

2
V.İ.NƏSİROV
E.V.NƏSİROV
S.A.SƏMƏDOV



ELEKTRİK
DÖVRƏLƏRİNİN
NƏZƏRİ ƏSASLARI

**AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASI MÜDAFIYƏ NAZİRLİYİ
AZƏRBAYCAN ALİ HƏRBİ DƏNİZÇİLİK MƏKTƏBİ**

**V.İ.NƏSİROV
E.V.NƏSİROV
S.A.SƏMƏDOV**

ELEKTRİK DÖVRƏLƏRİNİN NƏZƏRİ ƏSASLARI

*Müdafiə Nazirinin kadrlar və hərbi təhsil üzrə müavini
tərəfindən dərs vəsaiti kimi təsdiq edilmişdir*

(İkinci nəşri)

BAKI -2015

Vəsait professor V.İ.Nəsirovun ümumi redaktəsi ilə nəşr olunur.

Rəyçilər:

AMEA-nın həqiqi üzvü, Dövlət mükafatı laureatı, fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor, B.H.Tağıyev

AAHDM-nin tədris və elmi işlər üzrə rəis müavini, polkovnik, dosent E.Namazov

V.İ.Nəsirov, E.V.Nəsirov, S.A.Səmədov -**Elektrik dövrlərinin nəzəri əsasları**-Bakı, 2015,"ADPU"-nün nəşriyyatı

Xətti elektrik dövrlərinin nəzəri əsasları elektrotexnika və radiotexnika sahəsində mütəxəssislərin hazırlanmasında istifadə olunan əsas nəzəri baza rolunu oynayır. Təqdim olunan vəsaitin əsas məqsədi kursantların müstəqil çalışmalarına yardımçı olmaq, fənnin mənimsənilməsinin effektivini artırmaqdır.Vəsaitdən texniki ali məktəblərin müvafiq fakültələrinin tələbələri, habelə mühəndislər istifadə edə bilərlər.

Kitabın içindəkilər

GİRİŞ.....	10
------------	----

FƏSİL I. ELEKTRİK DÖVRƏLƏRİNİN ƏSAS ANLAYIŞLARI, ELEMENTLƏRİ, PARAMETRLƏRİ VƏ QANUNLARI

§1.1.Elektrik dövrəsi elementləri.....	12
§1.2.Elektrik cərəyanı.....	13
§1.3.Gərginlik və elektrik hərəkət qüvvəsi(e.h.q.).....	15
§1.4.İdeal gərginlik və cərəyan mənbələri.....	17
§1.5.Passiv ikiqütblülər-ışlədicilər.....	19
§1.6.Xətti və qeyri-xətti elektrik dövrələri.....	22
§1.7.Volt-Amper xarakteristikası.....	24
§1.8.Potensialın müqavimətdən asılı olaraq paylanması.....	27
§1.9.E.h.q.-si olan dövrə hissəsi üçün Om qanunu.....	30
§1.10.Coul-Lens qanunu.....	31
§1.11.Elektromaqnit induksiyası qanunu.....	32
§1.12.Kirxhof qanunları.....	35
§1.13.Kirxhof tənliklərinin matris formasında yazılışı.....	38
§1.14.Elektrik dövrələrinin topoloji qrafları.....	40
§1.15.Müqavimətlərin ardıcıl və paralel birləşdirilməsi	41

FƏSİL II. SİNUSOIDAL DƏYİŞƏN CƏRƏYAN DÖVRƏLƏRİ

§2.1.Maqnit sahəsində fırlanan çərçivə.....	43
§2.2.Sinusoidal e.h.q.-nin alınması.....	46
§2.3.Aktiv müqavimətli dəyişən cərəyan dövrəsində iş və güc.....	48
§2.4.Dəyişən cərəyan dövrəsində tutum müqaviməti.....	50
§2.5.Dəyişən cərəyan dövrəsində induktiv müqavimət.....	52
§2.6.Vektor-diaqram metodunun elektrik rəqslərinə tətbiqi...55	

§2.7. Aktiv, tutum və induktiv müqavimətləri olan dəyişən cərəyan dövrəsi.....	57
§2.8. Elektrik dövrəsinin güc əmsalı.....	61

FƏSİL III. KOMPLEKS AMPLİTUDLAR METODU

§3.1. Sinusoidal funksiyaların kompleks kəmiyyətlərlə təsviri. Om qanununun kompleks forması.....	63
§3.2. Kirxof qanunlarının simvolik forması.....	68
§3.3. İki paralel budağı olan dövrədə rezonans (cərəyanlar rezonansı).....	70
§3.4. r, L, C paralel birləşdirilmiş dövrədə gərginlik və cərəyan.....	74
§3.5. Keçiriciliklər.....	77
§3.6. Gərginliklə cərəyan arasında fazalar fərqi.....	78
§3.7. Passiv ikiqütblü.....	80
§3.8. Güc. Güc əmsalı.....	82
§3.9. Güclər balansı.....	87
§3.10. Enerji mənbəyindən işlədiciyə maksimum güc ötürülməsi şərti.....	88
§3.11. Topoqrafik vektor diaqramları.....	89

FƏSİL IV. SXEMLƏRİN ÇEVRİLMƏSİ VƏ XƏTTİ ELEKTRİK DÖVRƏLƏRİNİN HESABLANMASI

§4.1. Ardıcıl birləşdirilmiş dövrənin ekvivalentləşdirilməsi.....	95
§4.2. Paralel birləşdirilmiş dövrənin ekvivalentləşdirilməsi.....	96
§4.3. Qarışıq birləşdirilmiş dövrənin ekvivalentləşdirilməsi.....	98
§4.4. Üçbucaq birləşmənin ekvivalent ulduza və əksinə çevrilməsi.....	100
§4.5. Enerji mənbəyi üçün ekvivalent sxem.....	102
§4.6. Kirxhof qanunları metodu.....	107
§4.7. Qondarma metodu.....	108
§4.8. Düyün potensialları metodu.....	111
§4.9. Kontur cərəyanları metodu.....	114

FƏSİLV.QARŞILIQLI İNDUKSIYALI DÖVRƏLƏR

§5.1.Dövrənin induktiv əlaqəli elementləri.....	118
§5.2.Qarşılıqlı induksiya e.h.q.....	120
§5.3.İnduktiv rəbitəli sarğacın ardıcıl birləşdirilməsi.....	123
§5.4. İnduktiv rəbitəli sarğacın paralel birləşdirilməsi.....	126
§5.5.İnduktiv əlaqəli dövrələrin hesablanması.....	127
§5.6.İnduktiv rəbitənin ekvivalent əvəz edilməsi.....	129
§5.7.Polad nüvəsiz transformator (hava transformatoru).....	131

FƏSİL VI. ELEKTRİK DÖVRƏLƏRİNDƏ REZONANS

§6.1.Budaqlanmayan dövrədə rezonans.....	134
§6.2.Ardıcıl rezonans konturunun tezlik xarakteristikaları.....	136
§6.3.İki paralel budaqlı dövrədə rezonans.....	138
§6.4.Paralel konturun tezlik xarakteristikaları və rezonans ayrılıqları.....	141
§6.5.Budaqlanmış dövrədə rezonans.....	142

FƏSİL VII. ÜÇFAZALI CƏRƏYAN DÖVRƏLƏRİ

§7.1.Üçfazlı cərəyanın alınması.....	145
§7.2.Ulduz və üçbucaq birləşmələr.....	147
§7.3.Simmetrik rejimli üçfazlı dövrənin hesablanması.....	149
§7.4.Qeyri-simmetrik üçfazlı dövrənin hesabı.....	151
§7.5.Üçfazlı dövrədə gücün hesablanması.....	154
§7.6.Fırlanan maqnit sahəsi.....	156
§7.7.Asinxron və sinxron mühərriklərin iş prinsipi.....	159

FƏSİL VIII. PERİODİK QEYRİ-SİNUSİDAL CƏRƏYAN DÖVRƏLƏRİ

§8.1.Periodik qeyri-sinusoidal siqnallar.....	162
§8.2. Periodik qeyri-sinusoidal ayrılıqların triqonometrik sıraya ayrılması.....	164
§8.3.Qeyri-sinusoidal periodik e.h.q.,gərginlik və	

cərəyanın maksimal, təsiredici və orta qiymətləri.....	168
§8.4. Qeyri-sinusoidal periodik dəyişən cərəyan dövrələrinin hesabı.....	169
§8.5. Qeyri-sinusoidal periodik dəyişən cərəyan dövrlərində güc.....	173

FƏSİL IX. ELEKTRİK DÖVRƏLƏRİNDƏ SƏRBƏST KEÇİD PROSESLƏRİ

§9.1. Kommutasiya qanunları.....	175
§9.2. Keçid, məcburi və sərbəst proseslər.....	176
§9.3. r, L dövrəsinin qısa qapanması.....	179
§9.4. r, L dövrəsinin sabit gərginliyə qoşulması.....	181
§9.5. r, L dövrəsinin sinusoidal gərginliyə qoşulması.....	182
§9.6. r, C dövrəsinin qısa qapanması.....	185
§9.7. r, C dövrəsinin sabit gərginliyə qoşulması.....	187
§9.8. r, C dövrəsinin sinusoidal gərginliyə qoşulması.....	188
§9.9. Budaqlanmamış r, L, C dövrlərində keçid prosesləri.....	189
§9.10. Kondensatorun aperiodik boşalması.....	190
§9.11. Kondensatorun aperiodik boşalmasının limit halı.....	193
§9.12. Kondensatorun periodik (rəqsi) boşalması.....	194
§9.13. r, L, C dövrəsinin sabit gərginliyə qoşulması.....	197
§9.14. Klassik metodla keçid proseslərinin hesablanması.....	200
§9.15. Dyuamel inteqralı və ya düsturu.....	207
§9.16. Laplas çevrilmələrinin keçid proseslərinin hesabına tətbiqi.....	210
§9.17. Om və Kirxhof qanunlarının operator formaları.....	214

FƏSİL X. PAYLANMIŞ PARAMETRLİ ELEKTRİK DÖVRƏLƏRİ

§10.1.Uzun xətlərdə cərəyan və gərginlik. Xəttin birinci parametrləri.....	218
§10.2.Bircins xəttin tənlikləri.....	219
§10.3.Bircins xəttin qərarlaşmış rejmi.....	220
§10.4.Bircins xəttin hiperbolik funksiyalarla tənlikləri.....	224
§10.5.Bircins xəttin xarakteristikaları.....	227
§10.6.Xəttin giriş müqaviməti.....	230
§10.7.Dalğanın əks olunma əmsalı.....	230
§10.8.Təhrifsiz xətlər.....	231
§10.9.İtkili xəttin yüksüz işləmə, qısaqapanma və yüklü rejimləri.....	234
§10.10.İtkisiz xətlər.....	235
§10.11.Durğun dalğalar.....	238

FƏSİL XI. DÖRDQÜTBLÜLƏR

§11.1.Dördqütblülərin təsnifatı.....	244
§11.2. Dördqütblülərin əsas tənlikləri.....	245
§11.3. Dördqütblülərin əmsallarının təyini.....	249
§11.4. Dördqütblülərin yük rejimi.....	251
§11.5.Passiv dördqütblünün ekvivalent sxemləri.....	253
§11.6.Aktiv dördqütblülərin əsas tənlikləri və ekvivalent sxemləri.....	256
§11.7.Simmetrik dördqütblünün xarakteristik müqaviməti və ötürmə əmsalı.....	260
§11.8. Simmetrik dördqütblünün hiperbolik şəkilli tənlikləri.....	262
§11.9. Qeyri-simmetrik dördqütblünün xarakteristik müqaviməti və ötürmə əmsalı.....	263
§11.10.Passiv dördqütblünün ardıcıl birləşdirilməsi.....	264
§11.11. Passiv dördqütblünün paralel birləşdirilməsi.....	266
§11.12. Passiv dördqütblünün kaskad birləşdirilməsi.....	268

FƏSİL XII. ELEKTRİK SÜZGƏCLƏRİ

§12.1. Elektrik tezlik süzğəcləri.....	270
§12.2. K tipli süğəclər.....	272
1. Aşağı tezlik süzğəcləri.....	272
2. Yuxarı tezlik süzğəcləri	275
3. Zolaq süzğəcləri	277
4. Çəpərləyici süzğəclər.....	279

FƏSİL XIII. ELEKTRİK DÖVRƏLƏRİNİN SİNTEZİ

§13.1. Sintez məsələləri.....	281
§13.2. Dördqütblünün ötürücü funksiyası. Minimal faza dövrələri.....	283
§13.3. Dövrənin giriş funksiyaları. Müsbət həqiqi funksiyalar.....	291
ƏDƏBİYYAT	294

GİRİŞ

Elektrotexnikanın inkişafı elektromaqnit hadisələrinin öyrənilməsini və onun texniki tətbiqinə nail olmaq üçün böyük işlər görülməsini tələb etmişdir. Həmin işlərin görülməsində müxtəlif ölkə alimlərinin, o cümlədən Azərbaycan alimlərinin də böyük xidmətləri olmuşdur.

XIX əsrin birinci yarısında italyan alimi A.Volta qalvonik elementi kəşf etməklə ilk sabit cərəyan mənbəyini yaratdı. Rus alimi V.Petrov 1802-ci ildə elektrik dövrlərini öyrənərkən elektrik qovsünü, alman alimi A.Amper elektrik cərəyanlarının qarşılıqlı təsiri qanununu, 1826-ci ildə alman alimi G.Om isə elektrik dövrlərinin əsas qanununu kəşf etdilər.

Elektromaqnit hadisələrinin öyrənilməsində ingilis alimi M. Faradeyin 1831-ci ildə kəşf etdiyi elektromaqnit induksiyası hadisəsi müstəsna rol oynamışdır.

1934-cü ildə rus alimi E.Lens induksiya cərəyanının istiqamətini, xüsusi halda elektromaqnit ətaləti prinsipini müəyyən etdi 1844-cü ildə E.Lens və ingilis alimi M.Coul biribirindən asılı olmayaraq naqildən cərəyan keçən zaman ondan ayrılan istiliyin cərəyan şiddəti, naqilin müqaviməti və naqildən cərəyanın keçmə müddətindən asılılığını müəyyən etdilər.

Dünyada ilk elektromaqnit teleqraf 1832-ci ildə Rusiyada B. Şiling tərəfindən yaradıldı. 1845-ci ildə alman fiziki Q.Kirxhof budaqlanmış elektrik dövrlərinin əsas qanunlarını kəşf edərək, nəzəri və praktiki elektrotexnikanın inkişafında əvəzsiz rol oynadı.

Rus alimi B.Yabloçkovun 1876-ci ildə kəşf etdiyi elektrik şamı elektrik işıqlandırılmasının əsasını qoydu. O həmçinin transformatoru da kəşf etdi. Kömür çubuqlu közərmə lampası isə rus mühəndisi A.Ladığın tərəfindən kəşf olunmuşdur.

Rus mühəndisi M.Dolivo-Dobrovolskinin 1889-cü ildə üçfazlı sistemləri, eləcə də üçfazlı generator və asinxron mühərriki ixtira etməsi elektrotexnikanın inkişafında böyük

hadisə oldu. 1891-ci ildə o, uzaq məsafəyə (175 km) üçfazlı cərəyan vasitəsi ilə enerji ötürülməsini nümayiş etdirdi.

Dəyişən cərəyanın tətbiqi bir sıra nəzəri və praktiki məsələlərin həllini tələb edirdi. Onun nəzəriyyəsinin inkişafında elektrik dövrlərinin hesabında kompleks kəmiyyətlər metodunun (simvolik metod) yaradıcısı amerikalı mühəndis C.Şteynmetsin böyük xidmətləri olmuşdur.

1873-cü ildə ingilis alimi C.Maksvell «Elektrik və maqnetizm haqqında traktat» adlı əsərində özünün məşhur elektromaqnit sahəsi nəzəriyyəsinin əsaslarını riyazi şəkildə verdi. 1888-ci ildə isə alman alimi H.Hers ilk dəfə təcrübi olaraq özünün kəşf etdiyi vibratorun köməyi ilə elektromaqnit dalğalarını aldı. 1895-ci ildə A.Popov bəşəriyyətin mədəni həyatında yeni era açan radionu kəşf etdi. O elektromaqnit dalğalarının tətbiqinə nail olaraq ~250 metr məsafəyə ilk sözü «Henri Hers» olmaqla informasiya ötürmüş və bununla da radiotexnikanın əsasını qoymuşdur. Bu kəşf dövrlər və elektromaqnit sahə nəzəriyyələrinin inkişafına böyük təkan verdi.

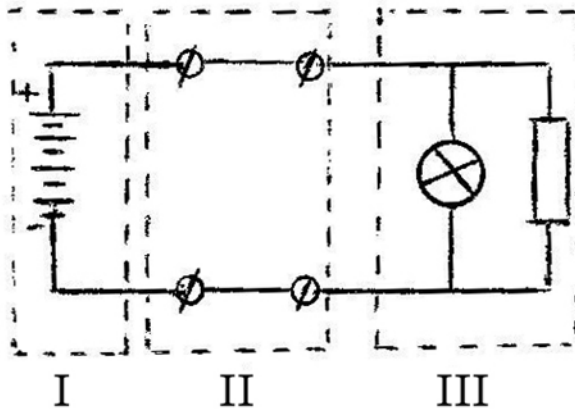
Elektrotexnika elminin inkişafında Azərbaycan alimlərinin də müəyyən payı vardır. Azərbaycanın elektrotexnika sahəsində çalışan görkəmli alimləri sırasında bu gün professor Anar Axundovun, professor Zəki Kazımzadənin, akad. Azad Əfəndizadənin, akademik Çingiz Cüvarlının və b. adlarının hörmətlə çəkə bilərik. Müstəqil Azərbaycanın Milli elektrotexnika məktəbinin ənənələri bu gün elmi-tədqiqat institutlarında, müvafiq ali məktəblərdə, elektrotexnika müəssisələrində və stansiyalarında alimlərimiz, mühəndislərimiz, istedadlı gənclərimiz tərəfindən davam və inkişaf etdirilir.

FƏSİL I. ELEKTRİK DÖVRƏLƏRİNİN ƏSAS ANLAYIŞLARI, ELEMENTLƏRİ, PARAMETRLƏRİ VƏ QANUNLARI

§1.1. Elektrik dövrəsi elementləri

Elektrik dövrəsi quruluşlar toplusu olub, cərəyanın axma yolunu yaradır. Elektrik dövrəsinə müxtəlif təyinatlı radio-texniki və elektrotexniki elementlər daxil ola bilər. Bunlar öz aralarında birləşən generatorlar, transformatorlar, induktiv sarğaçlar, kondensatorlar, reostatlar, birləşdirici naqillər və elektrik enerjisinin qəbulediciləridir. Ümumi halda isə elektrik dövrəsi mənbədən və elektrik enerjisinin işlədicisindən ibarətdir ki, bunlar da biri-birilə naqillər vasitəsilə birləşdirilir.

Elektrik enerji mənbələrində kimyəvi, mexaniki, istilik və ya digər enerji növləri elektrik enerjisinə, işlədicilərdə isə əksinə, elektrik enerjisi istilik, mexaniki və ya digər enerji növlərinə çevrilir.



Şəkil 1.1

Elektrik enerjisinin mənbələrdə alınması, ötürülməsi və işlədicilərdə başqa enerji növünə çevrilməsi zaman keçdikcə

dəyişməyən cərəyan və gərginlikdə baş verirsə, belə dövrə **sabit cərəyan dövrəsi** adlanır. Belə dövrlərdə özü-özünə e.h.q. əmələ gəlmir.

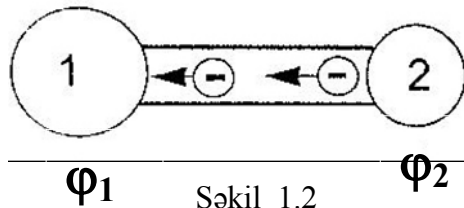
Şəkil 1.1-də sadə sabit cərəyan dövrəsinin sxemi verilmişdir. Bu dövrə əsasən üç hissəyə ayrılmışdır: sabit elektrik cərəyanı mənbəyi (I), işlədici (III) və onları birləşdirən naqillər (II).

Nəzəri baxımdan elektrik dövrəsinə aktiv və passiv elementlərdən təşkil olunmuş dövrə kimi baxmaq əlverişlidir. Aktiv elementlərdə elektrik enerjisi hasil olur, passiv elementlərdə isə bu enerji digər enerji növlərinə çevrilir və yaxud da elektrik və ya maqnit sahələri enerjisi kimi toplanır.

§1.2. Elektrik cərəyanı

Yüklü hissəciklərin müəyyən istiqamətdə nizamlanmış hərəkəti **elektrik cərəyanı** adlanır. Cərəyan istiqaməti kimi müsbət yüklərin hərəkət istiqaməti qəbul olunmuşdur.

İki cismi əks işarəli yüklərlə φ_1 və φ_2 potensialına kimi yükləyib (şəkil 1.2), sonra naqillə birləşdirək. Naqilin uclarında potensiallar fərqi və daxilində elektrik sahəsi yaranır. Elektrik sahəsinin istiqaməti isə potensialın azaldığı istiqamətdə olar. Əgər $\varphi_1 > \varphi_2$ -dirsə, onda elektrik sahəsi 1 cisimdən 2 cisminə doğru yönəlir. Sahənin təsirindən elektronlar 2 cisimdən 1 cisminə doğru hərəkət edər. Yəni naqildən $1 \rightarrow 2$ istiqamətində cərəyan axar.



Elektrik cərəyanı kəmiyyətcə naqilin en kəsiyindən vahid zamanda keçən yükün miqdarı ilə xarakterizə olunur və bu kəmiyyət cərəyan şiddəti adlanır:

$$i(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta t} = \frac{dq}{dt}$$

Burada dt naqilin en kəsiyindən dq yükünün keçmə müddətidir. Elektrik cərəyanı həm müsbət və həm də mənfi yüklərin nizamlı hərəkəti nəticəsində yarana bilər (məsələn, elektrolitdə, ionlaşmış qazlarda olduğu kimi). Mənfi yüklü hissəciklərin bir istiqamətdə daşınması qiymətcə ona bərabər müsbət yüklü hissəciklərin əks istiqamətə daşınmasına ekvivalentdir.

Əgər naqildə cərəyan hər iki növ hissəcik tərəfindən yaradılırsa, onda cərəyan şiddəti

$$i = \frac{dq^+}{dt} + \frac{dq^-}{dt}$$

kimi təyin olunur. Elektrik cərəyanının naqilin en kəsiyində paylanması **cərəyan sıxlığı** ilə xarakterizə olunur:

$$S = \frac{di}{dA}$$

Cərəyan sıxlığı vektorial kəmiyyət olub, yüklərin nizamlı hərəkət sürəti istiqamətində yönəlir. Naqilin hər bir nöqtəsində cərəyan sıxlığı vektoru məlum olsa, onda ixtiyarı A səthində cərəyan şiddətini

$$i = \int_A S_n dA$$

ifadəsindən tapa bilərik. Cərəyan sıxlığının elektrik yüklərinin nizamlı hərəkət sürəti ilə əlaqəsini

$$\vec{S} = qn\vec{v}$$

şəklində yaza bilərik. Burada q -elektrik yükü, v - isə onun nizamlı hərəkəti sürətidir.

Əgər bərabər zaman fasilələrində naqilin istənilən en kəsiyindən eyni miqdarda elektrik yükü keçirsə, onda bu cərəyan zamandan asılı olmur və sabit cərəyan adlanır.

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{q}{t} = \text{const}$$

Adətən bir çox dərslərdə sabit cərəyan I , dəyişən cərəyan isə i -lə işarə olunur. BS vahidlər sistemində elektrik yükü Kulonlarla (Kl), cərəyan isə Amperlərlə (A) ölçülür. Onu da qeyd edək ki, cərəyan şiddətinin vahidi olan Amper BS vahidlər sistemində yeddi əsas vahiddən biridir.

§1.3. Gərginlik və elektrik hərəkət qüvvəsi (e.h.q.)

Elektrik dövrəsindən cərəyan keçən zaman müəyyən enerji sərf olunur. Daha doğrusu yükün naqilin bir nöqtəsindən digər nöqtəsinə hərəkət etməsi üçün müəyyən miqdarda enerji tələb olunur. Ədədi qiymətə vahid müsbət yükü naqilin bir nöqtəsindən digərinə hərəkət etdirən zaman sərf olunan enerjiyə bərabər kəmiyyət **gərginlik** adlanır.

$$u = \lim_{\Delta q \rightarrow 0} \frac{\Delta W}{\Delta q} = \frac{dW}{dq}$$

Bu düsturdan istifadə edib aşağıdakı inteqralı hesablamaqla gərginliyi u olan dövrə hissəsində q yükünün t anında hərəkəti zamanı sərf olunan enerjini tapa bilərik:

$$W = \int_{-\infty}^t u dq = \int_{-\infty}^t u idt \quad (1.1)$$

BS vahidlər sistemində gərginliyin vahidi 1 Volt-dur. Gərginlik skalyar kəmiyyətdir. Onun işarəsini birqiymətli təyin etmək üçün sıxaclardan biri şərti olaraq müsbət işarəli kimi qəbul edilir və gərginliyin istiqaməti həmin müsbət sıxacdan

başlayır. Bu qütbün potensialı təbii ki, digər sıxacından böyük olmalıdır.

(1.1) ifadəsindən zamana görə törəmə alsaq,

$$p = \frac{dW}{dt} = ui$$

ani gücü alırıq.

Elektrik hərəkət qüvvəsi (e.h.q.) ədədi qiymətə enerji mənbəyində cərəyan olmadıqda, onun müsbət və mənfi sıxacları (1 və 2) arasındakı potensiallar fərqinə (φ_1 və φ_2) və ya gərginliyə u_{12} bərabərdir (şək.1.3).

$$e = \varphi_1 - \varphi_2 = u_{12}$$

E.h.q.-ni, mənbəyə xas olan kənar qüvvələrin vahid müsbət yükü mənbəyin daxilində kiçik potensiallı sıxacdan böyük potensiallı sıxaca doğru hərəkət etdirdiyi zaman görülən işlə təyin etmək olar.

Əgər enerji mənbəyinin sıxaclarına yük birləşdirsək, onda qapalı dövrdə cərəyan i yaranar. Mənbəyin daxilində gərginlik düşgüsü olduğundan 1 və 2 sıxaclarındakı gərginlik e.h.q.-yə bərabər olmaz (şək 1.4.).

Mənbəyin daxilində gərginlik düşgüsü

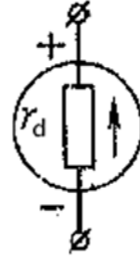
$$U_d = r_d i$$

olar. Bu zaman

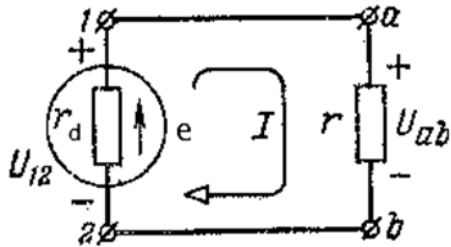
$$U_{12} = U = e - U_d = e - r_d i$$

olar. Enerji mənbəyinin verdiyi güc $P = ri^2$ kimi təyin olunur.

Sonda qeyd edək ki, BS-də e.h.q. də voltlarla ölçülür. Sabit e.h.q. və gərginlik uyğun olaraq E və U ilə, işarə olunur.



Şəkil 1.3



Şəkil 1.4

Dəyişən e.h.q. və gərginlik ani qiymətləri ilə xarakterizə olunur və $e(t)$ və $u(t)$ ilə işarə edilir.

§1.4. İdeal gərginlik və cərəyan mənbələri. Aktiv ikiqütblülər

İrəlidə qeyd etdiyimiz kimi bu mənbələrdə müxtəlif enerji növləri elektromaqnit enerjisinə çevrilir. Mənbədə hər hansı bir enerji növünü elektromaqnit enerjisinə çevirən **kənar qüvvələrdir**. Bu qüvvələrin təbiəti isə elektromaqnit enerjisinə çevrilən enerjinin növündən asılıdır. Məsələn, qalvanik elementlərdə kənar qüvvələr kimyəvi təbiətlidir. İdeal gərginlik və cərəyan mənbələrində kənar qüvvələrin gördüyü iş tamamilə və itkisiz elektromaqnit enerjisinə çevrilir.

a) ideal gərginlik mənbəyi (e.h.q. mənbəyi)

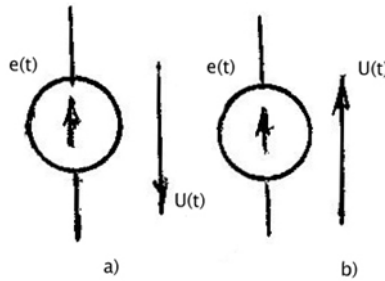
İdeal gərginlik mənbəyi aktiv dövrə elementi olub, iki qütbə malikdir. Bu qütblər arasındakı gərginlik mənbədən keçən cərəyandan asılı deyildir. Cərəyanın hansı qiymətə malik olmasından asılı olmayaraq kənar qüvvələrin işi hesabına gərginliyin qiyməti və onun zamandan asılılığı cərəyandan asılı deyildir.

Kənar qüvvələrin hesabına mənbədə müsbət yüklər mənfi qütbdən müsbət qütbə doğru hərəkət edir.

Kənar qüvvələrin mənbə daxilində vahid müsbət yükü bir qütbdən digər qütbə doğru hərəkət etdirdiyi zaman görülən iş mənbəyin **elektrik hərəkət qüvvəsi** (e.h.q.) adlanır. Əgər birinci qütb «mənfi» ikinci isə «müsbət» işarəlirdisə, onda e.h.q. müsbət işarəli olur və əksinə. Zaman keçdikçə ümumi halda e.h.q. dəyişdiyindən, ona görə də irəlidə e.h.q.-yə verdiyimiz tərif onun ani qiymətini müəyyənləşdirir.

Şəkil 1.5-də ideal mənbəyin şərti işarəsi verilmişdir. Dairənin içərisindəki ox e.h.q.-nin müsbət qiymətində mənbə daxilində müsbət yükün hərəkət istiqamətini göstərir. Bu istiqamət şərti olaraq e.h.q.-nin müsbət istiqaməti kimi qəbul

edilir. Şəkil 1.5a-dan $e(t)=u(t)$, şəkil 1.5b-dən isə $e(t)=-u(t)$ yazıla bilər.



Şəkil 1.5

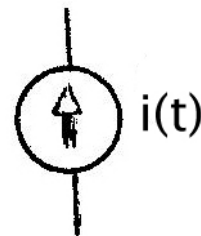
Beləliklə, qütblərdəki gərginliyin mütləq qiyməti və mənbəyin e.h.q.-si biri-birinə bərabərdir. Bu baxımdan ideal gərginlik mənbəyinə **e.h.q.-mənbəyi** deyirlər.

b) ideal cərəyan mənbəyi.

Bu iki sıxaqlı aktiv element olub, ondan keçən cərəyan qütblərdəki gərginlikdən asılı deyildir.

Şəkil 1.6-da sxematik olaraq bu mənbə verilmişdir. Dairənin içərisindəki ox cərəyanın müsbət istiqamətini göstərir.

Asanlıqla göstərmək olar ki, ideal cərəyan mənbəyi ideal gərginlik mənbəyi kimi sonsuz gücə malik olan mənbələrə aiddir. Belə mənbələr **asılı olmayan mənbələr** də adlanır.



Şəkil 1.6

Asılı olmayan mənbələrlə yanaşı elektrik dövrləri nəzəriyyəsində asılı gərginlik mənbələri anlayışından da istifadə olunur. **Asılı gərginlik mənbələri** elə mənbələrdir ki, onların qütblərindəki gərginlik digər gərginlik və ya cərəyanla təyin olunur. Məsələn, asılı mənbəyin e.h.q.-si dövrənin hər hansı bir elementinin qütblərindəki gərginliklə,

yaxud qütblər cütündən keçən cərəyanla mütənasib ola bilər. Digər asılılıq da ola bilər. Məsələn, e.h.q.-si hər hansı bir cərəyanın və ya gərginliyin törəməsi ola bilər və s.

Beləliklə, asılı cərəyan mənbəyi elə mənbədir ki, onun qütblərindən keçən cərəyan digər cərəyanlar və ya gərginliklərlə təyin olunur.

§ 1.5. Passiv ikiqütblülər-ışlədicilər

1. Müqavimət.

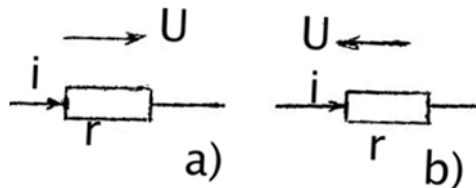
Müqavimət iki sıxacı olan dövrə elementi olub, onda elektrik enerjisi udulur. Müqavimətdən keçən cərəyan və sıxaclar arasındakı gərginlik arasında aşağıdakı əlaqə vardır:

$$u = ri \text{ və } r = gu$$

Burada r-kəmiyyət xarakteristikası olub, dövrə elementi kimi **müqavimət** adlanır, $g = \frac{1}{r}$ **keçiricilikdir**. Müqavimət BS-də Omlarla(Om), keçiricilik isə simenslərlə (Sm) ölçülür. Şerti olaraq ideallaşdırılmış müqavimət şəkil 1.7-dəki kimidir. Gərginliklə cərəyan arasındakı əlaqə $u = ri$ kimi o vaxt yazılır ki, cərəyan və gərginliyin hesablanma istiqamətləri uyğun olsun (şəkil 1.7a). Əks halda bu əlaqə

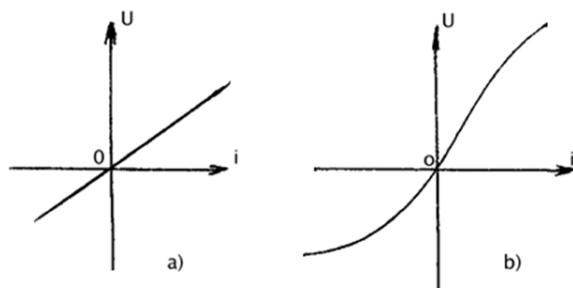
$$u = -ri \text{ və } i = -gu$$

kimi yazılır (şəkil 1.7.b).



Şəkil 1.7

Əgər müqavimət və keçiricilik gərginlik və cərəyandan asılı deyildirsə, onda bu dövrə elementi **xətti müqavimət** adlanır. Bu adın əmələ gəlməsinə səbəb $u=f(i)$ asılılığının düz xətt verməsidir (şəkil 1.8.a.). Bu asılılıq ümumiyyətlə volt-ampere xarakteristikası adlanır. (Bu barədə növbəti paragrafda daha ətraflı bəhs olunacaq).



Şəkil 1.8

Xətti müqavimət halında $u=f(i)$ asılılığı bildiyimiz kimi Om qanunu ilə təyin olunur.

Ümumi halda qeyri-xətti müqavimətlər üçün volt-ampere xarakteristikası düz xətti olmur (şəkil 1.8.b). Bu halda da i və u asılılığı üçün irəlidəki düsturlardan istifadə etmək olar. Lakin nəzərə almaq lazımdır ki, həmin halda r və g cərəyan və gərginliyin funksiyalarıdır.

2. Tutum.

Bu iki sıxacı olan elə elementdir ki, elektrik sahəsi enerjisini toplayır və bu zaman ondakı gərginliklə yük

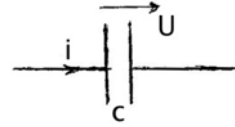
$$q_c = cu$$

kimi əlaqəlidir. c -kəmiyyət xarakteristikası olub, adı elə elektrik **tutumudur**. Tutum elementi biri-birindən aralandırılış lövhələr şəklində verilmişdir (şək. 1.9).

Aydınır ki, $i = \frac{dq_c}{dt}$ cərəyan şiddəti ilə yük arasındakı

əlaqəni müəyyən edir.

Əgər gərginlik və yükün işarəsi eyni olsa, məlumdur ki, $c > 0$ olar. Xətti tutum halında c gərginlik və yükədən asılı olmur, q_c ilə u arasındakı qrafik asılılıq düz xətt verir (şəkil 1.10).



Şəkil 1.9

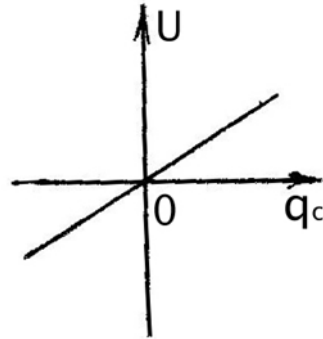
Əgər c zamandan asılı deyildirsə, cərəyan və gərginliyin uyğun şərti müsbət istiqamətində xətti tutum üçün i və u arasındakı asılılıq aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur:

$$i = c \frac{du}{dt}; u = \frac{1}{c} \int idt$$

Son düstur o deməkdir ki,

$$u(t) = u(t_0) + \frac{1}{c} \int_{t_0}^t idt$$

-dir. Burada t_0 hər hansı bir başlanğıc zaman anıdır.



Şəkil 1.10

3.İnduktivlik.

İnduktivlik iki sıxacı olan elə dövrə elementidir ki, maqnit sahəsi enerjisini toplaya bilər. Ondan keçən tam maqnit seli ilə cərəyan arasındakı əlaqə

$$\Phi = Li$$

kimidir. L -kəmiyyət xarakteristikası olub, **induktivlik** adlanır, Φ -tam maqnit selidir. İrəlindəki asılılıq Φ və i -nin işarələri eyni olduqda yazılır və bu zaman $L > 0$ -dir. İnduktivliyin şərti işarələnməsi şəkil 1.11-dəki kimidir. Şəkildə cərəyanın, gərginliyin və özü-özünə induksiya e.h.q.-nin şərti müsbət istiqamətləri verilmişdir.

Elektromaqnit induksiyası qanuna görə

$$e_L = -\frac{d\Phi}{dt} \text{ -dir.}$$

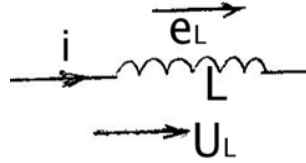
Baxdığımız halda gərginliyin və induksiya e.h.q.-nin şərti müsbət istiqaməti üst-üstə düşdüyündən

$$u = -e_L$$

və

$$u = \frac{d\Phi}{dt}$$

yaza bilərik. Xətti induktiv element üçün



Şəkil 1.11

$$u = L \frac{di}{dt}; i = \frac{1}{L} \int u dt$$

olar. Son ifadə o deməkdir ki,

$$i(t) = i(t_0) + \frac{1}{L} \int_{t_0}^t u dt \text{ -dir.}$$

Burada t_0 - müəyyən başlanğıc momentdir.

§1.6. Xətti və qeyri-xətti elektrik dövrləri

Parametrləri cərəyan və gərginlikdən asılı olmayan elektrik dövrləri **xətti** adlanır. Başqa sözlə desək, elektrik dövrəsi yalnız xətti xarakteristikalı elementlərdən təşkil olunmuşdursa, bu **xətti elektrik dövrəsidir**. Real elektrik dövrlərinin əksəriyyəti xəttidir.

Əgər elektrik dövrəsi qeyri-xətti parametrlərə malik elementlərdən təşkil olunmuşsa, onda belə dövrə **qeyri-xətti elektrik dövrəsi** adlanır. Mənbəyin e.h.q.-si onun daxili müqaviməti və işlədicinin müqaviməti gərginlik və cərəyandan asılı deyilsə, mənbəyin xarici xarakteristikası $U_{12}(i) = U(i)$ və işlədicinin volt-ampere xarakteristikası $U_{a_b}(i) = U(i)$ xətti olacaqdır (şəkil 1.12).

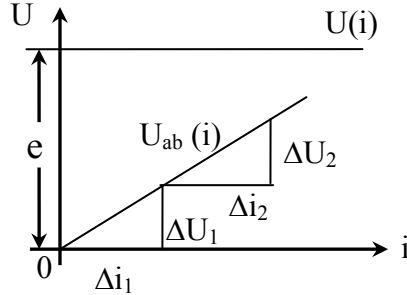
Xətti elektrik dövrəsinin əsas xassəsi ondan ibarətdir ki, dövrəyə tətbiq olunan gərginlik nə qədər artırsa, digər gərginliklərin təsirindən asılı olmayaraq cərəyan da buna uyğun olaraq artır (şəkil 1.12). Şəkildən görüldüyü kimi gərginliyin $\Delta u_1, \Delta u_2$ artımına uyğun cərəyanın $\Delta i_1, \Delta i_2$ artımları vardır.

Dövrəyə xaricə $u(t)$ gərginliyi tətbiq olunduqda gərginliklər tarazlığı tənliyi

$$ri + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{c} \int idt = u(t)$$

kimi yazılır. Bu tənlik dövrədə cərəyan şiddətini tətbiq olunan gərginlik $u(t)$ məlum olduqda

tapmağa, cərəyanın zamandan asılılığını təyin etməyə, dövrənin r, L, C parametrlərini müəyyən etməyə imkan verir. Deməli baxılan halda əgər



Şəkil 1.12

$$ri + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{c} \int idt = u(t)$$

olsa, hardakı

$$u(t) = \sum_k u_k(t),$$

onda

$$i(t) = \sum_k i_k(t),$$

həm də

$$ri_k + L \frac{di_k}{dt} + \frac{1}{c} \int i_k dt = u_k(t) \text{ -dir.}$$

Qeyri-xətti dövrə elementinə misal olaraq yarımkeçirici diodu, közərmə lampası telini və s. göstərmək olar.

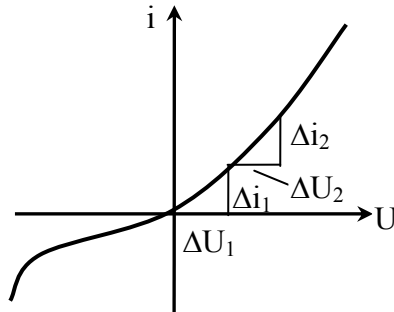
Yarımkəçirici diodun volt-ampər xarakteristikası şəkil 1.13-də verilmişdir. Yarımkəçirici diodun p-n keçidində yükdaşıyıcıların generasiya və rekombinasiyası nəzərə alınmadıqda ordan keçən cərəyanın (i) tətbiq olunan gərginlikdən (u) asılılığı nəzəriyyəyə görə

$$i = i_0 \left[\exp\left(\frac{u}{\varphi_T}\right) - 1 \right]$$

şəklindədir.

Burada φ_T - temperatur potensialı olub, $\frac{kT}{q_e}$ -ya bərabərdir.

T -mütləq temperatur, k - Bolsman sabiti olub, ədədi qiyməti $1,38 \cdot 10^{-23} \text{C/dər}$, q_e -elementar yük olub, $1,6 \cdot 10^{19} \text{Kl-dur}$. $T=300\text{K}$ temperaturda potensial $\sim 0,26 \text{V-dur}$.



Şəkil 1.13

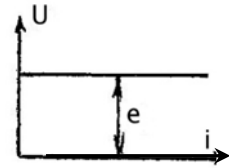
§1.7. Volt-Ampər xarakteristikası

Volt-ampər xarakteristikası irəlidə qeyd etdiyimiz kimi gərginliyin cərəyandan asılılığının funksional xarakteristikasıdır. Bir qayda olaraq cərəyan təcrübi qurğuda nizamlaşdırıcı vasitəsilə verilir və eyni zamanda tədqiq olunan elementdə gərginlik qeydə alınır. Volt-ampər xarakteristikası alınan zaman cərəyan sonsuz yavaş dəyişdirilir. Bu ondan ötrü edilir ki,

təcrübənin nəticələri cərəyanın dəyişmə sürətindən asılı olmasın.

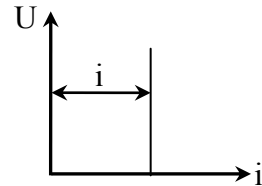
İndi bəzi ideal dövrə elementlərinin volt-ampər xarakteristikasının nəzərdən keçirək. Bu zaman aşağıdakı şərtlər ödənməlidir.

1. Gərginlik mənbəyinin keçən cərəyandan asılı olmadan xarici qütblərdə gərginliyi təmin etdiyi qəbul edilir. Belə mənbənin volt-ampər xarakteristikası absis oxuna paralel və ondan mənbənin gərginliyinin qiymətinə bərabər məsafədən keçən sonsuz düz xətdir (şəkil 1.14.).



Şəkil 1.14

2. Elektrik cərəyanı mənbəyinin xarici dövrəyə dövrənin parametrlərindən asılı olmadan cərəyan verdiyi qəbul edilir. Bu mənbənin volt-ampər xarakteristikası ordinat oxuna paralel, ondan mənbənin cərəyanının qiymətinə bərabər məsafədən keçən sonsuz düz xətt verir. (şəkil 1.15.).



Şəkil 1.15

3. Müqavimətin volt-ampər xarakteristikası Om qanunu ilə ifadə olunur və bu barədə irəlidə qeyd etmişik: R müqavimətində gərginlik istənilən zaman anında ondan keçən cərəyanla mütənasibdir. Om qanundakı əmsal R müqavimətin qiymətilə təyin olunur. volt-ampər xarakteristikasının qrafiki koordinat başlanğıcından keçən düz xətt verir (şəkil 1.16). Düz xəttin meyl bucağının tangensi R müqavimətinin qiymətilə təyin olunur.

Əgər ordinat oxu üzərində u voltlarla və absis oxu üzərində i amperlərlə ölçülsə, onda OA xəttinin meyl bucağının tangensi müqavimətin omlarla ifadə olunmuş qiymətinə bərabər olar.

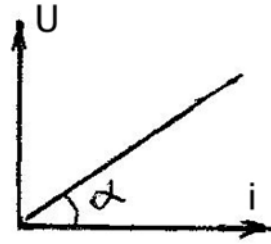
4. İnduktivliyin volt-ampər xarakteristikası Lens qanunu ilə müəyyən olunur. Bu qanuna görə induktivlikdəki gərginlik

$$u = L \frac{di}{dt}$$

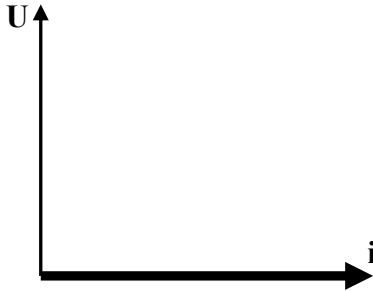
kimi təyin olunur. Buradakı mütənəsiblik əmsalı ədədi qiymətə induktivliyin qiymətinə bərabərdir. İrəlidə qeyd etdik ki, volt-ampər xarakteristikası cərəyanın sonsuz yavaş dəyişmələrində cərəyanla gərginlik arasındakı asılılıqdır. Deməli irəlidə yazdığımız Lens düsturunda

$$\frac{di}{dt} = 0, \text{ yəni } u=0 \text{ olar.}$$

Ona görə də induktivliyin volt-ampər xarakteristikası absis oxuyla üst-üstə düşən düz xətt şəklində olar (şəkil 1.17).



Şəkil 1.16



Şəkil 1.17

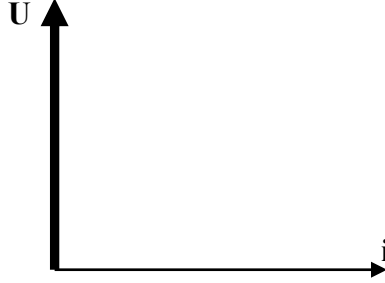
5. Tutumun volt-ampər xarakteristikasını təyin etmək üçün Faradey düsturundan istifadə edək:

$$i = c \frac{du}{dt}$$

c-münasiiblik əmsalının qiyməti tutumun qiyməti ilə təyin edilir. Bu xarakteristika gərginliyin sonsuz yavaş dəyişmələrindən təyin olunduğundan

$$\frac{du}{dt} = 0$$

və eləcə də $i=0$ olur və xarakteristika ordinat oxu ilə üst-üstə düşən düz xətt verir (şəkil 1.18).



Şəkil 1.18

İnduktivlik və tutumun volt-ampere xarakteristikasından məlum olur ki, sabit cərəyan halında induktivlik dövrədə qapanmaya, tutum isə qırılmaya uyğundur.

§1.8. Potensialın müqavimətdən asılı olaraq paylanması

E.h.q.-si e_1, e_2 , daxili müqavimətləri uyğun olaraq r_{b_1} və r_{b_2} olan iki mənbəni r_1, r_2 müqavimətlərinə ardıcıl birləşdirək (şəkil 1.19.). $e_1 > e_2$ olsun. Bu halda qapalı dövrə üçün Om qanununa görə

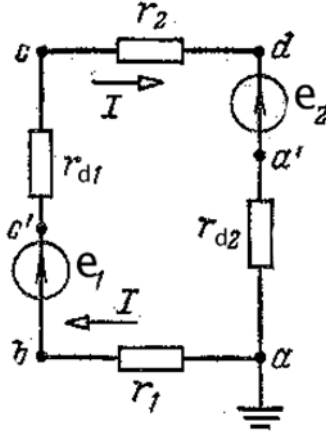
$$i = \frac{e_1 - e_2}{r_1 + r_{b_1} + r_2 + r_{b_2}}$$

yaza bilərik. Cərəyanın istiqaməti e_1 e.h.q.-sinin istiqamətilə üst-üstə düşür. Dövrənin hər bir nöqtəsində potensialı bərabər təyin etmək üçün a nöqtəsində potensialı sıfır qəbul etmək olar (bu nöqtə yerlə birləşdirilib). b nöqtəsinin potensialı a-nıkindən kiçik olmalıdır:

$$\varphi_b = \varphi_a - r_1 i = -r_1 i$$

Birinci mənbədən keçərkən potensial e_1 qədər artır, daxili gərginlik düşgüsü qədər azalır. Onda c nöqtəsinin potensialı

$$\varphi_c = \varphi_b + e_1 - r_{b_1} i = -r_1 i + e_1 - r_{b_1} i,$$



Şəkil 1.19

d nöqtəsinin potensialı isə

$$\varphi_d = \varphi_c - r_2 i = -r_1 i + e_1 - r_{b_1} i - r_2 i \quad \text{olar.}$$

İkinci mənbədən keçdikdən sonra potensial nəinki e_2 qədər, həm də daxili potensial düşgüsü qədər azalır:

$$\varphi_a = \varphi_d - e_2 - r_{2b} i = -r_1 i + e_1 - r_{b_1} i - r_2 i - e_2 - r_{b_2} i = 0$$

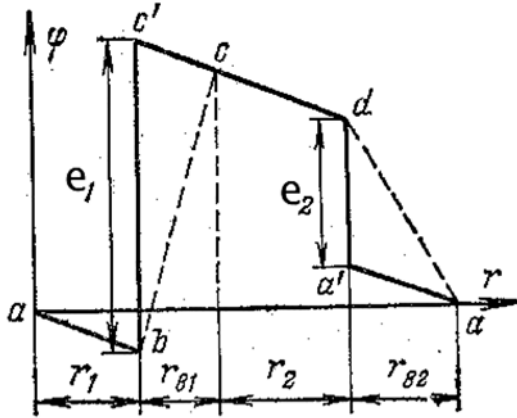
Alınan nəticə yazdığımız ilk düsturu inkar etmir. Absis oxu üzərində seçilmiş miqyasda dövrə hissələrinin dövrədəki ardıcılıqla müqavimətlərini, ordinat oxunda isə müvafiq nöqtələrin potensiallarını göstərək. Bu zaman biz budaqlanmayan dövrə boyu potensialın paylanması qrafikini alarıq (şəkil 1.20).

