,
   b) pe baza calculului funcţiilor Weber-Hermite prin transformări succesive cu ajutorul funcţiilor Weight şi a funcţiei hipergeometrică degenerată exprimabilă în forma finală prin funcţiile factoriale Euler.

2. Se analizează pe domenii de mărime a rezistenţei electrice conectate liniei precizia de calcul funcţie de numărul de termeni consideraţi în dezvoltările funcţiilor definite la punctul anterior.

3. Pentru cazul rezistenţei neliniare corespunzătoare descărcătoarelor de rezistenţă variabilă se prezintă un model de calcul pe baza unui algoritm de determinare prin tatonări succesive a punctului de funcţionare pe caracteristica tensiune-curent liniarizată pe porţiuni.

4. Se prezintă un model matematic pentru considerarea fenomenelor neliniare determinate de efectul corona prin liniarizarea pe porţiuni a caracteristicii $q = f(u)$.

5. Se analizează pe baza rezultatelor utilizării unui program de calcul propriu influenţa a două tipuri de descărcătoare

de rezistenţă variabilă asupra propagării supratensiunilor atmosferice.

In capitolul 5

1. Se prezintă comparativ posibilităţile cuprinderii analitice prin scheme electrice echivalente a fenomenului saturaţiei miezului feromagnetic asupra parametrilor electrici ai reactoarelor şunt şi a autotransformatoarelor în condiţiile neglijării fenomenului de histerezis.
2. Se determină relaţii de calcul pentru regimul tranzitoriu al conectării liniei electrice avînd la capătul terminal reactor şunt şi autotransformator prin două metode distincte bazate pe o dezvoltare analitică directă dar laborioasă sau aplicînd teorema Thévénin într-o schemă electrică echivalentă. Modelele analitice sînt prezentate şi într-o variantă simplificată accesibilă calculului concret.
3. Se analizează o metodologie de calcul pentru evidenţierea fenomenului de saturaţie magnetică.
4. Folosind teoremele compensaţiei şi a superpoziţiei se deduc relaţii şi metode de calcul a propagării supratensiunilor atmosferice în prezenţa la capătul terminal al liniei a reactoarelor şunt, autotransformatoarelor cît şi a descărcătoarelor de rezistenţă variabilă.
5. Se elaborează programe de calcul pentru cazurile concrete prezentate oferindu-se în final rezultate comparative. Toate aceste programe de calcul se înglobează într-unul singur generalizat care calculează, la alegere, supratensiunile de comutaţie sau atmosferice pentru diverse condiţii terminale ale liniei, program numit "REGTRANZ", cu ordinograma dată în anexă.

C. <u>In domeniul rezultatelor experimentale</u>

In capitolul 6 se compară rezultatele analitice calculate de către autor cu cele experimentale obţinute pe două analizoare tranzitorii de reţea diferite ca şi concepţie de realizare. Se constată o apropiere cantitativă şi calitativă a celor două categorii de rezultate apreciată de către autor ca fiind foarte bună pentru regimul de mers în gol şi bună pentru celelalte regimuri de funcţionare.

Contribuţiile originale în acest domeniu se referă la următoarele aspecte:

1. Se pune în evidenţă influenţa factorilor care duc la unele diferenţe cantitative între rezultatele analitice şi cele experimentale pe baza analizei pe domenii de frecvenţă a modului cum expresiile analitice ale parametrilor lineici oglindesc comportarea în timp a acestora. Acest lucru este pus în corelaţie cu posibilităţile analizoarelor tranzitorii de a reda variaţia cu frecvenţa a parametrilor lineici.

2. Se evidenţiază prin analiza unor rezultate concrete, influenţa unghiului iniţial de conectare a fazelor sursei asupra formelor supratensiunilor de comutaţie.

B I B L I O G R A F I E

1. Carson J.R. : Wave propagation in Wires with ground return. Bell System Technical Journal 5, 1926.

2. Pollaczek K. : Über das feld einer unendlich langen Wechselstromderchflossenen ein fachlei Zung, Elektr. Nach. Tech. 1926.

3. Arismunandar A.: Capacitive correction factors for transmission line to include finite conductivity and dielectric constant of the earthy. IEEE Trans. on PAS vol.82 (4), 1963, pp.436-358.

4. Pélissier R. : La propagation des ondes transistoires et périodiques en long des lignes électriques. Rev.Gén. de Eléctricité no.9, 1950.

5. Răduleţ R. : O teorie generală a parametrilor lineici tran-
   Timotin Al.
   Ţugulea A.
   zitorii ai liniilor electrice lungi şi cu pierderi în prezenţa solului. Stud. şi cercet. de energ. şi electrot.Ed. Academiei RSR, tom 16, nr.3, 1966, pp.417-449.

6. Răduleţ R. : Introducerea parametrilor tranzitorii în stu-
   Timotin Al.
   Ţugulea A.
   diul circuitelor eléctrice liniare avînd elemente nefiliforme şi pierderi suplimentare. Stud. şi cercet. de energ. şi electrot.Ed. Academiei tom 16, nr.4, 1966, pp.857-929.

7. Stevenson W.D.: Element of power system analysis Mc.Graw-Hill, New-York, 1962

8. Angot A. : Complemente de matematici pentru inginerii din electrotehnică şi din telecomunicaţii. Ed. Tehnică Buc. 1966.

9. Khuong D Tran : Digital simulation and analysis of surges on polyphase transmisson line with earth return Trans.of IEEE on PAS, vol.91(2) 1972

1o. Galloway R.H. Shorrocks W.B. Wedepohl L.H. : Calculation of electrical parameters for short and long polyphase transmission lines
Proceeding IEE vol.111, nr.12, 1964, pp.2051-2059

11. Tran K. : New study of parameters of EHV multiconductor transmission lines with earth return
IEEE Trans. on PAS.

12. Zalesky AM. : Transportul energiei electrice.Ed.Tehnică, Buc., 1951.

13. Clarke E. : Analiza circuitelor electrice ale sistemelor electroenergetice
Ed.Tehnică Bucureşti, 1973

14. Drăgan G. ş.a.: Supratensiuni interne în sistemele electroenergetice
Ed.Tehnică, Bucureşti, 1975.

15. Hedman DG. : Propagation on overhead transmission lines. Theory of model analysis
IEEE Trans. on PAS march 1965,pp.200-205.