Bu qrafikdən istifadə edib dövrənin ixtiyarı nöqtələri arasındakı gərginliyi hesablamaq olar.

Qrafikdən görünür ki, birinci enerji mənbəyinin sıxac-larında gərginlik

$$U_{c_b} = \varphi_c - \varphi_b = e_1 - r_{b_1} i$$

mənbəyin e.h.q.-dən daxili gərginlik düşgüsü qədər kiçik, U_{d_a} gərginliyi isə e_2 -dən daxili gərginlik düşgüsü qədər böyükdür:



Şəkil 1.20

$$U_{d_a} = \varphi_d - \varphi_a = e_2 + r_{a_2} i$$

Gərginliyin dövrənin ixtiyarı passiv hissəsinin müqavimətinə nisbəti həmin dövrə hissəsindən keçən cərəyana bərabərdir. Müəyyən miqyasda qrafikdə bu, uyğun əyrinin absis oxuyla əmələ gətirdiyi bucağın tangensi ilə təyin olunur. ab və cd düz xətlərinin eyni meyli budaqlanmayan dövrənin bütün passiv hissələrində potensial dəyişməsinin eyni cərəyanda baş verdiyini göstərir.

Enerji mənbəyi daxilində potensialın paylanması müxtəlif ola bilər. Sadə halda, yəni daxili müqavimətin r_d və e.h.q.-nin bərabər paylandığı halda mənbədə potensialın dəyişməsinə düz xətlə ifadə edirlər. Bu düz xətt mənbə daxilində potensialın arası kəsilməz artımını (e_1 mənbəyində bc qırıq xətlərlə verilən düz xətt) və ya azalmasını (e_2 mənbəyində da qırıq xətlə düz xətt) göstərir.

§1.9. E.h.q.-si olan dövrə hissəsi üçün Om qanunu

Elektrik dövrəsinin verilmiş nöqtəsində potensialı birqiymətli təyin etmək üçün, hər hansı nöqtənin potensialını götürüb, ona nəzərən təyin etmək lazımdır.

Məsələn, şəkil 1.21-dəki dövrədə $\varphi_2 = \text{const} = c$ qəbul edək. Onda tərifə görə 1' nöqtəsində potensial

$$\varphi_{1'} = \varphi_2 + e = c + e$$

olar. Dövrənin xarici hissəsində cərəyan potensialı yüksək olan nöqtədən potensialı kiçik olan nöqtəyə doğru yönəlir. Ona görə də

$$\varphi_1 = \varphi_a > \varphi_2 = \varphi_b \text{ olar.}$$

Onda 2 nöqtəsi üçün

$$\varphi_1 = \varphi_2 + r_d i,$$

həmçinin

$$\varphi_{1'} = \varphi_1 + r_d i$$

yaza bilərik.

Son düsturu birincidə nəzərə alsaq,

$$\varphi_2 + e = \varphi_1 + r_d i$$

və ya

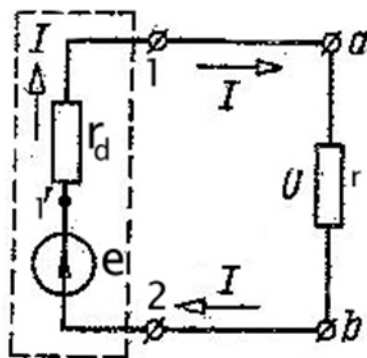
$$i = \frac{\varphi_2 - \varphi_1 + e}{r_d}$$

alırıq.

Son ifadəni şəkil 1.22-dəki dövrəyə tətbiq edək. i -cərəyanının müsbət istiqamətini a-nöqtəsindən b-nöqtəsinə doğru götürək. Onda b nöqtəsinin potensialı üçün

$$\varphi_b = \varphi_a - r_1 i + e_1 - r_2 i + e_2 - r_3 i + e_3 - r_4 i$$

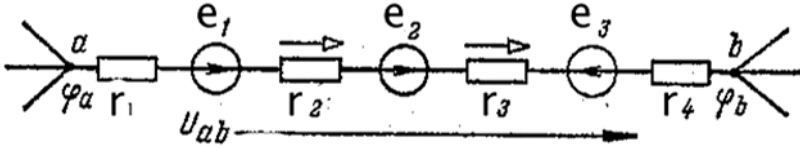
yaza bilərik. Buradan



Şəkil 1.21

$$i = i_{ab} = \frac{\varphi_a - \varphi_b + e_1 + e_2 + e_3}{r_1 + r_2 + r_3 + r_4} = \frac{U_{ab} + \sum_a^b e}{r_{ab}}$$

olar. Burada $r_{ab} = r_1 + r_2 + r_3 + r_4$ dövrə hissəsindəki müqavimətlərin cəmi, $\varphi_a - \varphi_b = U_{ab}$ -potensiallar fərqi (baxılan



Şəkil 1.22

hissədə), $\sum_a^b e$ -həmin hissədə təsir göstərən e.h.q. -lərin cəbri cəmidir. Əgər e.h.q.-nin istiqaməti cərəyanın əksi istiqamətdə olsa, onda e-nin işarəsi mənfi götürülür. Aldığımız son ifadə **e.h.q. – si olan dövrə hissəsi üçün Om qanunudur**. Düsturla hesablama zamanı cərəyanın işarəsi mənfi alınsa, bu o deməkdir ki, cərəyanın həqiqi istiqaməti seçilmiş müsbət istiqamətlə üst-üstə düşür. İxtiyarı iki nöqtə arasında potensialın da müsbət istiqaməti sərbəst seçilə bilər. Əgər a nöqtəsinin potensialı b-dəkindən böyükdürsə, müsbət istiqamətli gərginlik U_{ab} -kimi göstərilir. Ümumiyyətlə hesablamalarda gərginlik və cərəyana cəbri kəmiyyət kimi baxmaq lazımdır.

§1.10. Coul-Lens qanunu

Naqildə cərəyanın mövcudluğunu təmin etmək üçün elektrik sahə qüvvələri tərəfindən müəyyən iş görülür. Elektrik cərəyanının enerjisi dövredə arası kəsilmədən sərf olunur və digər enerji növlərinə çevrilir. Doğrudan da təcrübələr göstərir ki, dövredən cərəyan keçən zaman ondan müəyyən istilik

miqdarı ayrılır. Həmin istilik miqdarı Coul və Lens tərəfindən kəmiyyətə müəyyən edilmiş və Coul-Lens qanunu adlanır. Bu qanun riyazi olaraq

$$Q=I^2rt$$

kimi müəyyən edilir. Burada t-cərəyanını naqildən keçmə müddətidir.

Tutaq ki, naqıl parçasının uclarına U gərginliyi tətbiq olunmuşdur. dt müddətində naqilin hər en kəsiyindən

$$dq=Idt$$

yükü keçər. Bu o deməkdir ki, dt müddətində $dq=Idt$ yükü naqilin bir ucundan digər ucuna ötürülür və bu zaman elektrik sahə qüvvələrinin gördüyü iş

$$dA=Udq=UI dt$$

olar. $U=Ir$ olduğundan $dA=I^2 r dt$ olar. Son ifadəni inteqrallasaq

$$A= I^2 r t \text{ alarıq.}$$

Deməli, naqildən cərəyan keçən zaman ondan müəyyən istilik miqdarı ayrılır və buna səbəb naqildən cərəyan keçən zaman elektrik sahə qüvvələrinin elektrik yükü üzərində iş görməsidir.

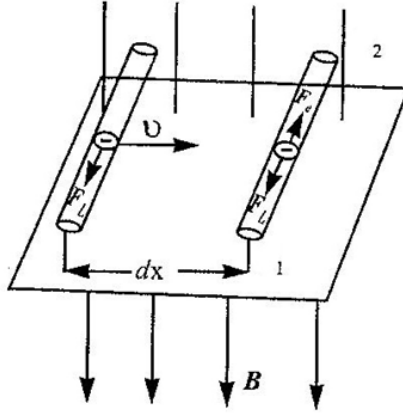
§1.11. Elektromaqnit induksiyası qanunu

1831-ci ildə M.Faradey müəyyən etdi ki, qapalı konturdan keçən maqnit seli dəyişdikdə və yaxud naqıl maqnit sahəsində hərəkət etdirildikdə yeni bir fiziki hadisə müşahidə olunur. Həmin hadisə **elektromaqnit induksiyası** adlandırıldı. Bu hadisəni izah edək.

Tutaq ki, dl uzunluqlu naqıl B induksiya bircins maqnit sahəsində qüvvə xətlərinə perpendikulyar istiqamətdə v sürətilə hərəkət etdirilir. (şəkil 1.23).

Maqnit qüvvə xətləri yuxarıdan aşağıya doğru yönəlmişdir. Naqillə birlikdə sərbəst elektronlar da maqnit sahəsində v sürətilə hərəkət edir və onlara $F_L=e v B$ Lorens

qüvvəsi təsir göstərir. Burada e-elektronun yükü, B-mağnit sahəsinin induksiyasıdır.



Şəkil 1.23

Nəticədə naqilin aşağı hissəsində elektronların artıqlığı (deməli yuxarı hissədə çatızmazlığı), yuxarı hissəsində isə müsbət yüklərin artıqlığı baş verir. Bu naqilin uclarında müəyyən potensiallar fərqi yaranmasına səbəb olur. Naqilin daxilində isə elektrostatik Kulon sahəsi yaranır və bu sahə qüvvələri Lorens qüvvəsini tarazlaşdırana kimi yüklərin hərəkəti davam edir.

$$F_e = -F_L$$

şərti ödəndikdə yüklərin hərəkəti dayanır. Son bərabərlikdə $F_e = eE$, $F_L = -eBv$ olduğunu nəzərə alsaq, $E = -Bv$ olar. Burada E-elektrik sahəsinin intensivliyidir. Digər tərəfdən $\varphi_1 - \varphi_2 = E \cdot l$ -dir. Onda $\varphi_1 - \varphi_2 = -vBl$ alarıq

Əgər bu naqil parçasını qapasaq, o özünü cərəyan mənbəyi kimi aparar və həmin potensial fərqi hesabına dövrədən cərəyan keçər. Bu mənbəyin e.h.q.-si **induksiya e.h.q.**, uyğun cərəyan isə **induksiya cərəyanı** adlanır. Beləliklə ümumi şəkildə

$$e_{ind} = Blv \sin \alpha$$

yaza bilərik.

İndi induksiya e.h.q.-nin maqnit induksiyası seli ilə əlaqələndirək. Naqilin hərəkət sürəti üçün

$$v = \frac{dx}{dt}$$

yazaq. Burada dx naqilin dt zamanında elementar yerdəyişməsidir (şəkil 1.23). Baxılan halda $\sin \alpha = 1$ olduğundan

$$e_{ind} = -\frac{dx}{dt} Bl$$

yaza bilərik. Son ifadədə $ldx = ds$ və $Bds = dF$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$e_{ind} = -\frac{d\Phi}{dt}$$

olar. Deməli, konturda elektromaqnit induksiyası e.h.q.-si bu konturun əhatə etdiyi səthdə maqnit selinin dəyişmə sürətilə düz mütənasibdir. Bu Faradeyin **elektromaqnit induksiya qanunudur**.

Induksiya cərəyanının istiqaməti 1834-cü ildə Lens tərəfindən müəyyən edilmişdir. Induksiya cərəyanı elə yönəlir ki, onun maqnit sahəsi konturu kəsən maqnit selinin dəyişməsinə əks təsir göstərir. Bu **Lens qaydası** adlanır.

Faradey müəyyən etdi ki, əgər konturdan dəyişən cərəyan axırsa, onda onun yaratdığı maqnit sahəsi də dəyişən olur. Bunun hesabına konturun əhatə etdiyi səthdən keçən maqnit seli dəyişir. Konturdakı cərəyanın özünün yaratdığı maqnit selinin dəyişməsi nəticəsində həmin konturun özündə e.h.q. induksiyalanır. Bu **özü-özünə induksiya hadisəsi**, özü-özünə induksiya e.h.q.-nin konturda yaratdığı əlavə cərəyan isə **ekstra cərəyan** adlanır.

Özü-özünə induksiya e.h.q.-si də Faradey qanunu ilə, yəni

$$e_{ind} = -\frac{d\Phi}{dt}$$

kimi təyin olunur.

Sarğacın əhatə etdiyi maqnit induksiyası seli sarğılardan keçən cərəyanla düz mütənasibdir. Yəni

$$\Phi = Li$$

-dir. Onda özü-özünə induksiya e.h.q. üçün

$$e_{ind} = -L \frac{di}{dt}$$

yazmaq olar.

Deməli, elektrik dövrəsində əmələ gələn induksiya e.h.q. həmin dövrdə cərəyan şiddətinin dəyişmə sürətilə mütənasibdir. Burada L-sarğacın **özü-özünə induksiya əmsalı** və ya **induktivliyi** adlanır. Sarğacın induktivliyi onun formasından, həndəsi ölçülərindən, habelə onu əhatə edən mühitin maqnit xassələrindən asılıdır. BS vahidlər sistemində induktivliyin vahidi 1 henridir.

$$1 \text{ hn} = 1 \frac{\text{Vb}}{\text{A}} = 1 \frac{\text{V} \cdot \text{san}}{\text{A}} \text{-dir.}$$

§1.12. Kirxhof qanunları

Budaqlanmış elektrik dövrlərini hesablamaq üçün Kirxhof qanunlarından istifadə olunur. Kirxhof qanunları ilə tanış olmazdan əvvəl bəzi anlayışları daxil edək.

Elektrik dövrəsinin **budağı** onun elə bir hissəsidir ki, həmin hissə yalnız ardıcıl birləşdirilmiş e.h.q. mənbələrindən və işlədicilərdən ibarət olub, bu hissədə bir istiqamətdə eyni cərəyan axır.

Dövrənin **düyün nöqtəsi** üç və daha artıq budağın birləşdiyi nöqtədir. Düyünlərdə birləşən budaqlar üzrə hərəkət edib elektrik dövrəsinin qapalı konturunu əldə etmək olar.

Kirxhofun **birinci qanunu** dövrənin düyününə aid olub, elektrik yüklərinin saxlanması qanunundan alınır.

Kirxhofun I qanununa görə dövrənin düyünündə cərəyanların cəbri cəmi sıfıra bərabərdir. Yəni vahid zamanda verilmiş düyünə gələn yükün miqdarı həmin müddətdə ondan çıxan yükün miqdarına bərabərdir.

$$\sum_i^n i_i = 0$$

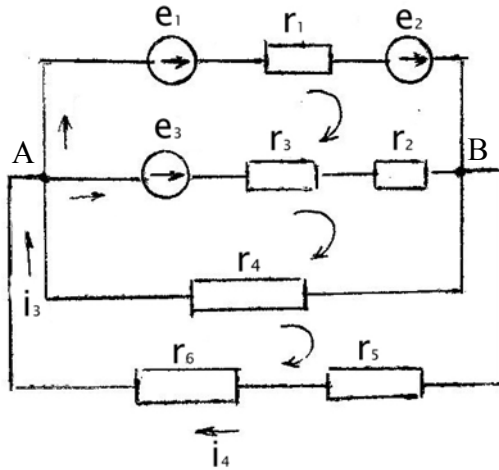
Düyünə gələn cərəyanları müsbət, ondan çıxanları mənfi işarəli qəbul etsək, şəkil 1.24-dəki A düyünü üçün

$$i_4 + i_3 - i_2 - i_1 = 0$$

və ya

$$i_4 + i_3 = i_2 + i_1$$

yaza bilərik.



Şəkil 1.24

Əgər verilmiş düyünə cərəyan mənbələri birləşdirilibsə, onda həmin mənbələrin cərəyanları da nəzərə alınmalıdır. Bu halda həmin düyün üçün Kirxhofun I qanunu

$$\sum_i^n i_i = \sum_i^n J_i \quad (1.2)$$

şəklində yazılır. Burada J_i -düyünə birləşdirilmiş mənbələrdən birinin cərəyanıdır. Əgər bu cərəyanın istiqaməti düyünə doğrudursa, işarəsi müsbət, əksdirsə, mənfə götürülür.

Kirxhofun **II qanunu** Om qanununun ümumiləşdirilmiş forması olub, budaqlanmış naqillər şəbəkəsində götürülmüş ixtiyarı qapalı dövrəyə aiddir. Bu qaydaya görə budaqlanmış dövrənin ixtiyarı qapalı konturunda uyğun budaqların müqavimətlərində gərginliklərin cəbri cəmi konturda rast gəlinən e.h.q.-lərin cəbri cəminə bərabərdir

$$\sum_i^n i_i r_i = \sum_i^n e_i \quad (1.3)$$

E.h.q. və cərəyanını istiqaməti kontur boyu sərbəst seçilmiş istiqamətlə üst-üstə düşərsə, o vaxt onların işarəsi müsbət götürülür. Çox vaxt Kirxhofun II qanununun digər formasından istifadə olunur: ixtiyarı konturda bu kontura daxil olan budaqların sıxaclarındaki gərginliklərin cəbri cəmi sifra

bərabərdir, yəni $\sum_i^n U_i = 0$ -dir.

Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, elektrik dövrləri nəzəriyyəsində iki tip məsələ həll olunur. Birinci tip məsələ elektrik dövrlərinin **təhlilinə** aiddir. Bu zaman dövrənin konfigurasiyası və elementləri məlum olur, bu və ya digər hissəsinin cərəyanı, gərginliyi və gücü axtarılır. İkinci tip məsələdə isə cərəyan, gərginlik və ya güc məlum olur, lakin dövrənin konfigurasiya və elementlərini tapmaq tələb olunur. İkinci məsələ elektrik dövrəsinin **sintezi** adlanır.

Şəkil 1.24-dəki bir neçə kontur üçün hərəkət istiqamətini saat əqrəbi istiqamətində götürərək Kirxhofun II qanununu yazaq. Əvvəlcə $Ar_1 Br_2 r_3 A$ konturuna baxaq. Bu kontur üçün II qanun

$$i_1 r_1 - i_2 r_2 - i_2 r_3 = e_1 + e_2 - e_3$$

kimi yazılır. $Ar_3 r_2 Br_4 A$ konturu üçün isə

$$i_2 r_3 + i_2 r_2 + i_3 r_4 = e_3$$

şəklində olar.

Kirxhofun I və II tənliklərinin sayı axtarılan kəmiyyətlərin sayı qədər olmalıdır. Başqa sözlə desək, əgər m sayda düyün n sayda budaq varsa, onda I qaydadan istifadə edib $(m-1)$, II qaydadan istifadə edib $(n-m+1)$ sayda asılı olmayan tənlik yazmaq olar.

Şəkil 1.24-də iki düyün var. Deməli, irəlidə qeyd etdiyimizə görə I qaydadan istifadə edib, yalnız bir asılı olmayan tənlik yazıla bilər. Belə ki, bu tənlik A düyünü üçün

$$i_4 + i_3 - i_2 - i_1 = 0$$

$$i_4 + i_3 = i_2 + i_1$$

şəklində yazıldığı halda, B düyünü üçün

$$i_1 + i_2 - i_3 - i_4 = 0, \quad i_1 + i_2 = i_3 + i_4$$

şəklində yazılır. Son ifadələri müqayisə etsək, onların eyni olduğunu görürük.

Eyni qaydada göstərmək olar ki, baxılan sxem üçün 3 ədəd asılı olmayan II tənlikdən tərtib etmək olar.

§1.13. Kirxhof tənliklərinin matris formasında yazılışı

Əgər elektrik dövrəsi n sayda budaqdan təşkil olunmuşsa, onda (1.2) və (1.3) ifadələrinin əsasında dövrənin elektrik halını xarakterizə edən n sayda asılı olmayan tənlik yazmaq olar.

$$\left. \begin{aligned} a_{11}i_1 + a_{12}i_2 + \dots + a_{1n}i_n &= F_1 \\ a_{21}i_1 + a_{22}i_2 + \dots + a_{2n}i_n &= F_2 \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ a_{n1}i_1 + a_{n2}i_2 + \dots + a_{nn}i_n &= F_n \end{aligned} \right\} (1.4)$$

Bu tənliklər iki müxtəlif qayda əsasında alındığından eyni tipli deyildir. Düyün nöqtələrinə aid tənliklərdə a_{ij} əmsalları ölçüsüz kəmiyyət olub, aydındır ki, yalnız ± 1 və ya 0

qiyməti ala bilər. $F_j = \sum_j j$ cərəyanın ölçü vahidinə malik olub, mənbə düyünə qoşulmasa sıfıra bərabərdir. Kontur tənliklərində a_{ij} müqavimətin ölçü vahidinə, $F_j = \sum_i e$ isə potensialın ölçü vahidinə malik olub, konturda e.h.q. olmadıqda sıfıra bərabərdir. Əgər j-ncü budaq i-nci kontura daxildirsə və bunun üçün tənlik tərtib olunursa, onda aydındır ki, $a_{ij} = \pm r_{ij}$, daxil deyidirsə, $-a_{ij} = 0$ olmalıdır. Burada r_{ij} i-nci kontura daxil olan j-nci budağın müqavimətidir.

(1.4) tənliyini matris formasında daha ümumi şəkildə

$$a_i = F \quad (1.5)$$

kimi yazmaq olar. Burada a əmsalların kvadrat matrisası olub,

$$a = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{n1} & a_{n2} & \dots & a_{nn} \end{vmatrix} - \text{dir}$$

Budaqlardakı I cərəyanlarının matris- sütunu

$$i = \begin{vmatrix} i_1 \\ i_2 \\ \vdots \\ i_n \end{vmatrix}$$

kimi, F-aktiv parametrlərin matris-sütunu

$$F = \begin{vmatrix} F_1 \\ F_2 \\ \vdots \\ F_n \end{vmatrix}$$

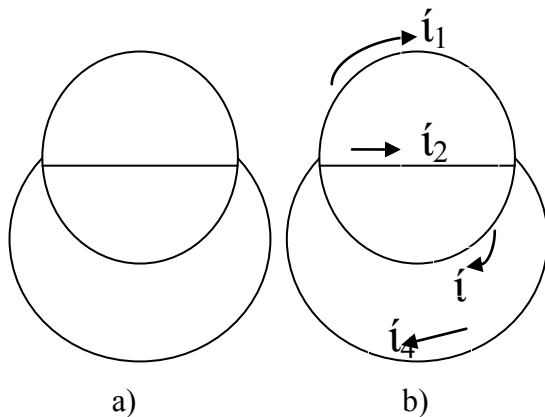
kimi yazılır. Yazılanların doğrululuğuna a, i, F , matrislərini (1.4) tənliyində yazmaqla əmin olmaq olar.

§1.14. Elektrik dövrlərinin topoloji qrafları

Kirxhofun I qanunundan alınır ki, tənliklərin forması düyünlərdə birləşən budaqlardakı elementlərdən deyil, birləşmənin həndəsi quruluşundan asılıdır. $\sum_i U = 0$ şəklində yazılmış ikinci tənliklərə də budaq elementləri daxil deyildir. Lakin cərəyan və gərginlik nəinki dövrənin həndəsi quruluşundan, həm də uyğun budağın elementlərindən asılıdır. Bu nəticə e.h.q.-si olan dövrə hissəsi üçün Om qanunundan alınır.

Elektrik dövrlərinin həndəsi quruluşunu xarakterizə etmək üçün qraflardan istifadə olunur. Qrafın budağı elektrik sxemindəki budağı, düyünlər isə elektrik sxemindəki düyünləri xarakterizə edir. Qraf istiqamətlənmiş və istiqamətlənməmiş olur.

Istiqamətlənmiş qrafda hər bir budaq müəyyən istiqamətə, yəni orientasiyaya malik olur. Elektrik sxemi qrafının budaqlarının istiqaməti kimi, bir qayda olaraq cərəyan və gərginliyin müsbət istiqaməti götürülür. Şəkil 1.25-də şəkil 1.24-də verilmiş elektrik dövrəsi sxeminin istiqamətlənməmiş



Şəkil 1.25

(a) və istiqamətlənmiş (b) qrafları verilmişdir.

Baxılan halda qraflardan istifadə edib Kirxhof qanunlarını tətbiq etməklə elektrik dövrəsinin hesabətını aparmaq olar.

§1.15. Müqavimətlərin ardıcıl və paralel birləşdirilməsi

Kirxhof qanunlarından istifadə etməklə elektrik dövrəsində ardıcıl və paralel birləşdirilmiş müqavimətlərin ekvivalent müqavimətini təyin etmək olar.

Tutaq ki, bizə r_1, r_2, r_3 müqavimətlərinin paralel birləşdirildiyi qapalı dövrə verilmişdir (şəkil 1.26).

r_1, r_2, r_3 dövrəsi üçün Kirxhofun II qanunundan istifadə edib,

$$i_2 r_2 - i_1 r_1 = 0$$

və buradan

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{r_2}{r_1}$$

yaza bilərik. 1 düyünü üçün I qanuna görə

$$i = i_1 + i_2 + i_3 \text{ -dür.}$$

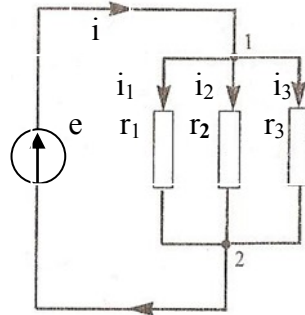
Om qanununa görə

$$i_1 = \frac{u}{r_1}, \quad i_2 = \frac{u}{r_2}, \quad i_3 = \frac{u}{r_3} \text{ -dür.}$$

Burada $u = \varphi_1 - \varphi_2$ -dür. Paralel birləşdirilmiş naqillərin cəm (ekvivalent) müqaviməti r olsa, onda

$$\frac{u}{r} = \frac{u}{r_1} + \frac{u}{r_2} + \frac{u}{r_3}$$

yaza bilərik. Buradan



Şəkil 1.26

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_3}$$

olar. Əgər paralel birləşdirilmiş müqavimətlərin sayı n olsa, onda

$$\frac{1}{r} = \sum_i^n \frac{1}{r_i}$$

alarıq. Deməli, paralel birləşdirilmiş naqillərin ekvivalent müqavimətlərinin tərs qiyməti ayrı-ayrı naqillərin müqavimətlərinin tərs qiymətləri cəminə bərabərdir. Əgər $r_1 = r_2 = r_3 = \dots$ olsa, onda

$$\frac{1}{r} = n \frac{1}{r_1}, \text{ və } r = \frac{r_1}{n} \text{ olar.}$$

Eyni qaydada göstərmək olar ki, $r_1, r_2, r_3 \dots$ müqavimətləri ardıcıl birləşdirilsə,

$$r = \sum_i^n r_i$$

olar. Yəni ardıcıl birləşmədə ekvivalent müqavimət ayrı-ayrı naqillərin müqavimətləri cəminə bərabərdir. Əgər

$$r_1 = r_2 = r_3 = \dots \text{ olsa,}$$

onda

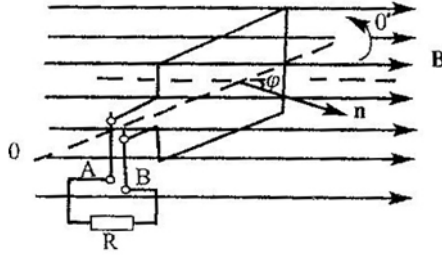
$$r = nr_1$$

olar.

FƏSİL II. SİNUSOİDAL DƏYİŞƏN CƏRƏYAN DÖVRƏLƏRİ

§ 2.1. Maqnit sahəsində fırlanan çərçivə

Elektromaqnit induksiya hadisəsindən dəyişən cərəyan generatorlarının yaradılmasında istifadə edilir. Bu generatorun əsas iş prinsipini nəzərdən keçirək. Tutaq ki, düzbucaqlı çərçivə (buna dolaq, kontur da demək olar) $\mathbf{B}=\text{const}$ bircins maqnit sahəsində, sabit $\omega=\text{const}$ bucaq sürətilə $00'$ oxu ətrafında fırladılır (şəkil 2.1).



Şəkil 2.1

Çərçivənin normalı \mathbf{n} ilə \mathbf{B} arasındakı φ dönmə bucağı zaman keçdikdə $\varphi=\omega t$ qanunu ilə dəyişir. İxtiyarı t müddətində konturla bağlı maqnit seli $\Phi=BScos\varphi=BScos\omega t$ (2.1) olar. S -konturun əhatə etdiyi səthin sahəsidir. (2.1)-dən görüldüyü kimi fırlanan çərçivə ilə bağlı maqnit seli periodik dəyişir. Faradeyin elektromaqnit induksiya qanununa görə bu dəyişmə konturda induksiya e.h.q. yaranmasına səbəb olur:

$$e = -\frac{d\Phi}{dt} = B\omega S \sin \omega t$$

$\sin\omega t=1$ olduqda, $e = e_{\max}$ olar. Bu e.h.q.-nin maksimal və yaxud **amplitud** qiyməti adlanır. Aydındır ki, $e_{\max} = B\omega S$ -dir.

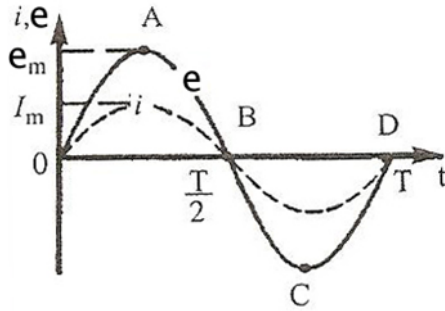
Onda $e = e_{\max} \sin \omega t$ (2.2) yaza bilərik. Deməli, bircins maqnit sahəsində çərçivəni sabit ω bucaq sürətilə fırlatdıqda çərçivədə sinuslar qanunu ilə dəyişən induksiya e.h.q. əmələ gəlir.

Qeyd edək ki, $t=0$ anında biz çərçivənin normalının maqnit sahəsi istiqamətində yönəldiyini qəbul etmişik. Əgər çərçivənin başlanğıc vəziyyətində $\mathbf{n} \perp \mathbf{B}$ olmasaydı, (2.2) düsturu $e = e_{\max} \sin(\omega t + \varphi_0)$ şəklində yazılmalı idi. Burada φ_0 -başlanğıc faza olub $t=0$ başlanğıc zaman anında e.h.q.-nin qiymətini müəyyənləşdirir. (2.2)-ni qrafik təsvir edək (şəkil 2.2). O nöqtəsində $e=0$ -dır. Bu o deməkdir ki, $\varphi=\omega t=0$, yəni çərçivə müstəvisi maqnit sahəsinə perpendikulyar vəziyyətdədir. Bu zaman

çərçivədən keçən sel $\Phi=BS=\Phi_{\max}$ olar və maqnit selinin dəyişmə sürəti $d\Phi/dt=0$, yəni $e=0$ olur (şəkil 2.3,a).

A nöqtəsində çərçivənin müstəvisi qüvvə xətlərinə paralel olur, yəni çərçivə müstəvisinin normalı maqnit sahəsinin istiqaməti ilə

$\varphi=\omega t=\pi/2$ bucağı əmələ gətirir (şəkil 2.3,b).



Şəkil 2.2

Bu zaman çərçivədən keçən sel sıfır, selin dəyişmə sürəti $\frac{d\Phi}{dt}$ maksimum olur. Deməli, çərçivədə meydana gələn induksiya e.h.q. maksimum olur ($e = e_{\max}$). B nöqtəsində çərçivə yenə maqnit sahəsinə perpendikulyar vəziyyətdə olur. Lakin onun normalının istiqaməti əks tərəfə yönəlir (şəkil 2.3,c). Bu zaman $e=0$ alınır. Çərçivənin $\varphi=0$ -dan $\varphi=\pi/2$ -yə qədər tutduğu aralıq vəziyyətlərində induksiya e.h.q. sıfırdan e_{\max} -ə (qrafikdə

OA hissəsi), $\varphi = \pi / 2$ -dən $\varphi = \pi$ -yə qədər tutduğu aralıq vəziyyətlərdə induksiya e.h.q. e_{\max} -dən sıfıra qədər qiymətlər alır (qrafikdə AB hissəsi). Çərçivənin sonrakı fırlanması nəticəsində onun $\varphi = \pi$ -dən $\varphi = 3\pi / 2$ -yə qədər tutduğu aralıq vəziyyətlərdə induksiya e.h.q.-nin qiyməti sıfırdan e_{\max} -ə (qrafikdə BC hissəsi), $\varphi = 3\pi / 2$ -dən $\varphi = 2\pi$ -yə qədər tutduğu aralıq vəziyyətlərdə isə e_{\max} -dən sıfıra qədər dəyişir (qrafikdə CD hissəsi).

Beləliklə, A və B nöqtələri arasına (şəkil 2.1) R müqavimətini daxil etsək, qapalı dövrdən zaman keçdikcə sinusoidal dəyişən cərəyan keçər. Sabit cərəyan halında olduğu kimi cərəyan şiddətinin ani qiyməti gərginliyin (e.h.q.-nin) ani qiymətilə düz mütənasibdir. Ona görə də cərəyan şiddətinin ani qiyməti üçün Om qanununu tətbiq etmək olar:

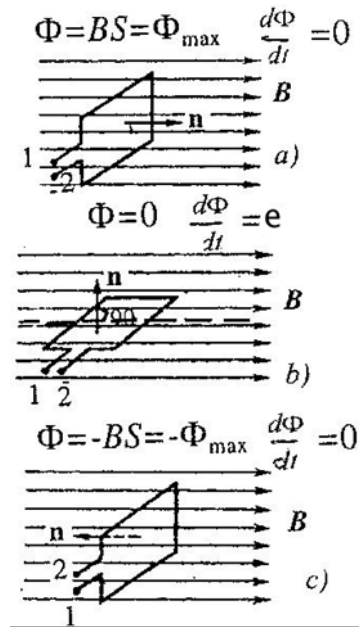
$$i = \frac{e}{r} = \frac{e_m}{r} \sin \omega t = I_m \sin \omega t$$

(2.3). Burada e_{\max} ixtisarla e_m kimi işarə olunub.

Burada $I_m = \frac{e_m}{r}$ cərəyanın

amplitudu, i -cərəyan şiddətinin ani qiyməti, ωt -cərəyanın fazası, ω - dairəvi tezliyi olub, T periodu və ν tezliyi ilə əlaqəsi

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} \text{ şəklindədir.}$$



Şəkil 2.3

E.h.q.-nin (və ya cərəyan şiddətinin) bir tam rəqsi üçün sərf edilən zaman fasiləsi dəyişən cərəyanın **periodu** adlanır. 1 saniyədəki tam rəqslərin sayına isə cərəyanın **tezliyi** deyilir. Beləliklə, zaman keçdikcə (2.3) qanunu ilə harmonik dəyişən cərəyan **dəyişən cərəyan** adlanır. Sabit cərəyan dövrəsində adi müqavimət kimi tanıdığımız r kəmiyyəti dəyişən cərəyan dövrəsində **aktiv müqavimət** və yaxud **rezistor** adlanır (ona bəzən omik müqavimət də deyirlər). İrəlidə görəcəyik ki, dəyişən cərəyan dövrəsində digər müqavimətlər də vardır ki, onlar xaraktercə aktiv müqavimətdən fərqlənirlər.

(2.2) ilə (2.3)-ün müqayisəsindən görürük ki, aktiv müqavimət olan dövrdə sinusoidal e.h.q.-nin təsiri ilə tezliyi və fazası e.h.q. ilə eyni olan cərəyanın harmonik rəqsi baş verir (bax şəkil 2.3).

Qeyd. Əgər elektrik dövrəsində tarazlıq əmələ gəlmə müddətində e.h.q. və cərəyanın dəyişməsi çox kiçik olsa, onda onların ani qiymətləri sabit cərəyanın bütün qanunlarına tabe olar. Bu cür cərəyan **kvazistasionar** cərəyan adlanır. Əgər cərəyanın dövrənin ən uzaq hissəsinə çatma müddəti $t \ll T$ dirsə, onda kvazistasionarlıq şərti $t \ll T$ kimi yazıla bilər. Burada T cərəyanın dəyişmə periodudur.

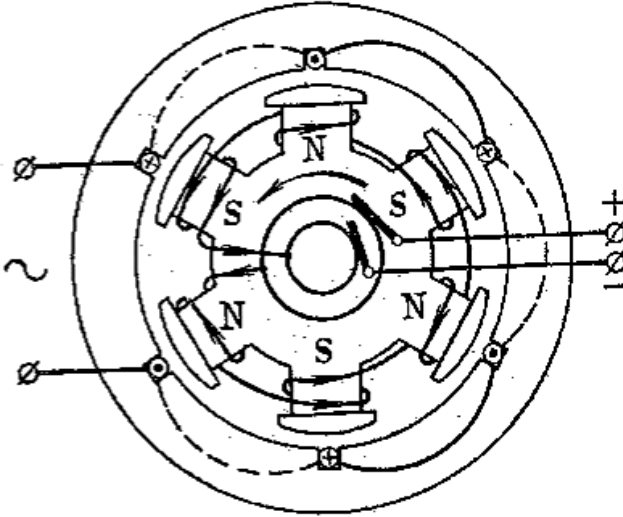
§2.2. Sinusoidal e.h.q.-nin alınması

Sinusoidal dəyişən e.h.q. sinusoidal cərəyan maşını generatorlarında alınır. Bu generatorlarda maqnit sahəsi bir qayda olaraq elektromaqnit tərəfindən yaradılır. Həmin elektromaqnit isə sabit cərəyan mənbəyindən qidalanır. Verilən cərəyanın qiyməti kontaktlarda sürüşən fırçaların qızması ilə məhdudlaşır. Ona görə də böyük gücə malik olan, generatorlarda rotor rolunu elektromaqnit oynayır. Yəni, maşının fırlanan hissəsi olur. Rotorun fırlanması nəticəsində dolaqlarda dəyişən induksiya e.h.q.-sı yaranır. Həmin dolaqlar mühərrikin tərpənməyən hissəsində-statorda yerləşir (şəkil 2.4).

E.h.q.-ni artırmaq üçün statorun sarğıları çox böyük sayda götürülür. Maqnit selinin artırmaq üçün bu sarğılar polad içliyə sarılır və statorun bu içliylə rotor arasındakı məsafəni imkan daxilində kiçik edirlər.

Əgər stator dolaqları naqillərinin müqaviməti xarici elektrik dövrəsinin müqavimətindən kifayət qədər kiçik olsa, onda generatorun çıxışında u gərginliyinin mütləq qiymətçə sarğacın n sayda ardıcıl birləşdirilmiş sarğılarındakı induksiya e.h.q.-sinə bərabər olduğunu qəbul etmək olar:

$$u = ne = ne_m \sin(\omega t + \varphi_e) = u_m \sin(\omega t + \varphi_u)$$



Şəkil 2.4

Bu zaman stator dolaqlarından

$$i = I_m \sin(\omega t + \varphi_i)$$

sinusoidal cərəyanı keçər. $(\omega t + \varphi_i)$, $(\omega t + \varphi_u)$ və $(\omega t + \varphi_e)$ uyğun olaraq cərəyanın, gərginliyin, e.h.q.-nin fazaları, φ_i , φ_u və φ_e isə başlanğıc fazalarıdır. ω -cərəyanın, gərginliyin və e.h.q.-nin dairəvi (bucaq) tezliyi olub, i , u və e -üçün yazdığımız tənliklərin hər üçündə eynidir. Bu o deməkdir ki, bu kəmiyyətlərin hər üçü eyni tezliyə malikdir.

Qeyd etmək lazımdır ki, bir sıra ölkələrin elektrik sistemlərində tezlik 50 hs (o cümlədən bizim ölkəmizdə), ABŞ və Yaponiyada 60 hs-dir. İki qütblü generatorun rotoru 50hs tezlikdə 300 dövr/dəq bucaq sürətilə fırlanır. Maşın generatorları vasitəsilə tezliyi 800hs-dən 80000hs-ə qədər olan e.h.q. əldə etmək olur. Daha yüksək tezlikli e.h.q. əldə etmək üçün elektron generatorlarından istifadə edilir (elektron lampalı, yarımkeçirici cihazlı generatorlar və s.).

§ 2.3. Aktiv müqavimətli dəyişən cərəyan dövrəsində iş və güc

Məlumdur ki, r rezistoru daxil edilən sabit cərəyan dövrəsindən t müddətində I cərəyanı keçdikdə görülən iş $A=I^2Rt$, ayrılan güc isə $P=I^2r$ -dir.

İrəlidə qeyd etdiyimiz kimi dəyişən cərəyan $i=I_m \sin \omega t$ (2.4) qanunu ilə dəyişir və onun ani gücü üçün $P_t=i^2r$ yazıla bilər. Lakin praktikada ani güc deyil, cərəyanın dəyişmə periodundakı orta gücü bilmək maraqlıdır. Bu məqsədlə T periodu müddətində görülən işi tapmaq üçün dt müddətində görülən dA işini yazaq: $dA= i^2 r dt$ (2.5).

(2.5)-də (2.4)-ü nəzərə alaraq: $dA=I_m^2 r \sin^2(\omega t) dt$
 T periodu ərzində görülən iş

$$A = \int_0^T dA = I_m^2 r \int_0^T \sin^2(\omega t) dt \text{ olar.}$$

Son ifadədəki inteqralı hesablayaq:

$$A = I_m^2 r \int_0^T \sin^2\left(\frac{2\pi t}{T}\right) dt = I_m^2 r \frac{T}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{T}} \sin^2\left(\frac{2\pi t}{T}\right) d\left(\frac{2\pi t}{T}\right)$$

$\frac{2\pi}{T} = \alpha$ işarələnməsini qəbul edək. Bu zaman inteqrallama

$\alpha = 0$ -dan π -yə kimi aparılır. Onda

$$\int \sin^2 \alpha d\alpha = \frac{1}{2}(1 - \cos 2\alpha)d\alpha = \pi + \frac{1}{4} \sin 2\alpha \Big|_0^{2\pi} = \pi$$

alırıq. Ona görə də

$$A = I_m^2 r \frac{T}{2\pi} \pi = I_m^2 r \frac{T}{2} ,$$

cərəyanın dəyişmə periodu ərzində orta güc isə

$$P = \frac{A}{T} = \frac{I_m^2}{2} r \text{ olar.}$$

$I_{ef} = \frac{I_m}{\sqrt{2}}$ dəyişən cərəyanın **effektiv və ya təsiredici**

qiyməti (və ya qüvvəsi) adlanır. Effektiv cərəyana analogi olaraq gərginliyin effektiv qiyməti anlayışı da daxil edilir:

$$U_{ef} = \frac{U_m}{\sqrt{2}} .$$

Onda dəyişən cərəyanın orta gücü üçün

$$P = I_{ef}^2 r = I_{ef} U_{ef}$$

alırıq. Son ifadəni sabit cərəyanın güc düsturu ilə müqayisə etdikdə görürük ki, sabit cərəyanın güc düsturunda I -ni I_{ef} -lə əvəz etməklə o, dəyişən cərəyanın orta güc düsturuna çevrilir. Beləliklə, dəyişən cərəyanın effektiv qiyməti elə sabit cərəyan şiddətinə bərabərdir ki, eyni bir müddətdə verilmiş dövrdə dəyişən cərəyanın yaratdığı istilik effektinə bərabər effekt yaratsın. Deməli, sinusoidal dəyişən cərəyan şiddətinin effektiv qiyməti (I_{ef}) onun amplitud qiymətindən $\sqrt{2}$ dəfə kiçikdir.

$$I_{ef} = \frac{I_m}{\sqrt{2}} \approx 0.71 I_m$$

Bunun kimi e.h.q. və gərginliyin effektiv qiymətləri də onların amplitud qiymətlərindən $\sqrt{2}$ dəfə kiçikdir.

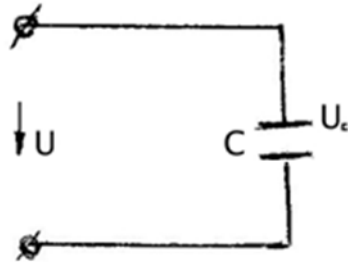
$$e_{ef} = \frac{e_m}{\sqrt{2}} \approx 0.71 e_m; U_{ef} = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \approx 0.71 U_m$$

Elektrik ölçü cihazlarının əksəriyyəti cərəyan və gərginliyin effektiv qiymətləri üçün dərəcələnilir. Əgər voltmetr şəbəkədə gərginliyin 220 V olduğunu göstərsə, deməli onun amplitud qiyməti 310V-dur.

§ 2.4. Dəyişən cərəyan dövrəsində tutum müqaviməti

Şəkil 2.5-dəki elektrik dövrəsinə baxaq. Əgər belə bir dövrəni sabit cərəyan mənbəyinə birləşdirsək, ondan cərəyan keçməz. Belə ki, elektrik cərəyanı xətləri kondensator lövhələri arasında qırılır. Deməli, sabit cərəyan dövrəsində kondensatora sonsuz böyük müqavimət kimi baxa bilərik. Əgər

şəkildəki dövrə dəyişən cərəyan mənbəyinə birləşdirilsə, kondensatorun periodik dolub boşalması ilə dövrənin xarici hissəsində yüklərin hərəkəti təmin olunar. Kondensator lövhələri arasında isə Maksvel-



Şəkil 2.5

lin elektromaqnit nəzəriyyəsinə görə keçirici cərəyan yerdəyişmə cərəyanına keçir və dövrə qapanır. Və beləliklə kondensator dəyişən cərəyan dövrəsində sonlu müqavimətə çevrilir. Həmin müqavimət **reaktiv tutum müqaviməti** adlanır. Tutaq ki, C tutumlu kondensator gərginliyi (e.h.q.)

$$e = e_m \sin \omega t \quad (2.6)$$

qanunu ilə dəyişən mənbə vasitəsilə dolmuşdur. Dövrədəki birləşdirici naqillərdə gərginlik düşgüsünü nəzərə almasaq, $U_c = e = e_m \sin \omega t$ yaza bilərik. İstənilən zaman anında kondensatorun yükü $q = CU_c = Ce_m \sin \omega t$ olar.

(2.7) dt müddətində yükün dq qədər dəyişməsilə dövrədən

$i = \frac{dq}{dt}$ (2.8) cərəyanı keçər. (2.7)-ni (2.8)-də nəzərə alsaq,

$i = \frac{dq}{dt} = C \frac{dU}{dt} = C e_m \omega \cos \omega t = e_m C \omega \sin(\omega t + \frac{\pi}{2})$ olar.

$I_m = e_m C \omega$ (2.9) əvəz etsək, $i = I_m \sin(\omega t + \frac{\pi}{2})$ (2.10)

alarıq. (2.9)-u

$$I_m = \frac{e_m}{\frac{1}{C\omega}} \quad (2.11)$$

şəklində yazaq. Son ifadəni dövrə hissəsi üçün Om qanunu ilə müqayisə etsək,

$$X_c = \frac{1}{C\omega} \quad (2.12)$$

bizim axtardığımız reaktiv tutum müqaviməti olar. Reaktiv sözünün tutum müqavimətinə əlavə olunması kondensatorda enerji udulmaması ilə bağlıdır. Beləliklə, (2.11)-ə görə $I_m \sim \omega C$ -dir. Doğrudan da kondensatorun tutumu artdıqca dövrədən bir o qədər böyük cərəyan keçir.

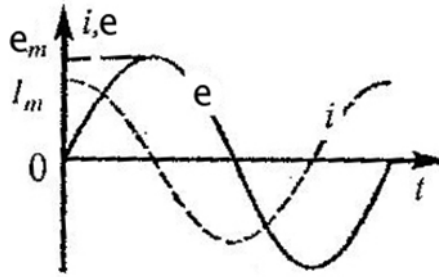
Beləliklə, C artdıqca $q = CU$ da artır və deməli, i də artmalıdır. Yüksək tezliklərdə kondensatorun dolub-boşalması daha sürətlə gedir. Ona görə də tezlik artdıqca müqavimət azalır və cərəyan artır.

Əgər tutumu faradlarla, dairəvi tezliyi san^{-1} -lə ölçsək, onda (2.12)-dən X_c -nin BS-də ölçü vahidi üçün Om alınar. $C=1\text{mkF}=10^{-6}\text{F}$, $v=50\text{hs}$, olsun. Onda $\omega=100\pi \text{ san}^{-1}$ olar və

$$X_c = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{100\pi \cdot 10^{-6}} = \frac{10000}{\pi} \approx 3180\text{Om}$$

alarıq.

(2.6)-lə (2.10)-un müqaisəsindən görürük ki, kondensator daxil edilmiş dəyişən cərəyan dövrəsində cərəyan şiddəti fazaca e.h.q.-ni $\frac{\pi}{2}$ qədər qabaqlayır (şəkil 2.6).



Şəkil 2.6

Bunun səbəbi başlanğıc anda $U_C=0$ olması, çox kiçik gərginliyin hesabına yüklərin asanlıqla kondensator lövhələrinə doğru hərəkət etməsidir. U_C artdıqca yüklərin kondensator lövhələrinə doğru hərəkəti çətinləşir və cərəyan azalır. Deməli, başlanğıc anda cərəyan maksimum (I_m) qiymətini alır və U_C maksimum olduqda bu cərəyan sifıra kimi azalır.

§2.5. Dəyişən cərəyan dövrəsində induktiv müqavimət

Təcrübələr göstərir ki, dəyişən cərəyanın qiyməti onun axdığı naqilin formasından asılıdır. Düz naqil sarğac şəklinə salınsa, cərəyan şiddəti kifayət qədər kiçilər. Həmin sarğaca ferromaqnetik daxil etdikdə isə cərəyan şiddəti daha da azalır. Deməli, naqil dəyişən cərəyan üçün aktiv müqavimətdən başqa daha bir müqavimətə də malikdir ki, bu da naqilin induktivliyindən asılı olduğundan **reaktiv induktiv müqavimət** adlanır. Bunun yaranma səbəbi naqildə cərəyanın dəyişməsi hesabına e.h.q.-nin induksiyanması və Lens qaydasına görə

bu e.h.q.-nin həmin dəyişmələrin əksinə yönəlməsidir. Nəticədə I_m və I_{ef} azalır ki, bu da müqavimətin artması deməkdir.

Tutaq ki, dəyişən cərəyan dövrəsində L induktiv sarğacı vardır (şəkil 2.7). Sarğacdən keçən cərəyan şiddəti

$$i = I_m \sin \omega t \quad (2.13)$$

qanunu ilə dəyişirsə, sarğacda induksiya e.h.q. yaranar:

$$e_{ind} = -L \frac{di}{dt} \quad (2.14)$$

Birləşdirici naqillərdəki gərginlik düşgüsünü nəzərə almayaraq və hesab edək ki, tətbiq olunan e.h.q. induksiya e.h.q.-sini tarazlaşdırır. Yəni $e = -e_{ind}$ -dir. (2.13)-ü (2.14)-də nəzərə alsaq, $e_{ind} = -LI_m \omega \cos \omega t$ və

$$e = LI_m \omega \cos \omega t = LI_m \omega \sin(\omega t + \frac{\pi}{2})$$

olar.

Burada

$$e_m = LI_m \omega \quad (2.15)$$

əvəzləməsini qəbul etsək,

$$e = e_m \sin(\omega t + \frac{\pi}{2}) \quad (2.16)$$

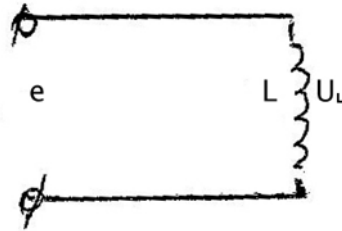
olar.

(2.15)-i $I_m = \frac{e_m}{L\omega}$ şəklində

yazaq. Bu Om qanunudur. Burada

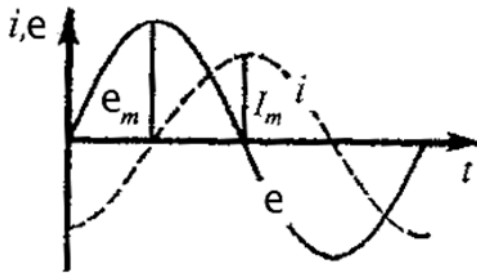
$$X_L = L\omega \quad (2.17)$$

reaktiv induktiv müqavimətdir. (2.17)-dən görünür ki, L nə qədər böyük olsa, özü-özünə induksiya e.h.q. də bir o qədər böyük, cərəyan şiddəti isə bir o qədər kiçik olar. ω nə qədər böyük olsa, $\frac{di}{dt}$ bir o qədər böyük və deməli cərəyan da bir o qədər kiçik olar. Əgər (2.17) düsturunda L hn-lərlə, ω san⁻¹-lə



Şəkil 2.7

ölçülsə, onda X_L omlarla ölçülər. Məsələn, $L=1\text{hn}$, $v=50\text{hs}$ və deməli $\omega=100\pi \text{ san}^{-1}$ olsa, $X_L = L\omega=1\text{hn}\cdot 100\pi \text{ san}^{-1}=314$ Om olar. (2.13)-lə (2.16)-nin müqayisəsindən görünür ki, induktiv sargac daxil edilmiş dəyişən cərəyan dövrəsində cərəyan şiddəti fazaca sargacdakı gərginliyin rəqslərindən $\frac{\pi}{2}$ qədər geri qalır (şəkil 2.8).



Şəkil 2.8

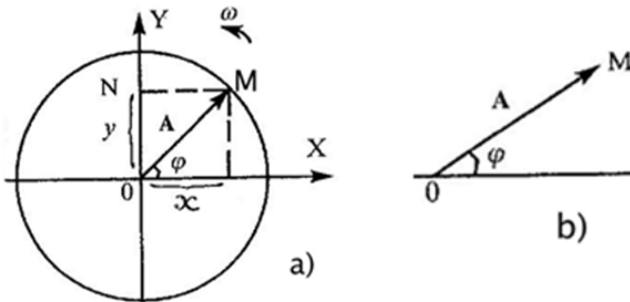
Cərəyan şiddəti sıfırdan artmağa başlayanda gərginlik maksimum olur və sonra azalır. Bunun səbəbini belə izah etmək olar: İrəlidə qeyd etdiyimiz kimi birləşdirici naqillərin müqavimətini nəzərə almasaq, tətbiq olunan gərginlik tamamilə özü-özünə induksiya e.h.q.-ni tarazlaşdırır və $e = -e_{ind}$ şərti ödəyir. Lakin induksiya e.h.q. cərəyan şiddətinin ani qiymətilə deyil, onun dəyişmə sürətilə mütənasibdir. Cərəyanın dəyişmə sürəti də cərəyan şiddətinin sıfırdan keçdiyi momentlərdə ən böyük qiymətə malik olur.

İnduktiv müqavimətdən **drossellərdə** istifadə olunur. Bu dəmir içlikli və ya içliksiz naqıl sargac olub cərəyan şiddətini tənzimləmək üçün dəyişən cərəyan dövrəsinə qoşulur. Dəyişən cərəyanı kifayət qədər müqavimət göstərən drossel praktik olaraq qızdırır və onda enerji itkisi olmur. Bundan başqa induktiv müqavimət yalnız dəyişən cərəyan üçün mövcud

olduğundan onun köməyilə dəyişən və sabit cərəyanları fərqləndirmək olur.

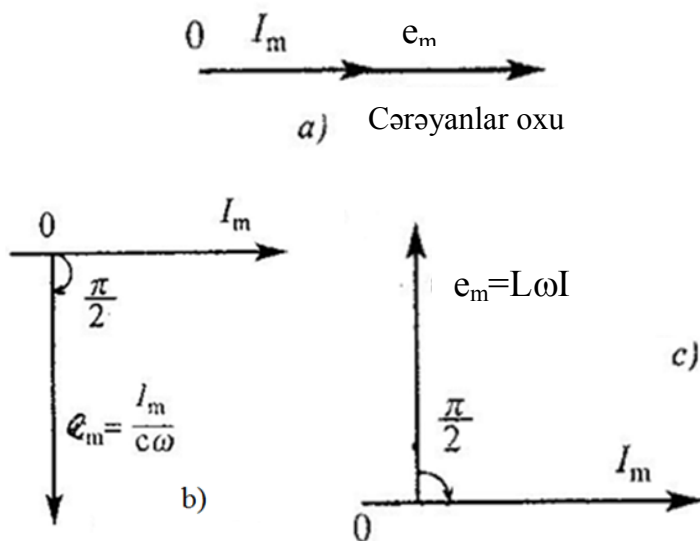
§2.6. Vektor diaqram metodunun elektrik rəqslərinə tətbiqi

Mexanika kursundan məlumdur ki, harmonik dəyişən kəmiyyətləri vektor-diaqram üsulu ilə əyani təsvir etmək olar. Bunun üçün nöqtənin harmonik rəqsini bərabər sürətlə fırlanan radius-vektorun proyeksiyası kimi təsvir etmək lazımdır. İxtiyari OX düz xəttini götürək (şəkil 2.9a). Uzunluğu OM olan **A** vektoru OX oxu ilə φ bucağı əmələ gətirsin və bu vektor $\omega = \text{const}$ sürətilə saat əqrəbinin əksi istiqamətdə hərəkət etsin. **A** vektorunun OX oxu üzərində proyeksiyası $X = OM \cos \omega t$, ona perpendikulyar OY oxu üzərində proyeksiyası isə $Y = OM \sin \omega t$ olar. Burada $\varphi = \omega t$ -dir. Ona görə də seçilmiş OX istiqaməti ilə φ bucağı əmələ gətirən OM uzunluqlu **A** vektorunu qursaq, ω tezliyi məlum olduqda harmonik rəqsi tamamilə təyin edə bilərik (şəkil 2.9b).



Şəkil 2.9

Məlumdur ki, sinusoidal dəyişən e.h.q. $e = e_m \sin \omega t$ ifadəsi ilə təyin olunur. Həmin dəyişən e.h.q.-ni saat əqrəbinin əksi istiqamətdə ω sürətilə hərəkət edən $OM = e_m$ radius-vektorunun OY oxu üzərində ON proyeksiyası kimi təsvir etmək olar. E.h.q.-nin ixtiyari t müddətində fazası radius vektorun X oxundan hesablanan φ dönmə bucağına bərabərdir. Eyni qaydada dəyişən cərəyan şiddətini də qrafik təsvir etmək olar. İndi cərəyan şiddətinin və e.h.q.-nin aktiv müqavimətdə amplitud qiymətlərinin vektor diaqramını quraq. Bu məqsədlə diaqramın oxunu elə seçək ki, cərəyan şiddəti rəqsləri vektoru bu ox istiqamətdə olsun. Həmin oxu **cərəyanlar oxu** adlandıraraq və e.h.q. rəqslərini təsvir edən vektor cərəyanlar oxu istiqamətində yönəlsin (şəkil 2.10). Belə ki, baxılan halda e.h.q.-ilə cərəyan arasında fazalar fərqi sıfırdır.



Şəkil 2.10

Tutum müqaviməti daxil olan dəyişən cərəyan dövrəsinə baxaq. Belə dövrədə irəliddə gördüyümüz kimi cərəyan şiddəti e.h.q.-ni fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər qabaqlayır. Deməli, bu halda e.h.q. rəqslərini təsvir edən vektor cərəyan oxu istiqamətində olmaz və o, $\frac{\pi}{2}$ qədər cərəyan şiddətindən geri qalar (şəkil 2.10b).

Bu vektorun modulu e.h.q.-nin $e_m = \frac{I_m}{C\omega}$ amplituduna bərabərdir.

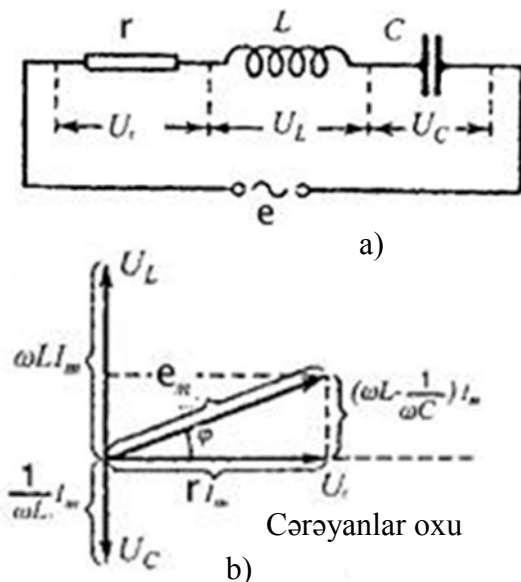
İnduktiv müqavimət daxil olan dəyişən cərəyan dövrəsində cərəyan şiddəti e.h.q.-dən fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər geri qalır və e.h.q.-nin rəqslərini təsvir edən vektor cərəyanlar oxuna nəzərən saat əqrəbinin əksi istiqamətində $\frac{\pi}{2}$ qədər dönür (şəkil 2.10c). Bu vektorun uzunluğu e.h.q.-nin amplitud qiymətinə bərabər olub

$$e_m = I_m L\omega \text{ -dir.}$$

§2.7. Aktiv, tutum və induktiv müqavimətləri olan dəyişən cərəyan dövrəsi

Rezistor, kondensator və sarğacın ardıcıl birləşdirildiyi dəyişən cərəyan dövrəsi götürək (şəkil 2.11). Rezistorun müqaviməti r , kondensator və induktiv sarğacın yaratdıqları müqavimətlər uyğun olaraq X_C və X_L olsun. Dövrə ω tezlikli cərəyan mənbəyinə birləşdirildikdən sonra ondan amplitudu I_m olan həmin tezlikli cərəyan keçər. Dövrə elementləri ardıcıl birləşdirildiyindən dövrənin bütün hissələrində cərəyanın qiyməti eyni olar. Bu cərəyanın fazası r , L , C ilə təyin olunur. Cərəyan rezistorda $U_r = ir$, kondensatorda $U_C = iX_C$ sarğacda isə $U_L = iX_L$ gərginlik düşgüsü yaradar. Rezistorda gərginlik

düşgüsünün amplitudu $I_m r$ olub, fazaca cərəyanla eyni olar. Ona görə də U_r -i vektor-diaqramda cərəyanlar oxu istiqamətində yönəldirik (şəkil 2.11b). Kondensatorda gərginlik düşgüsünün amplitudu $\frac{1}{\omega C} I_m$ -dir və o, fazaca cərəyandan $\frac{\pi}{2}$ qədər geri gəlir. Nəhayət L induktivlikli sarğacda gərginlik düşgüsünün



Şəkil 2.11

amplitudu $I_m L \omega$ -dir və o fazaca cərəyanı $\frac{\pi}{2}$ qədər qabaqlayır.

Beləliklə, U_C -ni təsvir edən vektor cərəyanlar oxuna nəzərən saat əqrəbi istiqamətində $\frac{\pi}{2}$ qədər, U_L -i təsvir edən vektor isə cərəyanlar oxuna nəzərən saat əqrəbinin əksi istiqamətdə həmin bucaq qədər dönməlidir (şəkil 2.11b).

U_r , U_C , U_L gərginlik düşgülərinin cəmi dövredə tətbiq olunmuş e.h.q.-yə bərabər olmalıdır.

Şəkildən alırıq.

Buradan

$$I_m = \frac{e_m}{\sqrt{r^2 + (\omega L - \frac{1}{C\omega})^2}} \quad (2.18) \text{ olar.}$$

Son düsturun hər iki tərəfini $\sqrt{2}$ -yə bölsək,

$$I_{ef} = \frac{e_{ef}}{\sqrt{r^2 + (\omega L - \frac{1}{C\omega})^2}} \quad \text{alırıq.}$$

Son iki ifadə r , L , C , daxil edilmiş dəyişən cərəyan dövrəsi üçün Om qanunudur.

$$z = \sqrt{r^2 + (\omega L - \frac{1}{C\omega})^2}$$

dəyişən cərəyan dövrəsinin tam müqavimətidir. Şəkil 2.11b-dən e_m və I_m arasındakı fazalar fərqi üçün

$$tg = \frac{\omega L I_m - \frac{1}{C\omega} I_m}{r I_m} = \frac{\omega L - \frac{1}{C\omega}}{r} \quad (2.19) \text{ alırıq.}$$

Düsturdan görüldüyü kimi X_C və X_L -in qiymətlərindən asılı olaraq cərəyan e.h.q.-ni ötə bilər və ya ondan geri qalar.

Əgər $X_L > X_C$ olsa, e.h.q. cərəyanı fazaca ötür. Yox əgər $X_L < X_C$ olsa, e.h.q. cərəyandan fazaca geri qalar. Əgər $X_L = X_C$ olsa, e.h.q. ilə cərəyan şiddətinin rəqsləri eyni fazada baş verər ($\varphi=0$) və dövrənin tam müqaviməti yalnız rezistorun

müqavimətinə bərabər olar: $Z=r$. (2.18) düsturu $I_{ef} = \frac{e_{ef}}{r}$

şəklinə düşər və dövredə elektrik rezonansı (gərginliklər rezonansı) baş verər. Bu zaman $\omega L = \frac{1}{C\omega}$ (2.20) alırıq.

Bu şərtədən rezons tezliyi tapılır:

$$\omega_{rez} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (2.21).$$

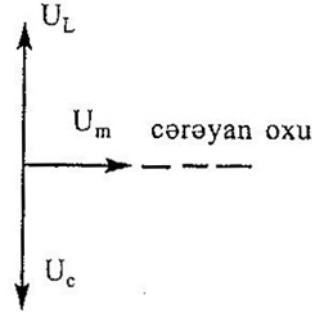
Buradan

$$V_{rez} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

alırıq.

Rezonans halında dövrənin tam müqaviməti Z mümkün minimum, cərəyan şiddəti isə U_m -in verilmiş qiymətində özünün ən böyük qiymətini alır. Bu zaman tutum və induktivlikdə gərginlik düşgülləri qiymətcə bərabər, fazaca əks olurlar.

Şəkil 2.12-də gərginliklər rezonansının vektor diaqramı verilmişdir. $\omega > \omega_{rez}$ olduqda $(L\omega - \frac{1}{C\omega})^2 \neq 0$ olur və ω -nin artması ilə artır. Buna uyğun olaraq dəyişən cərəyan dövrəsində tam müqavimət Z artar, I_m isə azalıb asimptotik olaraq sifıra yaxınlaşar (şəkil 2.13). Şəkil 2.12



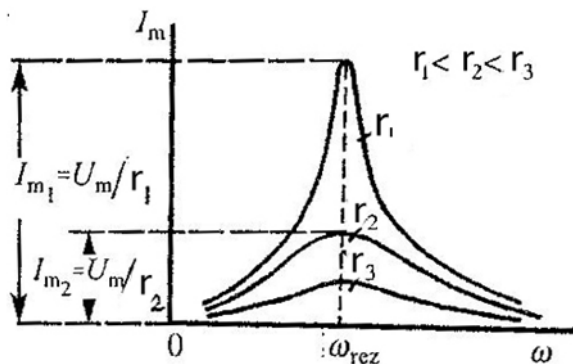
Şəkil 2.12

Şəkildən görüldüyü kimi aktiv müqavimətin müxtəlif qiymətlərində qrafikdə əyrinin itiliyi dəyişir. Digər bərabər şərtlər daxilində aktiv müqavimət artdıqca I_m kiçilir və əyrinin itiliyi azalır.

Əgər dəyişən cərəyan dövrəsinə kondensator və sarğacı paralel birləşdirsək (2.20) şərti daxilində cərəyanlar rezonansı müşahidə edilər. (Bu barədə ətraflı növbəti paraqraflarda).

Qeyd: Tutumu $C=10$ mkF olan kondensatorun və induktivliyi $L=1$ mH olan sarğacın $v=50$ Hz tezlikdə tutum və induktiv müqavimətləri bərabər olub ~ 315 Om-dur. Deməli əgər biz bu kondensatoru və sarğacı elektrik dövrəsinə ardıcıl

birləşdirsək, onda $\omega=100\pi \text{ san}^{-1}$ tezliyi bu dövrə üçün rezonans tezliyi olar.



Şəkil 2.13

§ 2.8. Elektrik dövrəsinin güc əmsalı

§2.3-də dəyişən cərəyanın aktiv müqavimətdə ayırdığı orta güc üçün $P = I_{ef} U_{ef}$ ifadəsini aldıq. Eyni zamanda gördük ki, dəyişən cərəyan dövrəsinə tutum və ya induktiv müqavimət daxil etdikdə cərəyanla gərginlik arasında müəyyən faza sürüşməsi φ baş verir. Məhz bunun hesabına dövrədə ayrılan güc müəyyən qədər azalır və orta güc $P = I_{ef} U_{ef} \cos \varphi$ (2.22) olur. $\cos \varphi$ elektrik dövrəsinin **güc əmsalı adlanır**. O, elektrotexnikada mühüm rol oynayır. Doğrudan da əgər dövrədə cərəyan və e.h.q.-nin rəqsləri arasında nəzərə çarpacaq fazalar fərqi varsa, güc əmsalı kiçik olar və işlədici generatorun istehsal etdiyi enerjinin bir hissəsini sərf edər və digər hissəsi elektrik ötürücü xətlərdə itər.

Elektrik rezonansı zamanı $\varphi=0$, $\cos \varphi=1$ olur. Bu zaman güc maksimum qiymətə malik olur: $P = I_{ef} U_{ef}$.

Deməli, dəyişən cərəyan dövrəsində gücü artırmaq üçün ora elə tutum və induktiv müqavimətləri daxil etmək lazımdır ki, elektrik rezonansı halına yaxın vəziyyət alınsın.

(2.22) düsturunu alaq. Fazalar fərqi $\pm\varphi$ olan cərəyan və gərginliyin ani qiymətləri üçün

$$\begin{aligned} i &= I_m \sin(\omega t \pm \varphi) \\ U &= U_m \sin \omega t \end{aligned}$$

yazaq. Bu zaman ani güc

$$P_i = iU = I_m U_m \sin(\omega t \pm \varphi) \sin \omega t \quad (2.23)$$

olar.

(2.23)-də $\sin\alpha\sin\beta = 1/2[\cos(\alpha-\beta) - \cos(\alpha+\beta)]$ olduğunu nəzərə alsaq, onda

$$P = \frac{I_m U_m}{2} [\cos(\pm\varphi) - \cos(2\omega t \pm \varphi)] = \frac{I_m U_m}{\sqrt{2}\sqrt{2}} \cos\varphi - \frac{I_m U_m}{\sqrt{2}\sqrt{2}} \cos(2\omega t \pm \varphi)$$

olar. T periodunda ikinci həddin orta qiyməti sıfırdır. Onda orta güc

$$P = \frac{I_m U_m}{\sqrt{2}\sqrt{2}} \cos\varphi = I_{ef} U_{ef} \cos\varphi$$

olar. Aldığımız son ifadə (2.22) ilə eynidir.

FƏSİL III. KOMPLEKS AMPLİTUDALAR METODU

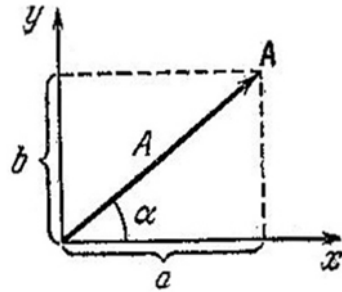
§3.1. Sinusoidal funksiyaların kompleks kəmiyyətlərlə təsviri. Om qanununu kompleks forması

Dəyişən cərəyan dövrəsinin hesabı **simvolik metodu** tətbiq etməklə xeyli asanlaşır. Riyaziyyat kursundan məlumdur ki, koordinat müstəvisində yerləşən hər hansı bir **A** vektoruna qarşı

$$A = a + jb = Ae^{j\varphi}$$

kompleks ədədi qoyula bilər (şəkil 3.1).

Simvolik metod buna əsaslanır. Düsturdakı a və b şəkildən görüldüyü kimi A vektorunun koordinat oxları üzərində proyeksiyalarıdır. A -kompleks ədədin modulu (vektorun modulu ilə üst-üstə düşür), φ -kompleks ədədin arqumenti (A vektoru ilə x -oxu arasındakı bucaqla üst-üstə



Şəkil 3.1

düşür), j -məvhum vahid olub, $j = \sqrt{-1}$ -dir. a , b , A kəmiyyətləri arasında aşağıdakı əlaqələr vardır:

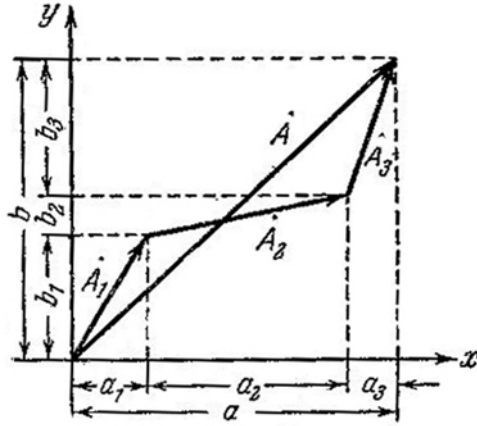
$$\left. \begin{aligned} A &= \sqrt{a^2 + b^2}, \\ \operatorname{tg} \varphi &= \frac{b}{a} \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

Kompleks ədədlər toplanan zaman onların həqiqi və xəyali hissələri ayrılıqda toplanır (şəkil 3.2)

$$A = \sum A_k = \sum a_k + j \sum b_k$$

İki kompleks ədədin hasilini aşağıdakı kimidir:

$$Ae^{j\alpha} \cdot Be^{j\varphi} = ABe^{j(\alpha+\varphi)}$$



Şəkil 3.2

Deməli, $A \cdot e^{j\alpha}$ kompleks ədədinin $e^{j\varphi}$ kompleks ədədinə vurulması \mathbf{A} vektorunun saat əqrəbinin əksi istiqamətdə φ bucağı qədər dönməsi ilə eyni güclüdür (şəkil 3.3).

Əgər, $\varphi = \frac{\pi}{2}$ olsa, onda

$$e^{j\varphi} = \cos \frac{\pi}{2} + j \sin \frac{\pi}{2} = j$$

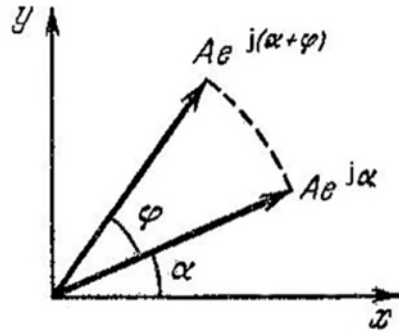
olar. Burdan aydın olur ki, j -ya vurulma saat əqrəbinin əksi istiqamətdə $\frac{\pi}{2}$ -qədər,

$\frac{1}{j} = -j$ -ya vurulma isə saat

əqrəbi istiqamətində $\frac{\pi}{2}$ -

qədər, dönməyə uyğundur.

Zamanın sinusoidal funksiyalarını ifadə edən kompleks ədədləri işarələmək üçün elektrotexnikada baxılan kəmiyyəti



Şəkil 3.3

ifadə edən böyük hərfin üzərində nöqtə qoyulur. Digər kompleks kəmiyyətlər nöqtəsiz böyük hərflərlə işarələnir.

Simvolik metodun üstünlüyünü göstərmək üçün onun köməyi ilə induktivlikdə və tutumda gərginlik düşgüsünü

hesablayaq. $U_L = L \frac{di}{dt}$ ifadəsi simvolik formada

$$\dot{U}_L = L \frac{d\dot{I}}{dt}$$

kimi yazılar. Əgər induktivlikdən

$$\dot{I} = I_m e^{j\omega t} \quad (3.2)$$

cərəyanı keçirsə, onda

$$\dot{U}_L = L \frac{d}{dt} (I_m e^{j\omega t}) = j\omega L I_m e^{j\omega t} = j\omega L \dot{I}$$

olar.

Beləliklə, induktivlikdə U_L gərginlik vektorunu almaq üçün cərəyan vektorunu $L\omega$ -ya vurub saat əqrəbinin əksi istiqamətdə $\frac{\pi}{2}$ qədər döndərmək lazımdır. Bu şəkil 2.10,c ilə yaxşı uzlaşır.

Məlum olduğu kimi

$$U_c = \frac{q}{c} \text{-dir.}$$

Kondensatorun yükü

$$q = \int i dt \text{ olar.}$$

Sonuncunu U_c -nin ifadəsində nəzərə alsaq və simvolik yazılışa keçsək,

$$\dot{U}_c = \frac{1}{c} \int \dot{i} dt \text{ olar}$$

Əgər dövrədən (3.2) cərəyanı keçərsə,

$$\dot{U}_c = \frac{1}{c} \int I_m e^{j\omega t} dt = \frac{1}{j\omega c} I_m e^{j\omega t} = -j \frac{1}{\omega c} \dot{I}$$

alınar. Yəni \dot{U}_c gərginlik vektorunu almaq üçün cərəyan vektorunu $\frac{1}{C\omega}$ -ya vurub, saat əqrəbi istiqamətində $\frac{\pi}{2}$ qədər döndərmək lazımdır. Bu da şəkil 2.10,b ilə yaxşı uzlaşır.

Aktiv müqavimətdə gərginlik düşgüsü aydındır ki,

$$\dot{U}_R = R\dot{I} \text{ -dir.}$$

Şəkil 2.11,a-daki hal üçün

$$R\dot{I} + j\omega L\dot{I} - j\frac{1}{\omega C}\dot{I} = \dot{U}$$

yazmaq olar. Burada \dot{U} xarici gərginlikdir. Son ifadəni

$$\dot{I}\left[R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)\right] = \dot{U} \quad (3.3)$$

şəklinə salaq. Burada $Z = R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) = R + jx$

dövrənin tam kompleks müqaviməti adlanır. Buna dövrənin impedansı da deyilir. Onun həqiqi hissəsi dövrənin aktiv müqaviməti, xəyali hissəsi isə reaktiv müqavimətidir. (3.1)-a görə onun modulu $\sqrt{R^2 + (x_L - x_C)^2}$ -ə bərabər olub,

arqumenti $tg\varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$ -dan tapılır. Deməli

$$Z = ze^{j\varphi}$$

olar. Son ifadəni Eyler düsturuna görə çevirsək,

$$Z = z\cos\varphi + jz\sin\varphi$$

alırıq. Beləliklə, kompleks müqavimət üçün

$$Z = R + jx$$

yaza bilərik.

İrəlidə söylənilənlər nəinki ixtiyari budaqlanmayan dəyişən cərəyan dövrəsinə, həm də onun ixtiyari hissəsinə aid edilə bilər. Məsələn, aktiv, induktiv və tutum müqavimətləri

ardıcıl birləşdirilmiş konturda $x = \omega L - \frac{1}{c\omega}$, deməli $Z = R + j(\omega L - \frac{1}{\omega c})$, tutumu olan budaq üçün $Z = -j \frac{1}{\omega c}$ -dir və s.

Kompleks müqavimətin tərs qiyməti kompleks keçiricilik adlanır.

$$Y = \frac{1}{Z} = \frac{1}{ze^{j\varphi}} = \frac{1}{z} e^{-j\varphi}$$

$\frac{1}{z} = y$ olduğundan $Y = ye^{-j\varphi} = y \cos \varphi - j \sin \varphi$ olar.

Keçiriciliyin kompleks ifadəsindən istifadə edib Om qanununu $\dot{I} = Y\dot{U}$ şəklində yazı bilərik.

Kompleks müqaviməti daxil etməklə (3.3)-ün forması dəyişir:

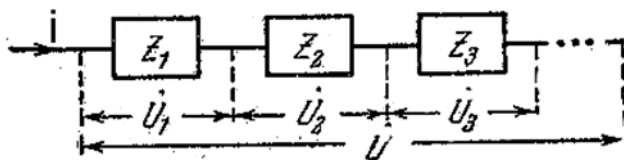
$$\dot{I}Z = \dot{U}$$

Bu da sabit cərəyan üçün Om qanununu ilə üst-üstə düşür.

$$\dot{U} = \dot{I}ze^{j\varphi}$$

ifadəsindən alınır ki, \dot{I} cərəyan vektorunu z -ə vurub, saat əqrəbinin əksi istiqamətdə φ bucağı qədər döndərməklə \dot{U} -nu almaq olar. Bu şəkil 2.11,b ilə uzlaşır.

Ardıcıl dövrə təsəvvür edək onun və ayrı-ayrı hissələri kompleks müqavimətlərdən ibarət olsun (şəkil 3.4). Onda hər müqavimətdə gərginlik düşgüsü



Şəkil 3.4

$$\dot{U}_k = \dot{I}Z_k \quad (3.4)$$

olar. $\dot{U} = \sum \dot{U}_k$ (3.5) olduğundan (3.4)-ü (3.5)-də nəzərə alsaq,

$$\dot{U} = \sum \dot{I} Z_k = \dot{I} \sum Z_k = \dot{I} Z$$

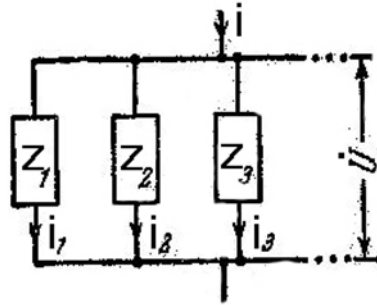
alınar.

Deməli, ardıcıl birləşdirilmiş müqavimətlərin cəm kompleks müqaviməti ayrı-ayrı hissələrdəki kompleks müqavimətlərin cəminə bərabərdir:

$$Z = \sum Z_k$$

Əgər kompleks müqavimətlər şəkil 3.5-dəki kimi paralel birləşdirilibsə, onda göstərmək olar ki, cəm kompleks müqavimət $\frac{1}{Z} = \sum \frac{1}{Z_k}$

kimi təyin olunur.



Şəkil 3.5

§3.2. Kirxhof qanunlarının simvolik forması

Kirxhof qanunları elektrik cərəyanını xarakterizə edən cərəyan şiddəti, gərginlik, e.h.q. vektorlarının həndəsi toplanması şərtilə dəyişən cərəyanın təsiredici qiymətlərinə tətbiq oluna bilər. Aydın ki, vektorların həndəsi toplanmasına onları xarakterizə edən komplekslərin cəbri toplaşması uyğun gəlir. Doğrudan da vektorların həndəsi toplanması zamanı onların oxlar üzrə proyeksiyaları cəbri toplanır. Kompleks ədədlərin toplanması zamanı isə onların həqiqi və xəyali hissələri ayrı-ayrılıqda toplanır və cəm kompleksin həqiqi və xəyali hissələri alınır. Həmin kompleksin həqiqi və xəyali hissələri uyğun vektorun koordinat oxları üzrə proyeksiyasını verdiyindən, kompleks ədədlərin cəbri toplanması qaydası və onlara uyğun vektorların həndəsi toplanması qaydası praktik olaraq üst-üstə düşür.

Bu baxımdan istənilən düyün üçün Kirxhofun birinci qanunu kompleks formada

$$\sum \dot{I} = 0$$

kimi yazıla bilər. Düstura daxil olan kompleks cərəyanlar seçilmiş müsbət istiqamətdən asılı olaraq sabit cərəyan dövrəsindəki kimi müsbət və ya mənfi işarəli ola bilər. Məsələn, şəkil 3.6-dakı düyün üçün

$$\dot{I}_1 + \dot{I}_2 - \dot{I}_3 - \dot{I}_4 - \dot{I}_5 = 0$$

yaza bilərik.

Budaqlanmış naqillər şəbəkəsində götürülmüş ixtiyari qapalı konturda e.h.q.-si e_1, e_2, \dots olan enerji mənbələri varsa, budaqların kompleks müqavimətləri Z -dirsə, onda Kirxhofun ikinci qanunu kompleks şəkildə

$$\sum \dot{e} = \sum \dot{I}Z$$

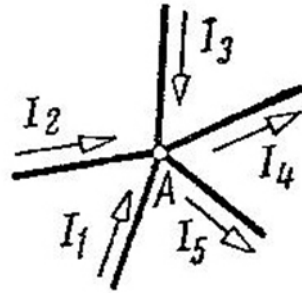
kimi yazılır.

E.h.q. və cərəyanların müsbət və mənfi işarə alması kontur boyu hərəkətin onların müsbət və ya mənfi istiqaməti ilə üst-üstə düşüb-düşməməsindən asılıdır. Şəkil 3.7-da ABCDEA konturu üçün Kirxhofun ikinci qanununu yazaq:

$$\dot{e}_1 - \dot{e}_2 + \dot{e}_3 = \dot{I}_1 Z_1 + \dot{I}_4 Z_4 + \dot{I}_2 Z_2 - \dot{I}_3 Z_3 - \dot{I}_5 Z_5$$

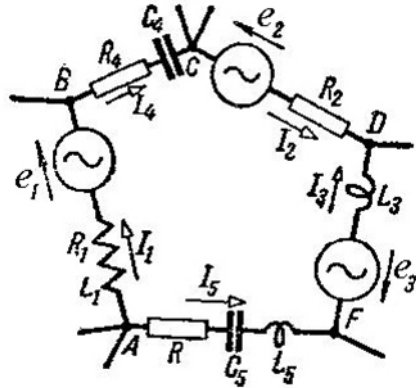
Burada $Z_1 = R_1 + j\omega L_1, Z_2 = R_2, Z_3 = j\omega L_3, Z_4 = R_4 - j\frac{1}{\omega C_4},$

$$Z_5 = R_5 + j\left(\omega L_5 - \frac{1}{\omega C_5}\right)$$



Şəkil 3.6

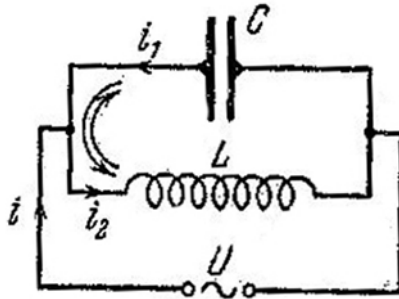
Kirxhof qanunlarının simvolik formada budaqlanmış dəyişən cərəyan dövrəsinə tətbiq oluna bilinməsi sabit cərəyan dövrəsinin Kirxhof qanunlarına əsaslanmış hesablanma metodlarının hamısının həmin dövrənin hesablanmasında istifadə etməyə imkan verir. Bu zaman sabit cərəyan dövrəsi üçün yazılan düsturlardakı müqavimət və keçiricilik kompleks müqavimət və keçiriciliklə əvəz olunur.



Şəkil 3.7

§3.3. İki paralel budağı olan dövrədə rezonans (cərəyanlar rezonansı)

Tutaq ki, elektrik dövrəsi paralel birləşdirilmiş induktivlikdən və tutumdan ibarətdir (şəkil 3.8).



Şəkil 3.8

Aktiv müqaviməti nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik qəbul edirik. Bu zaman biz

$$\dot{I}_1 = j\omega C\dot{U}, \dot{I}_2 = \frac{\dot{U}}{j\omega L} = -j\frac{\dot{U}}{\omega L} \quad (3.6)$$

$$(\dot{U}_c = \dot{U}_L = \dot{U})$$

yaza bilərik. (3.6) düsturlarından alınır ki, \dot{I}_1, \dot{I}_2 cərəyanları əks fazalıdır (induktivlikdə cərəyan U-dan $\frac{\pi}{2}$ gədər geri qalır, tutumda isə U-nu $\frac{\pi}{2}$ qədər qabaqlayır).

Keçirici naqillərdə \dot{I} cərəyanı \dot{I}_1, \dot{I}_2 cərəyanlarının cəminə bərabər olar:

$$\dot{I} = \dot{I}_1 + \dot{I}_2 = j(\omega C - \frac{1}{L\omega})\dot{U}$$

$$\omega C - \frac{1}{L\omega} = 0 \quad (3.7)$$

şərti ödəndikdə $\dot{I} = 0$ olar. Lakin \dot{I}_1, \dot{I}_2 çox böyük qiymətlər ala bilər. Bu hadisə **cərəyanlar rezonansı** adlanır. Rezonans tezliyi üçün (3.7) düsturundan alınan ifadə, gərginliklər rezonansı tezliyi üçün alınan ifadə ilə üst-üstə düşür.

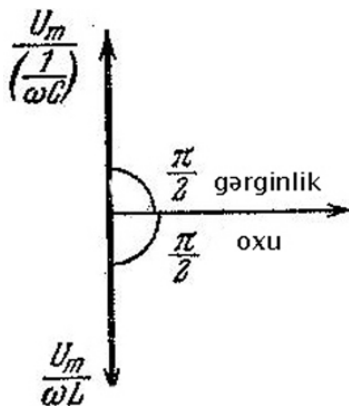
Rezonans zamanı \dot{I}_1, \dot{I}_2 cərəyanları amplitudca bərabər olub, fazaca əksdir. Induktivlik və tutumdan təşkil olunmuş konturda cərəyan kondensator lövhələrini hər dəfə yükləndirərək sirkulyasiya edir.

Biz irəlidə gərginliklər diaqramını quranda \dot{U} vektorları cərəyan vektoruna nəzərən qurulurdu. İndi cərəyan vektorunu gərginlik vektoruna nəzərən quraq. Həmin ox kimi x oxunu götürək (şəkil 3.9). Cərəyan induktivlikdə gərginlikdən $\frac{\pi}{2}$ qədər geri qaldığından, ona görə də o, gərginlik oxuna nəzərən saat əqrəbi istiqamətində $\frac{\pi}{2}$ qədər dönmə vektorla ifadə olunur.

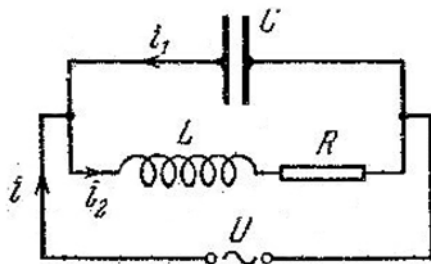
Tutumda cərəyan gərginliyi $\frac{\pi}{2}$ -qədər qabaqladığından o, gərginlik oxuna nəzərən saat əqrəbinin əksi istiqamətdə $\frac{\pi}{2}$

qədər döən vektor kimi ifadə olunur. Rezonans vaxtı bu vektorların modulları biri-birinə bərabər olur və yaxud cərəyan sıfır olur.

Praktiki olaraq induktivlik həmişə (məsələn, sarğac) müəyyən aktiv müqavimətə R malik olur. Şəkil 3.10-də bu müqavimət induktivlikdən ayrı göstərilmişdir.



Şəkil 3.9



Şəkil 3.10

Bu zaman cərəyanın fazaca gərginlikdən geri qalması $\frac{\pi}{2}$ -dən kiçik olur və o

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{R}$$

kimi təyin olunur.

Baxılan halda \dot{I}_1, \dot{I}_2 vektorları kollinear olmayıb, onların cəmi sıfır deyildir (şəkil 3.11). Hər budaqda kompleks müqavimət

$$Z_1 = \frac{1}{j\omega C}; Z_2 = R + j\omega L \text{ -dir.}$$

Bütün dövrdəki müqavimət

$$\frac{1}{Z} = \sum \frac{1}{Z_k}$$

düsturunun köməyiylə hesablanır. Bu zaman

$$\frac{1}{Z} = j\omega C + \frac{1}{R + j\omega L} = \frac{(1 - \omega^2 LC) + j\omega RC}{R + j\omega L}$$



Şəkil 3.11

alırıq. Buradan

$$Z = \frac{R + j\omega L}{(1 - \omega^2 LC) + j\omega CR}$$

olar. Son ifadənin surət və məxrəcini kompleks qoşmasına vurub

$$Z = \frac{R + j[\omega L(1 - \omega^2 LC) - \omega CR^2]}{(1 - \omega^2 LC)^2 + (\omega CR)^2} \quad (3.8)$$

alırıq. Z-in modulu paralel dövrənin tam müqavimətini verir. Onun reaktiv komponentlərinin nisbəti, gərginlik və cərəyan arasındakı faza sürüşməsinə müəyyən edir.

Göstərmək olar ki, Z müqaviməti o zaman maksimum qiymət alır ki, (cərəyanlar rezonansı), onun reaktiv toplananı sıfır olsun. Bu zaman tam müqavimət təmiz aktiv müqavimətdən ibarət olur (şəkil 3.12). (3.7)–də xəyali hissəni sıfıra bərabər etməklə rezonans tezliyini tapmaq olar:

$$\omega L(1 - \omega^2 LC) - \omega CR^2 = 0$$

Buradan

$$\omega_{rez} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{L^2}}$$

olar. $R=0$ olduqda bu ifadə bizə məlum olan

$$\omega_{rez} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

şəklinə düşür.

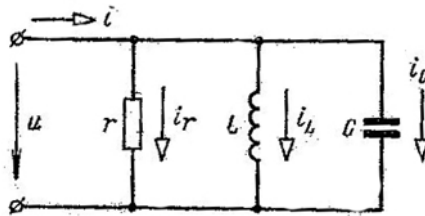
Beləliklə, cərəyanlar rezonansı üçün xarakterik hal dövrənin tam müqavimətinin təmiz aktiv müqavimət olması və onun dövrənin mümkün parametrlərində ən böyük qiymətə malik olmasıdır. Gərginlik rezonansı halında Z ən kiçik qiymətə malik olur. Bu zaman i_1 və i_2 cərəyanları mənbədən keçən i cərəyanından nəzərə çarpacaq dərəcədə böyük olur. Mənbəyin yaratdığı güc dövrənin aktiv müqavimətində R ayrılır.



Şəkil 3.12

§3.4. r, L, C paralel birləşdirilmiş dövrədə gərginlik və cərəyan

Tutaq ki, bizə aktiv müqaviməti, tutumu və induktivliyi paralel birləşdirilmiş elektrik dövrəsi verilmişdir. (şəkil 3.13).



Şəkil 3.13

Bu dövrəyə $u = u_m \sin(\omega t + \psi_u)$ qanunu ilə dəyişən gərginlik tətbiq olunmuşdur. r, L, C olan budaqlardan axan cərəyanları

uyğun olaraq i_r , i_L və i_C ilə işarə edək. Kirxhofun I qanununa görə

$$i = i_r + i_L + i_C$$

və ya kompleks formada

$$\dot{I} = \dot{I}_r + \dot{I}_L + \dot{I}_C$$

yazmaq olar.

Om qanununun kompleks şəkildə ifadəsini hər bir budağa tətbiq etsək,

$$\dot{I}_r = \frac{\dot{U}}{r} = \frac{U}{r} \cdot e^{j\psi_u}$$

$$\dot{I}_L = \frac{\dot{U}}{j\omega L} = \frac{U}{\omega L} \cdot e^{j(\psi_u - \frac{\pi}{2})}$$

$$\dot{I}_C = \frac{\dot{U}}{\frac{1}{j\omega C}} = j\omega C \dot{U} = \omega C U e^{j(\psi_u + \frac{\pi}{2})}$$

Bu ifadələrdən görünür ki, aktiv müqavimətdə cərəyan fazaca gərginliklə üst-üstə düşür, induktivlikdə cərəyan fazaca gərginlikdən $\frac{\pi}{2}$ qədər geri qalır və nəhayət tutumda cərəyan

gərginliyi fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər qabaqlayır. Cərəyanlar və gərginliyin vektor-diaqramı şəkil 3.14-də verilmişdir. Burada $\psi_u < 0$ və $I_L > I_C$ qəbul edilmişdir.

Paralel dövrənin vektor diaqramı qurularkən gərginlik vektoru əsas götürülür. Çünki bu dövrə elementlərinin hamısının sıxaclarında gərginlik eynidir. Qurulan diaqramda cərəyanlar üçbucağı alınır.

Kirxhofun I qanununda kompleks cərəyanların ifadələrini

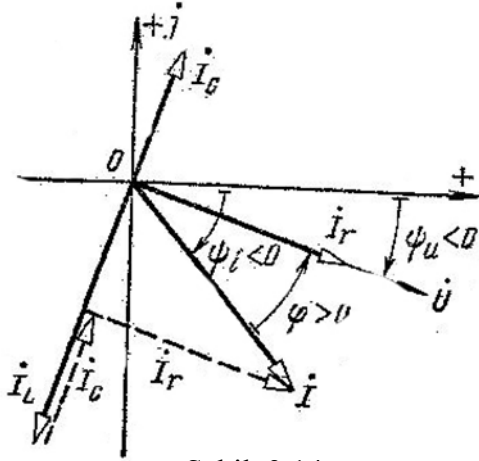
$$\text{yazsaq, } \frac{\dot{U}}{r} + \frac{\dot{U}}{j\omega L} + j\omega C \dot{U} = \dot{I}$$

və ya

$$\left[\frac{1}{r} - j\left(\frac{1}{\omega L} - \omega C\right)\right]\dot{U} = \dot{I} \quad (3.9)$$

və ya

$$[g - j(b_L - b_C)]\dot{U} = \dot{I} \text{ olar.}$$



Şəkil 3.14

Yazdığımız bu ifadələr paralel elektrik dövrəsi üçün Om qanununun kompleks şəkildə ifadəsidir. Burada g -aktiv keçiricilik, b_C -tutum keçiriciliyi, b_L -isə induktiv keçiricilikdir.

(3.9) ifadəsini üstlü funksiya şəklində yazaq:

$$\sqrt{\left(\frac{1}{r}\right)^2 + \left(\frac{1}{\omega L} - \omega C\right)^2} e^{-j\varphi} U e^{j\psi_u} = I e^{j\psi_i} \quad (3.10)$$

Burada $\varphi = \arctg \frac{\frac{1}{\omega L} - \omega C}{\frac{1}{r}}$ gərginliklə cərəyan arasında fazalar fərqi. Son ifadəni

$$\dot{I} = \sqrt{g^2 + (b_L - b_C)^2} \dot{U}$$

şəklinə sala bilərik. Buradan $I_m = \sqrt{g^2 + (b_L - b_C)^2} U_m$ yazmaq olar. $\psi_i = \psi_u - \varphi$ cərəyanın başlanğıc fazasını verir. Beləliklə, baxılan dövrdə cərəyan üçün

$$i = I_m \sin(\omega t + \psi_u - \varphi)$$

yaza bilərik.

§3.5. Keçiriciliklər

Kompleks cərəyanın kompleks gərginliyə olan nisbəti kompleks keçiricilik adlanır.

$$Y = \frac{\dot{I}}{\dot{U}} = \frac{1}{Z} = \frac{1}{ze^{j\varphi}} = ye^{-j\varphi} = y \angle -\varphi$$

Burada **y-tam keçiricilik** olub, tam müqavimətin tərs qiymətinə, kompleks keçiriciliyin moduluna bərabərdir.

Kompleks keçiriciliyi aşağıdakı kimi də ifadə etmək olar.

$$Y = ye^{-j\varphi} = y \cos \varphi - jy \sin \varphi = g - jb$$

$g = y \cos \varphi$ kompleks keçiriciliyin həqiqi hissəsi olub, aktiv keçiricilik, $b = y \sin \varphi$ isə xəyali hissəsi olub, reaktiv keçiricilik adlanır.

$$y = \sqrt{g^2 + b^2}; \varphi = \arctg \frac{b}{g}$$

-dir. (3.9) və (3.10) düsturlarına əsasən şəkil 3.13-də verilən sxemdəki dövrə üçün kompleks keçiricilik

$$Y = \frac{1}{r} - j\left(\frac{1}{\omega L} - \omega C\right) = g - j(b_L - b_C)$$

şəklində yazıla bilər. Burada $g = \frac{1}{r}$, $b_L = \frac{1}{\omega L}$, $b_C = \omega C$ -dir

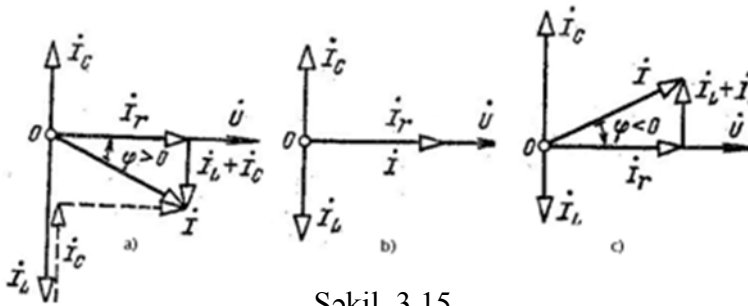
Reaktiv keçiricilik

$$b = b_L - b_C \text{-dir} \quad (3.11)$$

Qeyd edək ki, induktiv və tutum keçiricilikləri hesabı ədəd, reaktiv keçiricilik isə cəbri ədəddir. O, sıfırdan həm

böyük və həm də kiçik ola bilər. Aydındır ki, (3.11)-də $b_c=0$ olsa, $b=b_L$, yəni reaktiv keçiricilik yalnız induktiv keçiricilikdən ibarət olar. Əgər $b_L=0$ olsa, onda $b=-b_c$, yəni reaktiv keçiricilik əks işarə ilə tutum keçiriciliyinə bərabər olar.

Gərginlik və cərəyan arasındakı faza sürüşməsi induktiv və tutum keçiriciliklərindən asılıdır. Şəkil 3.15-də üç hal üçün vektor diaqramına baxılmışdır.



Şəkil 3.15

Birinci halda (şəkil 3.15,a) $b_L > b_c$, ikinci halda (şəkil 3.15,b) $b_L = b_c$, və nəhayət üçüncü halda (şəkil 3.15,c) $b_c > b_L$ -dir. Vektor diaqramlar qurularkən gərginlikliyin başlanğıc fazası sıfır qəbul edilmişdir. Ona görə də, $\varphi = \psi_u - \psi_i$ -dən, $\varphi = \varphi_i$ alınır. Yəni onlar qiymətə bərabər, işarəyə əksdirlər.