16. Hedman DE.: Propagation on overhead transmission lines Earth-conduction effects and practical results
IEEE. Trans. on PAS march 1965,pp.205-211.

17. Magnusson Ph. : Step-function response of a line with ground return. Empirical asymptotic approximations for impedance.
IEEE Trans. on PAS vol.61

18. Joeger J.C. Newstead G.H. : Introducere în teoria transformatei Laplace cu aplicaţii în tehnică
Ed.Tehnică, Bucureşti. 1971

19. Ditkine V. Proudnikov A. : Transformations integrales et calcul operationnel
Moscou, Edition Mir, 1978.

20. Smoleanski M.L.: Tabele de integrale nedefinite
Ed.Tehn. Bucureşti, 1972.

21. Radner V. : Probleme de matematici speciale
Ed.Didact. şi Pedagogică, Bucureşti, 1982

22. Talukdar SN. : Algoritms for the simulation of transients multiphase variable parameter transmission lines
IEE Trans on PAS march/april vol.91,no.2, 1972,pp.679-687.

23. Cristescu D. : Supratensiuni şi izolaţia reţelelor electri-
Olah F. ce , Ed.Didact. şi Pedagogică, Bucureşti, 1983

24. Siemens : Uberspannungsschutzgeräte isolatoren-
Katalog HG2-1979 wandler anlabgeräte luftdrosselspulen kondensatoren

25. Dommel H.W.: Digital computer solution of electromagnetic transients in single and multiphase networs
IEEE Trans. on PAS vol.88, april 1969, pp.388-399

26. De Sabata I. : Bazele electrotehnicii vol.1-3
Inst.Politeh. Timişoara, 1977

27. Lee K.C. : Non linear corona models in an electromagnetic transients program
IEEE Trans. on PAS vol.lo2, no.9, 1983, p.2936-2942

28. Gary C. : Method of calculating distorsion charac-
Drăgan G. terisation of the cycles
Cristescu D. Raport CIGRE SC-33-1981

29. Kudyan H.M. : A non linear model for transmission lines
Shih C.H. in corona
IEEE Trans. on PAS vol.lo7, march 1981, pp.142o-143o

30. Mihăilescu-Suliciu : A rate typ consecutive equation for
Suliciu I. the description of corona effect
IEEE Trans on PAS vol.loo, Aug.1981, p.3681

31. Drăgan G. : Cristescu D. — Măsurarea pierderilor prin descărcarea corona pe liniile de 4oo kV efectuată în ţară. Conferinţa Naţională de Electrotehnică şi Energetică 17-18 sept.1982 Timişoara

32. Jean G.S. : Latour Y. Roy M. — Experimental determination of the durability of HV arresters. IEEE Trans. PAS vol.1oo,no.3, 1981

33. Clade J.J.: Gary G.M. Lefevre C. — Calculation of corona lasses beyond the critical gradient in alternating voltage. IEEE Trans. on PAS vol.88 may 1969 pp.695-7o3

34. Chartrer V.L. : Investigation of corona and field effects of AC-DC hybrid transmission line. IEEE Trans. on PAS Jan.1981,pp.72-81

35. Kirkam H. : The influence of rain rate on transmission line corona performance. IEEE Trans. on PAS Jan.1981 p.42o-424

36. Janischewsky I.: Corona characteristic of simulated rain. IEEE Trans.on PAS febr. 1981 p.537-542.

37. Nakgaw M. : Admitance correction effects of bingle over head line. IEEE Trans. on PAS march 1981,p.1154-1158

38. Clayton R.E. : Grant I.S. Hedman D.E. Wilson D.D. — Surge arrester protection and very fast surges. IEEE Trans. on PAS vol.1o2, no.8,aug.1983 p.24oo-2413

39. Kraege J.S. : Miske S.A. Sakshang E.C. — A new concept in station arrester design. IEEE Trans. on PAS vol.96, no.2, march/april 1977,pp.647-656.

40. Gary C. : Drăgan G. Cristescu D. — Attenuation of surge propagation due to corona. CIGRE 33-o1, Paris 1981

41. Kobayashi S. : Takahashi T. Yoshino T. — A unit arrester aplication for HVDC thyristor valve. IEEE Trans.on PAS vol.1o3,no.1o,oct.1984 pp.3o8o-3o8o

42. Harrison R.E.: Shemie R.K. Krishnaya P.C. — A proposed test specification for HVDC thyristor valve
IEEE Trans. on PAS ,vol.97, no.6,Nov./dec 1978

43. Velazquez R.: Mukhedkar D. — Analitical modeling of grounding electrodes transient behavior
IEEE Trans. on PAS vol.1o3, no.6,1984, p.1314-1323

44. Carrus A. : Funes L. — Very short tailed lighting double exponential wave generation techniques based on marx circuit standard configurations
IEEE Trans.PAS vol.1o3, no.4,april 1984 p.782-786

45. Master M.J. : Uman M.A. — Lightning induced voltages on power lines: theory
IEEE Trans. on PAS vol.1o3,no.9,sept.1984 p.25o2-2519

46. Master M.J. : Uman M.A. — Lightning induced voltages on power lines: experiment
IEEE Trans. on PAS vol.1o3,no.9,sept.1984, p.2519-253o

47. Adielson T. : Carlson A. — Resonant over voltages in EHV transformers Modelingrand aplication
IEEE Trans on PAS vol.1oo,no.7,July 1981, pp.3563-3568

48. Planche F. : — Artificial un loaded lines for testing high voltage circuit-breakers
IEEE Trans.on PAS vol.1o3,no.9 sept.1984 p.2553-2563

49. Mc Granaghan : Feid W.E. Law S.W. — Over voltage protection of shunt-capacitor banks using MOV arresters
IEEE Trans.on PAS vol.1o3,no.8,1984, p.2326-2337.

50. Okuyama K., : Hosi M. e.a. — Development of UHV prototype transformer and its aplication to 5oo kV transformer
IEEE Trans. on PAS vol.1o3,no.9,sept.1984 pp.2545-2553.