§3.6. Gərginliklə cərəyan arasında fazalar fərqi

Gərginliklə cərəyan arasında fazalar fərqi, gərginliklə cərəyanın başlanğıc fazaları fərqinə bərabərdir

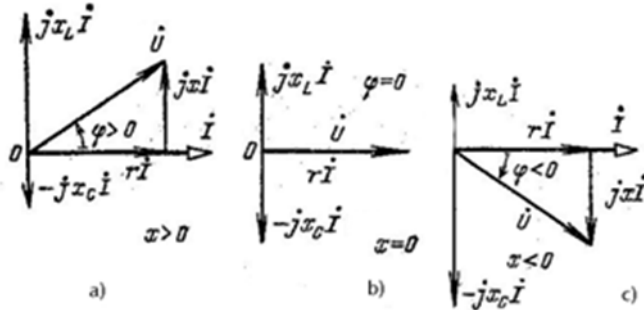
$$\varphi = \psi_u - \psi_i$$

Ona görə də vektor diaqramında φ bucağı \vec{I} vektorundan \vec{U} vektoruna doğru hesablanır (şəkil 3.16).

Əgər cərəyan gərginlikdən geri qalarsa ($\psi_u > \psi_i$), onda φ musbət, irəli gedərsə ($\psi_u < \psi_i$), onda φ mənfi işarəli olur.

Gərginliklə cərəyan arasındakı fazalar fərqi induktiv və tutum müqavimətlərinin nisbətindən asılıdır.

Əgər $x_L > x_C$ olsa, onda $x > 0$ olar. Bu zaman dövrə induktiv xarakterlidir və cərəyan fazaca gərginlikdən geri qalır ($\varphi > 0$). Həmin halın vektor diaqramı şəkil 3.16,a-da verilmişdir. Diaqram qurularkən $\psi_i = 0$ qəbul edilmişdir. Ona görə də $\psi_u = \varphi$ -dir.



Şəkil 3.16

Əgər $x_L = x_C$ olsa, onda $x = 0$ $z = r$ və $\varphi = 0$ olur. Cərəyan və gərginlik fazaca üst-üstə (şəkil 3.16,b) düşür. Dövrədə rezonans hadisəsi baş verir.

Əgər $x_L < x_C$ olsa, onda $x < 0$, $\varphi < 0$ olur. Yəni cərəyan fazaca gərginliyi qabaqlayır (şəkil 3.16,c).

Çox vaxt sıxaclardakı gərginlik verilir, cərəyan axtarılır. Verilmiş kəmiyyətlərə görə

$$\dot{I} = \frac{\dot{U}}{Z} \text{ yazıb cərəyan və başlanğıc fazanı tapmaq olar.}$$

Çox vaxt verilmiş gərginliyin başlanğıc fazası sıfır götürülür. Onda cərəyanın başlanğıc fazası üçün

$$\psi_i = -\varphi$$

alırıq.

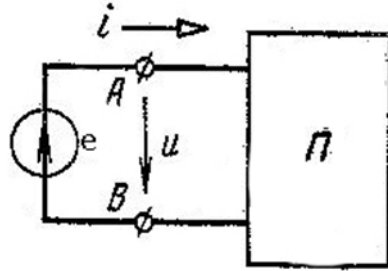
§3.7. Passiv ikiqütblü

Ixtiyari passiv ikiqütblünün (şəkil 3.17) girişindəki cərəyan və gərginlik arasındakı əlaqə Om qanunu ilə müəyyən edilir:

$$\dot{U} = Z\dot{I} \text{ və ya } \dot{I} = Y\dot{U};$$

Giriş kompleks müqavimətə $Z=r+jx$ ikiqütblünün ekvivalent sxemi uyğun gəlir. Bu sxemdə aktiv və reaktiv müqavimətlər ardıcıl birləşdirilmişdir (şəkil 3.18).

\dot{U} gərginliyini toplananlarına ayırmaq olar:



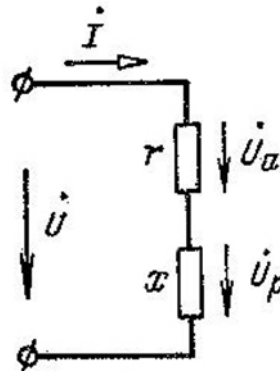
Şəkil 3.17

$\dot{U} = Z\dot{I} = (r + jx)\dot{I} = r\dot{I} + jx\dot{I} = \dot{U}_a + \dot{U}_r$, $\dot{U}_a = r\dot{I}$ toplananı fazaca cərəyanla üst-üstünə düşür və **gərginliyin aktiv toplananı** adlanır.

$\dot{U}_r = jx\dot{I}$ -toplananı cərəyanı nəzərə $\frac{\pi}{2}$ qədər dönmüşdür və o,

gərginliyin reaktiv toplananı adlanır. Ekvivalent sxemdə \dot{U}_a və \dot{U}_r -ə uyğun olaraq r və x -də gərginlik kimi baxmaq olar.

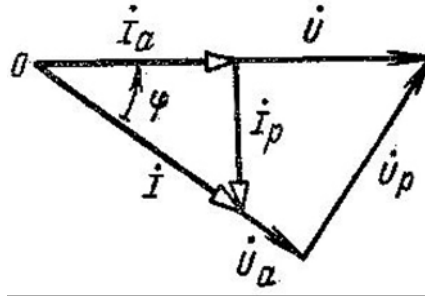
Tutaq ki, $\varphi > 0$ -dir, yəni x -induktiv müqavimətdir \dot{U} , \dot{U}_a və \dot{U}_r vektorlarının yaratdığı, tərəfləri



Şəkil 3.18

Z , r və $|x|$ -ə mütənasib olan üçbucaq (şəkil 3.19) **gərginliklər üçbucağı** adlanır. Həmin üçbucaqdan

$$U_a = U \cos \varphi, U_r = U |\sin \varphi|, U = \sqrt{U_a^2 + U_r^2} \quad \text{alırıq.}$$



Şəkil 3.19

Giriş kompleks keçiriciliyinə $Y = g - jb$, g və b paralel birləşdirilmiş keçiricilərdən ibarət ikiqütblünün ekvivalent sxemi uyğun gəlir (şəkil 3.20). İkiqütblünün girişində cərəyanı iki toplanana ayırmaq olar:

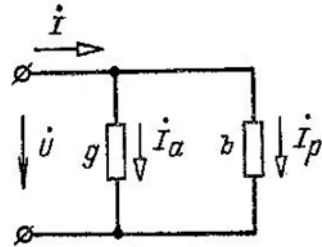
$$\dot{I} = Y\dot{U} = (g - jb)\dot{U} = g\dot{U} - jb\dot{U} = \dot{I}_a + \dot{I}_r$$

Burada $\dot{I}_a = g\dot{U}$ cərəyanın fazaca gərginliklə üst-üstə düşən toplananı olub, **cərəyanın aktiv toplananı** adlanır.

$\dot{I}_r = -jb\dot{U}$ -cərəyanın gərginliyə nəzərən fazaca $\pi/2$ qədər sürüşən toplananı olub, onun **reaktiv toplananı** adlanır.

\dot{I}_a və \dot{I}_r toplananlarına ekvivalent sxemin g və b elementlərindəki cərəyan kimi baxmaq olar.

\dot{I} , \dot{I}_a və \dot{I}_r cərəyanlarının yaratdığı, tərəfləri y , g , $|b|$ -yə mütənasib üçbucaq, **cərəyanlar üçbucağı** adlanır.



Şəkil 3.20

Buna uyğun, tərəfləri ixtiyari seçilmiş miqyasda $y, g, |b|$ keçiriciliklərinə bərabər üçbucaq **keçiriciliklər üçbucağı** adlanır.

Cərəyanlar üçbucağından

$$I_a = I \cos \varphi, I_r = I |\sin \varphi|, I = \sqrt{I_a^2 + I_r^2}$$

alırıq.

§3.8. Güc. Güc əmsalı

Tutaq ki, naqilin en kəsiyindən dt kiçik zaman müddətində dq yükü keçir. Yükün e.h.q.-nin müsbət istiqamətində hərəkəti zamanı e.h.q. mənbəyi

$$dA = edq$$

işini görür. Bu enerji mənbə tərəfindən xarici dövrəyə ötürülür və dq yükünün hərəkəti üçün U -nun müsbət istiqamətində passiv ikiqütblüdə

$$dA = Udq$$

iş görür.

$$P = \frac{dA}{dt} = Ui$$

ani güc adlanır. Deməli e.h.q. mənbəyi tərəfindən hasil olunan və ötürülən, ikiqütblü tərəfindən tələb olunan **ani güc** verilmiş zaman anında işin görülmə sürətinə bərabərdir.

Passiv ikiqütblünün sıxaclarına tətbiq olunan gərginliyin başlanğıc fazası $\psi_u = 0$ olsun. Onda gərginlik və cərəyanın ani qiymətləri üçün

$$U = U_m \sin \omega t; \quad i = I_m \sin(\omega t - \varphi)$$

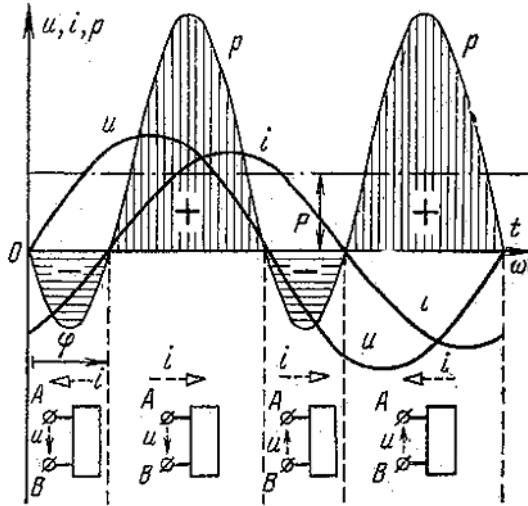
yaza bilərik. Belə ki, $\psi_u = 0$ olduğundan $\psi_i = -\varphi$ -dir.

Onda ani güc

$$P = iU = I_m U_m \sin(\omega t - \varphi) =$$

$$\frac{U_m I_m}{2} [\cos \varphi - \cos(2\omega t - \varphi)] = UI \cos \varphi - UI \cos(2\omega t - \varphi)$$

olar. Son ifadədən görüldüyü kimi ani güc iki toplanandan ibarətdir. Birinci sabit toplanan, digəri isə bucaq tezliyi gərginlik və cərəyanın bucaq tezliyindən 2 dəfə böyük olan harmonik toplanandır (şəkil 3.21).

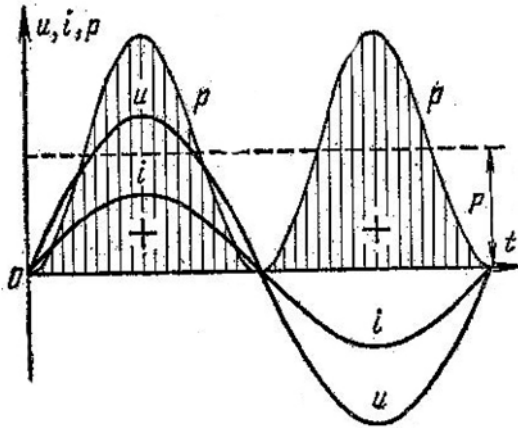


Şəkil 3.21

Şəkildən görüldüyü kimi mənbəyin verdiyi, ikiqütblünün qəbul etdiyi ani güc o vaxt müsbətdir ki, gərginlik və cərəyanın işarələri eyni olur. Bu zaman mənbə passiv ikiqütblüyə enerji ötürür. Cərəyan və gərginliyin işarələri müxtəlif olduqda isə ani güc mənfi olur. Yəni passiv ikiqütblü maqnit və elektrik sahəsində ehtiyat şəklində topladığı enerjini mənbəyə qaytarır. t müddətində mənbəyin ötürüldüyü və ikiqütblünün qəbul etdiyi enerji $\int_0^t P dt$ inteqralı ilə təyin olunur. Qrafikdə o, P əyrisi ilə t absis oxu arasında qalan sahəyə uyğundur.

Əgər ikiqütblü yalnız aktiv müqavimətdən ibarətdirsə, onda cərəyan və gərginlik arasında faza sürüşməsi yoxdur

($\varphi=0$) və cərəyanla gərginlik eyni işarəlidir. Deməli, $p \geq 0$ -dir və heç bir zaman anında ikiqütblüdən mənbəyə enerji qayıtmır (şəkil 3.22).



Şəkil 3.22

Belə ki, aktiv müqavimətdən ibarət passiv ikiqütblü enerji toplaya bilmir. Period ərzində ani gücün orta qiyməti **aktiv güc** adlanır və aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$p = \frac{1}{T} \int_0^T P dt = UI \cos \varphi$$

İnduktivlik və tutuma enerjinin daxil olmasının ani gücü, uyğun olaraq maqnit və elektrik sahələri enerjilərinin artma sürətinə bərabərdir. İnduktivlik üçün

$$P = Ui = L \frac{di}{dt} i = \frac{d}{dt} \left(\frac{Li^2}{2} \right),$$

tutum üçün isə

$$P = Ui = UC \frac{dU}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{CU^2}{2} \right) \text{-dir.}$$

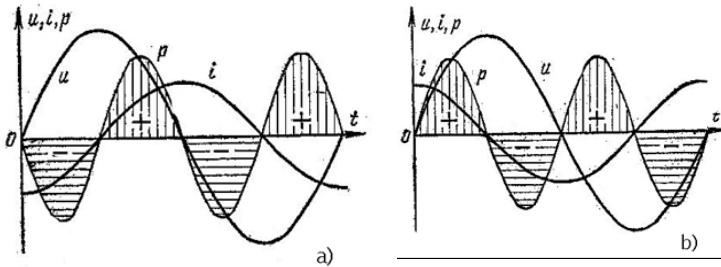
İnduktivlik üçün $\varphi = -\frac{\pi}{2}$, tutum üçün $\varphi = \frac{\pi}{2}$ -dir. Hər iki hal üçün birlikdə

$$P = -IU \cos(2\omega t \pm \frac{\pi}{2}) = \pm UI \sin 2\omega t$$

-dir.«-» işarəsi induktivliyə, «+» işarəsi isə tutuma aiddir.

Ani güc ayrılərilə absis oxu arasında qalan sahə induktivliyə gələn («+» işarəli) və gedən («-» işarəli) enerjiyə (şəkil 3.23a), tutuma gələn («+» işarəli) və ondan gedən («-» işarəli) enerjiyə (şəkil 3.23b) uyğundur. Bu sahələr bir-birinə bərabərdir. Deməli, mənbə ilə uyğun maqnit və elektrik sahələri arasında enerji mübadiləsi baş verir.

Aktiv və ani güclər vatt-larla ölçülür.



Şəkil 3.23

Elektrik qurğuları müəyyən cərəyana və gərginliyə hesablanır. Ona görə də onları aktiv güclə deyil, **tam güclə** xarakterizə edirlər.

$$S=UI$$

Deməli, tam güc verilmiş gərginlik və cərəyanda aktiv gücün ən böyük qiymətinə bərabərdir. Tam güc volt-ampərlə (V.A.) ölçülür. Ölçü vahidinin volt-ampər olması o deməkdir ki, söhbət tam gücdən gedir. Aktiv gücün tam gücə olan nisbəti

$$\frac{P}{S} = \frac{UI \cos \varphi}{UI} = \cos \varphi$$

elektrik dövrəsinin **güc əmsalı** adlanır.

İrəliddə qeyd etdiyimiz kimi elektrik qurğularının yaxşı işləməsi üçün güc əmsalının böyük olması arzu olunandır. Bu gərginliklə cərəyan arasında faza sürüşməsinin kiçilməsi deməkdir. (Bu barədə II fəsildə məlumat verilmişdir.)

Elektrik enerjisi xətlərlə ötürüldükdə də güc əmsalının yüksək olması vacibdir. Belə ki, qəbuledicinin verilmiş aktiv gücündə P , $\cos \varphi$ böyük olduqca, xətdə cərəyan kiçik olur.

$$I = \frac{P}{U \cos \varphi}$$

Elektrotexnikada aktiv güclə yanaşı reaktiv güc anlayışından da istifadə olunur

$$Q = UI \sin \varphi$$

Dövrə induktiv xarakterli olduqda reaktiv güc müsbət, tutum xarakterli olduqda isə mənfidir. Reaktiv gücün vahidi var, yəni volt-ampere-reaktiv-dir. Aktiv, reaktiv və tam güc arasında aşağıdakı əlaqə vardır:

$$S^2 = P^2 + Q^2; S = \sqrt{P^2 + Q^2}; \frac{Q}{P} = \operatorname{tg} \varphi;$$

Aydındır ki, qəbuledicinin güc əmsalını böyütmək üçün onun reaktiv gücünü kiçiltmək lazımdır.

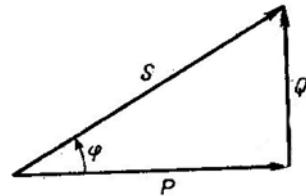
Kompleks amplitudlar metodundan istifadə etməklə aktiv, reaktiv və tam gücü tapmaq olar. Bu məqsədlə **kompleks güc** anlayışından istifadə olunur. Kompleks güc gərginliyin kompleks qiymətinin cərəyanın qoşma kompleks qiymətinə hasili kimi təyin olunur:

$$\tilde{S} = \tilde{U} \tilde{I}^* = U e^{j\psi_u} I e^{-j\psi_i} = UI e^{j\varphi} = UI \cos \varphi + jUI \sin \varphi = P + jQ$$

$$S = iU, P = iU_a = U i_a \text{ və}$$

$$|Q| = iU_p = i_p U$$

Düsturlardan görünür ki, gərginlik və cərəyanlar üçbucağının tərəfləri S , P , $|Q|$ -yə mütənasibdir. Tərəfləri ixtiyari seçilmiş miqyasda



Şəkil 3.24

S, P, |Q güclərinə bərabər gərginliklər və ya cərəyanlar üçbucağına uyğun üçbucaq **güclər üçbucağı** adlanır (şəkil 3.24).

§3.9. Güclər balansı

Enerjinin saxlanması qanununa əsasən, istənilən elektrik dövrəsində mənbələrin hasil etdikləri bütün güclər (ani və aktiv) işlədicilərin qəbul etdiyi bütün güclərin (uyğun olaraq ani və ya aktiv) cəminə bərabərdir.

Tutaq ki, baxılan elektrik dövrəsində n sayda düyün vardır. Adı düyündən fərqli olaraq burada düyün dedikdə, sxemin istənilən iki elementinin birləşdiyi yer, budaq dedikdə isə bir dövrə elementi olan hər bir dövrə hissəsi başa düşülür.

Əgər elektrik dövrəsində n sayda düyün varsa, deməli biz Kirxhofun I qanunundan istifadə edib $(n-1)$ sayda asılı olmayan tənlik yazmaqla bilərik.

Bu tənlikləri cərəyanların qoşma kompleks qiymətləri üçün yazsaq:

$$\begin{cases} \dot{I}_{12}^* + \dot{I}_{13}^* + \dots + \dot{I}_{1n}^* = 0 \\ \dot{I}_{21}^* + \dot{I}_{22}^* + \dots + \dot{I}_{2n}^* = 0 \\ \text{-----} \\ \dot{I}_{n1}^* + \dot{I}_{n2}^* + \dots + \dot{I}_{n,n-1}^* = 0 \end{cases} \quad (3.12)$$

Bu tənliklər ümumi şəkildə yazılaraq qəbul edilir ki, hər bir düyünə, qalan $(n-1)$ sayda düyün arasında əlaqə vardır. Düyünlər arasındakı budaqların sayı ixtiyari sayda ola bilər. İki düyün arasındakı budaqların sayı çox olduqda uyğun olaraq ədədlərin sayı da artır. Məsələn, əgər 1 və 2 düyünləri arasında

iki budaq qoşulmuşsa, onda I_{12}^* və I_{21}^* əvəzinə tənliyə $I_{12}^{*/} + I_{12}^{*/}$ və $I_{21}^{*/} + I_{21}^{*/}$ cəmləri daxil edilir.

Bu və ya digər budaq sxemdə olmadıqda uyğun toplananlar tənlikdən çıxarılır.

(3.12) tənliklərindən hər birini yazıldığı düyünün kompleks potensialına vurub cəmləyək və

$$I_{12} = -I_{21}; I_{13} = -I_{31}; I_{23} = -I_{32};$$

və s. olduğunu nəzərə alağ. Onda

$$(\varphi_1 - \varphi_2)I_{12} + (\varphi_1 - \varphi_3)I_{13} + \dots + (\varphi_{n-1} - \varphi_n)I_{n-1,n} = 0$$

alarıq. Bu bərabərlik kompleks gərginlik balansını ifadə edir. Həmin ifadədən ayrılıqda sərf olunan aktiv güclərin və reaktiv güclərin cəminin sıfır olduğu görünür.

§3.10. Enerji mənbəyindən işlədiciyə maksimum güc ötürülməsi şərti

Şəkil 3.25-də verilən dövrəyə baxaq. Dövrədə enerji mənbəyinin e.h.q.-si \dot{e} , daxili müqaviməti $Z_d = r_d + jx_d$ olsun. İşlədicidə qəbul olunan gücün maksimum olması üçün onun özünün $Z = r + jx$ müqavimətinin necə olmasını araşdıraq.

İşlədicinin gücü

$$P = rI^2 = \frac{re^2}{(r + r_d)^2 + (x + x_d)^2} \text{ -dır.}$$

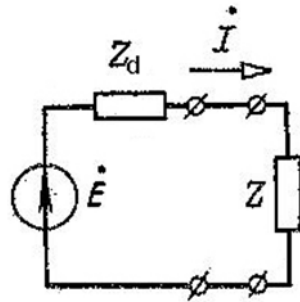
Belə ki, dövrədən axan cərəyanın təsir edici qiyməti

$$I = \frac{e}{\sqrt{(r + r_d)^2 + (x + x_d)^2}} \text{ -dır.}$$

Aydındır ki, r -in istənilən qiymətində $x = -x_d$ şərti daxilində güc ən böyük qiymət alar. Həmin qiymət

$$P = \frac{re^2}{(r + r_d)^2} \text{ -dır.}$$

Sonuncudan r -ə nəzərən törəmə alıb sıfıra bərabər etsək, görürük ki, $r = r_d$ şərti ödəndikdə P maksimum olur:



Şəkil 3.25

$$P_{\max} = \frac{e^2}{4r_d}$$

Beləliklə, işlədici mənbədən o vaxt maksimum güc alır ki, onun kompleks müqaviməti mənbəyin daxili müqavimətinin qoşması olsun:

$$Z = Z_d^*$$

faydalı iş əmsalı isə

$$\eta = \frac{rI^2}{(r + r_d)I^2} = 0,5$$

olur. Elektroenergetikada enerji itkisi baxımından gücün maksimum ötürülməsi rejimi əlverişli deyildir. Lakin avtomatika və rəbitədə bu şərt qaneedicidir. Belə ki, bu sahələrdə ötürülən güc çox kiçikdir və əsas məqsəd lazımı signalın lazım olan yerə ötürülməsidir.

İşlədici və mənbəyin müqavimətlərinin uyğunlaşmasını elektrik dövrəsinə reaktiv müqavimət daxil etməklə əldə etmək olar.

Çox vaxt aktiv və reaktiv müqavimətlər arasında nisbəti saxlamaqla, yəni $\varphi = \text{const}$ olmaqla işlədicinin müqavimətini dəyişirlər. Bu zaman mənbə və işlədicinin tam müqavimətləri biri-birinə bərabər olduqda ($Z = Z_d$) güc maksimum olur:

$$P'_{\max} = \frac{e^2 \cos \varphi}{2Z_d [1 + \cos(\varphi_d - \varphi)]}$$

İşlədicini transformatora birləşdirməklə mənbə və işlədicinin tam müqavimətlərinin uyğunlaşmasına nail olmaq olar.

§ 3.11. Topoqrafik vektor diaqramları

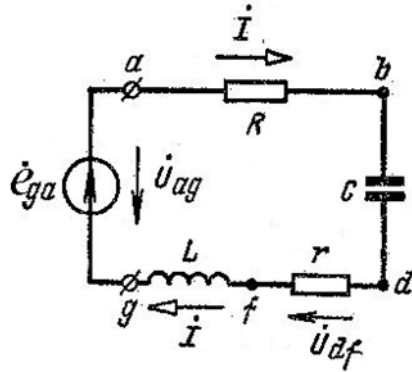
Elektrik dövrəsinin müxtəlif nöqtələri arasındakı gərginliyin qiymətləri və onların fazaları haqqında mühakimə yürütmək üçün topoqrafik vektor diaqramlarından istifadə

etmək çox əlverişlidir. Topoqrafik diaqram kompleks potensiallar üçün qurulur və sxemdəki hər bir nöqtəyə topoqrafik diaqramda müəyyən nöqtə uyğun gəlir. Potensialın hesablanma nöqtəsi sıfır qəbul edilir və bu topoqrafik diaqramda koordinat başlanğıcına uyğun gəlir.

Şəkil 3.26-da verilmiş sxem üçün topoqrafik diaqram quraq. \dot{I} vektorunu ixtiyarı seçilmiş istiqamətə yönəldək. g nöqtəsinin potensialını sıfır qəbul edək ($\varphi_g=0$) və digər nöqtələrin potensialını təyin edək. g nöqtəsi koordinat başlanğıcında yerləşir. Dövrə boyu cərəyanın müsbət istiqamətinə qarşı hərəkət edək. (Bizim halda saat əqrəbinin əksi istiqamətdə) Dövrə hissəsi üçün Om qanununa əsasən f nöqtəsinin potensialı

$$\dot{\varphi}_f = \dot{\varphi}_g + j\omega LI$$

olar. Daha doğrusu $\varphi_g=0$ olduğundan, f nöqtəsinin potensialı g nöqtəsinin potensialından induktivlikdəki gərginlik düşgüsü qədər çox, yəni $\dot{\varphi}_f = j\omega LI$ olar. Induktivlikdə gərginlik düşgüsü olduğundan bu vektor cərəyandan $\frac{\pi}{2}$ qədər



Şəkil 3.26

irəli düşər. Həmin vektorun ucunu f -lə işarə edək. d nöqtəsinin potensialı f nöqtəsindən r müqavimətindəki gərginlik düşgüsü qədər böyükdür:

$$\dot{\varphi}_d = \dot{\varphi}_f + r\dot{I}$$

$\dot{\varphi}_f$ vektorunun ucu f -dən $r\dot{I}$ vektorunu çəkək. Deməli, bu vektor aktiv müqavimətdə gərginlik düşgüsü olduğundan gərginlik miqyasında çəkilib cərəyana paralel olar. Əgər koordinat başlanğıcından $r\dot{I}$ vektorunun sonuna vektor çəksək,

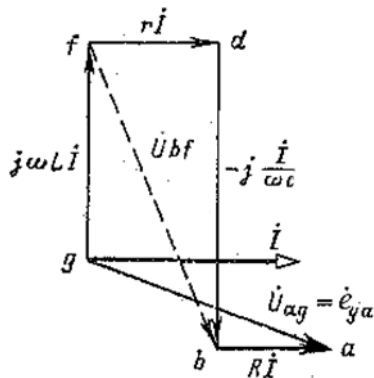
o $j\omega LI + rI$ vektorlarının cəminə, yəni $\dot{\phi}_d$ -yə bərabər olar (şəkil3.27).

b nöqtəsinin potensialını tapmaq üçün eyni mühakiməni yürüdüüb,

$$\dot{\phi}_b = \dot{\phi}_d - jI / \omega C$$

yaza bilərik. $-jI / \omega C$ vektorunun ucunu b ilə işarə edək. b eyni adlı nöqtənin potensialını təyin edir.

$-jI / \omega C$ tutumda gərginlik düşgüsü olduğundan $\frac{\pi}{2}$ qədər cərəyandan geri qalar.



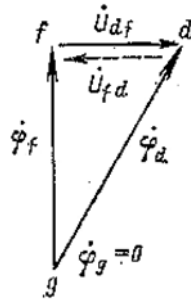
Şəkil 3.27

$-jI / \omega C$ vektorunun

sonundan Ri vektoru çəkilir və sonuncu a nöqtəsi alınmaqla topoqrafik diaqramın çəkilişi sona yetir.

Qeyd etmək lazımdır ki, topoqrafik diaqramda gərginlik vektorları elə yönəlir ki, sxemin uyğun nöqtələrinə nəzərən gərginliklərin müsbət istiqamətlərinin əksinə olsun. Məsələn,

U_{df} gərginliyinin şəkil 3.26-da müsbət istiqaməti d-dən f-ə doğrudur. Lakin topoqrafik diaqramda (şəkil 3.28) bu f-dən d-yə doğrudur. Eyni qaydada sxemdə \dot{U}_{fd} vektorunun müsbət istiqamət f-dən d-yə doğru olduğu halda diaqramda d-dən f-ə doğrudur. Bu vektorların çıxılması qaydasına uyğundur. Belə ki, bu qaydaya

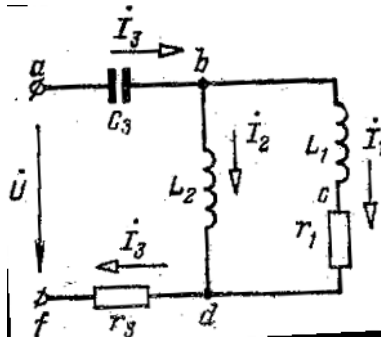


Şəkil 3.28

görə $\dot{\varphi}_d - \dot{\varphi}_f$ vektorlarının fərqi olan \dot{U}_{df} vektoru, $\dot{\varphi}_f$ vektorunun sonundan $\dot{\varphi}_d$ vektorunun sonuna doğru yönəlir. Topoqrafik diaqramlarda e.h.q.-lərin istiqaməti sxemin uyğun nöqtələrinə nəzərən e.h.q.-nin müsbət istiqamətilə üst-üstə düşür.

Topoqrafik diaqramın köməyiylə sxemin istənilən nöqtələri arasında gərginliyi təyin etmək olar. Bunun üçün topoqrafik diaqramın uyğun nöqtələrini düz xətt parçaları ilə birləşdirib, həmin parçalara lazımı istiqaməti vermək lazımdır.

İndi şəkil 3.29-da verilmiş elektrik dövrəsinin topoqrafik diaqramını quraq. Göründüyü kimi baxacağımız bu sxem irəlidəkindən budaqlanması ilə fərqlənir.



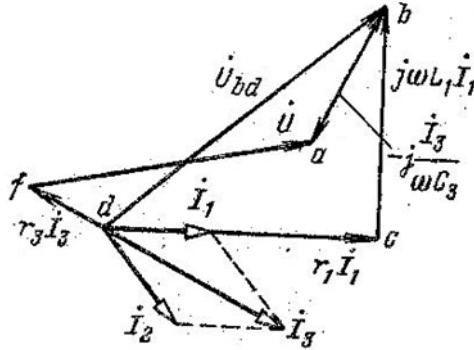
Şəkil 3.29

Tutaq ki, sxemin bütün parametrləri və sıxaclardakı \dot{U} gərginliyi də verilmişdir. d nöqtəsinin potensialını sıfır qəbul edək $\dot{\varphi}_d = 0$ və həmin nöqtəni koordinat başlanğıcında yerləşdirək (şəkil 3.30). İrəlidəki baxdığımız haldakı kimi qalan nöqtələrin potensiallarını hesablayaq:

$$\dot{\varphi}_c = \dot{\varphi}_d + r_1 \dot{I}_1, \quad \dot{\varphi}_b = \dot{\varphi}_c + j\omega L_1 \dot{I}_1, \quad \dot{\varphi}_b = \dot{\varphi}_d + j\omega L_2 \dot{I}_2,$$

$$\dot{\varphi}_a = \dot{\varphi}_b + \frac{\dot{I}_3}{j\omega C_3}, \quad \dot{\varphi}_f = \dot{\varphi}_d - r_3 \dot{I}_3$$

Gərginlik miqyası ilə həmin nöqtələri diaqramda quraq. Diaqramdan görünür ki, $r_1 \dot{I}_1$ aktiv xarakterlidir və \dot{I}_1 cərəyanı ilə üst-üstə düşür. $j\omega L_1 \dot{I}_1$ isə induktiv xarakterli olub \dot{I}_1 cərəyanını $\frac{\pi}{2}$ qədər ötür. $\dot{I}_3 / j\omega C_3$ tutum xarakterlidir və \dot{I}_3 -dən $\frac{\pi}{2}$ qədər geri qalır. \dot{I}_2 xalis induktiv xarakterlidir və \dot{U}_{bd} -dən $\frac{\pi}{2}$ qədər geri qalır. $r_3 \dot{I}_3$ aktiv xarakterlidir və \dot{I}_3 -lə bir düz xətt üzərində yerləşir.



Şəkil 3.30

Uyğunluq metodunu tətbiq etməklə diaqram daha asan qurulur. \dot{I}_1 kompleks cərəyanını vahid gəbul edib $r_1 \dot{I}_1$, $j\omega L_1 \dot{I}_1$ gərginliklərini yazaq. Sonra diaqramda \dot{I}_1 , $r_1 \dot{I}_1$, $j\omega L_1 \dot{I}_1$ vektorlarını quraq. $r_1 \dot{I}_1 + j\omega L_1 \dot{I}_1$ vektorlarının cəmi \dot{U}_{bd} gərginlik vektorunu verir.

$I_2 = \frac{\dot{U}_{b_d}}{j\omega L_2}$ -cərəyanını tapaq. Göründüyü kimi \dot{I}_2 vektoru

\dot{U}_{b_d} vektorundan $\frac{\pi}{2}$ qədər geri qalır. Diaqramda \dot{I}_2 vektorunu qururuq. $\dot{I}_3 = \dot{I}_1 + \dot{I}_2$ olduğundan \dot{I}_3 vektoru \dot{I}_1 və \dot{I}_2 vektorları üzərində qurulan paraleloqramın diaqonalı olar. Diaqramın b nöqtəsindən \dot{I}_3 -ə perpendikulyar $-j\frac{\dot{I}_3}{\omega C_3}$ gərginlik vektorunu çəkək. Bu vektorun sonu topoqrafik diaqramda a nöqtəsini müəyyən edir. d nöqtəsindən $-r_3\dot{I}_3$ vektorunu çəkək. Onun ucu diaqramda f nöqtəsini təyin edir. Belə ki,

$$\dot{\varphi}_f = \dot{\varphi}_d - r_3\dot{I}_3$$

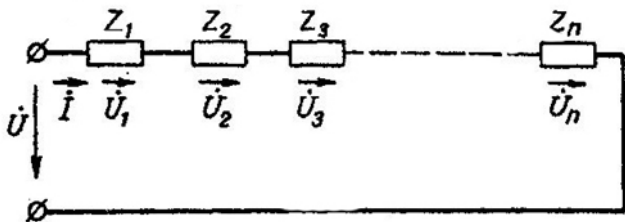
-dür. \dot{U}_{a_b} vektorunun modulu \dot{U} vektorunun modulu ilə üst-üstə düşməyə bilər. Bunun üçün, yəni diaqramın verilmiş gərginliyə uyğun gəlməsi üçün cərəyan və gərginliklərin miqyasını dəyişmək lazımdır.

FƏSİL IV. SXEMLƏRİN ÇEVRİLMƏSİ VƏ XƏTTİ ELEKTRİK DÖVRƏLƏRİNİN HESABLANMA METODLARI

§ 4.1. Ardıcıl birləşmiş dövrənin ekvivalentləşdirilməsi

Ardıcıl birləşmiş müqavimətlərdən ibarət dövrə götürək (şəkil 4.1). Həmin dövrə elementlərinin kompleks müqavimətləri $Z_1, Z_2, Z_3, \dots, Z_k$ olsun. Dövrə ardıcıl birləşdiyindən hər bir müqavimətdən keçən cərəyan eyni \dot{I} olacaq, gərginlik isə həmin elementlər arasında paylanacaq. Kirxhofun II qanununa görə

$$\dot{U} = \sum_{i=1}^k \dot{U}_i \quad (4.1)$$



Şəkil 4.1

olar. Burada \dot{U}_i , i -inci elementdə gərginlik düşgüsüdür. (4.1)-i açıq şəkildə

$$\dot{U} = \dot{U}_1 + \dot{U}_2 + \dots + \dot{U}_k \quad (4.2)$$

kimi yazıla bilər. Dövrə hissəsi üçün Om qanununa görə isə dövrənin müvafiq elementlərində gərginlik düşgüsü

$$\dot{U}_1 = \dot{I}Z_1; \dot{U}_2 = \dot{I}Z_2; \dots; \dot{U}_k = \dot{I}Z_k \quad (4.3)$$

-dir. (4.3)-ü (4.2)-də nəzərə alsaq,

$$\dot{U} = \dot{I}Z_1 + \dot{I}Z_2 + \dots + \dot{I}Z_k = (Z_1 + Z_2 + \dots + Z_k)\dot{I}$$

alarıq. Burada

$$Z_k = Z_1 + Z_2 + \dots + Z_k$$

əvəzləməsini aparsaq,

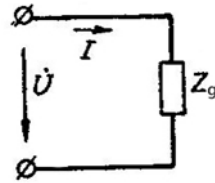
$$\dot{U} = Z_k \dot{I}$$

olar.

Yəni ardıcıl birləşmiş dövrədə ekvivalent kompleks giriş müqaviməti ayrı-ayrı kompleks müqavimətlərin cəminə bərabərdir.

Deməli, şəkil 4.1-də göstərilən dövrə sxemini şəkil 4.2-dəki sadə ekvivalent sxemlə əvəz edə bilərik.

Əgər baxılan dövrədə kompleks müqavimət ayrı-ayrılıqda aktiv, induktiv, tutum elementlərindən təşkil olunubsa, onda deyilənlər əsasında dövrənin ekvivalent aktiv müqavimətini, induktivliyini və tutumunu aşağıdakı kimi təyin etmək olar:



Şəkil 4.2

$$r = \sum_{k=1}^n r_k ; L = \sum_{k=1}^n L_k ; \frac{1}{C} = \sum_{k=1}^n \frac{1}{C_k} ;$$

Dövrədən axan cərəyan $\dot{I} = \frac{\dot{U}}{Z_g}$, k-nci müqavimətdə gərginlik

isə
$$\dot{U}_k = \dot{U} \frac{Z_k}{Z_g}$$

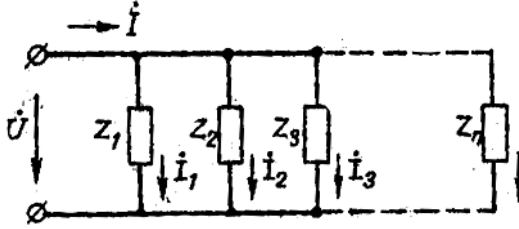
olar.

§ 4.2. Paralel birləşmiş dövrənin ekvivalentləşdirilməsi

Tutaq ki, iki düyün arasında $Z_1, Z_2, Z_3, \dots, Z_k$ kompleks müqavimətləri paralel birləşdirimişdir (şəkil 4.3). Dövrədə cəmi iki düyün olduğundan biz Kirxhofun I qanunundan istifadə edib yalnız bir asılı olmayan tənlik yazma bilərik:

$$\dot{I} = \dot{I}_1 + \dot{I}_2 + \dots + \dot{I}_k \quad (4.4)$$

Burada $\dot{I}_1, \dot{I}_2, \dots, \dot{I}_k$ ayrı-ayrı paralel budaqlardan axan kompleks cərəyanlardır.



Şəkil 4.3

Dövrə hissəsi üçün Om qanununa əsasən bütün budaqlardan axan kompleks cərəyanlar

$$\dot{I}_1 = \frac{\dot{U}}{Z_1}, \dot{I}_2 = \frac{\dot{U}}{Z_2}, \dots, \dot{I}_k = \frac{\dot{U}}{Z_k} \quad \text{olar.}$$

Son ifadələrdə

$$Y_1 = \frac{1}{Z_1}, Y_2 = \frac{1}{Z_2}, \dots, Y_k = \frac{1}{Z_k}$$

əvəzləmələrini aparsaq,

$$\dot{I}_1 = Y_1 \dot{U}, \dot{I}_2 = Y_2 \dot{U}, \dots, \dot{I}_k = Y_k \dot{U} \quad (4.5)$$

yaza bilərik. Burada Y_1, Y_2, \dots, Y_k , uyğun budaqların kompleks keçiriciliyidir.

(4.5)-i (4.4)-də nəzərə alsaq,

$$\dot{I} = Y_1 \dot{U} + Y_2 \dot{U} + \dots + Y_k \dot{U} = (Y_1 + Y_2 + \dots + Y_k) \dot{U}$$

olar.

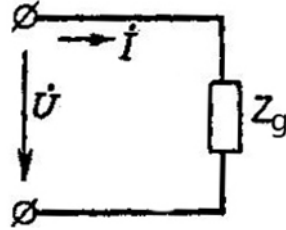
Son ifadənin $\dot{I} = Y_g \dot{U}$ düsturu ilə müqayisəsindən

$$Y_g = Y_1 + Y_2 + \dots + Y_k$$

alarıq. Yəni paralel birləşmiş dövrənin kompleks keçiriciliyi ayrı-ayrı budaqların kompleks keçiriciliklərinin cəminə bərabərdir.

Şəkil 4.3-də olan elektrik dövrəsinin ekvivalent sxemi də şəkil 4.4-dəki kimidir.

Əgər baxılan dövrədə hər bir budağın kompleks keçiriciliyi aktiv keçiricilikdən, induktivlikdən və tutumdan təşkil olunubsa, onda dövrənin aktiv keçiriciliyi, induktivliyi və tutumu aşağıdakı kimi təyin oluna bilər:



Şəkil 4.4

$$g = \sum_{k=1}^n g_k ; \frac{1}{L} = \sum_{k=1}^n \frac{1}{L_k} ; C = \sum_{k=1}^n C_k$$

k-cı budaqdan axan cərəyan

$$I_k = I \frac{Y_k}{Y_{g_1}} = I \frac{Z_{g_1}}{Z_k}$$

düsturunun köməyiylə tapıla bilər.

§4.3. Qarışıq birləşmiş dövrənin ekvivalentləşdirilməsi

Qarışıq birləşmiş elektrik dövrəsini nəzərdən keçirək. Belə dövrədə adından məlum olduğu kimi həm ardıcıl və həm də paralel birləşmə vardır (şəkil 4.5). Qarışıq birləşmiş dövrəni ekvivalentləşdirmək üçün Kirxhofun hər iki qanunundan istifadə olunur. Həmin qanunları şəkil 4.5-də verilmiş elektrik dövrəsinə tətbiq edək.

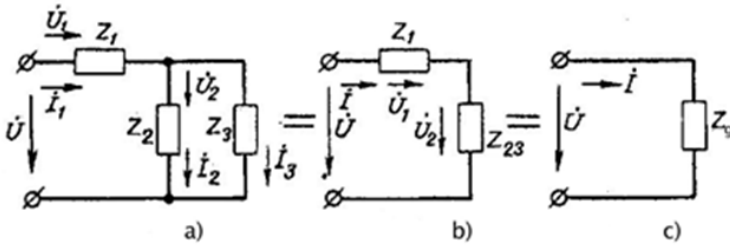
Kirxhofun I qanununa görə

$$I = I_1 + I_2,$$

II qanununa görə isə

$$\begin{aligned} U &= Z_1 I + Z_2 I_2 = U_1 + Z_2 I_2 \\ U &= Z_1 I + Z_3 I_1 = U_1 + Z_3 I_1 \text{-dir.} \end{aligned}$$

Hesablamanı asanlaşdırmaq məqsədilə dövrənin paralel və ardıcıl hissələrini ayrı-ayrılıqda hesablamaq lazımdır. Əgər şəkil 4.5,a-dakı dövrənin paralel hissəsini ayrıca hesablasaq, şəkil 4.5,b-də göstərilən ardıcıl dövrəni almış olarıq. Həmin dövrəni də ekvivalentləşdirib şəkil 4.5,c-də göstərilən bir elementli dövrə alarıq.



Şəkil 4.5

Birinci dövrənin paralel hissəsinə baxaq. Budaqlara Om qanununu tətbiq etsək,

$\dot{U}_2 = Z_2 \dot{I}_2$; $\dot{U}_2 = \dot{I}_1 Z_3$ və deməli $\dot{U}_2 = Z_2 \dot{I}_2 = Z_3 \dot{I}_1$ alarıq. İndi Om qanununu şəkil 4.5,b-dəki dövrəyə tətbiq etsək,

$$\dot{U}_2 = Z_{23} \dot{I}$$

olar. Burada $Z_{23} = \frac{Z_2 Z_3}{Z_2 + Z_3}$ -dir. Onda

$$\dot{U} = Z_1 \dot{I} + Z_{23} \dot{I} = (Z_1 + Z_{23}) \dot{I} \quad \text{olar.}$$

Burada $Z_g = (Z_1 + Z_{23}) = Z_1 + \frac{Z_2 Z_3}{Z_2 + Z_3}$ -dir. Budaqlardan axan

cərəyanlar üçün isə

$$\dot{I} = \frac{\dot{U}}{Z_g}; \quad \dot{I}_1 = \frac{\dot{U}_2}{Z_3}; \quad \dot{I}_2 = \frac{\dot{U}_2}{Z_2}$$

alarıq.

§ 4.4. Üçbucaq birləşmənin ekvivalent ulduza və əksinə çevrilməsi

Qarıxıq dövrləri öyrənərkən bir sıra hallarda müqavimətlər müxtəlif qaydalarda birləşdirilirlər. Bu birləşmələr ulduz və ya üçbucaq şəklində də ola bilər. Ona görə də belə dövrləri ekvivalentləşdirən zaman üçbucaq birləşməni ekvivalent ulduz birləşmə ilə, ulduz birləşməni isə ekvivalent üçbucaq birləşmə ilə əvəz etmək lazım gəlir.

Tutaq ki, şəkil 4.6-də təsvir olunmuş üçbucaq birləşmə verilmiş və onun Z_{12}, Z_{23}, Z_{31} elementləri məlumdur. Ekvivalent ulduz birləşmənin uyğun müqavimətlərini (Z_1, Z_2, Z_3) tapaq (şəkil 4.7).

Şəkil 4.6-dakı sxemdə 3 düyün vardır. Deməli biz iki düyün üçün Kirxhofun I qanuna əsasən asılı olmayan iki tənlik yazı bilərik. Bunu 1 və 2 düyünləri üçün yazacağıq:

$$\dot{I}_{31} + \dot{I}_1 = \dot{I}_{12} \quad (4.6)$$

$$\dot{I}_{23} + \dot{I}_2 = \dot{I}_{12}$$

Üçbucağa Kirxhofun II qanununu tətbiq edək. Onda

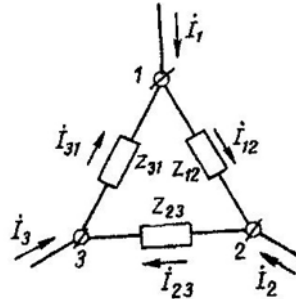
$$Z_{12}\dot{I}_{12} + Z_{23}\dot{I}_{23} + Z_{31}\dot{I}_{31} = 0 \quad (4.7)$$

olar. (4.6) və (4.7)-ni \dot{I}_{12} -yə görə birgə həll edib

$$\dot{I}_{12} = \frac{Z_{31}\dot{I}_1 - Z_{23}\dot{I}_2}{Z_{12} + Z_{23} + Z_{31}}$$

alırıq.

Şəkil 4.6-da 1 və 2 düyünləri arasındakı gərginliyi tapaq. Om qanununa görə



Şəkil 4.6

$$\dot{U}_{12} = Z_{12}\dot{I}_{12} = \frac{Z_{12}Z_{31}\dot{I}_1 - Z_{12}Z_{23}\dot{I}_2}{Z_{12} + Z_{23} + Z_{31}} \quad (4.8) \text{ olar.}$$

Həmin gərginlik şəkil 4.7-dəki sxemə görə isə

$$\dot{U}_{12} = Z_1\dot{I}_1 - Z_2\dot{I}_2 \quad (4.9)$$

şəklində olar. (4.8) və (4.9)-ün müqayisəsindən

$$\frac{Z_{12}Z_{31}\dot{I}_1 - Z_{12}Z_{23}\dot{I}_2}{Z_{12} + Z_{23} + Z_{31}} = Z_1\dot{I}_1 - Z_2\dot{I}_2$$

və ya

$$\frac{Z_{12}Z_{31}}{Z_{12} + Z_{23} + Z_{31}}\dot{I}_1 - \frac{Z_{12}Z_{23}}{Z_{12} + Z_{23} + Z_{31}}\dot{I}_2 = Z_1\dot{I}_1 - Z_2\dot{I}_2$$

olar. Buradan.

$$Z_1 = \frac{Z_{12}Z_{31}}{Z_{12} + Z_{23} + Z_{31}}; Z_2 = \frac{Z_{12}Z_{23}}{Z_{12} + Z_{23} + Z_{31}} \quad (4.10)$$

alırıq. Eyni qaydada

$$Z_3 = \frac{Z_{31}Z_{23}}{Z_{12} + Z_{23} + Z_{31}} \quad (4.11)$$

olduğunu göstərmək olar.

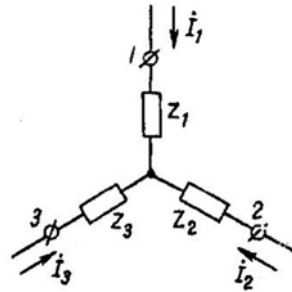
Əgər əks əməliyyat aparmaq lazımdırsa, yəni məlum Z_1, Z_2, Z_3 -ə görə Z_{12}, Z_{23}, Z_{31} axtarılsa, onda (4.10) və (4.7) düsturlarından istifadə edib, bunu etmək olar.

(4.11)-i əvvəlcə (4.10)-un birinci, sonra isə ikinci tənliylə tərəf-tərəfə bölsək,

$$\frac{Z_3}{Z_1} = \frac{Z_{23}}{Z_{12}}; \frac{Z_3}{Z_2} = \frac{Z_{31}}{Z_{12}}$$

alırıq. Buradan

$$Z_{23} = \frac{Z_3}{Z_1} Z_{12}; Z_{31} = \frac{Z_3}{Z_2} Z_{12}$$



Şəkil 4.7

olar.

Z_{23} və Z_{31} -in ifadələrini (4.10)-un birinci tənliyində nəzərə alaq. Onda

$$\dot{Z}_1 = \frac{\frac{Z_{12}Z_3}{Z_2} Z_{12}}{Z_{12} + \frac{Z_{12}Z_3}{Z_1} + \frac{Z_{12}Z_3}{Z_2}}$$

və buradan

$$\frac{Z_{12}^2 Z_3}{Z_2} = Z_1 \left(Z_{12} + \frac{Z_{12} Z_3}{Z_1} + \frac{Z_{12} Z_3}{Z_2} \right)$$

və

$$Z_{12} \frac{Z_3}{Z_2} = Z_1 \left(1 + \frac{Z_3}{Z_1} + \frac{Z_3}{Z_2} \right)$$

alarıq. Buradan isə

$$Z_{12} = Z_1 + Z_2 + \frac{Z_1 Z_2}{Z_3}$$

alarıq. Eyni qaydada Z_{23} və Z_{31} -də tapılır:

$$Z_{23} = Z_2 + Z_3 + \frac{Z_2 Z_1}{Z_1}$$

$$Z_{31} = Z_3 + Z_1 + \frac{Z_3 Z_1}{Z_2}$$

§ 4.5. Enerji mənbəyi üçün ekvivalent sxem

Bildiyimiz kimi sadə elektrik dövrəsi sxemi e.h.q.si e, daxili müqaviməti r_d olan mənbədən, müqaviməti r olan işlədicidən ibarət olur. Əgər dövrə üçün birləşdirici naqillərin müqaviməti nəzərəcarpacaq dərəcədə kiçikdirsə, onda bu sxemdə nəzərə alınmır (şəkil 4.8). Dövrənin xarici hissəsində

cərəyan a-dan b-yə doğru axır və r müqavimətindən keçən cərəyanı i_{ab} ilə işarə edək.

E.h.q.- si e və daxili müqaviməti r_d olan enerji mənbəyini iki əsas ekvivalent sxemlə ifadə etməyin mümkünlüyünü göstərək.

Bildiyimiz kimi mənbəyin sıxaclarındakı gərginlik onun daxilindəki gərginlik düşgüsü qədər e.h. q.-dən kiçikdir. Yəni

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 = e - U_d = e - r_d I \text{ -dir.}$$

Digər tərəfdən r müqavimətində gərginlik

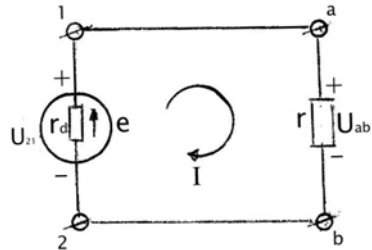
$$U = \varphi_a - \varphi_b = r i \text{ -dir.}$$

$\varphi_1 = \varphi_a, \varphi_2 = \varphi_b$ olduğundan son ifadələrdən

$$e - r_d i = r i \text{ və ya}$$

$$e = r_d i + r i \text{ və buradan da}$$

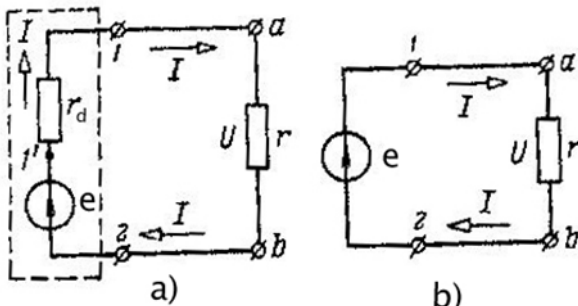
$$i = \frac{e}{r_d + r}$$



Şəkil 4.8

alarlıq. Deməli xarici müqavimət kimi daxili müqavimət də cərəyanı məhdudlaşdırır.

Beləliklə, ekvivalent sxemdə r_d daxili müqavimətini işlədicinin r müqavimətinə ardıcıl qoşmaq olar. Həmin müqavimətlərdə gərginliklərin nisbətindən asılı olaraq enerji mənbəyinin ekvivalent sxeminin iki formasını əldə etmək mümkündür (şəkil 4.9).

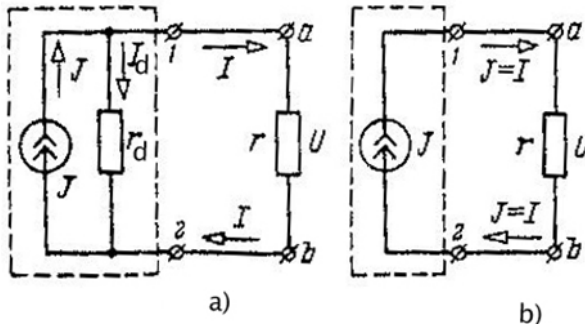


Şəkil 4.9

Şəkil 4.9a-dakı ekvivalent sxemdə U gərginliyi işlədicidəki cərəyanla mütənasib olub, e ilə U_d -nin fərqinə bərabərdir. Əgər $r_d \ll r$ olarsa, onda $r_d \ll U$ olar və mənbə «sərbəst gediş» rejiminə yaxın olar və onun daxili müqavimətini praktik olaraq nəzərə almamaq olar. Bu zaman $U_d = r_d I \approx 0$ qəbul edib, 4.9b-dəki ekvivalent sxemi alırıq. $r_d \approx 0$ olan mənbə **ideal e.h.q. mənbəyi** adlanır.

Bu cür mənbəyin sıxaclarında gərginlik işlədicinin müqavimətindən asılı olmayıb, həmişə e -yə bərabər olur.

Enerji mənbəyini şəkil 4.10-da verilən ekvivalent sxemlərdən biri kimi ifadə etmək olar.



Şəkil 4.10

Bunu əsaslandıraraq. İrəlidə yazdığımız

$$e = r_d i + ri$$

ifadəsinin hər tərəfinin r_d -yə bölək:

$$\frac{e}{r_d} = i + \frac{ri}{r_d} = i + \frac{u}{r_d} = i + ug_d$$

Burada $g_d = \frac{1}{r_d}$ enerji mənbəyinin daxili keçiriciliyi, $\frac{e}{r_d}$ - qısaqapanma cərəyanıdır. Onu J ilə işarə edək. Onda yuxarıdakı ifadəni

$$J = i + i_d$$

kimi yazıla bilər. Şəkil 4.10,a-dakı cərəyan mənbəyinin ekvivalent sxemi alınan bu nəticəni ödəyir. Burada daxili müqavimət işlədicinin müqavimətinə paralel qoşulmuşdur.

Əgər $r_d \gg r$ olsa, r_d və r müqavimətlərindəki U gərginliyinin eyni qiymətində $i_d \ll i$ olar. Yəni enerji mənbəyi qısaqapanma rejiminə yaxın olar. Onda

$$i_d = U g_d \approx 0$$

olar və ekvivalent sxemin başqa formasını (şəkil 4.10,b) alırıq.

Daxili müqavimət $r_d = \infty$ ($g = 0$) olan enerji mənbəyi **ideal cərəyan mənbəyi** adlanır. Bu mənbə sxemdə biri-birindən aralı qoşa oxla işarə edilir. Belə cərəyan mənbəyinin cərəyanı işlədicinin r müqavimətindən asılı deyildir. Beləliklə, mənbəyin daxili müqavimətilə r_d işlədicinin müqavimətinin nisbətindən asılı olaraq real enerji mənbələri ya cərəyan mənbəyi və yaxud da gərginlik mənbəyi ola bilər.

Bir daha xatırladaq ki, cərəyan və e.h.q. mənbələri dövrənin aktiv, müqavimət və b. isə passiv elementləri adlanır.

Şəkil 4.11,a-da verilmiş, elektrik enerjisini ötürən l uzunluqlu, qoşa naqillli xəttin ekvivalent sxemini quraq. Aydın ki, qəbuledicidə gərginlik xəttin başındakından xətt naqilllərinin müqavimətlərindəki gərginlik düşgüsü qədər azdır. Xəttin sonundakı cərəyan da əvvəlindəkindən xətlər arasındakı axan cərəyan qədər azdır (bu naqilllərin izolyasiyasının qeyri-mükəmməlliyilə bağlıdır).

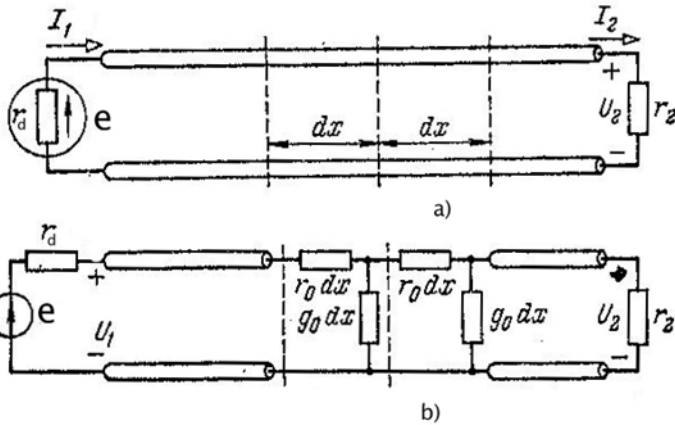
Tutaq ki, hər bir xəttin müqaviməti $r_0/2$ -dir.

Onda, xətti Δx elementlərinə bölsək, hər iki xətdə hər elementin müqaviməti

$$r_0 \Delta x = \left(\frac{r_0}{2}\right) \Delta x + \left(\frac{r_0}{2}\right) \Delta x,$$

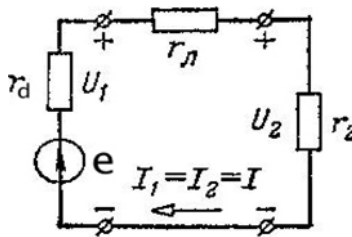
xəttin elementləri arasındakı gərginlik isə $g_0 \Delta x$ olar (g_0 vahid uzunluğa düşən keçiricilikdir). Ona görə də bütün xətti öz aralarında birləşmiş $r_0 \Delta x$ müqavimətli, $g_0 \Delta x$ keçiricilikli elementlərdən təşkil olunmuş elektrik sxemi ilə göstərmək olar.

Mənbə sxemdə e.h.q. mənbəyi e və r_d müqavimətilə ifadə olunmuşdur (şəkil 4.11b).



Şəkil 4.11

Əgər xətlərdən cərəyan axınının (sızmanın) qarşısı alınsa, onda elektrik sxemindən $g\Delta x$ -ləri kənar etmək olar və nəticədə bütün elementlərində cərəyanı eyni olan budaqlanmamış sadə sxem alınır (şəkil 4.12).



Şəkil 4.12

Burada xəttin müqaviməti $r_x=r_0 l$, r_d və r_2 müqavimətlərinə ardıcıl birləşdirilmişdir.

§ 4.6. Kirxhof qanunları metodu

Mürəkkəb dövrlərin hesabətını aparmaq üçün hər şeydən əvvəl ayrı-ayrı budaqlardakı cərəyanı təyin etmək lazımdır. Cərəyanları təyin etdikdən sonra dövrənin digər parametrlərini təyin etmək asanlaşır.

Mürəkkəb elektrik dövrlərini öyrənmək üçün müxtəlif metodlardan istifadə edilir. Biz həmin metodlardan dördünü nəzərdən keçirəcəyik. Bu metodlardan biri Kirxhof qanunları metodudur. Həmin metodun tətbiqi budaqlanmış naqillər şəbəkəsində götürülmüş ixtiyari qapalı konturlar üçün Kirxhofun II, müxtəlif düyünlər üçün isə I qanununu yazmaqla bu tənliklərin birgə həllinə, ayrı-ayrı budaqlardakı cərəyanların tapılmasına əsaslanır. Biz irəlidə Kirxhof qanunlarını mürəkkəb elektrik dövrəsi üçün yazdıq və göstərdik ki, əgər dövrədə m sayda düyün varsa, birinci tənlikdən $m-1$ sayda, n -budaq varsa, ikinci tənlikdən $n-(m+1)$ sayda yazmaq olar.

Həmin qanunlardan istifadə edib şəkil 4.13-də göstərilən elektrik dövrəsinə baxaq. Tutaq ki, U gərginliyi verilmiş və qalvanometrədən keçən cərəyanı tapmaq lazımdır. Baxılan dövrədə dörd düyün vardır. Deməli biz, Kirxhofun I qanununa əsaslanıb üç asılı olmayan tənlik tərtib edə bilərik. Bu tənliklər aşağıdakı kimi olar:

$$1 \text{ düyünü üçün } I_1 + I_3 - I = 0$$

$$2 \text{ düyünü üçün } I_2 + I_0 - I_1 = 0$$

$$3 \text{ düyünü üçün } I - I_2 - I_4 = 0$$

İndi ayrı-ayrı konturlar üçün II qanunu yazaq:

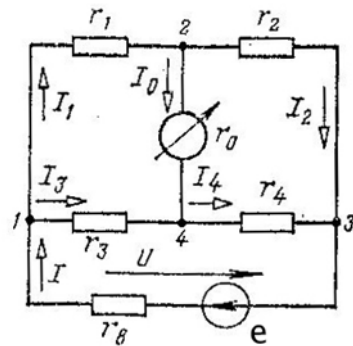
1-2-4-1 konturu üçün

$$r_1 I_1 + r_0 I_0 - r_3 I_3 = 0$$

2-3-4-2 konturu üçün

$$r_2 I_2 - r_4 I_4 - r_0 I_0 = 0$$

və nəhayət 1-4-3-1 konturu üçün



Şəkil 4.13

$$r_3 I_3 + r_4 I_4 = e - r_d I = U$$

olar. Bu tənlikləri birgə həll edib

$$I_0 = \frac{(r_2 r_3 - r_1 r_4) U}{r_0 (r_1 + r_2 + r_3 + r_4) + (r_1 + r_3)(r_2 + r_4)}$$

alırıq. Əgər bizə I cərəyanı verilsəydi, onda

$$I_0 = \frac{(r_2 r_3 - r_1 r_4) I}{r_0 (r_1 + r_2 + r_3 + r_4) + (r_1 + r_3)(r_2 + r_4)}$$

alardıq.

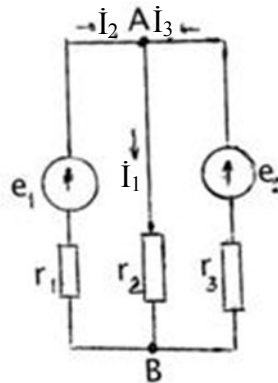
İrəlidə yazdığımız tənlikləri birgə həll etməklə digər budaqlardakı cərəyanları da tapmaq olar. Bir daha qeyd edək ki, bunun üçün naməlumların sayı qədər tənlik tərtib edib həll edilməlidir Kirxhofun I və II qanunları əsasında isə bildiyimiz kimi budaqların sayı qədər, yəni n sayda asılı olmayan tənlik tərtib etmək olur.

§ 4.7. Qondarma metodu

Xətti sistemlərdə qüvvələr təsirinin müstəqilliyinin fiziki prinsipinə görə bir neçə e.h.q.–si olan dövrənin budaqlarından axan cərəyanlar, hər bir e.h.q.–nin ayrı-ayrılıqda yaratdığı cərəyanların cəbri cəmi kimi təsvir olunur. Qondarma metodu məhz bu prinsipə əsaslanmışdır.

Sadəlik üçün şəkil 4.14-dəki mürəkkəb dövrəyə baxaq. Belə dövrəni hesablayan zaman hər birində bir e.h.q. olmaq şərtilə mürəkkəb dövrədəki e.h.q.-lərin sayı qədər dövrə qurulur (şəkil 4.15 və şəkil 4.16). Əvvəlcə həmin dövrlərdə cərəyanlar hesablanır, sonra isə bu dövrlər biri-birinin üzərinə qoyulmaqla (qondarmaqla) ayrı-ayrı budaqlardan axan cərəyanlar tapılır.

Əvvəlcə şəkil 4.15-dəki döv-

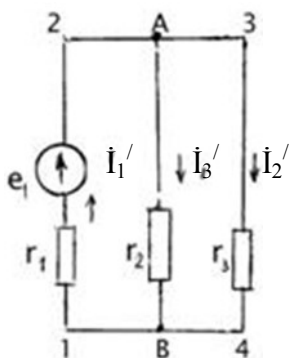


Şəkil 4.14

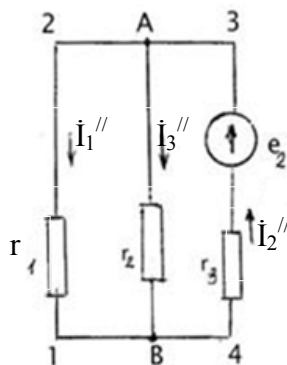
rəyə baxaq. e_1 e.h.q. –sinin yaratdığı cərəyanlar I'_1, I'_2, I'_3 -dir. r_2, r_3 müqavimətləri paralel birləşdiyindən onların ekvivalent müqaviməti

$$\frac{1}{r'} = \frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_3}$$

olar.



Şəkil 4.15



Şəkil 4.16

Buradan

$$r' = \frac{r_2 r_3}{r_2 + r_3}$$

olar. Deməli

$$I'_1 = \frac{e_1}{r_1 + r'} = \frac{e_1}{r_1 + \frac{r_2 r_3}{r_2 + r_3}} \text{ alarıq.}$$

1-2-3-4-1 qapalı dövrəsinə Kirxhofun II qanununu tətbiq etsək,

$$e_1 = I'_1 r_1 + I'_2 r_3$$

alarıq. Buradan

$$I_2' = \frac{e_1 - I_1' r_1}{r_3}$$

olar.

Kirxhofun II qanunu 1-2-A-B-1 qapalı dövrəsinə tətbiq etsək, onda

$$e_1 = I_1' r_1 + I_3' r_2$$

alırıq. Buradan

$$I_3' = \frac{e_1 - I_1' r_1}{r_2}$$

olar. Eyni qaydada şəkil 4.16-dan e_2 e.h.q.-sinin yaratdığı cərəyanlar üçün

$$I_2'' = \frac{e_2}{r_2 + \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2}}$$

$$I_1'' = \frac{e_2 - I_2'' r_3}{r_1}$$

$$I_3'' = \frac{e_2 - I_2'' r_3}{r_2}$$

alırıq. Alınan bu cərəyanları üst-üstə salmaqla

$$I_1 = I_1' - I_1''$$

$$I_2 = I_2' - I_2''$$

və

$$I_3 = I_3' + I_3''$$

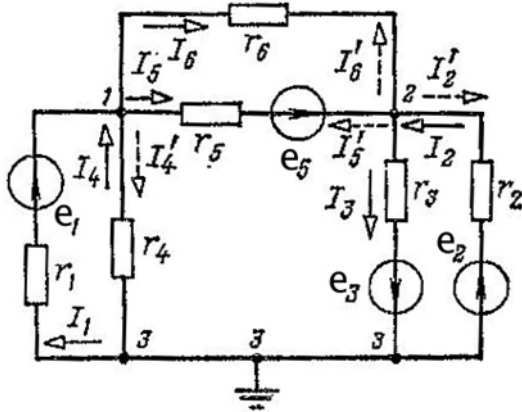
alırıq.

Beləliklə, baxdığımız mürəkkəb dövrə bu qaydada qondarma metodu ilə hesablanır.

§ 4.8. Düyün potensialları metodu

Bu metod Kirxhofun birinci qanunu və Om qanununun tətbiqinə əsaslanır. Həmin metoddan istifadə etməklə həll olunası tənliklərin sayını azaltmaq olur. Şəkil 4.17-də verilmiş sxem üzərində düyün potensialları metodunu araşdıraq.

Tutaq ki, düyünlərdən birinin, məsələn, 3 düyününün potensialı sıfırdır: $\varphi_3 = 0$. Bu məsələnin mahiyyətini dəyişmir. Belə ki, budaqlardakı cərəyan düyünlərin potensiallarının qiymətindən deyil, budağın uclarındakı potensiallar fərqiindən asılıdır.



Şəkil 4.17

Cərəyanların seçilmiş istiqamətini nəzərə alıb Kirxhofun birinci qanununu 1 və 2 düyünləri üçün yazaq:

$$\left. \begin{aligned} I_5 - I_4 - I_1 + I_6 &= 0 \\ -I_5 - I_6 - I_2 + I_3 &= 0 \end{aligned} \right\} (4.12)$$

Om qanununa görə budaqlardakı cərəyan

$$\left. \begin{aligned} I_6 &= (\varphi_1 - \varphi_2)g_6; I_1 = -(\varphi_1 + e_1)g_1 \\ I_4 &= -\varphi_1g_4; I_5 = (\varphi_1 - \varphi_2 + e_5)g_5 \\ I_2 &= (-\varphi_2 + e_2)g_2; I_3 = (\varphi_2 + e_3)g_3 \end{aligned} \right\} (4.13)$$

olar. Burada φ_1, φ_2 uyğun olaraq 1 və 2 düyünlərindəki potensialdır. (4.13)–ü (4.12)-də nəzər alıb, uyğun hədləri qruplaşdırsaq,

$$\begin{aligned} \varphi_1(g_6+g_5+g_4+g_1) - \varphi_2(g_6+g_5) &= e_1 g_1 - e_5 g_5 \\ -\varphi_1(g_6+g_5) + \varphi_2(g_6+g_5+g_2+g_3) &= e_5 g_5 + e_2 g_2 - e_3 g_3 \end{aligned}$$

və ya

$$\begin{aligned} g_{11}\varphi_1 - g_{12}\varphi_2 &= \sum_1 eg \\ -g_{21}\varphi_1 + g_{22}\varphi_2 &= \sum_2 eg \end{aligned} \quad (4.14)$$

alarıq. Bu tənliklərdə $g_{11}=g_6+g_5+g_4+g_1$, $g_{22}=g_6+g_5+g_2+g_3$ uyğun olaraq 1 və 2 düyünlərinə birləşdirilmiş budaqların keçiricilikləri cəmi, $g_{12}=g_{21}=g_5+g_6$ isə həmin düyünləri birləşdirən budaqların keçiricilikləri cəmidir.

(4.14)-ün sağ tərəfində yazılan eg hasilı həm müsbət və həm də mənfi işarəli ola bilər. Əgər e.h.q. baxılan düyünə doğru yönəlibsə, onda həmin hasil müsbət işarəli və əksinə olduqda isə mənfi işarəli yazılır. (4.14) tənlikləri budaqlarda cərəyanın seçilmiş müsbət istiqamətindən asılı deyildir. Əgər elektrik dövrəsində e.h.q. mənbəyindən başqa cərəyan mənbəyi də varsa, onda Kirxhofun I tənliklərinə cərəyan mənbələri ilə bağlı kəmiyyət də, başqa sözlə desək, həmin mənbəyin cərəyanı da daxil olar. Məsələn, şəkil 4.18-dəki sxemdə 4 nöqtəsi üçün potensialı sıfır qəbul edib ($\varphi_4=0$) 1, 2 və 3 düyünləri üçün

$$\begin{aligned} g_{11}\varphi_1 - g_{12}\varphi_2 - g_{13}\varphi_3 &= J + e_1 g_1 \\ -g_{21}\varphi_1 + g_{22}\varphi_2 - g_{23}\varphi_3 &= e_2 g_2 \\ -g_{31}\varphi_1 - g_{32}\varphi_2 + g_{33}\varphi_3 &= e_4 g_4 \end{aligned}$$

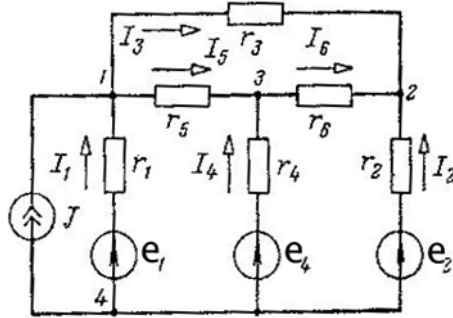
yaza bilərik. Burada

$$\begin{aligned} g_{11} &= g_1 + g_5 + g_3 & g_{12} &= g_{21} = g_3 \\ g_{22} &= g_2 + g_3 + g_6 & g_{13} &= g_{31} = g_5 \\ g_{33} &= g_4 + g_5 + g_6 & g_{23} &= g_{32} = g_6 \end{aligned}$$

və nəhayət

$$g_k = \frac{1}{r_k} \text{-dir.}$$

Əgər elektrik sxemində $m+1$ sayda düyün varsa və $n+1$ -ci düyünün potensialı sifıra bərabər qəbul olunmuşdursa, onda digər düyünlərin potensialını tapmaq üçün aşağıdakı tənlikləri yazı bilərik:



Şəkil 4.18

$$g_{11}\varphi_1 - g_{12}\varphi_2 - \dots - g_{1p}\varphi_p - \dots - g_{1m}\varphi_m = J_1 + \sum_{\substack{j=2 \\ j \neq 1}}^{m+1} e_{1j} g_{1j} = J_{c_1}$$

$$-g_{21}\varphi_1 + g_{22}\varphi_2 - \dots - g_{2p}\varphi_p - \dots - g_{2m}\varphi_m = J_2 + \sum_{\substack{j=1, \\ j \neq 2}}^{m+1} e_{2j} g_{2j} = J_{c_2}$$

.....

$$-g_{p1}\varphi_1 - g_{p2}\varphi_2 - \dots + g_{pp}\varphi_p - \dots - g_{pm}\varphi_m = J_p + \sum_{\substack{j=1, \\ j \neq p}}^{m+1} e_{pj} g_{pj} = J_{c_p}$$

.....

$$-g_{m1}\varphi_1 - g_{m2}\varphi_2 - \dots - g_{mp}\varphi_p - \dots + g_{mm}\varphi_m = J_m + \sum_{j=1, j \neq m}^{m+1} e_{mj} g_{mj} = J_{c_m}$$

Istənilən P düyünü üçün daha ümumi formada ($\varphi_{m+1}=0$ olduqda)

$$\sum_{j=1, j \neq p}^{m+1} g_{p_j} \varphi_p - \sum_{j=1, j \neq p}^{m+1} g_{p_j} \varphi_j = J_p + \sum_{j=1, j \neq p}^{m+1} e_{p_j} g_{p_j} = J_{c_p}$$

yazmaq olar. Burada $\sum g_{p_j} = g_{p_p}$ p düyününə birləşdirilmiş budaqların cəm keçiriciliyi olub, həmin düyünün **məxsusi düyün keçiriciliyi** adlanır. İki müxtəlif indeksli $g_{j_p} = g_{p_j}$, j və p düyünlərini birləşdirən budaqların keçiriciliyi olub, həmin düyünlərin **ümumi düyün keçiriciliyi** adlanır.

Beləliklə, budaqlardan axan cərəyanların müsbət istiqamətlərini seçmədən ixtiyari dövrə üçün düyün potensialları metodu ilə tənliklər tərtib edib, həll etmək olar. Lakin həmin tənliklərin yazılması üçün düyünlərdən birinin potensialını sifirə bərabər götürmək lazımdır.

§ 4.9. Kontur cərəyanları metodu

Mürəkkəb elektrik dövrlərinin hesablanmasında kontur cərəyanları metodunun öz üstünlükləri vardır. Belə ki, bu metodun köməyiylə tərtib olunan tənliklərin sayını azaltmaq olur. Mürəkkəb dövrlərin hesabatını kontur cərəyanları metodu ilə apararkən tənliklər Kirxhofun II qanunu əsasında qurulur. Bu məqsədlə dövrdə lazımi sayda konturlar seçilir və hər bir konturda kontur cərəyanının olması təsəvvür edilərək müsbət istiqaməti oxla göstərilir. Deyilənləri şəkil 4.19-daki sxem üzrə izah edək.

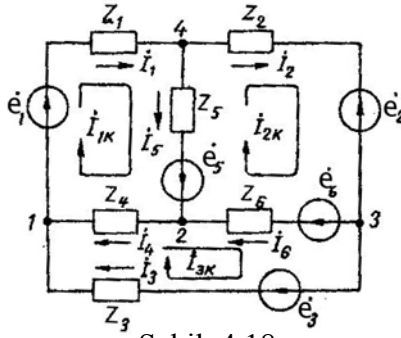
Şəkil 4.19-da təsvir olunan dövrə altı budaqdan və dörd düyündən ibarətdir. Dövrdə asılı olmayan konturların sayı $k = n - (m + 1) = 6 - 3 = 3$ -dür

1, 2, 3 düyünləri üçün Kirxhofun I qanununu yazaq:

$$1 \text{ düyünü üçün } -I_1 + I_4 + I_3 = 0$$

$$2 \text{ düyünü üçün } -I_4 + I_5 + I_6 = 0 \quad (4.15)$$

3 düyünü üçün $I_2 - I_3 + I_6 = 0$



Şəkil 4.18

Dövrənin konturlara ayırmaq və uyğun kontur cərəyanlarını I_{1k} , I_{2k} , I_{3k} ilə işarə edək. Sonra hər bir kontur üçün Kirxhofun II qanunu yazaq:

$$1-4-2-1 \text{ konturur } r_1 I_1 + r_4 I_4 + r_5 I_5 = e_1 + e_5$$

$$4-3-2-4 \text{ konturur } r_2 I_2 - r_5 I_5 + r_6 I_6 = -e_2 - e_5 + e_4 \quad (4.16)$$

$$3-2-1-3 \text{ konturur } r_3 I_3 - r_4 I_4 - r_6 I_6 = e_3 - e_4$$

(4.15) və (4.16) tənliklərini birgə həll edib, I_4 , I_5 , I_6 -nı tənliklərdən kənar etsək, kontur cərəyanları tənlikləri alınar. Belə ki, bu tənliklərdə yalnız kontur cəriyanları $I_1 = I_{1k}$, $I_2 = I_{2k}$, və $I_3 = I_{3k}$ iştirak edir:

$$(r_1 + r_4 + r_5) I_1 - r_5 I_2 - r_4 I_3 = e_1 + e_5$$

$$-r_5 I_1 + (r_2 + r_5 + r_6) I_2 - r_6 I_3 = -e_2 - e_5 + e_4$$

$$-r_4 I_1 - r_6 I_2 + (r_3 + r_4 + r_6) I_3 = e_3 - e_4$$

Kontur cərəyanları məlum olduqda orta budaq cərəyanlarını

$$I_4 = I_{1k} - I_{3k}, I_5 = I_{1k} - I_{2k}, I_6 = I_{2k} - I_{3k}$$

münasibətlərindən tapmaq olar.

Əgər dövrədə k sayda müstəqil kontur varsa, onda bu konturlar üçün tənliklər

$$r_{11}I_{1k} + r_{12}I_{2k} + \dots + r_{1e}I_{ek} + r_{1k}I_{kk} = e_1$$

$$r_{21}I_{1k} + r_{22}I_{2k} + \dots + r_{2e}I_{ek} + r_{2k}I_{kk} = e_2$$

.....

$$r_{k1}I_{1k} + r_{k2}I_{2k} + \dots + r_{ke}I_{ek} + r_{kk}I_{kk} = e_k$$

şəkilində yazılar. Tənliklərdə r_{11} -tipli, yəni iki eyni indeksli müqavimət **konturun məxsusi müqaviməti** adlanır
 Bizim baxdığımız tənlikdə

$$r_{11} = r_1 + r_4 + r_5, r_{22} = r_2 + r_5 + r_6, r_{33} = r_3 + r_4 + r_6 \text{ -dir.}$$

İki kontur üçün ortaq budağın müqavimətinə **konturların qarşılıqlı müqaviməti** deyilir (tənlikdə iki müxtəlif indeksli müqavimət). Həmin müqavimətdə kontur cərəyanları üst-üstə düşərsə, bu müqavimət müsbət, düşməzsə, **mənfi müqavimət** adlanır.

Konturda e.h.q-lərin cəbri cəmi **kontur e.h.q-si** adlanır.
 Bizim baxdığımız sxemdə

$$e_{11} = e_1 + e_5, e_{22} = -e_2 - e_5, e_{33} = e_3 - e_4 \text{ -dir.}$$

Əgər mürəkkəb elektrik dövrəsində e.h.q mənbəyilə yanaşı cərəyan mənbəyi də varsa, onda müstəqil n sayda kontur üçün kontur cərəyanları tənliklərini

$$\left(\sum_j r_{nj} \right) I_{nk} + \sum_{j \neq n} r_{nj} I_{jk} = e_n + \sum_j r_{nj} J_{nj}$$

şəklində yaza bilərik. Burada $\left(\sum_j r_{nj} \right)$ n konturunun məxsusi

müqaviməti, r_{nj} - iki n və j konturlarının ümumi müqaviməti, J_{nj} isə r_{nj} müqavimətinə qoşulan cərəyan mənbəyinin cərəyanıdır.

Sonda qeyd edək ki, xətti elektrik dövrəsinin bütün budaqlarında naməlum cərəyanları tapmaq üçün iki metoddan birini, düşün potensialları metodunu və ya kontur cərəyanları metodunu seçmək lazımdır.

Əgər sxemin düyünlərinin sayı vahid qədər azalmışsa, yəni asılı olmayan konturların sayından kiçikdirsə, $(m-1 < k)$ onda düyün potensialları metodunu tətbiq etmək məqsədə uyğundur. Əgər $m-1 > k$ olduqda isə kontur cərəyanları metodunun tətbiqi əlverişlidir.

FƏSİL V. QARŞILIQLI İNDUKSİYALI DÖVRƏLƏR

§5.1. Dövrənin induktiv əlaqəli elementləri

Dövrənin bir elementində cərəyanın dəyişməsi onun digər elementində e.h.q. –nin yaranmasına səbəb olursa, onda deməli bu elementlər induktiv əlaqəlidir və yaranan e.h.q. qarşılıqlı induksiya e.h.q.-si adlanır. Əgər elementlərin induktivliyi uyğun olaraq L_1, L_2 - dirsə onda

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \quad (5.1)$$

həmin elementlərin **rabitə əmsalı** adlanır. M-dövrə elementlərinin **qarşılıqlı induktivliyi**dir.

Bu hadisəni araşdıraraq. Tutaq ki, bizə nazik halqa şəklində sarınmış iki sarğac verilmişdir. Sarğacın hər bir dolağının maqnit seli ilə eyni dərəcədə kəsildiyini qəbul edək (şəkil 5.1) 1 sarğacında cərəyanın dəyişməsi 2 sarğacında Φ_{21} maqnit selinin, 2 sarğacında cərəyanın dəyişməsi isə 1 sarğacında Φ_{12} selinin yaranmasına səbəb olur.

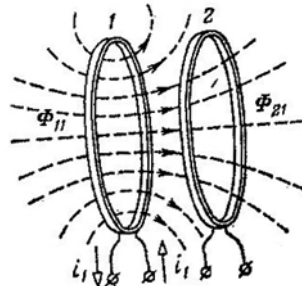
Tutaq ki, 1 sarğacında cərəyan dəyişir. Bu zaman həmin sarğacın özünü Φ_{11} özü-özünə maqnit induksiyası seli, qarşdakı sarğacı isə Φ_{12} maqnit seli kəsir. Bu zaman birinci və ikinci sarğacın uyğun olaraq özü-özünə və qarışılıqlı induksiya maqnit ilişməsi selləri

$$\psi_{11} = \omega_1 \Phi_{11}, \quad \psi_{21} = \omega_2 \Phi_{12}$$

olar. Sarğacın induktivliyini

$$L_1 = \frac{\psi_{11}}{i_1} = \frac{\omega_1 \Phi_{11}}{i_1} \quad (5.2);$$

sarğacın arasındakı qarşılıqlı induktivliyi isə



Şəkil 5.1

$$M = M_{21} = \frac{\psi_{21}}{i_1} = \frac{\omega_2 \Phi_{21}}{i_1} \quad (5.3)$$

şəklində yazıla bilər.

Əgər cərəyan ikinci sarğıda olsa, onda irəlidə yürüdü-yümüz mühakimələr əsasında

$$L_2 = \frac{\psi_{22}}{i_2} = \frac{\omega_2 \Phi_{22}}{i_2} \quad (5.4)$$

və

$$M = M_{12} = \frac{\psi_{12}}{i_2} = \frac{\omega_1 \Phi_{21}}{i_2} \quad (5.5)$$

yazıla bilər. Burada ψ_{22} - ikinci sarğıda özü-özünə induksiya maqnit ilişməsi seli, ψ_{12} -birinci sarğıda qarşılıqlı induksiya maqnit ilişməsi seli, Φ_{22} -ikinci sarğacı kəsən özü-özünə induksiya maqnit seli, Φ_{12} - birinci sarğacı kəsən qarşılıqlı induksiya maqnit seli, ω_1 birinci sarğıda sarğaların sayı, ω_2 -ikinci sarğıda sarğaların sayıdır. Göstərmək olar ki, $M_{12} = M_{21} = M$ -dir (5.2) və (5.4), (5.3) və (5.5)-i tərəf-tərəfə vuraq:

$$L_1 L_2 = \frac{\psi_{11} \psi_{22}}{i_1 i_2} \quad (5.6)$$

$$M_{12} \cdot M_{21} = \frac{\omega_1 \omega_2 \Phi_{21} \Phi_{12}}{i_1 i_2} \quad (5.7)$$

(5.7) və (5.6)-ni tərəf-tərəfə bölsək və sonra (5.1)-i nəzərə alsaq,

$$\frac{M_{12} M_{21}}{L_1 L_2} = \frac{\omega_1 \omega_2 \Phi_{21} \Phi_{12}}{\omega_1 \omega_2 \Phi_{11} \Phi_{22}} = k^2$$

olar.

$\Phi_{12} \angle \Phi_{22}$, $\Phi_{21} \angle \Phi_{11}$ olduğundan $k^2 \angle 1$ olar. Əgər $\Phi_{12} = \Phi_{22}$, $\Phi_{21} = \Phi_{11}$ olsa, onda $k=1$ olar. Bu o deməkdir ki, bir sarğacın yaratdığı maqnit seli itkisiz ikinci sarğacın sarğalarını kəsir.

§5.2. Qarşılıqlı induksiya e.h.q

Sarğaçların birində cərəyanın dəyişməsi digərində induksiya e.h.q.-nin yaranmasına səbəb olur. Elektromaqnit induksiyası qanununa görə qarşılıqlı induksiya e.h.q. və gərginlik

$$|U_1| = |e_1| = \left| \frac{d\psi_{12}}{dt} \right| = \left| M \frac{di_2}{dt} \right|$$

$$|U_2| = |e_2| = \left| \frac{d\psi_{21}}{dt} \right| = \left| M \frac{di_1}{dt} \right|$$

kimi təyin olunur. Bu kəmiyyətlərin işarəsini müəyyən etmək üçün induktiv əlaqəli elementlərin sıxacları işarələnir.

İnduktiv əlaqəli elementlərin sıxacları o vaxt eyni adlı adlandırılır ki, həmin sıxacları nəzərən cərəyan eyni istiqamətdə axsın və hər bir elementdə özü-özünə və qarşılıqlı induksiya maqnit seli toplansın. Həmin eyni adlı sıxaclar eyni işarələnilər. Dediklərimizi şəkil 5.2-nin köməyi ilə izah edək. i_1 cərəyanının a-dan b-yə doğru hərəkəti, i_2 -nin c-dən d-yə doğru hərəkəti nəticəsində yaranan özü-özünə və qarşılıqlı induksiya maqnit selləri toplanır,



Şəkil 5.2

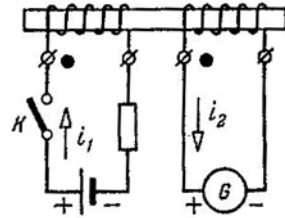
Deməli, a və c sıxacları, eyni zamanda b və d sıxacları eyni adlıdır. Şəkil 5.3-də isə a_1 , d_1 , və b_1 , c_1 sıxacları eyni adlıdır. Bu iki şəkildəki fərq ondan ibarətdir ki, ikinci sarğacda sarğı ayrı istiqamətdə sarınmışdır. Eyni adlı sıxaclar cütündən ikisini xüsusi işarə ilə, məsələn, nöqtə (•) ulduz (*), üçbucaqla (Δ) işarə edirlər.



Şəkil 5.3

Eyni adlı sığacları təyin etmək üçün başqa üsuldan da istifadə olunur. Bu məqsədlə qalvanik element və qalvanometr götürülür (şəkil 5.4). Sarğaclardan biri qalvanik elementə, digəri isə qalvanometrə birləşdirilir.

k açarını qapadıqda ikinci sarğacda i_2 cərəyanı yaranır və o, i_1 cərəyanının yaratdığı maqnit sahəsini zəiflədir. Deməli k açarını qapadıqda i_1



Şəkil 5.4

və i_2 cərəyanları eyni adlı sığaclarla nəzərən əks istiqamətlərə yönəlir. i cərəyanının istiqaməti cərəyan mənbəyinin polyarlığı ilə təyin olunur. Lakin i_1 cərəyanının istiqaməti isə qalvanometr in əqrəbinin meyli istiqamətilə müəyyən edilir. Əgər qalvanometr bir istiqamətli şkalaya malikdirsə və əqrəb şkalasının artımı istiqamətində hərəkət edirsə, onda i_2 cərəyanı qalvanometr in müsbət qütübünə doğru yönəlir. Bu zaman qalvanometr in və mənbəyin müsbət qütübünə birləşdirilmiş sarğacın sığacları eyni adlıdır. Eyni zamanda mənbə və qalvanometr in mənfı qütübünə birləşdirilən sarğacın sığacları da mənfı işarəlidir.

İndi isə iki sarğac götürək (şəkil 5.5). Sarğaclardan biri açıq, digərindən isə i_2 cərəyanı keçsin. Bu cərəyan eyni adlı sığaclarla nəzərən eynidir. Gərginliyin U_1 və e.h.q.-nin e_1 müsbət

istiqlamətini seçək. U_1 və e_1 -nin eyni müsbət istiqamətlərində $U_1 = -e_1$.dir. Belə ki, $e_1 > 0$ olduqda b sıxacının potensialı a -nınkından böyükdür. Deməli, $U_1 < 0$ -dir.

Lens qaydasına görə, e_1 elə istiqamətə malik olmalıdır ki, qarşılıqlı induksiya maqnit selinin dəyişməsinə əks təsir göstərsin.

Ona görə də $\frac{di_2}{dt} > 0$ olanda, e.h.q.-nin həqiqi istiqaməti b-dən a -ya doğru olmalıdır. Yəni $e_1 < 0$

olmalıdır. Aydınır ki, $\frac{di_2}{dt} < 0$ olsa, $e_1 > 0$ olar.

Beləliklə, biz

$$U_1 = -e_1 = M \frac{di_2}{dt}$$

yaza bilərik. Kompleks formada həmin ifadəni

$$\dot{U}_1 = -\dot{e}_1 = j\omega M \dot{I}_2 \quad (5.8)$$

kimi yazmaq olar.

Əgər birinci sarğacda U_1, e_1 -in, ikinci sarğacda i_2 -nin eyni adlı sıxaqlara nəzərən müsbət istiqamətləri müxtəlif götürülsəydi, onda

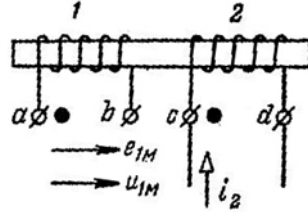
$$U_1 = -e_1 = -M \frac{di_2}{dt}$$

$$\dot{U}_1 = -\dot{e}_1 = -j\omega M \dot{I}_2$$

alardıq. (5.8)-dən görünür ki, qarşılıqlı induksiya nəticəsində

alınan \dot{U}_1 gərginliyi \dot{I}_2 cərəyanına nəzərən fazaca $\frac{\pi}{2}$ və ya $-\frac{\pi}{2}$

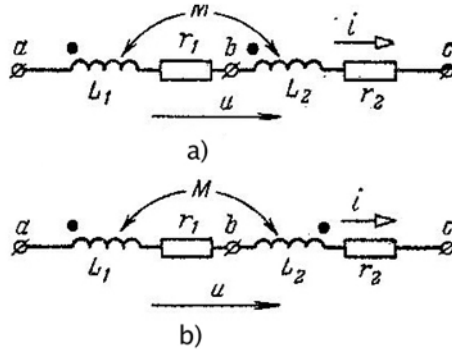
qədər dönmüş olur.



Şəkil 5.5

§5.3. İnduktiv rabitəli sarğacın ardıcıl birləşdirilməsi

Müqavimətləri uyğun olaraq r_1, r_2 , induktivlikləri L_1, L_2 və qarşılıqlı induktivliyi M olan iki enerji qəbul edicisini ardıcıl birləşdirək. Bu birləşdirməni iki yolla həyata keçirmək olar: düz və əks ardıcıl birləşmə. Düz ardıcıl birləşmə halında elementlər ardıcıl olaraq elə birləşdirilir ki, eyni adlı cıxazlarda cərəyan eyni istiqamətə malik olur (şəkil 5.6.a). Bu zaman hər bir elementlə bağlı özü-özünə induksiya maqnit seli Φ_{11} (və ya Φ_{22}) və qarşılıqlı induksiya maqnit seli Φ_{12} (və ya Φ_{21}) toplanır. Əks birləşmə halında elementlər elə birləşdirilir ki, eyni adlı sıxaclarda cərəyanın istiqaməti müxtəlif olsun (şəkil 5.6.b).



Şəkil 5.6

Bu halda aydındır ki, hər bir elementlə bağlı özü-özünə induksiya və qarşılıqlı induksiya maqnit selləri çıxılır. İki ardıcıl birləşmiş induktiv rabitəli elementlərin induktivliyi üçün

$$L = \frac{\Psi}{i} = \frac{\Psi_1 + \Psi_2}{i}$$

yaza bilərik. Burada ψ_1 və ψ_2 uyğun olaraq birinci və ikinci elementin maqnit ilişməsi selləri olub $\psi_1 = L_1 i \pm M i$,

$\psi_2 = L_2 i \pm M i$ -dir. «+» işarəsi düz, «-» işarəsi isə əks ardıcıl birləşməyə aiddir. Onda dövrənin ekvivalent induktivliyi

$$L = L_1 + L_2 \pm 2M$$

olar. Limit halında ideal rabitə üçün $K=1$ olduğundan

$$L = L_1 + L_2 + 2\sqrt{L_1 L_2} = (\sqrt{L_1} + \sqrt{L_2})^2$$

yazmaq olar. Əgər $L_1 = L_2$ olsa, onda düz birləşmə üçün

$$L = (2\sqrt{L_1})^2 = 4L_1$$

olar. Əks birləşmə üçün isə $L=0$ olar.

Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, $k<0$ olduqda həmişə $L>0$, düz birləşmədə tam müqavimət isə həmişə əks birləşmədəkindən böyük olur.

Kirxhofun II qanununa görə mənbəyin gərginliyi sarğaclardakı gərginlik düşgüsü ilə tarazlaşır: Yəni

$$U = U_1 + U_2 = r_1 i + L_1 \frac{di}{dt} \pm M \frac{di}{dt} + r_2 i + L_2 \frac{di}{dt} \pm M \frac{di}{dt}$$

olur. Bu ifadəni kompleks şəkildə yazaq:

$$U = U_1 + U_2 = (r_1 + j\omega L_1) \dot{I} \pm j\omega M \dot{I} + (r_2 + j\omega L_2) \dot{I} \pm j\omega M \dot{I}$$

Burada

$$U_1 = (r_1 + j\omega L_1) \dot{I} \pm j\omega M \dot{I} = (Z_1 \pm Z_M) \dot{I} \quad (5.9)$$

birinci sarğacda gərginlik düşgüsü,

$$\dot{U}_2 = (r_2 + j\omega L_2) \dot{I} \pm j\omega M \dot{I} = (Z_2 \pm Z_M) \dot{I} \quad (5.10)$$

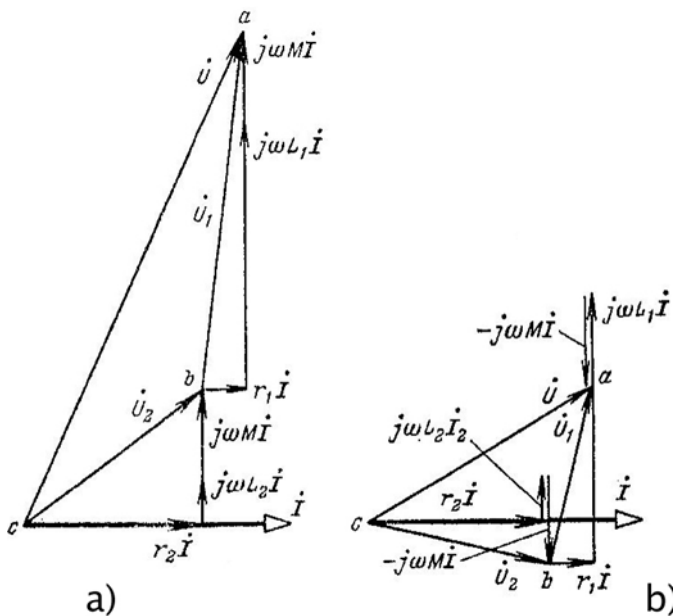
ikinci sarğacda gərginlik düşgüsüdür. Düsturlarda müsbət işarəsi düz, mənfə işarəsi isə əks birləşməyə aiddir. (5.9) və (5.10)-a görə dövrənin giriş müqaviməti

$$Z = \frac{\dot{U}}{\dot{I}} = \frac{(\dot{U}_1 + \dot{U}_2)}{\dot{I}} = Z_1 + Z_2 \pm 2Z_M \text{-dir.}$$

Deməli, düz ardıcıl birləşmənin giriş müqaviməti əks ardıcıl birləşdirilmiş dövrənin giriş müqavimətindən böyükdür.

(5.9) və (5.10) düsturlarından istifadə edib vektor diaqramı quraq. Düz ardıcıl birləşmənin vektor diaqramında

qarşılıqlı induktivliklərdə gərginlik düşgüsü $j\omega M\dot{I}$ induktiv xarakterlidir. Ona görə də gərginlik fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər cərəyandan irəli düşür (şəkil 5.7.a). Əks ardıcıl birləşmədə isə qarşılıqlı induktivliklərdə gərginlik düşgüsü $-j\omega M\dot{I}$ tutum xarakterli olduğundan gərginlik cərəyandan $\frac{\pi}{2}$ qədər geri qalır (şəkil 5.7b).

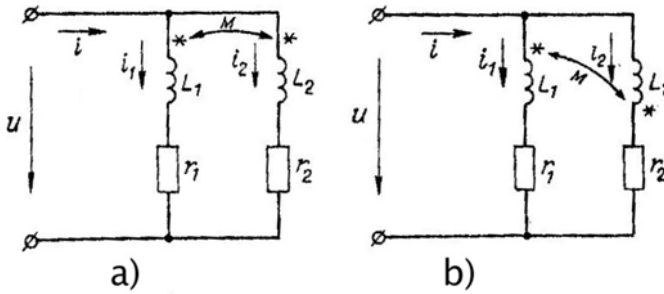


Şəkil 5.7

Diaqramda $L_1 < M$ götürüldüyündən U_1 gərginliyi cərəyandan geri qalmışdır və ona görə də tutum effekti yaranmışdır. Lakin ümümlükdə dövrə induktiv xarakterlidir.

§5.4. İnduktiv rabitəli sarğacların paralel birləşdirməsi

İnduktiv rabitəli elementlərin ardıcıl birləşməsində olduğu kimi paralel birləşmə də iki növdür: düz və əks. Əgər induktiv elementlər eyni adlı sığaclarda paralel birləşsə, bu düz, ardıcıl birləşmə əks paralel birləşmişdir. Şəkil 5.8 a-da düz paralel birləşmə, şəkil 5.8b-də isə əks paralel birləşmə verilmişdir.