51. Arseneen E. : Moore W. — A method for estimating the sinusoidal iron losses of a transformer from measurements made with distorted voltage wave forms
IEEE Trans. on PAS vol.1o3,no.1o,oct. 1984, pp.2912-2919

52. Bishida S. : Sakaguchi T. — A new algorithm of digital protection for shunt reactors
IEEE Trans. on PAS vol.1o3,no.1o,oct.1984 pp.2935-2943

53. Banakar M.H. : Ooi B.T. — Resonance in long distance radial transmission lines with static var compensation
IEEE Trans. on PAS vol.1o3,no.6,1984
Part I Frequencies and mode shapes pp.1224-1233
Part II Supersynchronous limit.pp.1233-1242

54. Crotean G. : Bois-Clair J.C. Jeanjean R. — Analysis of reignition of multiple break switches devices application to shunt reactor current interruption
IEEE Trans. on PAS vol.1o3, nov.1984, pp.1377-1386

55. IEEE Committee report — Shunt reactor protection practices
IEEE Trans. on PAS vol.1o3,no.8, 1984, pp.197o-1977

56. Mc Granaghan M.F. s.a. : Over voltage protection of shunt capacitor banks using MOV arresters

57. Militaru P. s.a. : Soluţii şi realizări constructive ale liniei de 75o kV pentru interconexiunea cu URSS şi RPB
Simpozionul Naţional de Reţele Electrice Timişoara oct. 1984

58. Ushirosawa M. : High frequency propagation on non-transposed power line
IEEE Trans. on PAS vol.1o3,1984,no.11, pp.1137-1145

59. Wedepohl L.M. : Electrical caracteristics of poly phase transmission system with special reference to boundery-value calculations at power line carrier frequencies
Proc.of IEE vol.112 no.11,1965

60. Wagner E. : Vereinfachte berechnung der modal parameter von hochspannungsfreibetungen mit neben einarder liegenden leitern
Archiv.für Electrotechnike vol.52,4,1969
pp.239-259

61. Popovici N. : Popescu A. Cristovici A. Metodă şi program de calcul al parametrilor liniilor electrice seriene trifazate
Energetica,nr.5, 197o,pp.2o2-2o9

62. Luke Y.M.: Multiconductor analysis.Part I.:A study of the characteristics of EHV bundled conductor transmission lines
Part II: An investigation of faults on EHV transmission lines
IEEE Trans. on PAS no.3, may-iun.1972, pp.11o7-1119

63. Comellini E. : Imenizzi A. Manzoni G. A computer program for determining electrical resistance and reactance of any transmission line
IEEE Trans. on PAS,no.1, 1973,pp.3o8-315

64. Perz M.C. : Propagation analyssis of HF currents and voltages on loosy power lines
IEEE Trans. on PAS, no.6, 1972,pp.2o32-2o44

65. Popescu A. : Aspecte privind transpunerea liniilor electrice aeriene
Energetica,nr.2, 1972.

66. Priest K.W. : Carter G.K. Juette G.W. Calculation of the radio interference statistics of transmission lines
IEEE Trans. on PAS,no.1, 1972,pp.92-99

67. Perz M.C. : Hazel R.L. Effects on earth resistivity on model parameters of an EHV horizontal line at plc frequency
IEEE Trans.on PAS,no.5,1973,pp.2o44-2o53

68. Wedephol L.M. Wasley R.C. : Waves propagation on polyphase transmission systems, resonance effects due to discretely bonded earth wires
Procedings of IEE, vol.112, no.11, 1965, pp.2113-2119

69. Nemeş M. : Unele aspecte ale propagării undelor pe liniile electrice aeriene legate de uniformitatea deschiderilor
Energetica, 18, nr.5, 197o, pp.219-222

7o. Avramescu A. Drăgan G. Adămuţ I. Petcu M. : Studiul supratensiunilor ce apar la declanşarea liniilor în gol cu ajutorul calculatorului analogic
Studii şi cercet. de energ.electroteh. tom 14, nr.2, 1964.

71. Adămuţ I. : Contribuţii la rezolvarea ecuaţiilor de propagare pe liniile electrice lungi multifilare cu pierderi, nesimetrii şi influenţe mutuale
Studii şi cercet. energ.electroteh. tom 17, nr.4, 1967

72. Abetti, P.A.: Méthodes pour l'étude des tensions anormales dans les transformateurs
Bul.Sc.Inst.Elth. Montefiore, 1957

73. Heller B. Veverka A. : Les phénomènes de choc dans les machines éléctriques
Dunod, Paris, 1963

74. Jezierski E. ş.a. : Transformatoare electrice
Ed.Tehn. Bucureşti, 1966

75. Blume L.F. Boyajian A. : Abnormal voltages within transformers
Trans AIEE, 1919, p.557-614

76. Dordea T. : Maşini electrice vol.I
Inst. Politehnic Timişoara, 1964

77. Porenne J. : Théorie générale des phénomenes oscillatoires dans les enroulements de transformateurs
Rev.Gen.Eléctr., 47, 194o, pp.19-64

BUPT

78. Hortopan Gh.: Modelul geometric şi electromagnetic al transformatorului
Electrotehnica,nr.9-12,1961,pp.381-386

79. Froidevaux J. : Les modèles auxiliaires du calcul des transformateur
Bull.Sécheron ,nr.25, 1956,pp.41-46

80. Heller B. : Die modelltheorie der stosserscheinungen in transformatoren
Elektrotechnika, Mash-Baum.nr.11,1957
pp.249-259

81. Manea F. : Scheme echivalente ale transformatoare-lor reţelelor electrice
Studii cercet. energ. electroteh. tom 18, nr.4, p.853-859

82. Adămuţ I. : Consideraţii asupra preciziei modelării analogice prin metoda diferenţelor finite a ecuaţiilor de propagare pe o linie electrică
Studii şi cercet. energ. electroteh. tom 19, nr.1, 1969,pp.199-216

83. Adămuţ I. : Metode analogice de rezolvare a ecuaţiilor telegrafiştilor generalizate de ordinul întîi
Studii şi cercetări energetice şi electrotehnice, tom 19, nr.2, 1965, pp. 357- 375

84. Uram R. : Miller R.W. Mathematical analysis and solution of transmission line transients.
I Theory
IEEE Trans on PAS 83, 1964, pp.1116-1123
II. Application
IEEE Trans. on PAS 83, 1964
pp.1123-1137

85. Bergeron L. : Du coup bélier en hydraulique au coup de foudre en éléctricite. Dunod Paris, 195o

86. Snelson J.K.: Propagation of travalling waves on transmission lines frequency dependent parameters
IEEE Trans on PAS no.1,Jan.-Febr.1972, pp.85-92

87. Prinz H. :
Zamgl W.
Völcker O.
Das Bergeron verfahren zur lösung von wanderwelen auf gaben
Buletin ASE n.53,1962,pp.725-739

88. Budner A. : Introduction of frequency-dependent line parameters into an electromagnetic transients program
IEEE Trans on PAS nr.89,Jan.197o,pp.88-97

89. Ionescu Al. : Unele rezultate ale cercetărilor privind nivelul supratensiunilor de comutaţie în reţelele de înaltă tensiune din RSR
Energetica,nr.lo, 1968

90. Adămuţ I. : Cercetări privind variaţia tensiunii la extremitatea receptor a unei linii de lungime finită, fără pierderi, pe o cale nouă,modelarea analogică a funcţiilor Laguerre generalizate
Studii şi cercet.energ.electroteh.tom 18, no.1, 1968 pp.179-197

91. Wedepohl L.M.: Application of matrix methods to the solution of travelling wave phenomena in polyphase system
Procedings of IEEE, 11o, dec.1963,pp.22oo-2212.

92. Dommel H. : Non liniar and time varying elements in digital simulation of electromagnetic transients
IEEE Trans. on PAS vol.9o,no.6, nov.-dec. 1971 ,pp.256o-2568

93. Swift W.G. : An analytical approach to ferroresonance
IEEE Trans. on PAS vol.88,no.1,Jan.1969, pp.42-46

94. Talukdar S.N. : s.a. | On modeling transformer and reactor saturation characteristics for digital and analog studies
IEEE Trans. on PAS vol.94, no.2,March-april 1975 pp.612-622

95. Magnusson Ph. : Prediction of surge response of a symmetrically excited three-phase line and comparison with experimental results
IEEE Trans. on PAS vol.94,no.2,March-april 1975,pp.416-424

96. Semlyen A. : Fast and accurate switching transient calculations on transmission lines with ground return using recursive convolutions
IEEE Trans. on PAS vol.94,no.2,March-april, pp.561-571

97. Semlyen A. : A system aproach to accurate switching transient calculations based on state variable component modelling
IEEE Trans. on PAS vol.94,no.2,March-april, pp.372-578

98. Dommel H. : Transformer models in the simulation of electromagnetic transients
5-the Power Systems Computation Conference, Cambridge, England

99. Talukdar S.N. : Algorithms for the simulation of transients multiphase variable parameter transmission lines
IEEE Trans. on PAS vol.91,no.2,March-april 1972, pp.679-687.

100. Phelps J.D. Carlomagno A. Experience with part-windings resonance in EHV auto-transformers: diagnosis and corrective measures
IEEE Trans. on PAS vol.94 no.4,July-Aug. 1975,pp.1294-13oo

101. Mc Elroy A. : On the significance of recent EHV transformer failures involving windings resonance
IEEE Trans. on PAS vol.94,no.4,July-Aug. 1975,pp.13o1-1316

BUPT

102. Arismunandor A. Price W.S. Mc Elroy A. : A digital computer iterative method for simulating switching surge responses of power transmission netwoks
IEEE Trans. on PAS ,no.4,april 1964,pp. 356-368.

103. Tripathy S.C.: Comparison of stability proprieties of numerical integration methods for switching surges.
IEEE Trans. on PAS vol.97,no.6,nov.dec.1972 pp.2318-233o

104. Disk E.P.: Watson W. Transformer models for transient studies based on field measurments
IEEE Trans. on PAS vol.1oo,no.1,Jan.1981 pp.4o9-417

105. Nakra H.L.: Barton T.H. The dymamics of coupled circuits with ferro-magnetic non-linearity
IEEE Trans. on PAS vol.90,no.5,sept-oct. 1971,pp.2349-2358

106. Hedman D.E.: Mountford J.D. Travaling wave terminal simulation by equivalent circuit
IEEE Trans. on PAS vol.90,no.6,nov.-dec. 1971 pp.2451-2459

107. Hedman D.E. : Theoretical evaluation of multiphase propagation
IEEE Trans. on PAS vol.9o,no.6,nov.-dec., 1971,pp.256o-2471

108. Marinescu A. : Progrese în tehnica de încercare a transformatoarelor de putere la acţiunea supratensiunilor de comutaţie
CNEE 1982, Timişoara, vol.11,pp.2o9-222.

109. Perz M.C. : Natural modes of power line carrier on horizontal three phase lines
IEEE Tráns. on PAS, vol.80, no.6,July 1964, pp.679-686

110. Perz M.C. : A method of analysis of power line carrier problemes on threes phase lines
IEEE Trans. on PAS ,vol.80,no.6,July 1964, pp.686-691

111. Barthold L.Q.: Radio frequency propagation on polyphase lines
IEEE Trans. on PAS, vol.80, no.6, July 1964, pp.665-671

112. Clerici A. : Nogorole M. Influence of line transpozitions on reenergization overvoltages number of operations for reliable overvoltage statistical distributions
IEEE Trans. on PAS, vol.1o5, no.1, Jan.-Febr.1973, pp.25-38

113. Thomas C.H. : Welle D.H. Hedin R.A. Switching surges of parallel HV an EHV un transposed transmission lines studied by analog simulation
IEEE Trans. on PAS vol.95, no.1, Jan-Bebr. 1972, pp.18o-19o

114. IEEE Working group on switching surges Control an reduction on AC transmission lines
IEEE Trans. on PAS vol.101, no.8, Aug. 1982, pp.2694-2701