Şəkil 5.8

Götürülən enerji qəbuledicilərinin müqavimətləri r_1, r_2 və induktivlikləri isə uyğun olaraq L_1, L_2 olsun. Cərəyanların və gərginliyin seçilmiş istiqamətində şəkil 5.8.-də verilən sxemlər üçün Kirxhof qanunlarını yazaq:

$$i = i_1 + i_2$$

$$r_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} \pm M \frac{di_2}{dt} = u \quad (5.11)$$

$$r_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} \pm M \frac{di_1}{dt} = u$$

Bu düsturlarda da «+» işarəsi düz «-» işarəsi isə əks paralel birləşməyə aiddir. (5.11)-i kompleks şəkildə yazsaq,

$$\dot{I} = \dot{I}_1 + \dot{I}_2$$

$$\dot{U} = (r_1 + j\omega L_1) \dot{I}_1 + j\omega M \dot{I}_2 = Z_1 \dot{I}_1 \pm Z_m \dot{I}_2$$

$$\dot{U} = (r_2 + j\omega L_2)\dot{I}_2 \pm j\omega M\dot{I}_1 = \pm Z_m\dot{I}_1 + Z_2\dot{I}_2$$

alırıq. Bu tənlikləri birgə həll edib cərəyanlar üçün

$$\dot{I}_1 = \frac{Z_2 \pm Z_m}{Z_1 Z_2 - Z_m^2} \dot{U}; \quad \dot{I}_2 = \frac{Z_1 \pm Z_m}{Z_1 Z_2 - Z_m^2} \dot{U}, \quad \dot{I} = \frac{Z_1 + Z_2 \pm 2Z_m}{Z_1 Z_2 - Z_m^2} \dot{U};$$

alırıq. Buradan giriş müqaviməti üçün düz birləşmədə

$$Z = \frac{\dot{U}}{\dot{I}} = \frac{Z_1 Z_2 - Z_m^2}{Z_1 + Z_2 - 2Z_m};$$

əks birləşmədə isə

$$Z = \frac{\dot{U}}{\dot{I}} = \frac{Z_1 Z_2 - Z_m^2}{Z_1 + Z_2 + 2Z_m};$$

alınar.

İnduktiv əlaqə olmadıqda $Z_m = 0$ olur və son ifadələr bizə tanış olan

$$Z = \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2}$$

şəklinə düşür.

§5.5. İnduktiv əlaqəli dövrlərin hesablanması

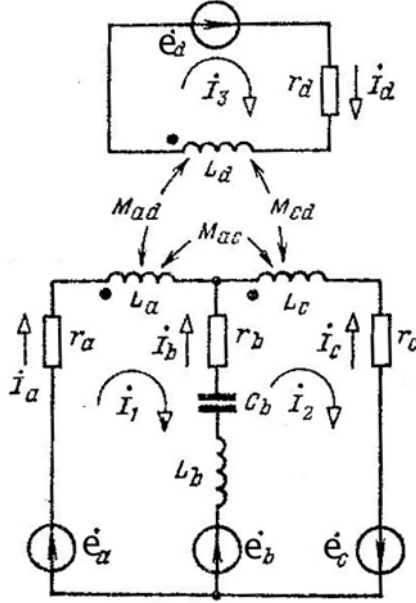
Budaqlanmış dövrlərin hesabını Kirxhof qanunlarından istifadə etməklə aparmaq olar.

Baxılan halda Kirxhofun II qanununa əsaslanan tənlikləri tərtib edərkən qarşılıqlı induksiya e.h.q-si uyğun gərginlik kimi qəbul edilir. Kompleks $\pm j\omega M_{ks} I_s$ gərginliyinin k elementində işarəsi, həmin elementdə hərəkət istiqamətilə s elementində cərəyanın müsbət istiqamətini müqayisə etməklə təyin olunur. Əgər bu istiqamətlər eyni adlı sıxaqlara görə eynidirsə, onda gərginliyin işarəsi müsbət, əksinə olduqda isə mənfidir.

Şəkil 5.9-da təsvir olunmuş dövrə üçün Kirxhof qanunlarını yazaq:

$$I_a + I_b + I_c = 0$$

$$\begin{aligned}
& r_a \dot{I}_a + j\omega L_a \dot{I}_a - j\omega M_{a_c} \dot{I}_c - j\omega M_{a_d} \dot{I}_d - r_b \dot{I}_b + \\
& + j\dot{I}_b / \omega c_b - j\omega L_b \dot{I}_b = \dot{e}_a - \dot{e}_b \\
& j\omega L_b \dot{I}_b - j\dot{I}_b / \omega c_b + r_b \dot{I}_b - j\omega L_c \dot{I}_c + j\omega M_{a_c} \dot{I}_a - \\
& - j\omega M_{c_d} \dot{I}_d - r \dot{I}_c = \dot{e}_b + \dot{e}_c
\end{aligned}$$



Şəkil 5.9

$$r_d \dot{I}_d + j\omega L_d \dot{I}_d - j\omega L_c \dot{I}_c + j\omega M_{c_d} \dot{I}_c = \dot{e}_d$$

Kontur cərəyanları üçün Kirxhofun II qanunlarını tətbiq edək:

$$\begin{aligned}
& \left[r_a + r_b + j(\omega L_a + \omega L_b - \frac{1}{\omega c_b}) \right] \dot{I}_1 + \\
& + \left[-r_b + j(-\omega L_b + \frac{1}{\omega c_b} + \omega M_{a_c}) \right] \dot{I}_2 - j\omega M_{a_d} \dot{I}_3 = \dot{e}_a - \dot{e}_b
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left[-r_b + j(-\omega L_b + \frac{1}{\omega C_b} + \omega M_{a_c}) \right] \dot{I}_1 + \\ & + \left[r_b + r_c + j(\omega L_b + \omega L_c - \frac{1}{\omega C_b}) \right] \dot{I}_2 - j\omega M_{e_d} \dot{I}_3 = \dot{e}_b - \dot{e}_c \\ & - j\omega M_{a_d} \dot{I}_1 - j\omega M_{c_d} \dot{I}_2 + (r_d + j\omega L_d) \dot{I}_3 = \dot{e}_a \end{aligned}$$

Son tənlikləri ixtisar olunmuş şəkildə aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$Z_{11} \dot{I}_1 + Z_{12} \dot{I}_2 + Z_{13} \dot{I}_3 = \dot{e}_1$$

$$Z_{21} \dot{I}_1 + Z_{22} \dot{I}_2 + Z_{23} \dot{I}_3 = \dot{e}_2$$

$$Z_{31} \dot{I}_1 + Z_{32} \dot{I}_2 + Z_{33} \dot{I}_3 = \dot{e}_3$$

Burada Z_{11}, Z_{22}, Z_{33} , 1, 2, və 3 konturlarının kompleks müqavimətləri olub,

$$Z_{12} = Z_{21}, Z_{13} = Z_{31}, Z_{23} = Z_{32} \text{ dir.}$$

Bunlar uyğun olaraq 1-2, 1-3, 2-3 konturlarının qarşılıqlı kompleks müqavimətlərdir. $\dot{e}_1, \dot{e}_2, \dot{e}_3$ kompleks kontur e.h.q.-ləridir. Məsələn,

$$Z_{11} = r_a + r_b + j(\omega L_a + \omega L_b - \frac{1}{\omega C_b})$$

$$Z_{12} = -r_b + j(-\omega L_b + 1/\omega C_b + \omega M_{a_c})$$

$$Z_{13} = -j\omega M_{a_d}; \dot{e}_1 = \dot{e}_a - \dot{e}_b$$

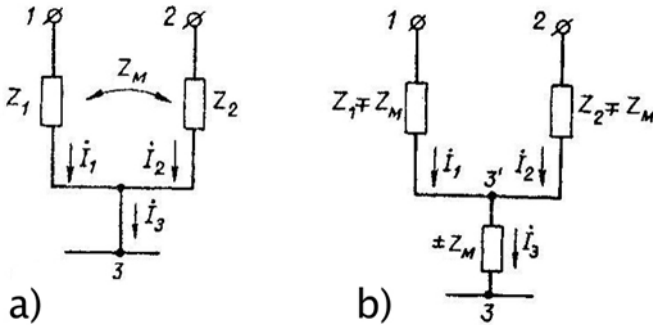
İnduktiv əlaqəli elementləri olan dövrələr üçün qarşılıqlıq həmişə xarakterikdir.

§5.6. İnduktiv rabitənin ekvivalent əvəz edilməsi

İnduktiv rabitəli dövrə hissəsini sxemdə induktiv rabitəsiz hissə ilə əvəz etdikdə elektrik dövrələrinin təhlili və hesablanması asanlaşır. Bu cür əvəzləmə induktiv rabitənin **açılması** və ya **ekvivalent əvəz olunması** adlanır. Şəkil 5.10,a

da induktiv rabitəli iki element 3 düyün nöqtəsində birləşmişdir. Elementlər bu düyündə eyni adlı və müxtəlif adlı sıxaclarda birləşə bilər. Hər iki hala eyni zamanda baxıb 1,3 və 2,3 sıxacları arasında olan gərginliklər üçün

$$\begin{aligned} \dot{U}_{13} &= Z_1 \dot{I}_1 \pm Z_m \dot{I}_2 \\ \dot{U}_{23} &= Z_2 \dot{I}_2 \pm Z_m \dot{I}_1 \end{aligned} \quad (5.12)$$



Şəkil 5.10

yaza bilərik. Kirxhofun I qanununa görə isə 3' düyünü üçün

$$\dot{I}_1 + \dot{I}_2 - \dot{I}_3 = 0 \quad (5.13)\text{-dir.}$$

(5.12) və (5.13)-ü birlikdə həll edib,

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_{13} &= (Z_1 \mp Z_m) \dot{I}_1 \mp Z_m \dot{I}_3 \\ \dot{U}_{23} &= (Z_2 \mp Z_m) \dot{I}_2 \mp Z_m \dot{I}_3 \end{aligned} \right\} (5.14)$$

alırıq. (5.14) tənliklərini tərəf-tərəfə çıxmaqla

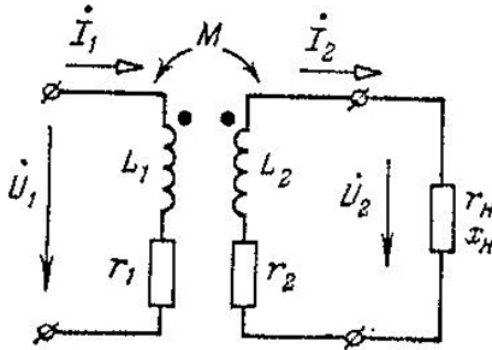
$$\dot{U}_{12} = (Z_1 \mp Z_m) \dot{I}_1 - (Z_2 \mp Z_m) \dot{I}_2 \quad (5.15)$$

alırıq. Beləliklə, (5.14) və (5.15) ifadələrinə uyğun olaraq şəkil 5.10,b-də verilən induktiv rabitəli elementləri olmayan ekvivalent sxem alırıq. Deməli, induktiv rabitə aradan götürülən zaman Z_1 və Z_2 müqavimətlərinə $\pm Z_m$ əlavə olunur və k sıxacı 1 və 2 budaqları üçün düyün olur. 3 sıxacı ilə 3' düyünü arasında $\pm Z_m$ elementi əmələ gəlir.

§5.7. Polad nüvəsiz transformator (hava transformatoru)

«Transformator» latın sözü olub (transformare) mənası – «çevirici» deməkdir. O, müxtəlif məqsədlər üçün işlədilir. Elektrotexnikada enerjini bir elektrik dövrəsindən digərinə ötürmək, dəyişən gərginliyi çevirmək və s. məqsədlər üçün tətbiq olunur. İşlədicinin tələb etdiyi gərginlik mənbəninəkindən fərqləndikdə, bu fərqi aradan qaldırmaq üçün transformator xüsusi əhəmiyyət kəsb edir.

Transformator iki və daha çox induktiv əlaqəli sarğac və sarğılardan ibarət olub, müxtəlif cürdür. Sadəlik üçün iki sarğaclı içliksiz transformatora (hava transformatoru) baxaq (şəkil 5.11).



Şəkil 5.11

Transformatorun enerji mənbəyinə birləşən dolağı (və yaxud sarğacı) birinci, enerji qəbuledicisinə birləşən dolağı isə ikinci dolağı adlanır. Birinci dolaqdakı və ya sarğacdakı gərginlik və cərəyanı birinci gərginlik və cərəyan, ikinci sarğacdakı gərginlik və cərəyan da da buna uyğun adlandırılır.

Aşağıdakı işarələmələri aparaq:

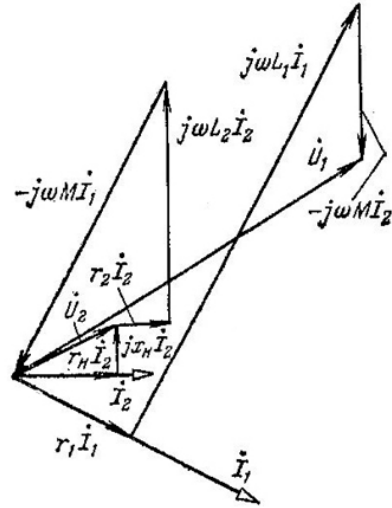
$$\omega L_1 = x_1, r_2 + r_j = r_{22}, \omega L_2 + x_j = x_{22}$$

Burada r_j və x_j işlədicinin (qəbuledicinin) aktiv və reaktiv müqavimətləri, r_{22} və x_{22} ikinci sarğacın aktiv və reaktiv müqavimətləridir. Kirxhofun ikinci qanununa görə

$$\left. \begin{aligned} r_1 \dot{I}_1 + jx_1 \dot{I}_1 - j\omega M \dot{I}_2 &= \dot{U}_1 \\ r_{22} \dot{I}_2 + jx_{22} \dot{I}_2 - j\omega M \dot{I}_1 &= 0 \end{aligned} \right\} (5.16) \text{ -dir}$$

Birinci və ikinci dövrələr üçün cərəyan və gərginliklərin vektor diaqramını quraq. Bu məqsədlə \dot{I}_2 cərəyanı əsas vektor kimi götürülür (şəkil 5.12).

Sonra $r_j \dot{I}_2$, $jx_j \dot{I}_2$, $r_2 \dot{I}_2$ və $j\omega L_2 \dot{I}_2$ vektorları qurulur. $j\omega L_2 \dot{I}_2$ vektorunun ucunu vektor diaqramın əvvəli ilə birləşdirsək, (5.16)-nın ikinci tənliyindən alınan kimi $-j\omega M \dot{I}_1$ alarıq. $\omega M \dot{I}_1$ gərginliyini ωM -ə bölsək, \dot{I}_1 cərəyanını alarıq. \dot{I}_1 vektorunu ötmə istiqamətində $-j\omega M \dot{I}_1$ vektoruna $\frac{\pi}{2}$ bucaq



Şəkil 5.12

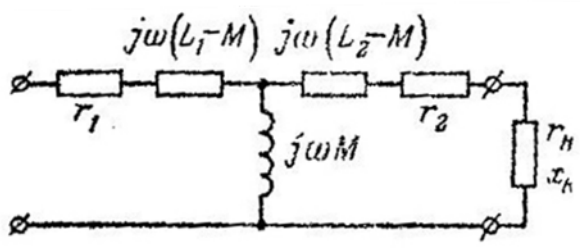
altında qururuq. Sonra $r_1 \dot{I}_1$, $j\omega L_1 \dot{I}_1$ və $-j\omega M \dot{I}_2$ vektorları qurulur. Onların cəmi \dot{U}_1 -ə bərabərdir. (5.16) tənliyini \dot{I}_1 -ə görə həll etsək,

$$\dot{I}_1 = \frac{\dot{U}_1}{(r_1 + r_k) + (x_1 + x_k)} \quad \text{olar.}$$

Burada $r_k = \frac{\omega^2 M^2}{r_{22}^2 + x_{22}^2} \cdot r_{22}$; $x_k = \frac{\omega^2 M^2}{r_{22}^2 + x_{22}^2} \cdot x_{22}$ -dir.

r_k və x_k uyğun olaraq **köçürülmüş aktiv və reaktiv müqavimət** adlanır.

Şəkil 5.11 –də verdiyimiz induktiv əlaqəli sxemi induktiv əlaqəsiz ekvivalent sxemlə əvəz edə bilərik. Bunun üçün sxemin iki aşağı sıxacını öz aralarında birləşdirək. Konturun r_1, L_1, r_2, L_2 olan hissələrinə özlərinin eyni adlı sıxacıları ilə eyni düyünə birləşdirilmiş iki induktiv rabitəli budaq kimi baxıb ekvivalent sxemi tətbiq etsək, şəkil 5.13-ü alarıq.



Şəkil 5.13

FƏSİL VI. ELEKTRİK DÖVRƏLƏRİNDƏ REZONANS

§ 6.1. Budaqlanmayan dövrədə rezonans

Rezonans, induktiv sarğacdən və kondensatordan təşkil olunmuş, çıxış reaktiv müqaviməti sıfır olan passiv dövrə rejimidir. Rezonans baş verən dövrələr **rezonans konturları** adlanır. Dövrənin çıxışında cərəyan (əgər o, sıfırdan fərqlidirsə) rezonans zamanı fazaca gərginliklə üst-üstə düşür.

Şəkil 6.1-dəki elektrik dövrəsinə baxaq. Bu dövrə **ardıcıl kontur** adlanır. Belə konturda rezonans

$$x_L - x_c = 0, \text{ yəni } x_L = x_c$$

olduqda baş verir. Buradan

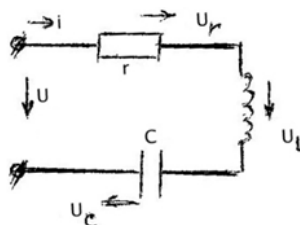
$$\omega = \frac{1}{\omega c} \quad (6.1)$$

yaza bilərik. (6.1) düsturundan görünür ki, rezonans almaq üçün ya mənbəyin gərginliyinin tezliyini, ya induktivliyi və yaxud da tutumu dəyişmək lazımdır.

Rezonansın baş verdiyi bucaq tezliyi **rezonans bucaq tezliyi** adlanır. Rezonans bucaq tezliyi üçün

$$\omega L = \frac{1}{\sqrt{LC}} \text{-dir.}$$

$x_L = x_c$ olduqda induktivlikdəki və tutumdakı fazaca əks gərginliklər qiymətəcə biri-birinə bərabər olur. Ona görə də bu rezonans, **gərginliklər rezonansı** adlanır. (Bu bərabərlik II və III fəsillərdə verilmişdir). Rezonans halında induktivlik və tutumdakı gərginliklər aktiv müqavimətdəki gərginliyə bərabər olan dövrə sığaclarındakı gərginlikdən kifayət qədər böyük ola bilər.



Şəkil 6.1

Rezonans halında

$$\omega_0 L = \frac{1}{\omega c_0} = \sqrt{\frac{L}{C}} = \rho \text{ -dır.}$$

ρ -konturun **xarakteristik müqaviməti** adlanır.

Rezonans halında

$$\frac{U_L}{U} = \frac{U_C}{U} = \frac{\rho I_0}{r I_0} = \frac{\rho}{r} = Q$$

konturun **keyfiyyət əmsalı** və ya **rezonans əmsalı** adlanır. Keyfiyyət əmsalının tərs qiyməti

$$\frac{1}{Q} = d = \frac{r}{\rho}$$

konturun sönməsi adlanır.

Rezonans əmsalı rezonans zamanı induktivlikdəki və tutumdakı gərginliyin kontura tətbiq olunan gərginlikdən neçə dəfə böyük olduğunu göstərir.

Rezonans zamanı energetik prosesləri araşdıraraq. Tutaq ki, konturdan

$$i = I_m \sin \omega_0 t \quad (6.2)$$

cərəyanı keçir. Bu zaman tutumda gərginlik

$$U_c = U_{c_m} \sin(\omega_0 t - \frac{\pi}{2}) = -U_{c_m} \cos \omega_0 t \quad (6.3)$$

olar. Məlumdur ki, elektromaqnit sahəsinin enerjisi

$$W = W_e + W_m = \frac{Li^2}{2} + \frac{CU_c^2}{2} \text{ -dir.} \quad (6.4)$$

(6.2) və (6.3)-ü, (6.4)-də nəzərə alsaq,

$$W = \frac{LI_m^2}{2} \sin^2 \omega_0 t + \frac{CU_{c_m}^2}{2} \cos^2 \omega t$$

olar.

$$U_{c_m} = \frac{1}{\omega_0 C} I_m = \sqrt{\frac{L}{C}} I_m$$

olduğundan, onda

$$\frac{CU_{c_m}^2}{2} = \frac{LI_m^2}{2}$$

alarıq. Deməli

$$W = W_e + W_m = \frac{LI_m^2}{2} = \frac{CU_{c_m}^2}{2} = const$$

-dır. Beləliklə, maqnit və elektrik sahələrinin enerjilərinin cəmi zaman keçdikçə dəyişmir. Elektrik sahəsi enerjisinin azalması maqnit sahəsi enerjisinin artmasına səbəb olur və əksinə. Beləliklə, konturda arası kəsilmədən elektrik və maqnit sahələrinin qarşılıqlı sürətdə biri-birinə çevrilməsi baş verir.

Sonda onu da qeyd edək ki, istifadə etdiyimiz rezonans sözü mexaniki rəqs hadisələrindən götürülmüşdür. Lakin elektrik dövrlərində rezonans irəlidə göstərdiyimiz kimi dəyişənlərin amplitud və fazalarına tətbiq olunur. Ona görə də bu hadisə amplitud və faza rezonansı kimi öyrənilir.

§ 6.2. Ardıcıl rezonans konturunun tezlik xarakteristikaları

Tutaq ki, şəkil 6.1-dəki dövrəyə dəyişən tezlikli $U = U_m \sin \omega t$ sinusoidal gərginliyi tətbiq olunmuşdur. Tezliyin dəyişməsi konturun parametrlərinin dəyişməsinə səbəb olur. Onun reaktiv müqaviməti, nəticədə tam müqaviməti və eləcə də φ -bucağı dəyişir. Dövrə parametrlərinin tezlikdən asılılığı onun **tezlik xarakteristikası**, cərəyanının və gərginliyin təsiredici və amplitud qiymətlərinin tezlikdən asılılığı **rezonans ayrıları** adlanır.

Şəkil 6.2.-də x_L , $-x_C$ və $x = x_L - x_C$ müqavimətlərinin tezlik xarakteristikaları verilmişdir. Reaktiv müqavimətin dəyişməsi konturun rejiminin dəyişməsinə səbəb olur. Ardıcıl rezonans konturu üçün keyfiyyət əmsalı $Q=1,25$ olduqda rezonans ayrıları təxminən şəkil 6.3-dəki kimidir. $\omega=0$ olduqda dövrəyə tətbiq olunan gərginlik zamandan asılı olaraq dəyişmədiyindən

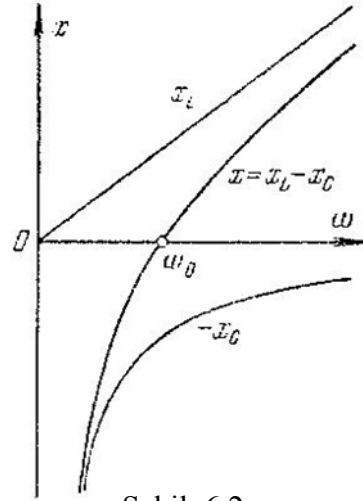
cərəyan sıfır olur. Tezlik 0-dan ω_0 kimi artdıqda $x=x_L-x_C$ reaktiv müqaviməti tutum xarakterli olur və $-\infty$ -dan sıfıra kimi dəyişir. (bax şək.6.2) Nəticədə cərəyan 0-dan $I_0 = \frac{U}{r}$ qiymətinə qədər artır. Bu zaman gərginliklə cərəyan arasındakı fazalar fərqi $-\frac{\pi}{2}$ -dən 0-a qədər dəyişir

Tezlik ω_0 -dan ∞ -a qədər artıqda dövrənin reaktiv müqaviməti 0-dan ∞ -a qədər artır və induktiv xarakterli olur. Bunun nəticəsində də dövrdə cərəyan 0-a qədər azalır, fazalar fərqi $\frac{\pi}{2}$ -yə qədər artır. rİ gərginliyi cərəyana mütənasib dəyişir.

İndi induktivlikdə və tutumda gərginliklərin ω -dan asılılığına baxaq. Induktivlikdə gərginliyin ifadəsinə $U_L = x_L I$ daxil

olan hər iki vuruq tezlikdən asılıdır. $\omega=0$ olduqda $x_L=0$, $I=0$ və deməli $U_L=0$ -dir. Tezlik 0-dan ω_0 -a kimi artdıqda hər iki hasil artır və deməli U_L -də artır. $\omega>\omega_0$ olduqda cərəyan azalır, lakin ωL artdığından U_L artmaqda davam edir.

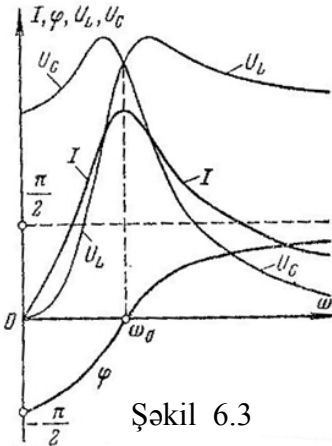
Tutumda gərginlik $U_C = x_C I$ -dir. $\omega=0$ olduqda dövrdə cərəyan yoxdur və $U_C=U$ -dir. ω artdıqca (sıfırdan başlayaraq) x_C kəsilmədən azalır və U_C də azalır. U_C -nin ω -dən asılı olaraq azalması ω_C tezliyindən başlayır. Səbəbi qeyd etdiyimiz kimi x_C -nin kəsilməz azalmasıdır $\omega=\infty$ olduqda I və x_C sıfır olduqlarından $U_C=0$ olur. Rezonans tezliyində induktivlikdə və tutumda gərginlik QU qiymətini alır ki, bu da $U_{cmax}=U_{Lmax}$ qiymətindən kiçikdir.



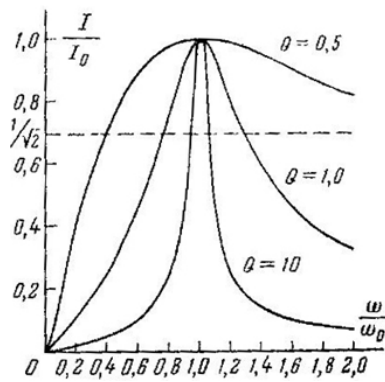
Şəkil 6.2

Cərəyanın tezlikdən asılılıq qrafikinin təhlili göstərir ki, baxılan kontur tezliyi rezonans tezliyinə yaxın olan cərəyanlar üçün ən kiçik müqavimətə malikdir. Belə dövrlərin seçmə xassələrindən radioelektrotexnikada geniş istifadə olunur.

Şəkil 6.4-də bir neçə rezonans əyrisi verilmişdir. Bu əyriilər müxtəlif keyfiyyət əmsallı konturlara aid olub, bu konturları bir-birilə müqaisə etmək üçün nisbi vahidlərdə qurulmuşdur. Q artdıqca rezonans əyrisi daha iti, yəni konturun seçmə qabiliyyəti daha yaxşı olur. İnduktiv sarğacdən və kondensatordan ibarət konturlar üçün Q-nün ən maksimal qiyməti 200-500 arasındadır.



Şəkil 6.3



Şəkil 6.4

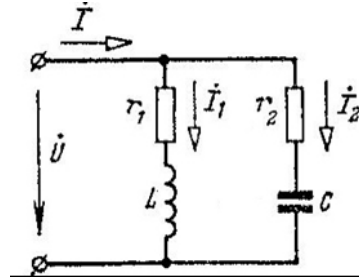
§ 6.3. İki paralel budaqlı dövrədə rezonans

Şəkil 6.5-dəki dövrəyə baxaq. Bu paralel budaqlı dövrə olub, budaqların birində aktiv müqavimətlə induktivlik, digərində isə aktiv müqavimətlə tutumdur. Belə dövrəyə çox vaxt **rezonans konturu** deyirlər. Belə dövrədə rezonans o vaxt baş verir ki, giriş reaktiv keçiriciliyi aşağıdakı şərti ödəsin:

$$b = b_1 + b_2 = 0 \text{ və ya } b_1 = -b_2 \quad (6.5)$$

Burada b_1 , b_2 budaqların reaktiv keçiriciliyidir. $b_2 = -b_1$ olduqda cərəyanının reaktiv toplananları fazaca əks, qiymətcə bərabər olur. Ona görə də bu dövrdəki rezonans **cərəyanlar rezonansı** adlanır.

Şəkil 6.6-dan görüldüyü kimi rezonans halında dövrənin çıxışında cərəyan, budaqlardan nəzərə çarpacaq dərəcədə kiçikdir. Nəzəri olaraq əgər $r_1 = r_2 = 0$ olsa, onda \dot{I}_1, \dot{I}_2 cərəyanları gərginliyə \dot{U} nəzərən fazaca $\frac{\pi}{2}, -\frac{\pi}{2}$ qədər sürüşər və $\dot{I} = \dot{I}_1 + \dot{I}_2 = 0$ olar. Bu halda giriş müqaviməti sonsuz böyükdür.



Şəkil 6.5

(6.5)-də b_1 və b_2 -nin ifadələrini nəzərə alaq:

$$\frac{\omega L}{r_1^2 + (\omega L)^2} - \frac{1}{\omega c} \frac{1}{r_2^2 + \left(\frac{1}{\omega c}\right)^2} = 0 \quad (6.6)$$

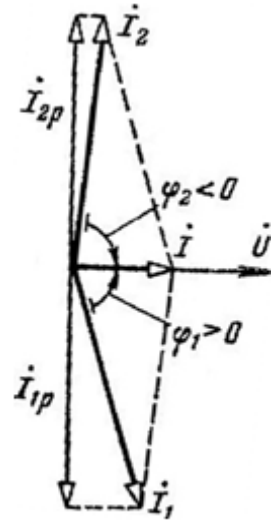
Bu tənliyi ω -ya görə həll etsək, cərəyanlar rezonansının rezonans bucaq tezliyini və rezonans tezliyini taparıq:

$$\omega_0^1 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \sqrt{\frac{L/C - r_1^2}{L/C - r_2^2}} = \omega_0 \sqrt{\frac{\rho_1^2 - r_1^2}{\rho_2^2 - r_2^2}} \quad (6.7)$$

$$f_0^1 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \sqrt{\frac{L/C - r_1^2}{L/C - r_2^2}} = f_0 \sqrt{\frac{\rho_1^2 - r_1^2}{\rho_2^2 - r_2^2}} \quad (6.8)$$

ω , L , C , r_1 , r_2 -dən dördünü sabit saxlayıb, birini dəyişməklə həmişə rezonans əldə etmək olmaz (6.6) tənliyindən alınan dəyişən kəmiyyətin qiyməti kompleks və ya xəyali olduqda rezonans baş vermir.

Əgər $r_1 > \rho$, $r_2 > \rho$, və ya $r_1 < \rho$, $r_2 < \rho$ şərti ödənərsə, onda (6.7) və (6.8) ifadələri həqiqi qiymət alacaqdır. Bu isə o deməkdir ki, dövrdə rezonans mümkündür. Əgər irəlidəki şərt ödənməzsə, yəni $r_1 > \rho$, $r_2 < \rho$, və ya $r_1 < \rho$, $r_2 > \rho$ olarsa ω'_0, f'_0 tezlikləri üçün xəyali qiymətlər alınar. Deməli, dövrdə rezonansın baş verəcəyi tezlik yoxdur. $r_1 + r_2 \neq \rho$ olduqda $\omega'_0 = \omega_0, f'_0 = f_0$ olur, yəni rezonans tezliyi ardıcıl birləşdirilmiş dövrdəki kimi olur. $r_1 = r_2 = \rho$ olduqda (6.7), (6.8) ifadələri qeyri müəyyənliyə çevrilir. Bu o deməkdir ki, istənilən tezlikdə dövrdə rezonans alınar. $r_1 = r_2 = \rho$ olduqda ekvivalent müqavimət



Şəkil 6.6

$$Z_e = \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2} = \frac{(1 + j\omega L)(1 - j\frac{1}{\omega C})}{2r + j(\omega L - 1/\omega C)} = \rho$$

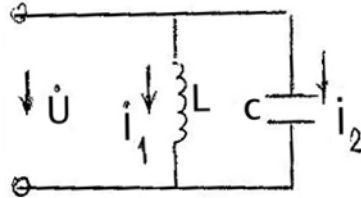
olar. Yəni ekvivalent müqavimət aktiv olub, tezlikdən asılı deyildir. Deməli, ixtiyarı tezlikdə cərəyan fazaca gərginliklə üst-üstə düşür və onun təsiredici qiyməti $\frac{U}{\rho}$ -ya bərabərdir.

Əgər $r_1 = r_2 = 0$ olsa, onda baxılan kontur «ideal paralel» rezonans konturuna çevrilər (şəkil 6.7) və (6.7), (6.8) ifadələri aşağıdakı şəkllə düşür:

$$\omega'_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0$$

$$f'_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = f_0$$

Sonda qeyd edək ki, rezonans zamanı elektrik və maqnit sahələri enerjilərinin cəmi sabit qalmır. Bu cəm yalnız $r_1 = r_2 = 0$ halında sabit qalır ki, bu da özünü «ideal rezonans» konturlarında təzahür etdirə bilər. Yəni bu sırf nəzəri baxımdan ödənilir.



Şəkil 6.7

§6.4. Paralel konturun tezlik xarakteristikaları və rezonans əyriləri

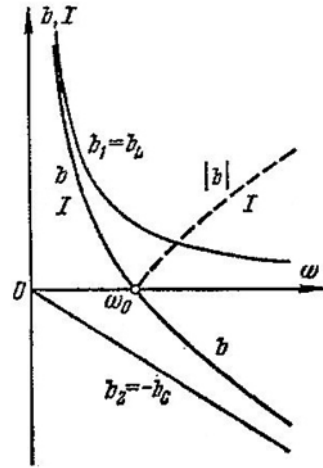
Ardıcıl rezonans konturunda olduğu kimi paralel rezonans konturunu öyrənmək üçün tezlik xarakteristikalarından və rezonans əyrilərindən istifadə olunur. Şəkil 6.7 –də göstərilmiş «ideal rezonans» konturu üçün $I(\omega)$ cərəyanının mənbəyin sabit U gərginliyində rezonans əyrisini quraq. Həmin əyri şəkil 6.8–dəki kimidir. $b_1 = b_L = \frac{1}{\omega L}$ və $b_2 = b_C = -\omega C$, dövrənin giriş keçiriciliyi, $b = b_1 + b_2 = \frac{1}{\omega L} - \omega C$, cərəyan $I = |b|U$ –dur. Ona görə də $|b| = f(\omega)$ verilmiş miqyasda $I(\omega)$ -nın rezonans əyrisidir.

Tezliyin 0-dan ω_0 -a qədər dəyişməsi zamanı dövrənin reaktiv keçiriciliyi $b > 0$ induktiv xarakterli olub, ∞ -dan 0-a qədər azalır. Ona görə də $I = 0$ alınır. Deməli, $\omega = \omega_0$ olduqda, $b = 0$, $I = 0$, $I_1 = \frac{U}{\omega_0 L} = \frac{U}{\rho}$, $I_2 = \omega_0 C U = \frac{U}{\rho}$ və deməli, budaqlarda cərəyanlar bərabər olur, yəni rezonans baş verir. Tezlik ω_0 -dan ∞ -a qədər artdıqda reaktiv keçiricilik $b < 0$, yəni tutum xarakterli olub, 0-dan ∞ -a kimi dəyişir.

Ümumi halda dövrədə $r_1 \neq 0$, $r_2 \neq 0$ olduqda konturun aktiv keçiriciliyi tezliyin ixtiyarı qiymətində sıfırdan fərqli olur və cərəyan tezliyin heç bir qiymətində sıfır olmur.

$r_1 = r_2 = \rho$ və $u = \text{const}$ olduqda isə irəlidə qeyd etdiyimiz kimi I ixtiyarı tezlikdə eynidir. $I = f(\omega)$ əyrisinin nə maksimumu, nə də minimumu vardır. Qrafik olaraq o, absis oxuna paralel düz xətt kimi təsvir olunur.

$r_1 > \rho$, $r_2 > \rho$ olduqda isə $I = f(\omega)$ asılılığı müəyyən tezliklərdə maksimumdan keçir.

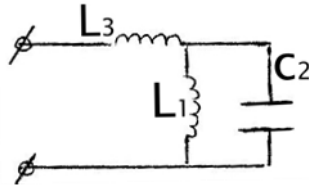


Şəkil 6.8

§6.5. Budaqlanmış dövrələrdə rezonans

Bir neçə induktivliyə və tutuma malik olan budaqlanmış dövrədə $b=0$ və ya $x=0$ rezonans şərtinin tezlik üçün verdiyi tənlik bir neçə həqiqi kökə malik olur. Yəni, belə dövrədə rezonans zamanı bucaq tezliyinin bir neçə həqiqi qiyməti alınə bilər. Başqa sözlə desək, bucaq tezliyinin bir neçə qiymətində rezonans şərti ödənilə bilər.

Misal olaraq, reaktiv elementlərdən (induktivlik və tutum) ibarət budaqlanmış dövrəyə baxaq (şəkil 6.9) Dövrənin giriş müqaviməti reaktivdir.



Şəkil 6.9

$$Z = j\omega L_3 + \frac{j\omega L_1(-j\frac{1}{\omega C_2})}{j\omega L_1 - j\frac{1}{\omega C_2}} = j\left[\omega L_3 - \frac{\omega L_1}{\omega^2 L_1 C_2 - 1}\right] = jx \quad (6.9)$$

Rezonans $b=0$ və ya $x=0$ olduqda baş verir. $b=0$ olduqda $x=\infty$, $x=0$ olduqda isə $b=\infty$ olur. Bu şərt o zaman doğrudur ki, dövrənin budaqlarında aktiv müqavimət olmasın. Baxılan dövrədə həm cərəyan və həm də gərginlik rezonansını müşahidə etmək olar. Gərginliklər rezonansının baş verməsi üçün $x=0$ olmalıdır. (şəkil 6.10)

Bu şərt daxilində (6.9)-dan

$$\omega_g = \sqrt{(L_1 + L_2) / L_1 L_2 C_2} \quad (6.10)$$

alırıq. Deməli, (6.10) tezliyində iki paralel budağa malik ekvivalent, induktiv və tutumdan ibarət ardıcıl konturda gərginlik rezonansı baş verir. Bu halda L_1 və C_2 elementlərinin müqavimətləri cəmi tutum xarakterli olur.

İndi $b=0$ olsun. Onda (6.9)-dan

$$\omega^2 L_1 C_2 - 1 = 0$$

və ya

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_2}} = \omega_c$$

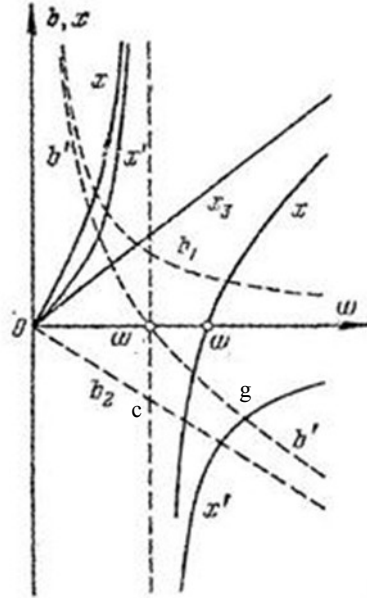
alırıq. Bu tezlikdə L_1 və C_2 paralel budaqlarında cərəyan rezonansı baş verir.

Şəkil 6.10–da baxılan dövrədə müqavimət və keçiriciliklərin tezlik xarakteristikası verilmişdir.

$b_1 = \frac{1}{\omega L_1}$ və $b_2 = -\omega C_2$ əyriləri birinci və ikinci budağın

keçiricilik xarakteristikasını verir. Bu əyrilərin ordinatlarını cəmləyib iki paralel budağın ekvivalent keçiriciliyini b' alırıq.

$x' = \frac{1}{b'}$ əyrisi paralel budaqların ekvivalent müqavimətini ifadə



Şəkil 6.10

edir və $x_3 = \omega L_3$ ayrılarının ordinatlarını toplamaqla dövrənin giriş müqavimətinin x xarakteristikası qurulur. Bu xarakteristikaların iki xüsusi nöqtəsi vardır:

$$\omega = \omega_{g\grave{a}r} \text{ v\text{e} } \omega = \omega_{c\grave{e}r}$$

FƏSİL VII. ÜÇFAZALI CƏRƏYAN DÖVRƏLƏRİ

§7.1. Üçfazlı cərəyanın alınması

Şəkil 7.1-də üçfazlı cərəyan generatorunun prinsiplial sxemi verilmişdir. Generatorun üç dolağı vardır ki, bunlar da

çevrə üzrə biri-birinə nəzərət $\frac{1}{3}$ vəziyyətə

yətdə sürüdülmüşdür. Rotorun fırlanması nəticəsində dəyişən e_1, e_2, e_3 e.h.q.-ləri alınır ki, bunlar arasında fazalar fərqi 120° və 240° olur. Əgər 1 dolağında hasil olan e.h. q.

$$e_1 = e_m \sin \omega t - \text{dirsə,}$$

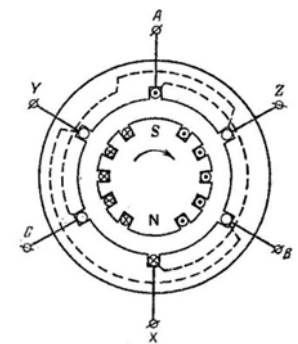
onda digər dolaqlarda

$$e_2 = e_m \sin(\omega t - 120^\circ)$$

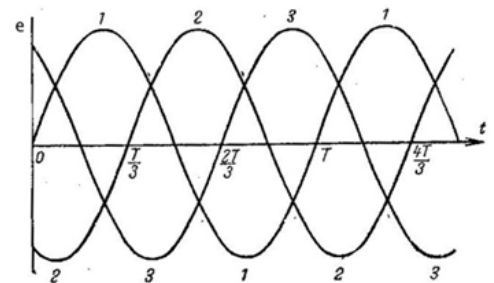
$$e_3 = e_m \sin(\omega t - 240^\circ)$$

olur.

Hər üç dolaqda e.h.q.-nin zamandan asılı olaraq dəyişməsi şəkil 7.2-dəki kimidir.



Şəkil 7.1



Şəkil 7.2

Dolaqlardan hər birini xarici müqavimətə birləşdirib üç bir fazlı dəyişən cərəyan almaq olar. Lakin bu cərəyanlar arasında ciddi sürətdə sabit 120° və 240° -lik fazalar fərqi olacaqdır. Nəzərdən keçirilən bu sistem **üçfazlı cərəyanlar**

sistemi və ya sadəcə olaraq **üçfazlı cərəyan** adlanır. Deyilənlərdən belə aydın olur ki, üç fazalı cərəyan generatoru üç bir fazalı cərəyan generatorunun toplusudur.

Ümumiyyətlə dolaqlarında eyni tezlikli, lakin fazaca biri-birinə nəzərən sürüşmüş e.h.q.-lər induksiyalanan generatorlara **çoxfazlı generatorlar** deyilir. Çoxfazlı enerji mənbələri ilə elektrik dövrlərinin vəhdəti elektrik **dövrələrinin çoxfazlı sistemi** adlanır. Generatorun ayrı-ayrı dolaqları onun faza dolaqları və yaxud sadəcə olaraq **generatorun fazası** adlanır. Beləliklə, «faza» sözü elektrotexnikada iki mənada işlədilir. Onlardan biri periodik proses mərhələsini, digəri isə elektrik dövrəsi çoxfazlı sisteminin tərkib hissəsinin adını xarakterizə edir.

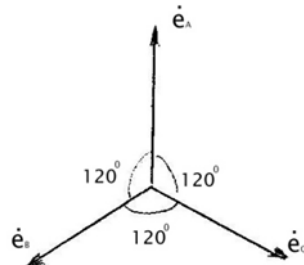
Fazaların sayına görə çoxfazlı enerji mənbələri və dövrə sistemləri iki, üç, dörd və s. fazalı olur.

İlk dəfə Dolivo-Dobrovolski (1888-1891-ci illər) tərəfindən tətbiq olunan üç fazalı dəyişən cərəyan sistemi müasir elektroenergetikada geniş tətbiq olunur.

Faza dolaqlarının «başlangıç» və «son» adları verilir. Başlangıçlar A,B,C, sonlar x,y, z-lə işarələnir. Şəkil 7.3 –də üçfazlı e.h.q.-nin vektor-diaqramı verilmişdir.

Generatorun faza dolaqlarından e.h.q.-lərin eyni qiymətlərdən müəyyən ardıcılıqla keçmə qaydasına **faza ardıcılığı**, üç fazalı generatorun dolaqlarındakı e.h.q.-lərin baxılan vəhdətinə **üçfazlı e.h.q. sistemi** deyilir.

Çoxfazlı dövrlərdə e.h.q.-lərin, eləcə də gərginliklərin və cərəyanların vəhdəti **çoxfazlı e.h.q., gərginlik və cərəyan sistemi** adlanır. Əgər bütün e.h.q.-lər (gərginlik, cərəyan) qiymətcə biri-birinə bərabədirsə və hər bir e.h.q.(gərginlik ,



Şəkil 7.3

cərəyan) özündən əvvəlkindən $\frac{2\pi}{m}$ -ə bərabər eyni faza bucağı qədər geri qalırsa, onda bu sistem **simmetrik sistem** adlanır. Burada m-fazaların sayıdır.

§7.2. Ülduz və üçbucaq birləşmələri

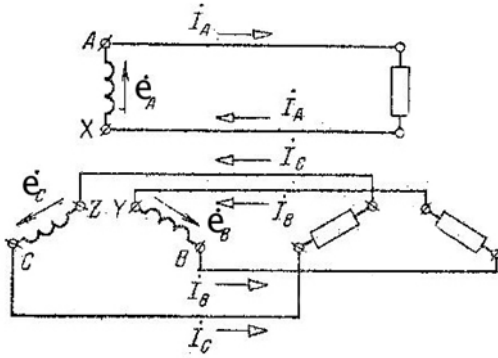
Generator dolaqlarının birləşdirilməsinin əsasən iki üsulu vardır: ulduz və üçbucaq birləşmələr. Ulduz və üçbucaq birləşmələri uyğun olaraq şəkil 7.4 və şəkil 7.5-də verilmişdir.

Ulduz birləşməsində generatorun dolaqlarının A,B,C başlanğıc uclarına üç naqıl birləşdirilir. Sadəcə olaraq **xətt** adlanan bu naqillər işlədiciyə qoşmaq üçündür. Generator dolaqlarının x,y,z son ucları isə bir düyün nöqtəsində birləşdirilir. Həmin nöqtə (şəkildə N nöqtəsi) generatorun **neytral** və ya **sıfırıncı** nöqtəsi adlanır. Bu nöqtədən gedən naqıl **neytral** və ya **sıfır** naqılı adlanır. Sıfır naqilli ulduz birləşməsi dördnaqilli, sıfır naqili olmayan ulduz birləşməsi isə üç naqilli birləşmə adlanır.

Əgər üçfazlı generatorun birinci dolağının sonu x ikinci dolağın başlanğıcı (B) ilə, ikinci dolağın sonu (y) üçüncü dolağın başlanğıcı (C) ilə, üçüncü dolağın sonu (z) birinci dolağın başlanğıcı (A) ilə birləşdirilərsə, onda generator dolaqlarının bu çür birləşməsi **üçbucaq birləşmə** adlanır. Şəkil 7.4 və 7.5-dən görüldüyü kimi işlədiciyə də ulduz və ya üçbucaq şəkilli birləşdirilə bilər.

İlk baxışdan adama elə gəlir ki, dolaqlar bu halda özü-özünə qapanmışlar (qısaqapanma). Əgər biz üç ədəd sabit cərəyan mənbəyinə malik olsaydıq, bu doğrudan da belə olardı. Əslində isə bu baxdığımız fazalar fərqiə malik dəyişən e.h.q.-dir. Üçbucağın tam e.h.q.-si sıfırdır. Bu elə şəkil 7.3.-də verilmiş vektor diaqramından da görünür. Əgər generator yüklü deyilsə, nəinki qısa qapanma alınmır, hətta dolaqlarda cərəyan olmur.

Qeyd edək ki, şəkil 7.4 və 7.5-də biz generator və işlədicini eyni, ya ulduz və yaxud üçbucaq şəklində birləşdirdik. Aydınır ki, kombinə edilmiş sxemlərdən də istifadə etmək olar. Məsələn, generatoru ulduz, enerji işlədicisini üçbucaq şəklində və əksinə birləşdirmək olar. Başqa sözlə desək, generator dolaqlarının və işlədicilərin birləşmə sxemləri biri-birindən asılı deyildir.



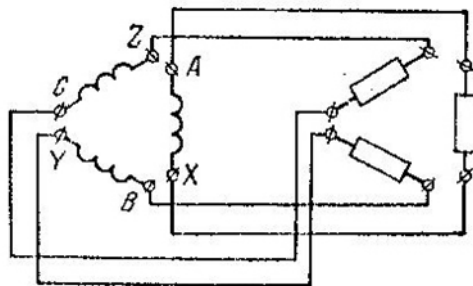
Şəkil 7.4

Ulduzun şüaları və ya üçbucaqlı işlədəcinin budaqları **işlədəcinin fazaları**, onların müqavimətləri isə **faza müqavimətləri** adlanır. Generatorun faza dolaqlarında induksiyaalan e.h.q.-lərə, onların uclarındakı gərginliklərə, işlədəcinin fazalarındakı gərginlik və cərəyanlara uyğun olaraq **faza e.h.q.-ləri** (e_f), **gərginlikləri** (U_f) və **cərəyanları** (I_f) deyilir. Xətlər arasındakı gərginliklər və onlardakı cərəyanlar **xətt gərginlikləri** (U_x) və **xətt cərəyanı** (I_x) adlanır. Fazaların ulduz birləşməsində xətt cərəyanları faza cərəyanlarına bərabərdir:

$I_x = I_f$. Fazaların üçbucaq birləşməsində isə işlədəcinin və ya mənbəyin eyni fazasına birləşən xətlər arasındakı gərginlik uyğun faza gərginliyinə bərabərdir: $U_x = U_f$.

Bütün xətlərdə cərəyanların müsbət istiqaməti mənbədən işlədəciyə doğru, neytral xəttə isə işlədəcinin neytral

nöqtəsindən mənbəyin neytral nöqtəsinə doğru qəbul edilir. Mənbəyin üçbucağında e.h.q.-nin və cərəyanını müsbət istiqaməti ACBA, işlədicinin üçbucağının qollarında ABCA istiqamətində götürülür (şəkil 7.5).