115. Dolghinov A.J.: Satin V.S. Volnovoi metod rascieta perehodnîh proțessov v elektriceskih sistemah na țifrovîh vîcislitelnîh mașinah
Electricestvo, no.4, 1964, pp.38-45

116. Stafford E.M.: Evans D.J. Hingorani N.G. Calculation of travelling waves on transmission systems by finite differences
Proceedings of IEE.vol.112, no.5, 1965, pp.941-948

117. Colombo A. : Courcew J.P. Determination of transient recovery voltages by means of transient network analyzers
IEEE Trans. on PAS, vol.87, no.6, pp.1371-1381

118. Adămuț I. : Metode analogice de rezolvare a ecuațiilor telegrafiștilor generalizate de ordinul unu
Studii și cercet.în energ.și electrot. tom 19, nr.2, 1965, pp.357-375

119. Negru V. : Tehnica tensiunilor înalte. Supratensiuni atmosferice
I.P. Timişoara, 1982

120. Badea P. : Stabilirea schemei de încercare pentru măsurarea nivelului supratensiunilor ce apar la declanşarea liniei în gol
Stud. cercet.energ.electroteh. tom 2o, nr.4, 1962,pp.661-672

121. Iacobescu Gh. : Iordănescu I. Supratensiuni produse la deconectarea în gol a transformatoarelor
Energetica,nr.1o, 1968

122. Constantin E. : Contribuţii la calculul supratensiunilor de comutaţie la liniile de transport de înaltă tensiune
Teză de doctorat: I.P. Timişoara, 1969

123. Fathy Mustafa: Contribuţii la studiul regimurilor tranzitorii şi a supratensiunilor la liniile electrice de înaltă tensiune
Teză de doctorat: I.P. Bucureşti, 1972

124. Nemeş M. : Analiza fenomenelor tranzitorii de comutaţie în reţelele electrice cu elemente terminale de tip reactor transversal şi autotransformator
Teză de doctorat. I.P.Timişoara,1972.

125. Nemeş M. : Metodă de analiză şi calcul a supratensiunilor datorate comutaţiei la linii electrice de î.t. cu elemente terminale de tip transformator
Stud.cercet.energ. electroteh. tom 22,nr.3 1972,pp.723-733

126. Nemeş M. : Teodorescu E. Funcţia de răspuns tranzitoriu la liniile electrice cu elemente terminale concentrate de tip impedanţă
Stud.cercet.energ.electroteh. tom 22,nr.4, 1972, pp.9o3-912

127. Nemeş M. : Velicescu C. The influence of frequency dependent parameters on the transient response function for a live with and impedance

Révue Roum.Scient.Téchn.-Electrotech. et Energ.22,3.
Bucarest 1977, pp.353-358

128. Nemeş M. : Velicescu C. — Optimizarea folosirii unor metode de calcul în fenomenele tranzitorii
Sesiune de comunicări ştiinţifice I.P. Timişoara, 1974

129. Nemeş M. : Ivaşcu C. Velicescu C. — Influenţa rezistorului de limitare asupra nivelului supratensiunilor cauzate de defecte monofazate la liniile de m.t.
Sesiune de comunicări ştiinţifice I.P.Timişoara, 1977, vol.,pp.249-253

130. Velicescu C. : — Consideraţii asupra efectului pelicular la liniile electrice aeriene
Bul. şt. tehn. I.P. Timişoara, tom 22 (36), fasc.1, 1977,pp.204-206.

131. Velicescu C. : — Influenţa pămîntului asupra parametrilor liniilor electrice de transport, Ses.comunic.şt.I.P.Timişoara,vol.pp.269-274

132. Velicescu C. : — Influenţa saturaţiei elementului terminal la calculul funcţiei de răspuns tranzitoriu la LEA, Ses.comunic.şt.I.P.Timişoara, vol.pp.263-267

133. Velicescu C. : — Analiza parametrilor liniilor electrice aeriene în domeniul frecvenţei
Buletin St. Tehnic I.P. Timişoara, tom 24 (38) fasc.1 iunie, 1978,pp.59-62

134. Velicescu C. : Boitor V. Ciosici C. — Aplicarea principiilor similitudinii pentru modelarea transformatoarelor de putere
Sesiune de comunicări I.P.Timişoara,mai 1977

135. Velicescu C. : — Calculul supratensiunilor de comutaţie considerînd dependenţa de frecvenţă a parametrilor lineici - consideraţii teoretice -
Conferinţa Naţională de Electroenergetică Craiova 1984, vol.13,pp.175-184

136. Velicescu C. : Calculul supratensiunilor de comutație considerînd dependența de frecvență a parametrilor lineici
- Rezultate de calcul și experimentale-
CNEE Craiova ,1984, vol.13,pp.185-19o

137. Velicescu C. : Posibilități de considerare a elementelor neliniare în calculul supratensiunilor de comutație
CNEE Craiova 1984, vol.13, pp.191-196

138. Velicescu C. : Analiza supratensiunilor de comutație pentru LEA funcție de modul de considerare a parametrilor lineici
Simpozionul Național de Rețele Timișoara, oct.1984, vol.II pp 73-80

139. Velicescu C. : Asupra calculului supratensiunilor de comutație la liniile electrice în gol
Buletin St.Tehn. I.P. Timișoara, tom 30(44) 1985 pp 55-60.

140. Velicescu C.: Influența considerării saturației reactoarelor de compensare în calculul supratensiunilor
Sesiune de comunicări științifice I.P. Timișoara, 1974.

141. Avila-Rosales J.: Alvarado F. Non linear frequency dependent transformer model for electromagnetic transient studies in power systems
IEEE Trans. on PAS vol.101, no.11,Nov.1982, pp.4281-4288

142. Tigulea A. Timotin Al. Uniqueness conditions in the determination of electrostatic and quasi-stationary magnetic fields in non linear materials with reversible polarization and magnetization
Rev.Sci.Tech. Elechtrotehnique et Energetique no.1o,3, 1965

143. Gary C. : Drăgan G. The parameters of an electrical line considering the influence of impulse corona discharche
Edinbourgh 1983, raport WG 33.o1.83

144. Colectiv ICEMENERG : Determinarea supratensiunilor interne la punerea în funcţiune a LEA 4oo kV Porţile de Fier-Urechieşti-Bucureşti. Generalizarea experienţei de exploatare, vol.127, Bucureşti, 1973.

145. Antonescu M.: Analytical considerations concerning the characteristics of feedback-controlled nonlinear reactors
Bul.Inst.Politehnic Iaşi, tom XIX, fasc.1-2, 1973, pp.63-67

146. Velicescu C.: Model matematic de calcul a supratensiunilor interne şi externe pe liniile electrice cu reactor de compensare şi autotransformator
Sesiune de comunicări ICEMENERG, sept.1985

147. Velicescu C.: Calculul propagării undelor de supratensiune externe considerînd dependenţa de frecvenţă a parametrilor lineici, a efectului corona, în condiţii terminale rezistive neliniare.
Sesiune de comunicări ICEMENERG, sept.1985.

A N E X A

ORDINOGRAMELE PROGRAMELOR DE CALCUL

Programul de calcul "PARAM" determină parametrii liniei tranzitorii ai LEA de 400 kV sau 750 kV în componente de fază ,cît şi în componente α, β, o considerînd efectul pelicular şi influenţa solului. Gama de variaţie a frecvenţei este aleasă de la 50 la 10^6 Hz, iar rezistivitatea solului între 50-200 Ωm. Ordinograma de principiu a programului de calcul este redată în fig.A1.

Subrutinele ajutătoare sînt în număr de 10, rezolvînd următoarele probleme:

Subrutinele BESSEL, BESSEL 1, BESSEL 2, BESSEL 3 calculează prin dezvoltări exponenţiale părţile reale respectiv imaginare, cît şi derivatele lor, a funcţiei Bessel de ordinul zero şi speţa întîia.

Subrutinele VESSEL, VESSEL 1, VESSEL 2, VESSEL 3 determină problema enunţată anterior, dar în domeniul frecvenţelor mari, peste 10^4 Hz, prin relaţii de calcul determinate separat.

Subrutinele MACMULT şi MACDI calculează înmulţiri şi diferenţe de matrici complexe.

Din biblioteca BIBINS s-a apelat la subrutina CMRINV pentru inversarea de matrici complexe.

Programul de calcul complex numit "REGTRANZ" rezolvă următoarele regimuri de funcţionare, la alegerea utilizatorului :

1. Regimul de mers în gol al liniei
2. Regimul constînd din conectarea liniei peste o rezistenţă electrică în variantele :

a) rezistenţă constantă
b) rezistenţa neliniară
c) în cazurile anterioare se poate adopta calculul simplificat sau complet funcţie de valoarea rezistenţei electrice

3. Regimul corespunzător existenţei unei inductivităţi la capătul terminal al liniei în variantele:

a) inductivitate constantă
b) inductivitate neliniară

4. Regimul tranzitoriu datorat unei lovituri atmosferice în conductoarele liniei, în variantele :

a) neglijarea efectului corona
b) considerarea efectului corona
c) prezenţa unui descărcător cu rezistenţă variabilă