Şəkil 7.5

Əgər bütün fazaların kompleks müqavimətləri eynidirsə, çoxfazlı dövrə və çoxfazlı işlədici **simmetrik**, əks halda isə **qeyri-simmetrik** adlanır. Əgər simmetrik üçfazlı dövrəyə simmetrik gərginlik sistemi tətbiq olunsay, bu zaman cərəyanların **simmetrik sistemi** alınır.

Gərginlik və cərəyan sistemləri simmetrik olan çoxfazlı dövrənin rejimi **simmetrik rejim** adlanır.

§7.3. Simmetrik rejimli üçfazlı dövrənin hesablanması

Ulduz və üçbucaq şəklində birləşdirilmiş iki dövrənin (şəkil 7.4 və şəkil 7.5) simmetrik rejiminin hesablanmasına baxaq. Şəkil 7.6-da induktiv xarakterli ($\varphi > 0$) yükü olan ulduz birləşməli üçfazlı dövrənin (şəkil 7.4-dəki) simmetrik rejimi üçün cərəyanların topoqrafik diaqram və vektor-diaqramı verilmişdir.

Kirxhofun I qanununa görə

$$\dot{I}_N = \dot{I}_A + \dot{I}_B + \dot{I}_C - 0$$

Deməli, neytral xətdə cərəyan yoxdur. Ona görə də işlədicinin simmetrik halında neytral məfil götürülmür.

Kirxhofun II qanununa görə xətti gərginliklər faza gərginliklərinin fərqi kimi təyin olunur:

$$\dot{U}_{AB} = \dot{U}_A - \dot{U}_B; \dot{U}_{BC} = \dot{U}_B - \dot{U}_C; \dot{U}_{CA} = \dot{U}_C - \dot{U}_A;$$

ANB bərabəryanlı üç bucağından:

$$U_{AB} = 2U_A \cos \angle NAB = 2U_A \cos 30^\circ$$

və ya

$$U_x = \sqrt{3}U_f$$

alarıq.

Şəkil 7.7-də üçbucaq birləşməli üçfazlı dövrənin (şəkil 7.6-dakı) simmetrik rejimi üçün və $\varphi > 0$ olduqda gərginlik və cərəyanların vektor-diaqramı verilmişdir. Bu halda xətt cərəyanları faza cərəyanlarının fərqi kimi təyin olunur:

$$\dot{I}_A = \dot{I}_{AB} - \dot{I}_{CA}; \dot{I}_B = \dot{I}_{BC} - \dot{I}_{AB}; \dot{I}_C = \dot{I}_{CA} - \dot{I}_{BC}; \dot{I}_x = \sqrt{3}I_f \text{ dir.}$$

Simmetrik üçfazlı işlədicinin aktiv gücü

$$P = 3U_f I_f \cos \varphi \text{ dir.}$$

İşlədici budaqlarının ulduz birləşməsində

$$U_f = U_x \sqrt{3} \text{ və } I_f = I_x,$$

Üçbucaq birləşməsində isə

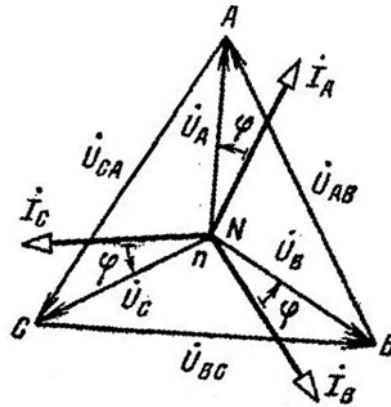
$$U_f = U_x \text{ və } I_f = \sqrt{3}I_x$$

olduğunu nəzərə alsaq, birləşmənin növündən asılı olmayaraq

$$P = \sqrt{3}U_x I_x \cos \varphi$$

alarıq. Burada φ -faza cərəyanı ilə faza gərginliyi arasında fazalar fərqidir. Simmetrik üçfazlı işlədicinin reaktiv və tam gücü üçün

$$Q = 3U_f I_f \sin \varphi = \sqrt{3}U_x I_x \sin \varphi$$

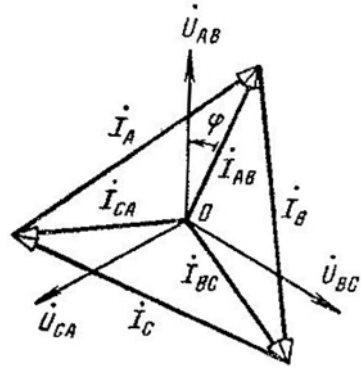


Şəkil 7.6

$$S = 3U_f I_f = \sqrt{3}U_x I_x$$

yaza bilərik.

Simmetrik üçfazlı dövrələr rəbitəsiz dövrə sistemləri ilə müqayisədə iqtisadi cəhətdən çox səmərəlidir. Məsələn, neytralt xətti olmayan ulduz birləşməli sistemdə altı məftil əvəzinə cərəyanları $I_x=I_f$ eyni olan üç məftil işlədilir. Baxılan halda xətt gərginlikləri rəbitəsiz dövrədəkindən $\sqrt{3}$ dəfə böyük olur. Üçbucaq birləşmədə də xətt cərəyanları



Şəkil 7.7

faza cərəyanlarından $\sqrt{3}$ dəfə böyük olur. Və bu birləşmədə də məftillərin sayı iki dəfə az olur ki, bu da materialın qənaətinə, xərclərin azaldılmasına səbəb olur.

§7.4. Qeyri-simmetrik üçfazlı dövrələrin hesabı

Qeyri-simmetrik üçfazlı dövrələrin hesabını aparmaq üçün şəkil 7.8 –də verilmiş sxemdən istifadə edək.

İşlədicinin sıxaclarındaki faza gərginlikləri $\dot{U}_A, \dot{U}_B, \dot{U}_C$ olsun.

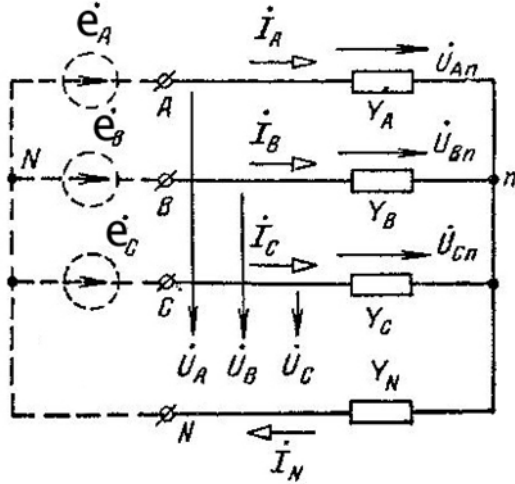
Verilmiş gərginlikləri şəkil 7.8-də qırıq xətlərlə göstərilmiş e.h.q. mənbələrinə aid etmək olar:

$$\dot{e}_A = \dot{U}_A, \dot{e}_B = \dot{U}_B, \dot{e}_C = \dot{U}_C$$

Cərəyanları tapaq. Sxemdə iki düyün olduğundan hesablama üçün düyün potensialları metodunu tətbiq etmək məqsədə uyğundur.

İşlədicinin və mənbəyin neytral nöqtələri arasındakı gərginliyi \dot{U}_{nN} -lə işarə edib

$$\dot{U}_{nN} = \frac{\dot{U}_A Y_A + \dot{U}_B Y_B + \dot{U}_C Y_C}{Y_A + Y_B + Y_C + Y_N} \quad \text{yazaq.}$$



Şəkil 7.8

Burada Y_A, Y_B, Y_C -budaqların keçiriciliyidir.

$$\dot{I}_A = Y_A(\dot{U}_A - \dot{U}_{nN}), \dot{I}_B = Y_B(\dot{U}_B - \dot{U}_{nN})$$

$$\dot{I}_C = Y_C(\dot{U}_C - \dot{U}_{nN}), \dot{I}_N = Y_N \dot{U}_{nN} = \dot{I}_A + \dot{I}_B + \dot{I}_C$$

Limit halında əgər $Y_N = \infty$, yəni $Z_N = 0$ olsa, $\dot{U}_{nN} = 0$ olar.

Bu zaman işlədicinin fazalarındakı gərginliklər mənbəyin faza gərginliklərinə bərabər olar. Bu şərt daxilində hər fazada cərəyan, başqa fazalardakı cərəyanlardan asılı olmayaraq Om qanunu ilə hesablanabilir.

Sxemdə neytral xətt olmadıqda hesabat göstərilən ardıcılıqla aparılır. Yalnız \dot{U}_{nN} -in ifadəsində $Y_N = 0$ götürülür. Yəni

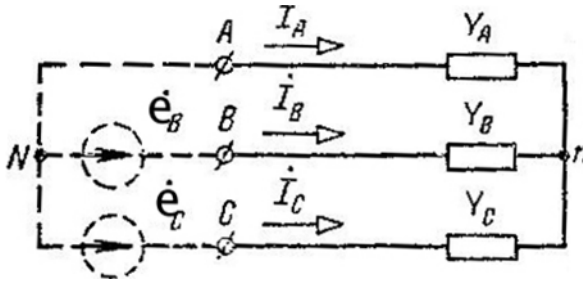
$$\dot{U}_{nN} = \frac{\dot{U}_A Y_A + \dot{U}_B Y_B + \dot{U}_C Y_C}{Y_A + Y_B + Y_C} \quad \text{olur.}$$

Lakin bir qayda olaraq neytral xətt olmadıqda dövrənin sıxaclarındaki faza gərginlikləri deyil, xətt gərginlikləri verilir.

A, B, C sıxaclarını birləşdirən qapalı kontur üzrə gərginliklərin və deməli xətt gərginliklərinin cəmi sifıra bərabərdir:

$$\dot{U}_{AB} + \dot{U}_{BC} + \dot{U}_{CB} = 0$$

Bu əlaqəni nəzərə almaqla iki xətt gərginliyinin verilməsi kifayətdir. Məsələn, onları $\dot{e}_B = \dot{U}_{BA}$ və $\dot{e}_C = \dot{U}_{CA}$ olan iki gərginlik mənbəyi kimi vermək olar (şəkil 7.9). Onda N və A nöqtələrinin potensiallarının eyni olduğunu nəzərə alıb,



Şəkil 7.9

$$\dot{U}_{nN} = \frac{Y_B \dot{U}_{BA} + Y_C \dot{U}_{CA}}{Y_A + Y_B + Y_C}$$

$$\dot{I}_A = -Y_A \dot{U}_{nN}, \dot{I}_B = Y_B (\dot{e}_B - \dot{U}_{nN}) = Y_B (\dot{U}_{BA} - \dot{U}_{nN})$$

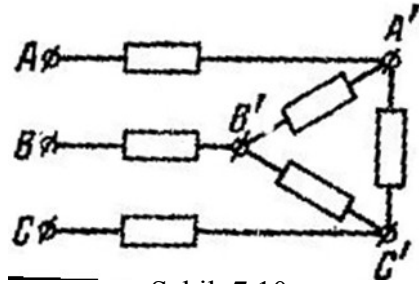
$$\dot{I}_C = Y_C (\dot{e}_C - \dot{U}_{nN}) = Y_C (\dot{U}_{CA} - \dot{U}_{nN}) = -\dot{I}_A - \dot{I}_B$$

yaza bilərik.

Üçbucaq şəklində birləşmiş qeyri-simmetrik işlədicinin sadə sxeminə baxaq (şəkil 7.10). Əgər dövrdə A', B', C' sıxacları arasındakı xətt gərginlikləri məluimdursa, onda üçbucağın hər bir qolundakı cərəyan Om qanunu ilə tapılır, sonra isə xətlərdəki cərəyanlar hesablanır.

Adətən qəbuledicinin sıxaclarındakı gərginlik deyil, mənbəyin A,B,C sıxaclarındakı gərginlik məlum olur. Həmin cəbəbdən hesablama mürəkkəbləşir. Bu zaman müqavimətlər üçbucağını ekvivalent ulduza çevirmək lazımdır. Onda şəkil 7.10-dakı sxem alınır ki, bu sxemdə də cərəyanın hesabat qaydası yuxarıda verilmişdir. Tapılan cərəyanlara əsasən şəkildəki üçbucağın sıxaclarındakı gərginliklər, sonra isə budaqlardakı cərəyanlar təyin edilir.

Əgər dövrdə bir neçə işlədici varsa və bu işlədicilər müxtəlif qaydada biri-birilə birləşdirilibsə, onda sxemin çevrilməsindən istifadə etmək lazımdır.



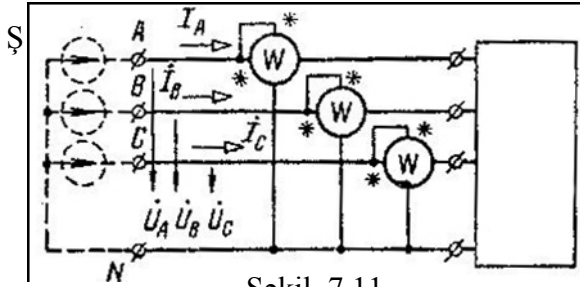
Şəkil 7.10

§7.5. Üçfazlı dövrlərdə gücün hesablanması

Üçfazlı dövrənin ixtiyari qeyri-simmetrik rejimdə aktiv gücünü təyin etmək üçün lazım olan vattmetrlərin sayını tapmaq.

Şəkil 7.11-də şərti olaraq düzbucaqlı şəkildə göstərilən istənilən mürəkkəbliyə malik olan və neytral məftilli üçfazlı xətlərlə qidalanan hər hansı bir dövrə verilmişdir.

Xəttin başlanğıcındakı faza gərginliklərini həmişə üç gərginlik mənbəyi ilə göstərmək olar. Onlar şəkildə qırıq xətlərlə göstərilmişdir. Buradan belə çıxır ki, neytral məftilli olan üçfazlı xətlərdə aktiv gücü ölçmək üçün üç vattmetr qoşmaq lazımdır (şəkil 7.11-də olduğu kimi vattmetrlər gərginlik mənbəyinin aktiv gücünü təyin edir). Dörd məftilli simmetrik üçfazlı dövrlərin aktiv gücünü ölçmək üçün bir vattmetrin nəticəsinin üç mislini götürmək də kifayətdir.



Şəkil 7.11

Simmetrik sistem üçməftilli olduqda isə (və yaxud yük üçbucaq sxemi üzrə birləşibsə) şəkil-7.12-də verilmiş ölçmə üsulundan istifadə etmək olar. Bu halda giriş sıxaclarında xətt gərginliyinin həmişə iki gərginlik mənbəyindən alındığını qəbul etmək olar. Bizim şəkildə həmin mənbələr qırıq xətlərlə göstərilmişdir. Əgər vattmetrlərdən birinin əqrəbi şkala üzrə geri hərəkət etsə, onda bu vattmetrə verilən gərginliyin, yaxud cərəyanın istiqamətini dəyişməklə, cihazın alınan göstərişini mənfəi işarə ilə yazırlar. Belə bir halın nümunəsi aşağıda verilir.

Simmetrik rejim üçün şəkil 7.12-dəki vattmetrlərin göstərdiyi güclərin gərginliklər və cərəyanlar arasındakı faza sürüşməsindən asılılığını araşdıraraq. Bu məqsədlə şəkil 7.13-dəki cərəyan və gərginliklərin vektor-diaqramından istifadə edək.

Baxılan halda vattmetrlərin göstərişləri aşağıdakı kimi təyin edilə bilər:

$$P_1 = U_{AC} I_A \cos(\varphi - 30^\circ) = UI \cos(\varphi - 30^\circ);$$

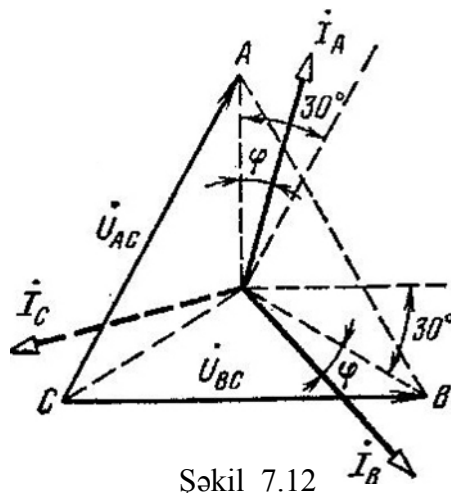
$$P_2 = U_{BC} I_B \cos(\varphi + 30^\circ) = UI \cos(\varphi + 30^\circ).$$

Vattmetrlərin göstərişlərinin cəmi isə

$$P_1 + P_2 = UI \cos 30^\circ \cos \varphi = \sqrt{3} UI \cos \varphi$$

olar. Alınan ifadələrdən görünür ki, $\varphi=0$ olduqda vattmetrlərin göstərişləri eyni olar. $\varphi=60^\circ$ olduqda, $P_2=0$, $\varphi=-60^\circ$ olduqda isə $P_1=0$ olur. $\varphi>60^\circ$ olduqda $P_2<0$, $\varphi<-60^\circ$ olduqda isə $P_1<0$ olur.

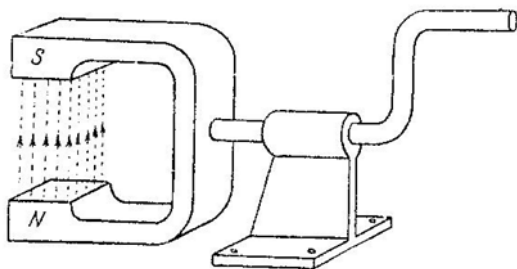
$\varphi = \pm 90^\circ$ olduqda $P_2 = -P_1$ olur. Beləliklə $|\varphi| > 60^\circ$ olduqda vattmetrlərdən birinin əqrəbi əks tərəfə meyl edər.



Şəkil 7.12

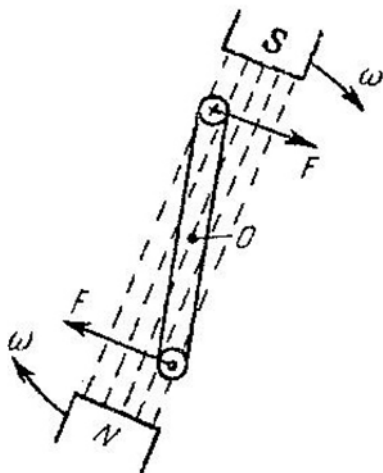
§7.6. Fırlanan maqnit sahəsi

Fırlanan sabit maqnit götürək. Həmin maqnitlə bərabər onun yaratdığı sahə də yerini (şəkil 7.13) dəyişir. Bax belə sahə **fırlanan maqnit sahəsi** adlanır. Əgər fırlanan sabit maqnitə maqnit əqrəbini yaxınlaşdırsaq, həmin əqrəb də maqnit sahəsi istiqamətində fırlanar.



Şəkil 7.13

Qapalı dolaq da belə sahədə özünü maqnit əqrəbi kimi aparır. Maqnit sahəsinin fırlanması nəticəsində dolağın naqillərində induksiya cərəyanı yaranar və sol əl qaydasına görə dolaq şəkil 7.14-də göstərilən istiqamətdə fırlanar. Bu sahəyə gətirilmiş massiv metal disklər də və yaxud silindrlər də özlərini irəlidə şəhr etdiyimiz dolaq kimi aparacaqlar. Belə ki, həmin cisimlərdə də induksiya cərəyanı yaranır. Bu cərəyan metal diskin və ya silindrin qalınlığı boyu qapanır və **burulğanlı cərəyan** adlanır.



Şəkil 7.14

Fırlanan maqnit sahəsi dəyişən cərəyanlar vasitəsilə də alınır. Əvvəlcə iki fazalı cərəyan vasitəsilə fırlanan maqnit sahəsinin alınmasına baxaq. Tutaq ki, biri-birinə nəzərən 90° bucaq altında dönmüş iki sarğac verilmişdir (1 və 2 sarğacı) (şəkil 7.15,a). Bu sarğacları iki fazalı cərəyanla qidalanır. Bu o deməkdir ki, əgər birinci sarğacda cərəyan $i_1 = I_m \sin \omega t$ qanunu ilə dəyişirsə, ikinci sarğacda bu $i_2 = I_m \sin(\omega t - 90^\circ)$ olar. 1 sarğacı

$$H_x = H_m \sin \omega t$$

qanunu ilə dəyişən maqnit sahəsi, 2 sarğacı isə

$$H_y = H_m \sin(\omega t - 90^\circ) = -H_m \cos \omega t$$

qanunu ilə dəyişən maqnit sahəsi yaradar. Yekun sahənin mütləq qiyməti

$$H = \sqrt{H_x^2 + H_y^2} = H_m$$

olar və zaman keçdikcə sabit qalar. Lakin sahənin istiqaməti isə zaman keçdikcə dəyişir. Həmin istiqaməti

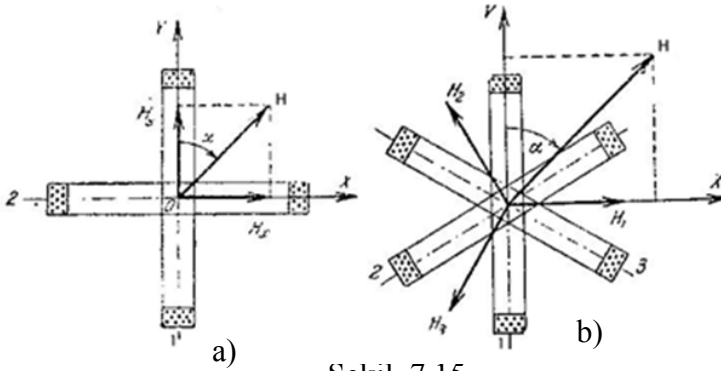
$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{H_x}{H_y} = -\operatorname{tg} \omega t$$

və ya $\alpha = -\omega t$ kimi təyin etmək olar. Buradan belə alınır ki, əvəzləyici H vektoru saat əqrəbinin əksi istiqamətdə ω bucaq sürətilə hərəkət edir. Yəni biz fırlanan maqnit sahəsi əldə etmiş oluruq.

Üçfazlı cərəyanını köməyiylə fırlanan maqnit sahəsini əldə etmək üçün üç dolaq götürməliyik. Bu halda biz üç dəyişən maqnit sahəsinə H_1, H_2, H_3 malik oluruq (şəkil 7.15,b).

Həmin sahələrin rəqsləri aşağıdakı tənliklərlə ifadə olunur:

$$\begin{aligned} H_1 &= H_m \sin \omega t \\ H_2 &= H_m \sin(\omega t - 120^\circ) \\ H_3 &= H_m \sin(\omega t - 240^\circ) \end{aligned}$$



Şəkil 7.15

Asanlıqla göstərməki olar ki, üç sahə toplanaraq ω bucaq sürətilə fırlanan yekün maqnit sahəsini yaradır. Yekun sahənin amplitudu sabit olub, $\frac{3}{2} H_m$ -ə bərabər olur.

Əgər generatorun sıxaclarına birləşdirilmiş ixtiyarı naqillər cütünün yerlərini dəyişsək, onda maqnit sahəsinin istiqaməti əks tərəfə olacaqdır.

Beləliklə, çoxfazlı cərəyanların üstün cəhəti onların köməyilə fırlanan maqnit sahəsinin alınması və bunun əsasında dəyişən cərəyan mühərriklərinin düzəldilməsidir. Fırlanan maqnit sahəsi ilk dəfə 1884-cü ildə T.Ferraris tərəfindən alınmış, 1887-88-ci illərdə H.Teslanını kəşf etdiyi ikifazlı asinxron mühərriklə özünün ilk tətbiqini tapmışdır. 1889-cü ildə isə M.Dolivo-Dobrovolski üçfazlı asinxron mühərriki kəşf edərək qurmuşdur.

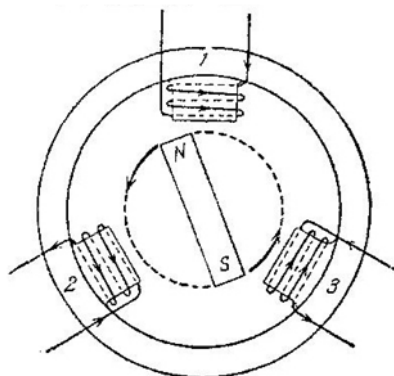
§7.7. Asinxron və sinxron mühərriklərin iş prinsipi

Üçfazlı cərəyanın asinxron mühərrikləri quruluş sadəliyinə görə seçilir. O, həm də yaxşı mexaniki xarakteristikalara malik olduğundan çox geniş tətbiqlərə malikdir.

İrəlidə qeyd etdiyimiz kimi, əgər üçfazlı generatorun dolaqlarını üçfazlı cərəyan şəbəkəsinə qoşsaq, onda statorun daxilində qiymətə sabit fırlanan maqnit sahəsi yaranar. Üçfazlı asinxron mühərrikin iş prinsipi bu ideyaya əsaslanır.

Elektrik mühərrikinin statorunun dolağı üçfazlı cərəyan şəbəkəsinə birləşdirilir. Elektrik mühərrikinin rotoru iki qısa qapanmış N və S qütblü sarğaclara malikdir (şəkil 7.16).

Statorun maqnit sahəsinin fırlanması nəticəsində bu sarğacları dəyişən maqnit seli kəsir. Nəticədə onların hər birində cərəyan induksiyanır. Lens qaydasına görə induksiyanmış cərəyan maqnit sahəsinin dəyişməsinə əks təsir göstərir. Həmin əks təsir onda özünü göstərir ki, rotor statorun maqnit sahəsinin fırlanmasına sinxron fırlanmağa başlayır. Başqa sözlə desək,



Şəkil 7.16

rotor statorun maqnit sahəsinin malik olduğu bucaq sürətilə fırlanmağa başlayır. Bu zaman sarğacı kəsən maqnit seli daha dəyişmir və sarğacda cərəyan kəsilir. Əgər həmin şəraitdə rotora mexaniki yük verilsə, onda onun fırlanma hərəkəti yavaşlayar. Bu zaman N və S sarğaclarında yenidən induksiya cərəyanı yaranar və rotor yenidən fırlandırıcı momentə malik olar, Həmin moment motora yükün tormozlazdırıcı momentini aradan qaldırmağa imkan verir, yəni, o iş görür.

Beləliklə, yüklənmiş asinxron mühərrikin rotoru statorun sahəsindən müəyyən dərəcədə geridə qalır, yəni asinxron fırlanır. Bu geri qalma **sürüşmə** ilə xarakterizə olunur:

$$S = \frac{N - n}{N} \cdot 100\%$$

Burada N-statorun maqnit sahəsinin, n-rotorun 1 dəqiqədəki dövrlərinin sayıdır. Normal şəraitdə S-şürüşməsi adətən 3-4% təşkil edir.

S=0 olması o deməkdir ki, rotor, statorun maqnit sahəsinin sürətilə fırlanır. Əgər rotor sükunətdədirsə, onda S=1-dir. Xarici yük rotorda nə qədər böyük olsa, onda cərəyan da bir o qədər güclü və deməli rotorun fırlanma dövrlərinin sayı kiçik, sürüşmə isə böyük olar. Deməli, mühərrikin fırlanma dövrlərinin sayı sabit qalmır, yükün dəyişməsilə o da dəyişir və bu səbəbdən o **asinxron mühərrik** adlanır.

Üçfazlı generator sinxron mühərrik kimi də tətbiq oluna bilər. Bu məqsədlə stator dolağını üçfazlı cərəyan mənbəyinə, rotor dolağını isə sabit cərəyan mənbəyinə birləşdirsək, onda statorun fırlanan maqnit sahəsi maşının valında periodik olaraq müxtəlif işarəli momentlər yaradar. Ona görə də rotor vibrasiya edib fırlanmaz. Rotor hər hansı bir vasitə ilə fırlanan maqnit sahəsinin bucaq sürətinə yaxın sürətlə hərəkətə gətirilsə, o fırlanmağa başlayar və bu fırlanmanın tezliyi sahənin fırlanma tezliyinə çatar. Məhz bu **sinxron mühərrikin** iş prinsipini əks etdirir.

Sonda qeyd edək ki, elektrik maşınlarında fırlanan maqnit sahəsini yaratmaq üçün işlədilən stator içiboş silindr şəklində düzəldilir və bu silindr ayrı-ayrılıqda izole edilmiş polad lövhələrdən ibarət olur. Maşının hərəkət edən hissəsi rotor isə asinxron mühərriklərdə polad silindr şəklində düzəldilir. Bu silindr də sarğaclı polad lövhələrdən ibarət olur.

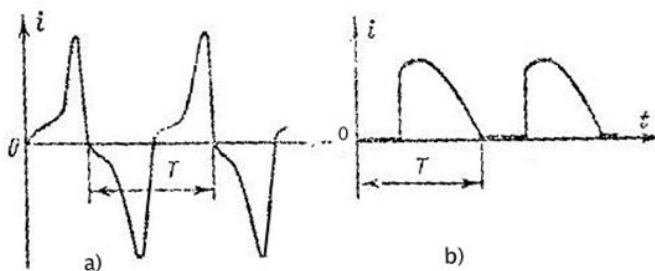
FƏSİL VIII. PERİODİK QEYRİ-SİNUSOIDAL CƏRƏYAN DÖVRƏLƏRİ

§ 8.1. Periodik qeyri-sinusoidal siqnallar

Praktikada e.h.q., gərginlik və cərəyanların əyriləri adətən az və ya çox dərəcədə sabit və ya sinusoidal əyrilərdən fərqlənir. Cərəyan və ya gərginliyin zamandan asılılığı periodik, demək olar ki, periodik və qeyri-periodik ola bilər.

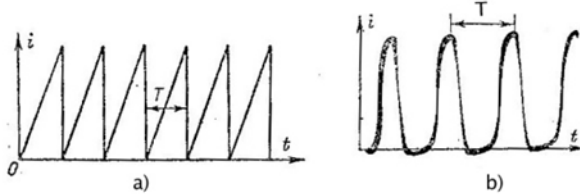
Dəyişən cərəyan generatorlarının hava aralığında maqnit induksiyasının paylanma əyrisinin sinusoiddən fərqli olması nəticəsində onların dolaqlarında alınan e.h.q. də sinusoiddən fərqlənir. Qeyri-xətti müqavimət, induktivlik və tutum olan dövrlərdə (ventil, elektrik qovsu, polad içlikli sarğac və s.), hətta sinusoidal e.h.q. halında belə qeyri-sinusoidal cərəyan və gərginlik yaranır.

Deyilənlərə misal olaraq şəkil 8.1,a-da doymuş reaktorun və şəkil 8.1,b-də idarə olunan ventilin dövrəsində cərəyan əyriləri verilmişdir. Periodik impuls generatorları müxtəlif radiotexniki, avtomatika, telemexanika, hesablama texnikası, idarəetmə və s. qurğularda geniş tətbiq olunur. Impulsların forması müxtəlif ola bilər. Bunlara misal olaraq mişar şəkilli (şəkil 8.2), pilləli (şəkil 8.3), düzbucaqlı (şəkil 8.4) impulsları göstərmək olar.



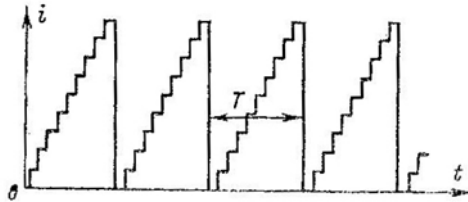
Şəkil 8.1

Təqdim olunan bütün əyrilər tam periodik olub, qeyri-sinusoidal periodik cərəyanları ifadə edir. Təkrarlanma periodu T -dir. Baxılan impulsar müxtəlif elektrik dövrlərindən keçdikdə nəzərə çarpacaq dərəcədə dəyişir.



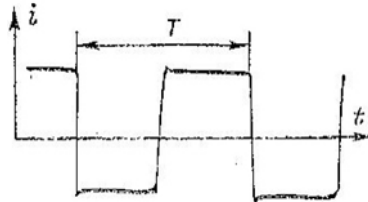
Şəkil 8.2

Nəzərdən keçirdiyimiz qeyri-sinusoidal periodik əyrilərdən başqa təkrarlanma periodu olmayan qeyri-periodik əyrilər də vardır. Bu əyrilər həm təyin olunmuş (məsələn, tək impulsların ötürülməsi zamanı) həm də təsadüfi (məsələn, küy və maneələr zamanı) ola bilər.



Şəkil 8.3

Mürəkkəb qeyri-sinusoidal cərəyan və gərginlik əyriləri ilə bağlı məsələ həll olunarkən, mürəkkəb məsələni sadələşdirib, həmin sadə məsələlərin hesablamə metodlarını ona tətbiq etmək bacarığına malik olmaq tələb olunur. Bunun üçün qeyri sinusoidal cərəyan və gərginliyi harmonik toplanlara ayırmaq lazımdır.



Şəkil 8.4

§ 8.2. Periodik qeyri-sinusoidal əyrilərin triqonometrik sərəya ayrılması

Xətti dövrlərdə qeyri-sinusoidal, lakin periodik e.h.q.-lərdə, gərginliklərdə və cərəyanlarda baş verən hadisələri öyrənmək, onların əyrilərini Eylər-Furye triqonometrik sərəyasına ayrılmaqla asanlaşır. Məlumdur ki, Dirixle şərtini ödəyən ixtiyari $f(\omega t)$ funksiyası aşağıdakı formada triqonometrik sərəya ayrıla bilər:

$$f(\omega t) = A_0 + A_{1m} \sin(\omega t + \psi_1) + A_{2m} \sin(2\omega t + \psi_2) + \dots = \sum_{k=0} A_{km} \sin(k\omega t + \psi_k) \quad (8.1)$$

Burada $k=1$ olduqda $A_{km}=A_0$, $\psi_k = \psi_0 = \frac{\pi}{2}$ -dir.

Sərəyanın birinci həddi A_0 **sabit toplanan** və ya **sıfırıncı harmonika**, ikinci hədd $A_{1m}\sin(\omega t + \psi_1)$ -**əsas sinusoid** və ya **birinci harmonika**, digər $A_{km}\sin(k\omega t + \psi_k)$ tipli həddlər $k>1$ olduqda **ali harmonika**, $\omega = \frac{2\pi}{T}$ **əsas tezlik**, T-qeyri-sinusoidal periodik funksiyanın periodu adlanır.

Cəmin sinusunu açıldıqdan sonra harmonikaların cəmi aşağıdakı kimi yazılır

$$f(\omega t) = A_0 + B_{1m} \sin \omega t + B_{2m} \sin 2\omega t + \dots + B_{km} \sin k\omega t + \dots + C_{1m} \cos \omega t + C_{2m} \cos 2\omega t + \dots + C_{km} \cos k\omega t + \dots = A_0 + \sum_{k=1}^{\infty} (B_{km} \sin k\omega t + C_{km} \cos k\omega t) \quad (8.2)$$

Burada $B_{km}=A_{km}\cos\psi_k$ və $C_{km}=A_{km}\sin\psi_k$ -dir. A_0 , B_{km} və C_{km} aşağıdakı inteqralların köməyiylə hesablanıla bilər:

$$A_0 = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(\omega t) d(\omega t);$$

$$B_{km} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(\omega t) \sin(k\omega t) d(\omega t); \quad (8.3)$$

$$C_{km} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(\omega t) \cos(k\omega t) d(\omega t);$$

A_0 -sabit $T = \frac{2\pi}{\omega}$ periodunda $f(t)$ -funksiyasının orta qiymətinin yarısına bərabərdir. (8.2) sırasının əmsallarını bilməklə

$$A_{km} = \sqrt{B_{km}^2 + C_{km}^2} \text{ və } \psi_k = \text{arctg} \frac{C_{km}}{B_{km}}$$

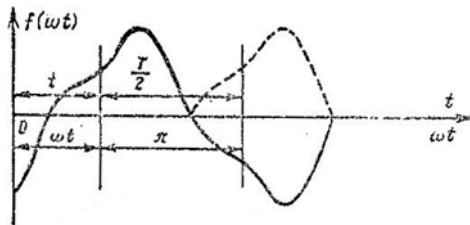
hesablayıb (8.1) sırasına keçmək olar. k -üzrə $-\infty$ -dan $+\infty$ -a kimi cəmləmə aparsaq, (8.2) ifadəsi

$$f(\omega t) = \frac{1}{2} \sum_{k=-\infty}^{\infty} (B_{km} \sin k\omega t + C_{km} \cos k\omega t)$$

şəklinə düşər.

Elektrotexnikada rast gəlinən zamanın qeyri-periodik funksiyalarının çoxu (şəkil 8.5) aşağıdakı şərti ödəyir:

$$f(\omega t) = -f(\omega t + \pi)$$



Şəkil 8.5

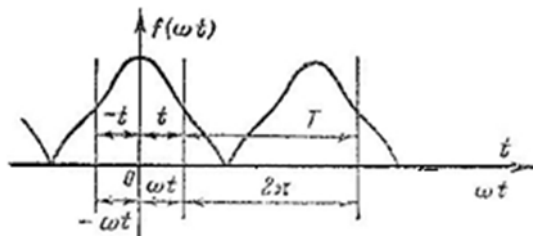
Bu şərti ödəyən funksiyalar **absis oxuna nəzərən simmetrik funksiyalar** adlanır. Belə funksiyanın qiyməti hər yarım periodda əks işarə ilə təkrarlanır. Ona görə də yarım period qədər sürüşən mənfi yarım dalğa müsbət yarım dalğanın güzgülü əksi olur. Bu cür formaya cərəyan əyriləri ferromaqnit içlikli sarğaca sinusoidal gərginlik tətbiq olunduqda malik olur. Bu funksiyalar cüt harmonikalara və sabit toplanana malik olmayan sıralara ayrılırlar:

$$f(\omega t) = A_{1m} \sin(\omega t + \psi_1) + A_{3m} \sin(3\omega t + \psi_3) + \\ + A_{5m} \sin(5\omega t + \psi_5) + \dots +$$

Dəyişən cərəyanı və ya gərginliyi düzləndirərkən elə funksiyalara rast gəlinir ki, koordinat başlanğıcının uyğun seçimində

$$f(\omega t) = f(-\omega t)$$

şərtini ödəyir (şəkil 8.6).



Şəkil 8.6

Belə funksiyalar **ordinat oxuna nəzərən simmetrik funksiyalar** adlanır. Ordinat oxuna nəzərən simmetriyaya o əyrilər malik olur ki, arqumentin qiymətinin işarəsi dəyişdikdə funksiyanın işarəsi dəyişmir. Belə simmetriyaya bir periodlu düzləndirmə zamanı işlədicinin sxemində rast gəlmək olar. Bu halda sıraya sinuslar daxil olmur:

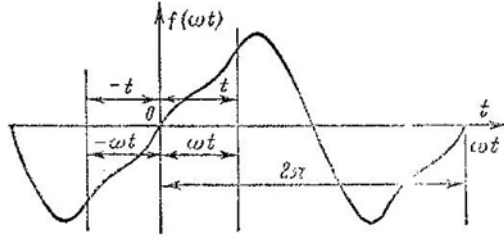
$$f(\omega t) = A_0 + A_{1m} \cos \omega t + A_{2m} \cos 2\omega t + A_{3m} \cos 3\omega t + \dots$$

Tezlik böyüdükcə sxemlərdə elə funksiyalara rast gəlinir ki, koordinat başlanğıcı funksiyanın sıfır nöqtəsində seçiləndə

$$f(\omega t) = -f(-\omega t)$$

şerti ödəyir (şəkil 8.7). Belə funksiyalar **koordinat başlanğıcına nəzərən simmetrik funksiyalar** adlanır və arqumentin işarəsi dəyişdikdə funksiyanın işarəsi dəyişir, lakin qiyməti dəyişmir. Asanlıqla göstərmək olar ki, baxılan halda periodun hər iki yarısında qiymətcə eyni, işarəcə əks iki ordinat vardır. Ona görə də period ərzində funksiyanın orta qiyməti və yaxud sabiti sıfırdır. Beləliklə bu funksiyalar kosinoslara və sabitə malik olmayan sərəya ayrılırlar:

$$f(\omega t) = A_{1m} \sin \omega t + A_{2m} \sin 2\omega t + A_{3m} \sin 3\omega t + \dots$$



Şəkil 8.7

Zamanın hesablama başlanğıcı irəlilədikdə, buna uyğun sərəyanın forması dəyişir. Başqa sözlə desək, harmonikaların amplitudu dəyişmir, lakin onların başlanğıc fazaları dəyişir. Məsələn, (8.1)-lə ifadə olunmuş $f(\omega t)$ funksiyasından $f_1(\omega t) = f[\omega(t-t_0)]$ -ə keçsək, yəni zamanın hesablama başlanğıcı t_0 -qədər sürüşsə, onda

$$f_1(\omega t) = f[\omega(t-t_0)] =$$

$$A_0 + A_{1m} \sin(\omega t + \psi'_1) + A_{2m} \sin(2\omega t + \psi'_2) + \dots = \sum_{k=0}^{\infty} A_{km} \sin(k\omega t + \psi'_k)$$

alırıq. Burada $\psi'_k = \psi_k - k\omega t_0$ -dir.

Qeyri-sinusoidal periodik funksiyanın harmonik toplananlarının toplusu onun **diskret tezlik spektri** adlanır. Spektr hər hansı A_{km} (amplitud spektri) və ψ_k (faza spektri)-nın $k\omega$ tezliyindən müəyyən asılılığına görə xarakterizə olunur.

§ 8.3. Qeyri-sinusoidal periodik e.h.q., gərginlik və cərəyanın maksimal, təsiredici və orta qiymətləri

Periodik dəyişən qeyri-sinusoidal $f(\omega t)$ kəmiyyəti özünün harmonik toplananlarından başqa daha üç kəmiyyətlə xarakterizə olunur. Bunlar period ərzində a_{\max} -un qiyməti, period ərzində orta kvadratik və ya təsir edici

$$A = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T f^2(\omega t) dt}$$

qiyməti və modulca

$$A_{0r} = \frac{1}{T} \int_0^T |f(\omega t)| dt$$

orta qiymətidir. Əgər $f(\omega t)$ funksiyası absis oxuna nəzərən simmetrikdirsə və periodun yarısı müddətində bir dəfə də olsun işarəsini dəyişmirsə, onda

$$A'_{0r} = \frac{2}{T} \int_0^T f(\omega t) dt$$

-dir. Yəni onun moduluna görə orta qiyməti, yarım period ərzindəki orta qiymətinə bərabərdir. Yuxarıda yazdığımız ifadədə zamanın hesablamaya başlanğıcı elə seçilməlidir ki, $f(0)=0$ olsun. Əgər funksiya bütün period ərzində işarəsini dəyişmirsə (şəkil 8.6), bu funksiyanın modulca orta qiyməti A_0 sabitinə bərabərdir. Əgər periodik dəyişən kəmiyyətin əyrisi triqonometrik sıraya ayrılıbsa, onda onun təsiredici qiyməti aşağıdakı kimi tapılır:

$$A^2 = \frac{1}{T} \int_0^T \left[\sum_{k=0}^{\infty} A_{k_m} \sin(k\omega t + \psi_k) \right]^2 dt = \frac{1}{T} \sum_{k=0}^{\infty} \int_0^T A_{k_m}^2 \sin^2(k\omega t + \psi_k) dt + \\ + \frac{1}{T} \sum_{\substack{i=0 \\ k=0 \\ i \neq k}}^{\infty} \int_0^T A_{i_m} A_{k_m} \sin(i\omega t + \psi_i) \sin(k\omega t + \psi_k) dt$$

(8.4) cəminə daxil olan hər bir inteqral sıfıra bərabərdir. Deməli, müxtəlif harmonik hədlərin ani qiymətləri hasilələrinin period ərzindəki orta qiyməti sıfıra bərabərdir. Bunu nəzərə alıb təsiredici qiymət üçün alarıq:

$$A^2 = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{T} \int_0^T A_{k_m}^2 \sin^2(k\omega t + \psi_k) dt = A_0^2 + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_{k_m}^2}{2} = A_0^2 + \sum_{k=1}^{\infty} A_k^2 = \sum_{k=0}^{\infty} A_k^2$$

$$\text{və } A = \sqrt{\sum_{k=0}^{\infty} A_k^2}$$

Beləliklə, qeyri-sinusoidal periodik kəmiyyətin təsiredici qiyməti yalnız onun harmoniklərinin təsiredici qiymətlərindən asılı olub, onların ψ_k fazalarından asılı deyildir.

Əgər u gərginliyi u_0, u_1, u_2 harmoniklər sırasından ibarətdirsə və onların təsiredici qiymətləri U_0, U_1, U_2 -dirsə, onda gərginliyin təsiredici qiyməti

$$U = \sqrt{U_0^2 + U_1^2 + U_2^2 + \dots}$$

olar. Analoji olaraq i cərəyanının təsiredici qiyməti üçün də

$$I = \sqrt{I_0^2 + I_1^2 + I_2^2 + \dots}$$

yaza bilərik.

§ 8.4. Qeyri-sinusoidal periodik dəyişən cərəyan dövrələrinin hesabı

Əgər xətti dövrdə bir və ya bir neçə qeyri-sinusoidal periodik e.h.q. və ya cərəyan mənbəyi varsa, onda belə dövrənin hesabı üç mərhələdə aparılır.

1) mənbələrin e.h.q. və ya cərəyanlarının sabit və ya sinusoidal toplananlara ayrılması (diskret spektrin alınması);

2) superpozisiya prinsipinin tətbiqi və dövrdəki cərəyan və gərginliyin hər bir toplanan üçün ayrılıqda hesablanması;

3) hər bir toplanan üçün alınan hallara birgə baxılması.

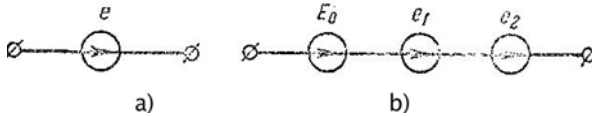
Ümumi şəkildə toplananların cəmlənməsi çox çətin olub, həm də həmişə vacib olmur. Belə ki, diskret spektrin xarakterinə görə əyrinin forması və onu xarakterizə edən əsas kəmiyyətlər haqqında mülahizə söyləmək olur.

Hesabatın əsasını təşkil edən ikinci mərhələni nəzərdən keçirək.

Əgər qeyri-sinusoidal e.h.q. sabit və sinusoidal toplananların cəmi şəklində göstərilmişsə, onda qeyri-sinusoidal e.h.q. mənbəyinə sabit e.h.q. mənbəyi ilə müxtəlif tezlikli sinusoidal e.h.q. mənbələrinin ardıcıl birləşməsi kimi baxmaq olar. Deməli, şəkil 8.8,a-da verilmiş mənbəyin e.h.q.-si

$$e = E_0 + E_{1m} \sin(\omega_1 t + \psi_1) + E_{2m} \sin(\omega_2 + \psi_2) - \text{dirsə,}$$

onda onun təsiri üç ardıcıl birləşdirilmiş mənbəyin təsirinə, analojidir (şəkil 8.8 b).



Şəkil 8.8

$$e_0 = E_0$$

$$e_1 = E_{1m} \sin(\omega_1 t + \psi_1)$$

$$e_2 = E_{2m} \sin(\omega_2 t + \psi_2)$$

Superpozisiya prinsipini tətbiq edib, ayrılıqda hər bir e.h.q. toplananının təsirini nəzərə almaqla dövrənin bütün hissələrindəki cərəyanın toplananlarını tapmaq olar.

Dövrədə cərəyanın ani qiyməti, onun toplananlarının ani qiymətləri cəminə bərabərdir. Hər hansı bir budaqda E_0 , e_1 və e_2 e.h.q.-lərinin yaratdığı cərəyanlar I_0 , i_1 və i_2 -dirsə, onda ümumi cərəyan

$$i = I_0 + i_1 + i_2 - \text{dir.}$$

Beləliklə, qeyri-sinusoidal e.h.q.-li xətti dövrələrin hesabı sinusoidal e.h.q.-li n sayda məsələnin və sabit e.h.q.-li bir məsələnin həllinə gətirilir. Burada n- müxtəlif tezlikli sinusoidal

dal e.h.q. toplananlarının sayıdır. Bu məsələlərin hər birinin həllində nəzərə almaq lazımdır ki, müxtəlif tezliklər üçün induktiv və tutum müqavimətləri müxtəlifdir. k dərəcəli harmonik üçün induktiv müqavimət birinci harmonikdəkindən k dəfə böyük, tutum müqaviməti isə, əksinə, k dəfə kiçikdir:

$$X_{Lk} = k\omega L = kX_{L1};$$

$$X_{Ck} = \frac{1}{k\omega C} = \frac{X_{C1}}{k}$$

Qeyd edək ki, aktiv müqavimət də tezlikdən asılıdır. Səth effektinin hesabına tezlik artdıqca aktiv müqavimət artır. Çox da yüksək olmayan tezliklərdə və kiçik en kəsiklərində isə müqavimətin tezlikdən asılılığını nəzərə almamaq olar. Əgər qeyri-sinusoidal e.h.q. mənbəyi bilavasitə tutumun sığaclarına birləşdirilibsə, onda cərəyanın k -nci harmoniki üçün

$$i_k = \frac{E_{k_m}}{x_k} \sin(k\omega t + \psi + \frac{\pi}{2})$$

yaza bilərik. Burada

$$X_{Ck} = \frac{1}{k\omega C}$$

-dir. k böyüdükcə həmin harmonik üçün reaktiv tutum müqaviməti kiçilir. Deməli, hətta amplitudu birinci harmonikin amplitudunun cüzi hissəsini təşkil edən yüksək e.h.q. və ya gərginlik harmoniki tutumda elə cərəyan yarada bilər ki, onun qiyməti cərəyanın əsas harmoniki ilə müqayisə oluna və hətta ondan böyük ola bilər. Ona görə də sinusoidə yaxın gərginlikdə tutumdakı cərəyan yüksək harmoniklərin təsirindən sırf qeyri-sinusoidal ola bilər.

Qeyri-sinusoidal e.h.q. mənbəyi induktivliyə qoşularkən k dərəcəli cərəyan harmoniki

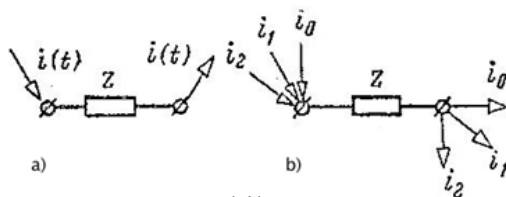
$$i_k = \frac{E_{k_m}}{x_k} \sin(k\omega t + \psi - \frac{\pi}{2})$$

kimi ifadə olunur. Burada $x_k = k\omega L$ -dir. Harmonik dərəcəsi artdıqca bu harmonika üçün induktiv müqavimət də artır. Ona görə də hətta qeyri-sinusoidallıq dərəcəsi yüksək olan gərginliklər şəraitində induktivlikdəki cərəyanın yüksək harmoniki nisbətən zəif olur və cərəyan əyrisi sinusoida yaxınlaşır. Əgər qeyri-sinusoidal mənbələrin e.h.q.-si yox, cərəyanları verilmiş olsa, məsələnin həlli prinsipi irəlidə şərh etdiyimiz şəkildə qalır.