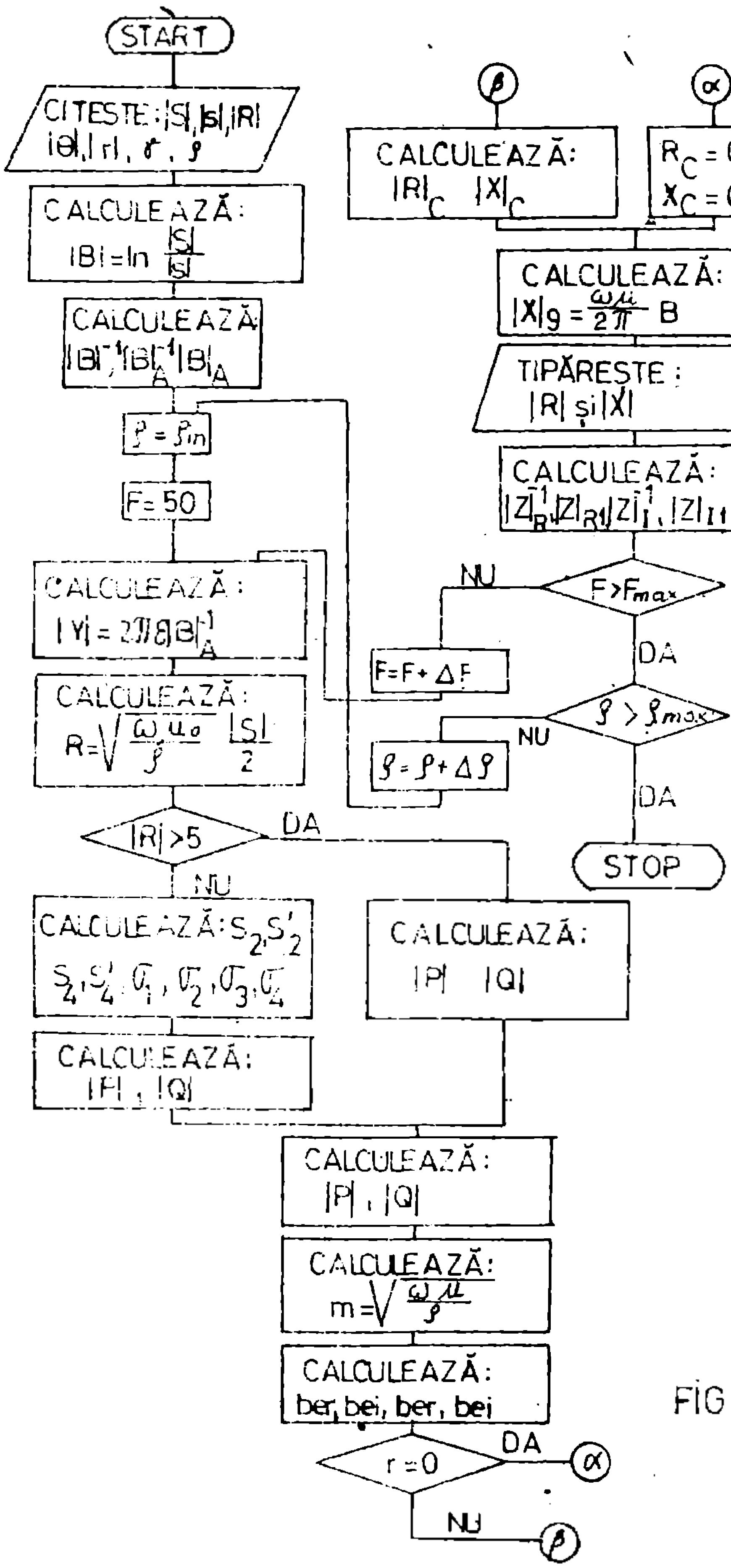


FIG A1 ORDINOGRAMA PARAM

d) combinații a două din cele trei cazuri anterioare

5. Funcție de valoarea parametrilor lineici se pot calcula supratensiunile din cazurile enumerate cu sau fără considerarea efectului pelicular în conductoarele liniei și în prezența sau neglijarea proprietăților electrice ale pămîntului.

Ordinograma de principiu a programului de calcul este redată în fig.A.2 unde se disting notațiile :

Reg= { o - regim de mers în gol al liniei
1 - regimul liniei cu rezistență electrică adoptînd calculul simplificat
2 - regimul liniei cu rezistență electrică, calcul extins

TRZ= { o - supratensiuni de comutație
1 - supratensiuni externe

COR= { o - fără considerarea efectului corona
1 - efect corona prin liniarizarea caracteristicii $q = f(u)$ prin 3 porțiuni
2 - același lucru realizat prin 4 liniarizări

CTEX= 1 - regimul liniei cu inductivitate la capătul terminal

SAT = 1 - considerarea neliniarității rezistenței electrice sau inductivității terminale liniei

DRV = 1 - se evidențiază prezența descărcătorului de rezistența variabilă

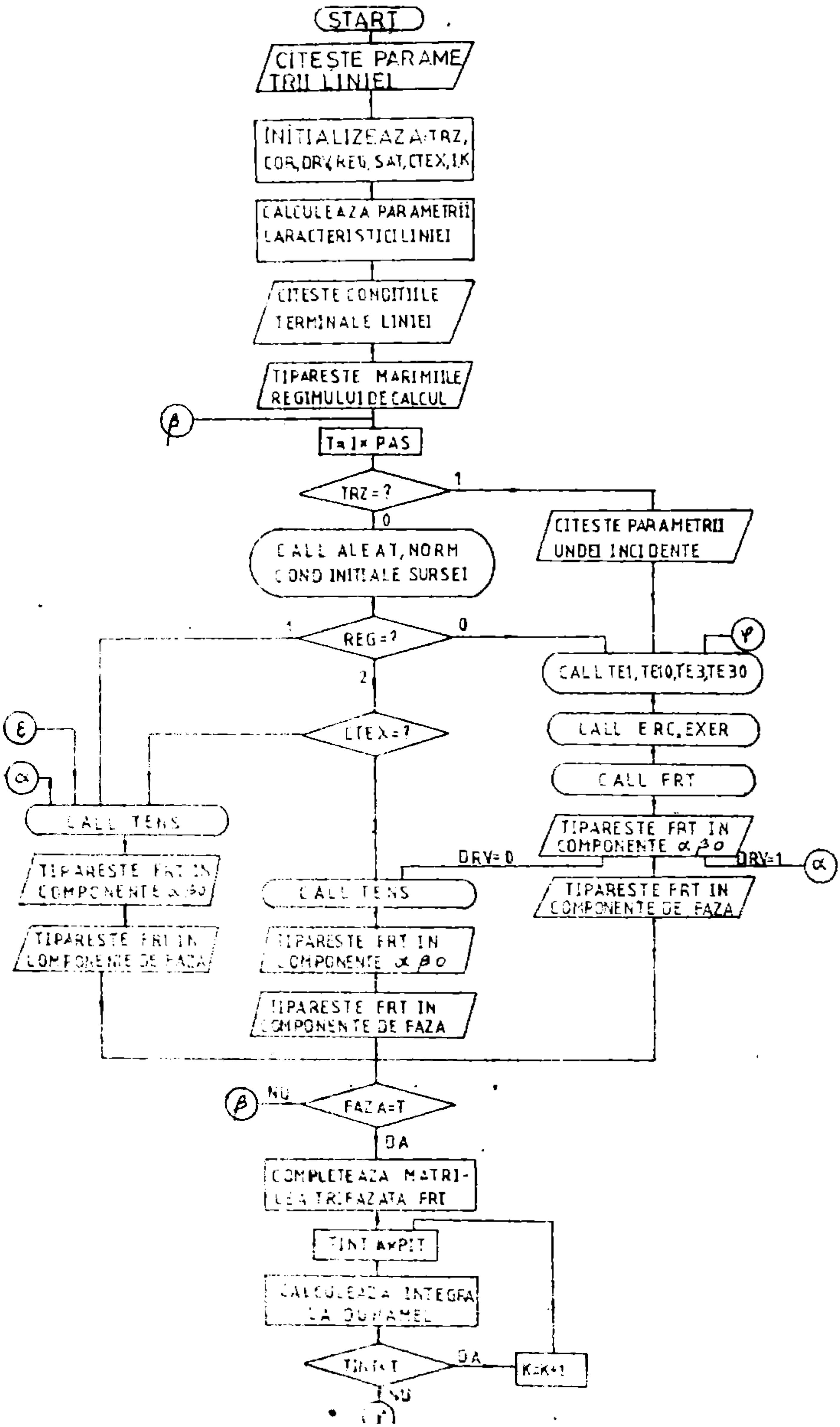
Subrutinele programului, în număr de 15, rezolvă următoarele probleme :

Subrutinele T1, T1o, T3, EXER, ERFC calculează termenii funcției de răspuns tranzitoriu în componente α,β,o pentru regimul de mers în gol, respectiv regimul constînd din linie cu rezistență electrică la capătul ei terminal.

Subrutinele FACT, PSI2, T11, T21 determină funcția de răspuns tranzitoriu pentru linia în regim de mers în gol și rezistiv, în componente α,β,o în cazul liniei cu parametrii lineici constanți.

Subrutinele COEF și FUFI calculează termenii suplimentari pentru calculul complet a funcției de răspuns tranzitoriu în componente α,β,o pentru cazul liniei avînd la capătul terminal o rezistență electrică.

Subrutina PCV rezolvă produsul de convoluție în calculul


START
CITESTE PARAMETRII LINIEI
INITIALIZEAZA: TRZ, COR, DRV, REG, SAT, CTEX, I, K
CALCULEAZA PARAMETRII CARACTERISTICI LINIEI
CITESTE CONDITIILE TERMINALE LINIEI
TIPARESTE MARIMILE REGIMULUI DE CALCUL
T = I * PAS
TRZ = ?
CITESTE PARAMETRII UNDEI INCIDENTE
CALL ALEAT, NORM
COND INITIALE SURSEI
REG = ?
CALL TE1, TE10, TE3, TE30
CALL ERC, EXER
CALL FRT
CTEX = ?
CALL TENS
TIPARESTE FRT IN COMPONENTE α β 0
DRV = 0
DRV = 1
TIPARESTE FRT IN COMPONENTE DE FAZA
FAZA = T
NU
DA
COMPLETEAZA MATRICEA TRIFAZATA FRT
TINT = K * PIT
CALCULEAZA INTEGRALA DUHAMEL
TINT < T
K = K + 1

BUPT

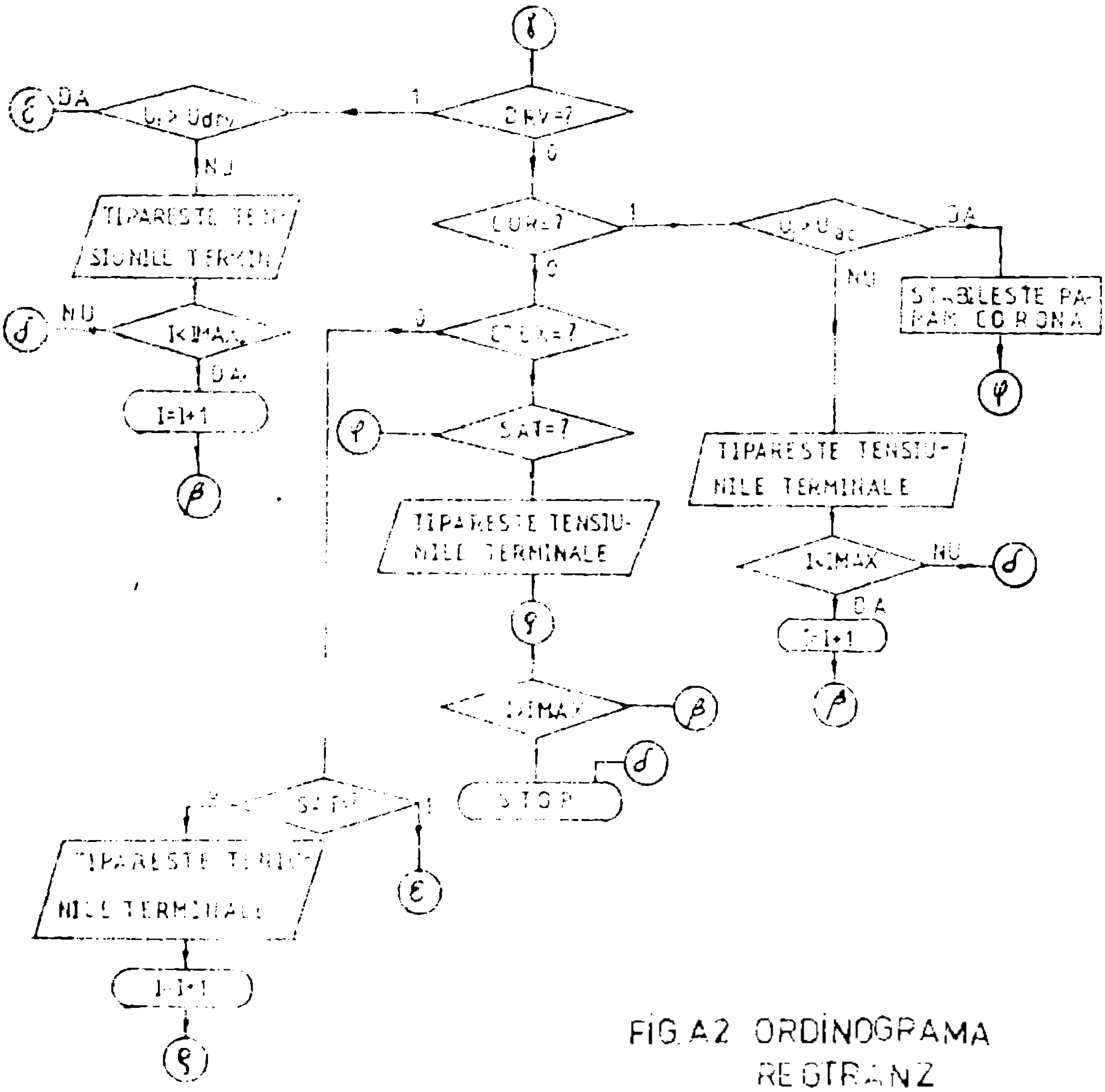


FIG. A2 ORDINOGRAMA REGTRANZ

funcţiei de răspuns tranzitoriu corespunzător termenilor determinaţi de subrutinele COEF şi FUFI.

Subrutina FRT determină funcţia de răspuns în componente de fază.

Subrutina TENS, respectiv XTENS determină funcţia de răspuns în cazul existenţei la capătul liniei a unui descărcător cu rezistenţă variabilă, respectiv inductivitate.

Efectuarea integralei Duhamel se realizează în cadrul programului principal.

Din biblioteca calculatorului s-a apelat la subrutina PORAB pentru rezolvarea ecuaţiilor algebrice de grad superior, iar subrutinele ALEAT şi NORM determină în mod aleatoriu condiţiile iniţiale ale sursei de tensiune aplicată liniei.