Qeyri-sinusoidal cərəyan mənbəyini paralel birləşdirilmiş sinusoidal cərəyan mənbəyi kimi təsvir etmək olar ki, bu sinusoidal cərəyanlar da qeyri-sinusoidal cərəyanın uyğun komponentlərinə bərabər olar. Əgər budağın düyünlərinə və ya ikiqütblüyə

$$i = I_0 + I_{1m} \sin(\omega_1 t + \alpha_1) + I_{2m} \sin(\omega_2 t + \alpha_2)$$

cərəyanı tətbiq olunubsa, (şəkil 8.9 a) onda bu cərəyan mənbəyi paralel birləşdirilmiş üç mənbə kimi təsir göstərir (şəkil 8.9 b)



Şəkil 8.9

$$i_0 = I_0;$$

$$i_1 = I_{1m} \sin(\omega_1 t + \alpha_1)$$

$$i_2 = I_{2m} \sin(\omega_2 t + \alpha_2)$$

Cərəyanını hər bir toplananının Z -dəki gərginliyini hesablayıb tam gərginliyin ani qiymətini tapmaq olar. Bu gərginliyin ayrı-ayrı toplananlarının cəminə bərabərdir.

Ayrı-ayrı harmoniklərin hesabı zamanı kompleks üsuldən istifadə edib, hər bir harmonika üçün vektor diaqramı qurmaq olar. Lakin bu zaman vektorları toplamaq, müxtəlif

harmoniklərin kompleks gərginlikləri və cərəyanlarını cəmləmək yolverilməzdir.

§ 8.5. Qeyri-sinusoidal periodik cərəyan dövrlərində güc

İxtiyari formalı periodik cərəyanın period ərzindəki aktiv gücü

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T u i dt$$

kimi təyin olunur. Əgər gərginlik və cərəyanını ani qiymətlərini triqonometrik sıralar şəklində ifadə etsək,

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T \left[\sum_{k=0}^{\infty} U_{k_m} \sin(k\omega t + \psi_{u_k}) \right] \left[\sum_{k=0}^{\infty} I_{k_m} \sin(k\omega t + \psi_{i_k}) \right] dt$$

alarlıq.

Müxtəlif tezlikli sinusoidlərin ani qiymətləri hasilinin period ərzindəki orta qiyməti sıfıra bərabər olduğundan və triqonometrik sıralar ω tezliyində mütləq yığıldığından

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T \sum_{k=0}^{\infty} U_{k_m} I_{k_m} \sin(k\omega t + \psi_{u_k}) \sin(k\omega t + \psi_{i_k}) dt$$

və inteqrallama apardıqdan sonra

$$P = U_0 I_0 + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{U_{k_m} I_{k_m} \cos \varphi_k}{2} = \sum_{k=0}^{\infty} U_k I_k \cos \varphi_k$$

yaza bilərik. Burada $\varphi_k = \psi_{u_k} - \psi_{i_k}$ -dir. Son ifadədən aşağıdakı mühüm nəticə alınır:

Qeyri-sinusoidal cərəyanını orta gücü, ayrı-ayrı harmoniklərin orta gücləri cəminə bərabərdir. Sabit toplanana $\varphi_0=0$ olan sıfırıncı harmonik kimi baxılır.

$$P = \sum_{k=0}^{\infty} P_k$$

Bu yolla alınan güc **aktiv gücü** və ya enerjini ifadə edir ki, həmin enerji vahid zamanda dövrə hissəsində

dönmədən istilik, mexaniki və ya hər hansı bir enerji növünə çevrilir.

Sinusoidal cərəyanlarda olduğu kimi aktiv güclə P yanaşı burada da tam güc anlayışı da daxil edilir.

$$S = UI = \sqrt{\sum_{k=0}^{\infty} U_k^2 \sum_{k=0}^{\infty} I_k^2}$$

Aktiv güc həmişə tam gücdən kiçik olur. Dövrədə yalnız aktiv müqavimət olsa, onda $S=P$ olar.

Aktiv gücün tam gücə nisbəti **güc əmsalı** adlanır. Və şərti olaraq ν bucağının kosinusuna bərabər götürülür

$$\chi = \frac{P}{S} = \cos \nu$$

χ -nin həndəsi mənasını araşdırmaq üçün təsiredici qiyməti qeyri-sinusoidal kəmiyyətlərin təsiredici qiymətlərinə bərabər olan cərəyan və gərginliyin ekvivalent sinusoidləri anlayışından istifadə edilir. Əgər ekvivalent cərəyan və gərginlik sinusoidləri arasında faza sürüşməsinin müəyyən qiymətində (ν) dövrədə ayrılan güc, qeyri-sinusoidal cərəyanın dövrədə ayırdığı gücə bərabər olarsa, həmin sürüşmə bucağı irəlidə qeyd etdiyimiz ν şərti bucağı olar.

Aktiv gücə analogi olaraq reaktiv güc də ayrı-ayrı harmoniklərin reaktiv gücləri cəmi kimi müəyyən edilir:

$$Q = \sum_{k=1}^{\infty} Q_k = \sum_{k=1}^{\infty} U_k I_k \sin \varphi_k$$

Sinusoidal cərəyanlardan fərqli olaraq, qeyri-sinusoidal cərəyanlar üçün tam gücün kvadratı

$$S^2 \geq P^2 + Q^2$$

olur. Yəni o, aktiv və reaktiv güclərin kvadratı cəmindən böyük olur.

FƏSİL IX. ELEKTRİK DÖVRƏLƏRİNDƏ SƏRBƏST KEÇİD PROSESLƏRİ

§ 9.1. Kommütasiya qanunları

Elektrik dövrəsinin bir qərarlaşmış haldan digərinə keçməsi **keçid prosesi**, bu keçidə sərf olunan zaman isə keçid müddəti adlanır. Elektrik dövrələrində ayrı-ayrı budaqların qoşulması və açılması, ayrı-ayrı hissələrin açılıb bağlanması, qısaqapanması, parametrlərin birdən kəskin dəyişməsi və s. baş verə bilər. Bu dəyişmələr **kommütasiya** adlanır. Bu dəyişmələrin ani baş verdiyini qəbul edək. Həmin dəyişmələr zamanı **keçid prosesləri** baş verir və bu proseslər də kommütasiyadan müəyyən müddət sonra (nəzəri olaraq bu müddət sonsuz böyük ola bilər) sona yetir. Kommütasiyanın iki qanunu vardır:

Kommütasiyanın I qanunu induktivliyə malik dövrələrə aiddir. Bu qanuna görə kommütasiya anında dövrənin induktivlik olan ixtiyari budağındakı cərəyan və maqnit seli öz qiymətini sıçrayışla dəyişə bilməz. Kommütasiya anında onlar kommütasiyadan əvvəlki qiymətlərini saxlayır və sonra bu qiymətdən başlayaraq zaman keçdikcə tədricən dəyişirlər. Cərəyan olmayan sarğaclı budağı dövrəyə qoşanda kommütasiya anında bu budaqda cərəyan sıfırdır. Əgər kommütasiya anında bu budaqda cərəyan sıçrayışla dəyişsəydi, onda induktivlikdə gərginlik $L \frac{di}{dt} = U_L$ sonsuzluq olardı və Kirxhofun II qanunu ödənilməzdi.

Kommütasiyanın II qanunu tutuma malik dövrələrə aid olub, bu qanuna görə kommütasiya anında dövrənin istənilən budağında tutumdakı gərginlik və elektrik yükü öz qiymətini sıçrayışla dəyişə bilməz. Kommütasiya anında onlar kommütasiyadan əvvəlki qiymətlərini saxlayır və sonra bu qiymətlərdən başlayaraq zaman keçdikdə tədricən dəyişir.

Əgər kommutasiya anında həmin budaqda gərginlik sıçrayışla dəyişsəydi, onda cərəyan $i = C \frac{dU_c}{dt}$ sonsuzluq olardı və baxılan dövrdə Kirxhofun ikinci qanunu gözlənilməzdi.

Energetik baxımdan induktivlikdə cərəyanın, tutumda gərginliyin sıçrayışla dəyişə bilməməsi, onlarda toplanan maqnit $\left(\frac{Li^2}{2}\right)$ və elektrik $\left(\frac{CU^2}{2}\right)$ sahələri enerjilərinin sıçrayışla dəyişə bilməməsi ilə izah olunur. Doğrudan da, bu enerjilərin sıçrayışla dəyişməsi induktivlikdə və tutumda sonsuz böyük gücün olmasını tələb edir ki, bunun da fiziki mənası yoxdur. Belə ki, real mənbələr sonsuz böyük gücə malik olmur.

§ 9.2. Keçid, məcburi və sərbəst proseslər

Keçid proseslərin hesablanması bəzi ümumi məsələlərini nəzərdən keçirək. Bu məqsədlə aktiv müqaviməti, induktivliyi və tutumu ardıcıl birləşdirilmiş budaqlanmayan dövrə götürək və həmin dövrəni zaman etibarilə kəsilməz dəyişən və hər hansı bir analitik ifadə ilə verilmiş e.h.q. mənbəyinə qoşaq. İstənilən zaman anı üçün Kirxhofun II qanununu yazaq:

$$ri + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{c} \int idt = e \quad (9.1)$$

Burada i-keçid prosesinin cərəyanı və yaxud da sadəcə olaraq **keçid cərəyanı** adlanır. Keçid prosesi ilə hesablaşmaq mümkün olduqda **məcburi rejim** baş verir. İxtiyari periodik dəyişən e.h.q.-li mənbəyin yaratdığı məcburi rejimə **qərarlaşmış rejim** də deyirlər. Məcburi rejim baş verən zaman (9.1) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşür:

$$i_{mec} + L \frac{di_{mec}}{dt} + \frac{1}{C} \int i_{mec} dt = e \quad (9.2)$$

Burada i_{mec} –məcburi rejimin cərəyanı və yaxud da sadəcə olaraq **məcburi cərəyan** adlanır.

$$(9.2)\text{-dən } (9.1)\text{-i hədbəhəd çıxsaq və } i_{ser} = i - i_{mec} \quad (9.3)$$

işarələməsini qəbul etsək,

$$ri_{ser} + L \frac{di_{ser}}{dt} + \frac{1}{C} \int i_{ser} dt = 0 \quad (9.4)$$

və yaxud

$$U_{rser} + U_{Lser} + U_{Cser} = 0$$

alarıq. Burada i_{ser} -sərbət cərəyan, U_{ser} –sərbəst gərginlikdir. Keçid və məcburi rejimlərin cərəyan və gərginliklərinin fərqi uyğun olaraq **sərbəst cərəyan** və **sərbəst gərginlik** adlanır.

(9.4) ifadəsi göstərir ki, dövrə bir məcburi haldan digərinə keçdikdə cərəyanın sərbəst toplananları tərəfindən bütün elementlərdə yaradılan gərginliklər qarşılıqlı tarazlaşdırılır. Yalnız sərbəst gərginlik mənbəyi e.h.q.-sindən asılı olur. (9.3) münasibəti göstərir ki, dövredə baş verən prosesə iki biri-biri üzərinə gələn prosesin-sanki qəfildən baş vermiş məcburi və yalnız keçid prosesində mövcüd olan sərbəst proseslərin vəhdəti kimi baxmaq olar. Məhz sərbəst toplananların təsirindən keçid prosesində aramsız olaraq məcburi rejimə yaxınlaşma baş verir. Aydındır ki, keçid prosesi zamanı cərəyanlar və gərginliklər məcburi rejimin və sərbəst prosesin toplananlarına ayrılabilir:

$$i = i_{mec} + i_{ser}, U_r = U_{rmec} + U_{rser}, U_L = U_{Lmec} + U_{Lser}, \quad (9.5)$$

$$U_C = U_{Cmec} + U_{Cser}$$

Bu toplananlara ayrılma yalnız xətti dövrlər üçün mümkündür. Belə ki, superpozisiya prinsipi yalnız xətti dövrlərə tətbiq olunur. Onu da qeyd edək ki, fiziki baxımdan yalnız keçid cərəyanı və gərginlikləri mövcüddür. Onların məcburi və sərbəst toplananlara ayrılması xətti dövrlərdə keçid

proseslərinin hesablanmasını asanlaşdırmaq üçün tətbiq olunan riyazi üsuldur.

Kommutasiya qanunlarından istifadə edib, induktivlik olan budaqdakı sərbəst cərəyanın $i_{Lser}(0)$ və tutumdakı sərbəst gərginliyin $U_{Cser}(0)$ başlanğıc qiymətlərini tapmaq olar.

Tutuq ki, kommutasiyaya qədər dövrə ixtiyari rejimdə olmuşdur. Həmin rejimin cərəyanını $i_L(-t)$, gərginliyini $U_C(-t)$ kimi işarə edək. Kommutasiya anında $t=0$, cərəyan $i_L(-0)$ və gərginlik $U_C(-0)$ və kommutasiyadan əvvəlki cərəyan və gərginliyi məlum qəbul edək. Induktivlikdəki keçid cərəyanı və tutumdakı keçid gərginliyi kommutasiya anında sıçraışla dəyişə bilmədiyindən (9.5)-ə görə

$$i_L(-0) = i_{Lmec}(0) + i_{Lser}(0), U_C(-0) = U_{Cmec}(0) + U_{Cser}(0)$$

və ya

$$i_{Lser}(0) = i_L(-0) - i_{Lmec}(0), U_{Cser}(0) = U_C(-0) + U_{Cmec}(0)$$

olar.

Əgər dövrə kommutasiyaya qədər məcburi rejimdə idisə, onda həmin rejimin cərəyan və gərginliyini $i_{Lmec}(-t)$ və $U_{Cmec}(-t)$ ilə işarə edib, alarıq:

$$i_{Lser}(0) = i_{Lmec}(-0) - i_{Lmec}(0)$$

$$U_{Cser}(0) = U_{Cmec}(-0) - U_{Cmec}(0)$$

Xüsusi halda, əgər kommutasiyaya qədər dövrə açıq olsa, və tutum yüklənməmişsə, yəni

$$i_{Lmec}(-0) = 0, U_{Cmec}(-0) = 0 - \text{dürsə, onda}$$

$$i_{Lser}(0) = -i_{Lmec}(0), U_{Cser}(0) = -U_{Cmec}(0)$$

olar.

Adətən keçid prosesləri əvvəlcə **klassik metodun** köməyiylə sadə dövrlərdə öyrənilir. Metodun mahiyyəti dövradəki cərəyanları və gərginlikləri əlaqələndirən diferensial tənlikləri inteqrallamaqdan və bunun nəticəsində meydana

çıxan inteqral sabitlərini kommutasiya qanunlarından irəli gələn başlanğıc şərtlər vasitəsilə təyin etməkdən ibarətdir. Başlanğıc şərtlər dedikdə $t=0$ anında induktivliklərdəki cərəyanların və tutumlardakı gərginliklərin qiymətləri başa düşülür. Həmin qiymətlər kommutasiya anında sıçrayışla dəyişmir. Bəzən bu şərtlər asılı olmayan **başlanğıc şərtlər** adlanırlar. Bunlardan fərqli olaraq qalan bütün cərəyan və gərginliklərin başlanğıc qiymətləri asılı başlanğıc şərtlər adlanır. Bu şərtə Kirxhof tənliklərinin köməyiylə asılı olmayan başlanğıc şərtlərə görə tapılır. Klassik metodun köməyiylə mürəkkəb dövrlərdə keçid proseslərinin öyrənilməsinin çətinliyi asılı başlanğıc şərtlərin təyinindədir.

§ 9.3. r, L dövrəsinin qısa qapanması

Tutaq ki, real sarğac (buna sadəcə olaraq r, L dövrəsi də deyirlər). K açarı vasitəsilə qəfildən qısa qapanır (şəkil 9.1).

Kommutasiyaya qədər sarğacda cərəyan sabit idi:

$$i_{mec} = \frac{E}{R+r}$$

Kommutasiyadan sonra sarğacda məcburi cərəyan sıfır olduğundan

$$i = i_{ser}$$

olar (9.4)-ə görə sərbəst cərəyan birinci tərtib biricins diferensial tənliyi ödəyir:

$$L \frac{di_{ser}}{dt} + ri_{ser} = 0$$

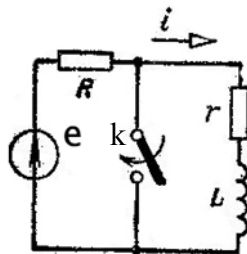
Bu tənliyin həlli

$$i_{ser} = A \cdot e^{-\frac{r}{L}t} \quad (9.6)$$

şəklindədir. $t=0$ olduqda (9.6)

$$i_{ser}(0) = A = i(0)$$

yəni



Şəkil 9.1

$$i = i_{ser} = i(0) \cdot e^{-\frac{r}{L}t} = i_{ser} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = i_{ser} e^{-\alpha t} \text{ olar.}$$

Burada $i_{ser}(0) = A$ -sərbəst cərəyanın başlanğıc qiyməti olub, dəyişmə əyrisi şəkil 9.2-də verilmişdir. $\tau = \frac{L}{r}$ -r,L dövrəsinin **zaman sabiti** adlanır, τ müddətində sərbəst cərəyan sönərək özünün başlanğıc $i_{ser}(0)$ qiymətindən başlayaraq e dəfə azalır. Doğrudan da

$$i_{ser}(\tau) = i_{ser}(0) \cdot e^{-1} = \frac{i_{ser}(0)}{e} = \frac{A}{e} \text{ -dir.}$$

Bunu qrafikdən təyin etmək üçün i_{ser} əyrisinə ixtiyari C nöqtəsində toxunan çəkmək lazımdır. CBD üçbucağından BD-ni tapmaq olar.

$$\tau = \frac{i_{ser}}{\frac{di_{ser}}{dt}} = \frac{i_{ser}}{m_t \text{tg}\beta} = \frac{m_t CD}{m_t \text{tg}\beta} = m_t BD \quad ($$

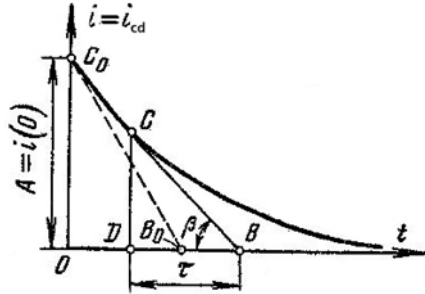
Burada m_i , $m_{\text{tg}\beta}$, m_t -miqyaslardır.

Deməli, zaman sabiti ədədi qiymətcə ixtiyari toxunan altının uzunluğuna bərabərdir.

Zaman sabitinin tərs qiyməti r , L dövrəsinin **sönmə əmsalı** adlanır:

$$\alpha = \frac{1}{\tau} = \frac{r}{L}$$

$i_{ser}(0)$ cərəyanının qiymətini, yəni A inteqral sabitini başlanğıc şərtlərdən tapaq. $t=0$ kommutasiya anında induktivlikdəki cərəyan sıçrayışla dəyişə bilmədiyindən



Şəkil 9.2

$$i_{ser}(0) = i(0) = i_{ser}(-0) = \frac{E}{R+r}$$

yaza bilərik. Bu zaman sarğacdakı cərəyan üçün

$$Z_2 = 0$$

yazmaq olar. Özü-özünə induksiya e.h.q.-si

$$e_L = -L \frac{di}{dt} = E \frac{r}{R+r} e^{-\frac{t}{\tau}} = -U_L \text{ -olar.}$$

Energetik baxımdan r , L dövrəsindəki qısaqapanma prosesi, komutasiyaya qədər sarğacın maqnit sahəsinin

$$W_m = \frac{Li^2(0)}{2}$$

enerji ehtiyatının, keçid prosesi müddətində r müqavimətində

$$Z_2 = 0$$

istiliyə çevrilməsi ilə xarakterizə olunur.

Nəzəri cəhətdən qısa qapanmada cərəyanın yox olması sonsuz uzun müddətdə baş verir. Ona görə də inteqralın yuxarı sərhəddi sonsuzluq götürülmüşdür. Lakin praktik olaraq çox saylı sarğaclar üçün bu proses sürətlə baş verir. r , L dövrləri üçün zaman sabiti bir neçə mikrosaniyədən saniyənin hissələrinə kimi təşkil edir.

Əgər qısaqapanmaya qədər sarğacda dəyişən cərəyan olsaydı, keçid prosesinin xarakteri dəyişməzdi. Lakin $i(0)$ cərəyanı qısaqapanma anında sarğacdakı cərəyana bərabər olar.

§ 9.4. r , L dövrəsinin sabit gərginliyə qoşulması

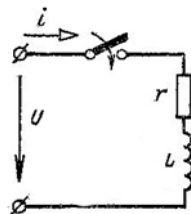
r , L dövrəsini sabit gərginliyə qoşanda (şəkil 9.3) ilk anda cərəyan sıfır olur. Ona görə də

$$i(0) = i_{mec}(0) + i_{ser}(0) = 0$$

yaza bilərik.

$$i_{mec} = i_{mec}(0) = \frac{U}{r}$$

olduğundan



Şəkil 9.3

$$\circ i_{ser}(0) = A = -\frac{U}{r} \text{ olur.}$$

Ona görə də keçid prosesinin cərəyanı

$$i = i_{mec} + i_{ser} = \frac{U}{r} + A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = \frac{U}{r}(1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$$

şəklində yazılır. Burada $\tau = \frac{L}{r}$ -dir.

İnduktivlikdə gərginlik

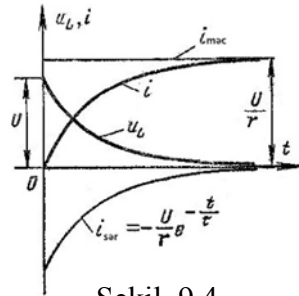
$$U_L = U_{L_{cap}} = L \frac{di}{dt} = U e^{-\frac{t}{\tau}}$$

şəklində olur.

Açar qoşulana kimi induktivlikdə gərginlik sıfıra bərabər və kommutasiya anında $U_L=U$ olduğundan, induktivlikdəki keçid və sərbəst gərginliklər sıçrayışla dəyişir i , i_{mec} , i_{sar} və U_L -nin dəyişmə əyriləri şəkil 9.4-də verilmişdir.

Bu əyrilərdən görünür ki, dövrədəki cərəyanın qərarlaşması ani baş vermir və

cərəyanı $\frac{U}{r}$ olan məcburi rejimin baş verməsi üçün müəyyən vaxt tələb olunur. (nəzəri olaraq bu vaxt sonsuz böyük ola bilər). Dövrənin zaman sabiti τ böyük olduqca i cərəyanının artma sürəti də bir o qədər yavaş olur.



Şəkil 9.4

Mənbədən alınan enerjinin

bir hissəsi sarğacın maqnit sahəsi enerjinin artmasına, digər hissəsi isə r müqavimətində istiliyin hasil olmasına sərf olunur.

§ 9.5. r , L dövrəsinin sinusoidal gərginliyə qoşulması

r , L dövrəsinin $U=U_m \sin(\omega t + \psi)$ qanunu ilə dəyişən sinusoidal gərginlik mənbəyinə qoşduqda (şəkil 9.3) məcburi cərəyan

$$i_{mec} = \frac{U_m}{z} \sin(\omega t + \psi - \varphi)$$

olar. Burada

$$z = \sqrt{r^2 + (\omega L)^2}; \quad \text{tg } \varphi = \frac{\omega L}{r} \text{ -dir.}$$

Sərbəst cərəyan isə

$$i_{ser} = A \cdot e^{-\frac{r}{L}t} = A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

kimi təyin olunur. Keçid cərəyanı üçün

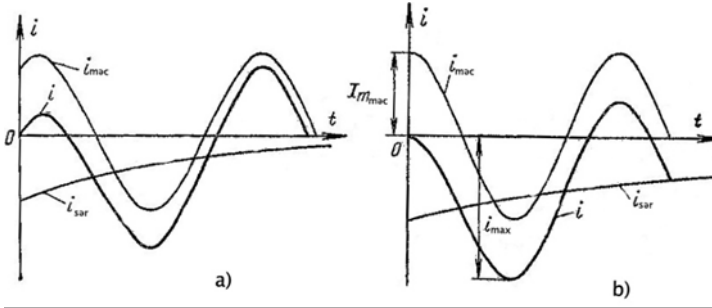
$$i = i_{mec} + i_{ser} = \frac{U_m}{2} \sin(\omega t + \psi - \varphi) + A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

alırıq.

Baxılan dövrdə qoşulmaya kimi, yəni kommutasiyaya kimi cərəyan yox idi. Ona görə də $t=0$ olduqda $i=0$ -dir və buradan

$$i_{ser}(0) = A = -\frac{U_m}{2} \sin(\psi - \varphi) \text{ olur.}$$

Nəticədə keçid cərəyanının son ifadəsi üçün



Şəkil 9.5

$$i = \frac{U_m}{z} \sin(\omega t + \psi - \varphi) - \frac{U_m}{z} \sin(\psi - \varphi) e^{-\frac{t}{\tau}} \text{ alırıq.}$$

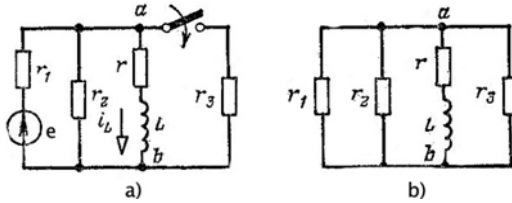
İnduktivlikdəki gərginlik üçün isə

$$U_L = L \frac{di}{dt} = U_m \left[\sin \varphi \sin(\omega t + \psi - \varphi + \frac{\pi}{2}) + \cos \varphi \sin(\psi - \varphi) e^{-\frac{t}{\tau}} \right]$$

alarıq.

Şəkil 9.5-də verilən i cərəyan əyrisindən görünür ki, $i_{s\bar{a}r}$ cərəyanı söndükcə keçid cərəyanı məcburi cərəyanaya yaxınlaşır. Lakin ψ -dən asılı olan $\frac{1}{4}T$ -dən $\frac{3}{4}T$ -yə qədər olan müddətdə cərəyanın qiyməti məcburi cərəyanın amplitudundan böyük qiymətlərə çata bilər. Bir induktivlikli budaqlanmayan dövrədə (şəkil 9.6 a) istənilən cərəyanın sərbəst toplanmasının zaman sabiti aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$\tau = \frac{L}{r + r_{gir}} \quad (9.7)$$



Şəkil 9.6

Burada r_{gir} –induktivlik olan budağın sıxaclarına nəzərən dövrənin giriş müqavimətidir.

Yazdığımız son düsturdakı r_{gir} müqavimətini tapmaqdan ötrü üçün şəkil 9.6a-da verilmiş sxemin sərbəst cərəyanlar üçün əvəz sxemini tərtib edək, yəni ilkin sxemi mənbəsiz verək. Bu zaman şəkil 9.6,b-dəki sxem alınır. Onda giriş müqaviməti üçün

$$r_{gir} = \frac{1}{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_3}}$$

yaza bilərik.

İndi isə baxılan dövrə üçün bilavasitə induktivlik olan qolda keçid cərəyanını təyin etməyə imkan verən sadə düsturu yazaq:

$$i_L(t) = i_{Lmec}(t) + i_{Lser}(t) = i_{Lmec}(t) + A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

Burada τ (9.7) düsturundan tapılır. $t=0$ olduqda düsturdan A tapılır. Beləliklə induktivlikdəki cərəyan üçün

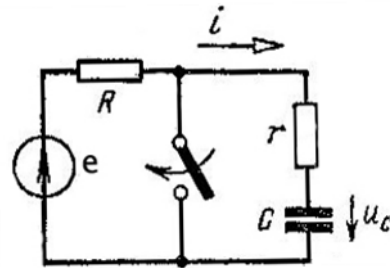
$$i_L(t) = i_{Lmec}(t) + A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

yaza bilərik.

§ 9.6. r, c dövrəsinin qısa qapanması

Tutaq ki, C kondensatoru sabit gərginlik mənbəyindən qidalanır (şəkil 9.7). Kondensatoru $U_0 = E$ gərginliyə kimi yükləyək. Sonra k açarı qapandıqda kondensator r müqavimətində boşalır. r müqavimətli C tutumlu budaq sadəcə olaraq **r, C dövrəsi** adlanır. Bu dövrdə keçid prosesini araşdıraq.

Tutumdakı gərginliyin və dövrdəki cərəyanın məcburi qiyməti sıfırdır. Cərəyan və gərginliyin sərbəst toplananlarını tapaq. Tutumda gərginliyin və cərəyanın müsbət istiqamətlərini eyni götürək. Onda sərbəst toplanan üçün



Şəkil 9.7

$$i_{ser} = \frac{dq_{ser}}{dt} = C \frac{dU_{ser}}{dt} \quad (9.8)$$

yaza bilərik.

Sərbəst toplananlar üçün Kirxhofun II qanununu yazaq:

$$ri_{ser} + U_{Cser} = 0 \quad (9.9)$$

(9.8) və (9.9) tənliklərinin köməyiylə sərbəst gərginlik üçün birtərtibli bircins diferensial tənliyi quraq:

$$rC \frac{dU_{ser}}{dt} + U_{Cser} = 0$$

Sonuncu tənliyin ümumi həlli

$$U_{Cser} = U_C = A \cdot e^{-\frac{t}{rC}} = U_{Cser}(0) e^{-\frac{t}{\tau}} = U_C(0) e^{-\alpha t}$$

şəklindədir. Burada $U_{Cser}(0) = A$ tutumda sərbəst gərginliyin başlanğıc qiymətidir. $\tau = rC$ kəmiyyəti r, C dövrəsinin **zaman sabiti**, $\alpha = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{rC}$ isə **sönmə əmsalı** adlanır.

$U_C(0)$ -nin qiyməti, yəni A inteqral sabiti başlanğıc şərtlərdən tapılır: $t=0$ kommutasiya anında tutumdakı gərginlik sıçraışla dəyişə bilmədiyindən

$$U_C(0) = A = E = U_0$$

olar. Kondensatordakı gərginlik üçün

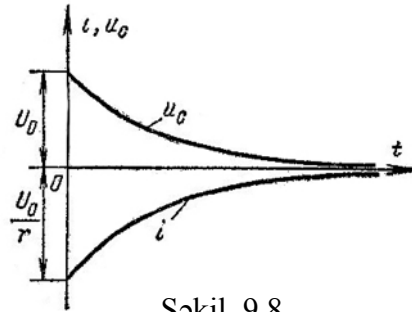
$$U_C = U_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

alırıq. (9.9)-dən keçid cərəyanı üçün

$$i = i_{ser} = -\frac{U_{Cser}}{r} = -\frac{U_0}{r} e^{-\frac{t}{\tau}}$$

(9.10) yazı bilərik.

Şəkil 9.8-də U_C və i -nin dəyişmə əyriləri verilmişdir. Enerji baxımından r, C dövrəsinin qısa qapanması kommutasiyadan əvvəl kondensatorun elektrik sahəsində toplanan ehtiyat enerjisinin r müqavimətində istiliyə çevrilməsi ilə izah olunur.



Şəkil 9.8

$$W_T = \int_0^{\infty} i^2 r dt = \frac{U_0^2}{r} \int_0^{\infty} e^{-\frac{2t}{rC}} dt = \frac{CU_0^2}{2}$$

Əgər dövrdə i -nin müsbət istiqamətini U_C -nin müsbət istiqamətinə əks götürsək onda (9.8) və (9.10) ifadələrində işarələr biri-birinə əks olaraq dəyişər.

§ 9.7. r, C dövrəsinin sabit gərginliyə qoşulması

r, C dövrəsinin sabit U gərginliyinə qoşub keçid prosesinə baxaq (şəkil 9.9).

Sərbəst proses üçün Kirxhofun II qanununa əsasən tərtib olunan tənlik irəlidə tanış olduğumuz

$$rC \frac{dU_{ser}}{dt} + U_{Cser} = 0$$

tənliyi ilə üst-üstə düşür. Ona görə də tutumda sərbəst gərginlik

$$U_{Cser} = A \cdot e^{-\frac{t}{rC}} = A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

olar.

Tutumda keçid gərginliyi isə

$$U_C = U_{Cmec} + U_{Cser} = U + A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

olar. Kondensator yüklü olmadıqda yəni $t=0$ anında $U_C(0)=0$ olduğundan $A=-U$ olur və buna görə də

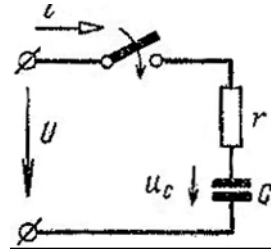
$$U_C = U(1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$$

alınar. Cərəyan üçün isə

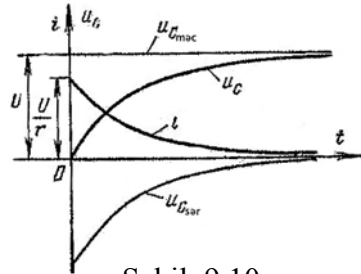
$$i = C \frac{dU_C}{dt} = \frac{U}{r} e^{-\frac{t}{\tau}}$$

alarıq.

Şəkil 9.10-də keçid prosesini xarakterizə edən $U_C, U_{Cmec}, U_{Cser}, i$, əyriləri verilmişdir. Qrafikdən görünür ki, tutumdakı gərginlik və dövrdəki cərəyan ani olaraq qərar-



Şəkil 9.9



Şəkil 9.10

laşmır. Dövrənin τ zaman sabiti böyük olduqca kondensatorun gərginliyi bir o qədər sürətlə artır, cərəyan isə bir o qədər sürətlə azalır.

§ 9.8. r, C dövrəsinin sinusoidal gərginliyə qoşulması.

Tutaq ki, r, C dövrəsi $U=U_m \sin(\omega t + \psi)$ sinusoidal gərginliyinə qoşulmuşdur. Bu zaman tutumda məcburi gərginlik

$$U_{C_{mec}} = \frac{U_m}{z\omega C} \sin(\omega t + \psi - \varphi + \frac{\pi}{2})$$

olar. Burada

$$z = \sqrt{r^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}, \operatorname{tg} \varphi = -\frac{1}{\omega Cr} \text{ -dir.}$$

Tutumda sərbəst gərginlik əvvəlki kimi

$$U_{C_{ser}} = A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

olduğundan tutumdakı keçid gərginliyi

$$U_C = U_{C_{mec}} + U_{C_{ser}} = \frac{U_m}{z\omega C} \sin(\omega t + \psi - \varphi + \frac{\pi}{2}) + A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

olar. Başlanğıc şərtlərə görə $t=0$ olduqda $U_C=0$ olduğundan son ifadədən

$$A = -\frac{U_m}{z\omega C} \sin(\psi - \varphi - \frac{\pi}{2})$$

və nəhayət tutumdakı keçid gərginliyi üçün

$$U_C = \frac{U_m}{z\omega C} \sin(\omega t + \psi - \varphi - \frac{\pi}{2}) - \frac{U_m}{z\omega C} \sin(\psi - \varphi - \frac{\pi}{2}) e^{-\frac{t}{\tau}}$$

alırıq. Burada dövrənin zaman sabiti $\tau = rC$ -dir. Keçid cərəyanı

$$i = C \frac{dU_C}{dt} = \frac{U_m}{r} [\cos \varphi \sin(\omega t + \psi - \varphi) - \sin \varphi \sin(\psi - \varphi - \frac{\pi}{2})] e^{-\frac{t}{\tau}}$$

kimi təyin olunur. R,L dövrlərində olduğu kimi, r, C dövrlərində də τ zaman sabiti giriş müqavimətinə görə təyin olunur:

$$\tau = (r + r_{gir})C$$

Tutumda gərginlik isə

$$U_C(t) = U_{Cmec}(t) + U_{Cser}(t) = U_{Cmec}(t) + A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \text{-dir.}$$

§ 9.9 . Budaqlanmamış r, L, C dövrlərində keçid prosesləri

Kirxhofun II qanununa görə budaqlanmayan dövrənin bütün elementlərində sərbəst gərginliklər qarşılıqlı sürətdə biri-birini tarazlaşdırır. Ona görə də omik müqavimət, induktivlik və tutumu ardıcıl birləşdirilmiş (buna **r, L, C dövrəsi** də deyilir) dövrə üçün (şəkil 9.11).

$$r i_{ser} + L \frac{di_{ser}}{dt} + U_{Cser} = 0 \quad (9.11)$$

yaza bilərik. Burada

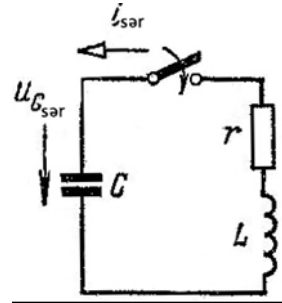
$$i_{ser} + \frac{dq_{ser}}{dt} + C \frac{dU_{Cser}}{dt} = 0 \quad (9.12) \text{-dir.}$$

(9.12)-ni (9.11)-də nəzərə alıb, diferensiallamadan sonra U_{Cser} üçün ikitərtibli diferensial tənlik alırıq:

$$\frac{d^2 U_{Cser}}{dt^2} + \frac{r}{L} \frac{dU_{Cser}}{dt} + \frac{1}{LC} U_{Cser} = 0 \quad (9.13)$$

Kondensatordakı sərbəst yüklər də bu diferensial tənliyi ödəyir:

$$\frac{d^2 q_{ser}}{dt^2} + \frac{r}{L} \frac{dq_{ser}}{dt} + \frac{1}{LC} q_{ser} = 0 \quad (9.14)$$



Şəkil 9.11

(9.14) tənliyini (9.12)-ni nəzərə almaqla zamana görə diferensiallasaq, onda

$$\frac{d^2 i_{ser}}{dt^2} + \frac{r}{L} \frac{di_{ser}}{dt} + \frac{1}{LC} q_{ser} = 0 \quad (9.15)$$

alarıq. (9.13), (9.14) və (9.15) tənlikləri göstərir ki, $U_{C_{ser}}$, q_{ser} və i_{ser} -nin dəyişməsi eyni qanuna tabedir.

Bu tənliklərdən istənilən birini həll etmək üçün xarakteristik tənlik qurulmalıdır:

$$p^2 + \frac{r}{L} p + \frac{1}{LC} = 0$$

Sərbəst prosesin xarakteri yalnız r , L , C dövrəsinin parametrlərindən, yəni xarakteristik tənliyin köklərinin qiymətlərindən asılıdır. Həmin köklər

$$P_{1,2} = -\frac{r}{2L} \pm \sqrt{\frac{r^2}{4L^2} - \frac{1}{LC}} \quad (9.16)$$

kimi təyin olunduğundan, sərbəst prosesin xarakteri kökalı ifadənin işarəsindən asılıdır və bu köklərin həqiqi və ya kompleks olduğunu müəyyənləşdirir.

§ 9.10. Kondensatorun aperiodik boşalması

r , L , C dövrəsində U_0 gərginliyinə kimi yüklənmiş kondensatorun **aperiodik boşalması** bu gərginliyin monoton olaraq U_0 –dan sıfıra kimi azalması ilə xarakterizə olunur. Yəni kondensatorun boşalıb dolması baş vermir. Enerjetik baxımdan bu, kondensatorun enerjisinin az hissəsinin maqnit sahəsi, çox hissəsinin isə rezistorda istilik enerjisinə çevrilməsi deməkdir. Müəyyən zaman anından sonra nəinki kondensatorun elektrik sahəsində qalan ehtiyat enerji, həm də maqnit sahəsinin enerjisi istiliyə çevrilir.

Bircins differensial tənliyin aperiodik həlli, yəni bizim baxdığımız halda sərbəst prosesin aperiodik xarakteri

(kondensatorun boşalması) xarakteristik tənliyin kökləri həqiqi olduqda, yəni

$$\frac{r^2}{4L^2} > \frac{1}{LC} \text{ və ya } r > 2\sqrt{\frac{L}{C}} \quad (9.17)$$

şərti ödəndikdə olur.

Sərbəst prosesin hələ aperiodik xarakterli olduğunu şərtləndirən, konturun ən kiçik müqavimətinə **kritik müqavimət** deyilir.

$$r_{kr} = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$$

Əgər $r > r_{kr}$ şərti ödəncə, onda p_1 və p_2 kökləri həqiqi və müxtəlif olar. Bu halda (9.13) bircins diferensial tənliyinin ümumi həlli

$$U_{Cser} = A_1 \cdot e^{P_1 t} + A_2 \cdot e^{P_2 t} \quad (9.18)$$

şəklində olar. Burada A_1 və A_2 (9.11) şərti daxilində inteqrallamanın həqiqi sabitləri olub başlanğıc şərtlərdən təyin olunur, P_1 və P_2 isə xarakteristik tənliyin həqiqi və müxtəlif kökləridir. Köklər hökmən mənfi işarəli olmalıdır. Belə ki, sərbəst proses zamana görə sönəndir.

(9.12)-yə görə keçid cərəyanı üçün

$$i_{ser} = C \frac{dU_{Cser}}{dt} = C(A_1 \cdot e^{P_1 t} + A_2 \cdot e^{P_2 t}) \quad (9.19)$$

olar.

Kondensator boşalanda tutumdakı məcburi gərginlik və cərəyan sıfır olduğundan, onların keçid qiymətləri sərbəst qiymətlərinə bərabər olur:

$$U_C = U_{Cser}, i = i_{ser}$$

$t=0$ anında, $U_C=U_0$ və $i=0$ başlanğıc şərtlərindən inteqral sabitləri tapılır. Başlanğıc qiymətləri (9.18) və (9.19)-da nəzərə alsaq,

$$U_0 = A_1 + A_2, 0 = A_1 P_1 + A_2 P_2$$

və buradan

$$A_1 = \frac{P_2 U_0}{P_2 - P_1}; A_2 = \frac{P_1 U_0}{P_2 - P_1}$$

alarıq. Son ifadələri (9.18) və (9.19)-da nəzərə alsaq,

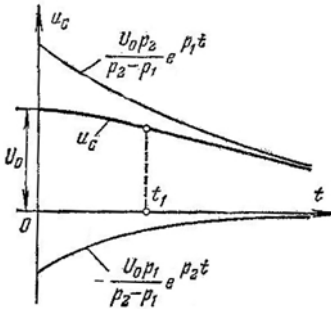
$$U_C = U_{Cser} = \frac{U_0}{P_2 - P_1} (P_1 \cdot e^{P_1 t} + P_2 \cdot e^{P_2 t}) \quad (9.20)$$

$$i = i_{ser} = \frac{C P_1 P_2 U_0}{dt} (e^{P_1 t} + e^{P_2 t}) \quad (9.21)$$

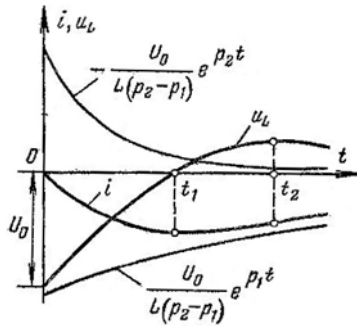
olar. Induktivlikdəki gərginlik aşağıdakı düsturdan tapılır:

$$U_L = U_{Lser} = L \frac{di}{dt} = \frac{U_0}{P_2 - P_1} (P_1 \cdot e^{P_1 t} + P_2 \cdot e^{P_2 t})$$

Tutum və induktivlikdəki gərginliklər və cərəyanın, habelə onların toplananlarının dəyişmə əyrisi şəkil 9.12 və şəkil 9.13-də verilmişdir. Bu əyriilər göstərir ki, tutumda gərginlik



Şəkil 9.12



Şəkil 9.13

U_0 -dan başlayaraq monoton azalır, lakin cərəyan sıfırdan başlayaraq maksimuma kimi artır və sonra yenidən azalır. Koordinat başlanğıcından U_C əyrisinə toxunan üfuqidir. Belə

ki, U_C ilk anda maksimum qiymətə malik olur. $i = C \frac{dU_C}{dt}$

olduğundan cərəyan əyrisinin maksimumu və U_C gərginlik əyrisinin əyilməsi eyni t_1 momentində baş verir. Bu t_1 müddəti $\frac{di}{dt}$ törəməsini sıfıra bərabər etməklə təyin olunur.

U_L əyrisinin maksimumu və i əyrisinin əyilmə nöqtəsi eyni, t_2 zamanında baş verir. Bu da $U_L = L \frac{di}{dt}$ bərabərliyindən

alınır. $\frac{dU_L}{dt}$ törəməsini sıfıra bərabər götürməklə həmin t_2 zamanını tapmaq olar.

§ 9.11. Kondensatorun aperiodik boşalmasının limit halı

Kondensatorun aperiodik boşalmasının limit halı konturun r müqaviməti r_{kr} -ə bərabər olduqda, yəni

$$P^2 + \frac{r}{L}P + \frac{1}{LC} = 0 \quad (9.22)$$

xarakteristik tənliyinin kökləri həqiqi olub

$$P_1 = P_2 = P = -\frac{r}{2L} \quad (9.23)$$

olduqda baş verir. Kondensatorda sərbəst gərginliyin

$$\frac{d^2U_{Cser}}{dt^2} + \frac{r}{L} \frac{dU_{Cser}}{dt} + \frac{1}{LC}U_{Cser} = 0$$

diferensial tənliyinin ümumi həlli.

$$U_{Cser} = U_C = (A_1 + A_2t) \cdot e^{Pt} \quad (9.24)$$

şəklindədir.

$$i_{ser} = \frac{dq_{ser}}{dt} = C \frac{dU_{Cser}}{dt} \text{ -yə görə sərbəst cərəyan üçün.}$$

$$i_{ser} = i = C(A_2 + PA_1 + PA_2t) \cdot e^{Pt} \quad (9.25)$$

alarıq.

$U_C(0)=U_0$ və $i(0)=0$ başlanğıc şərtlərindən $A_1=U_0$, $A_2=PU_0$ inteqral sabitlərini tapıb (9.24) və (9.25)-də yerinə yazsaq, tutumda cərəyan və gərginliyi, başqa sözlə desək, keçid kəmiyyətlərini alarıq:

$$U_C = U_0(1 - pt)e^{pt}$$

$$i = -Cp^2U_0te^{pt} = -\frac{U_0}{L}te^{pt}$$

İnduktivlikdə gərginlik həmçinin

$$U_L = L \frac{di}{dt} = -U_0(1 + pt)e^{pt}$$

kimi təyin olunur.

i , U_C və U_L -in əyriləri keyfiyyətcə şəkil 9.12 və şəkil 9.13-də təsvir etdiyimiz əyrilərdən fərqlənir.

§ 9.12. Kondensatorun periodik (rəqsi) boşalması

Əgər konturun müqaviməti $r < r_{kr}$ şərtini ödəyirsə və $P^2 + \frac{r}{L}P + \frac{1}{LC} = 0$ xarakteristik tənliyinin kökləri kompleks və qoşmadırsa, onda kondensatorun boşalması **periodik** olar. (9.16) ifadəsində

$$\alpha = \frac{r}{2L}$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{r^2}{4L^2}} = \frac{2\pi}{T_0}$$

işarələmələrini aparaq və belə ki

$$\sqrt{\alpha^2 + \omega_0^2} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \text{ -dir.}$$

ω_0 -konturun məxsusi rəqslərinin bucaq tezliyi, T_0 -onun məxsusi rəqslərinin periodudur.

P_1 və P_2 kökləri üçün

$$P_{1,2} = -\alpha \pm j\omega_0$$

alarıq. Bu halda (9.13) tənliyinin həlli

$$U_{C_{ser}} = Ae^{-\alpha t} \sin(\omega_0 t + \chi) \quad (9.26)$$

şəklində axtarılır. Onda cərəyan

$$i_{ser} = CAe^{-\alpha t} [-\alpha \sin(\omega_0 t + \chi) + \omega_0 \cos(\omega_0 t + \chi)] \quad (9.27)$$

olar.

Tutumda keçid gərginliyi və cərəyan əvvəlki kimi onların sərbəst qiymətlərinə bərabər olduğundan və başlanğıc şərtlər əvvəlki kimi qaldığından (9.26) və (9.27)-dən

$$U_0 = A \sin \chi; \quad 0 = CA(-\alpha \sin \chi + \omega_0 \cos \chi)$$

alarıq. Son münasibətlərdən

$$A \cos \chi = \frac{\alpha}{\omega_0} U_0$$

$$\operatorname{tg} \chi = \frac{\omega_0}{\alpha}; \quad A = \frac{U_0}{\omega_0 \sqrt{LC}}$$

$$\sin \chi = \frac{\omega_0}{\sqrt{\alpha^2 + \omega_0^2}}; \quad \cos \chi = \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \omega_0^2}}$$

alarıq. A, $\sin \chi$ və $\cos \chi$ -nın qiymətlərini (9.26) və (9.27)-də yazıb,

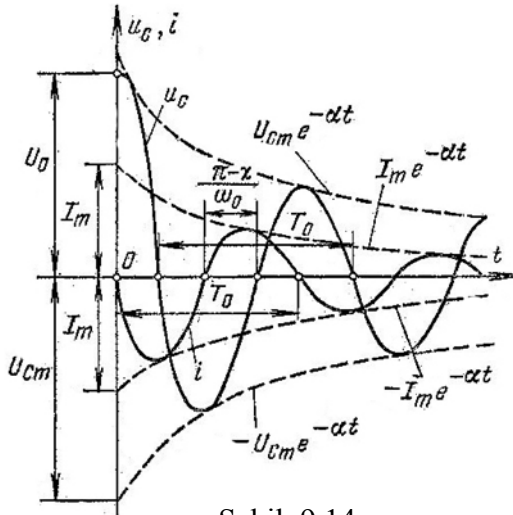
$$U_{C_{cap}} = U_{L_m} = \frac{U_0}{\omega \sqrt{LC}} = \frac{U_0}{\sin \chi}; \quad I_m = \frac{U_0}{\omega_0 L}$$

işarəmələrinin qəbul edərək

$$\left. \begin{aligned} U_C &= U_{C_m} e^{-\alpha t} \sin(\omega_0 t + \chi) \\ i &= I_m e^{-\alpha t} \sin(\omega_0 t + \pi) \\ U_L &= U_{L_m} e^{-\alpha t} \sin(\omega_0 t - \chi) \end{aligned} \right\} \quad (9.28)$$

alarıq.

U_C və i -nin dəyişmə əyriləri şəkil 9.14-də verilmişdir. Tutumda və induktivlikdə cərəyan və gərginlik sönən sinusoidal funksiya şəklindədir.



Şəkil 9.14

Konturun məxsusi rəqslərinin bucaq sürəti ω_0 , sönmə əmsalı α olub, hər iki kəmiyyət r , L , C ilə təyin olunur χ başlanğıc faza da konturun parametrlərindən asılıdır. Qeyd edək ki, tutumda cərəyan gərginliyi fazaca $\pi - \chi$ qədər qabaqlayır, induktivlikdə isə $\pi - \chi$ -qədər ondan geri qalır. Daha dəqiq desək U_C və i əyriləri sinusoidal deyil, ona bənzəyir və maksimumları onların absis oxunu kəsdiyi nöqtələr arasındakı mərkəzdə yerləşir.

Baxılan rəqslərin sönmə tezliyi t və $t + T_0$ zaman anlarındakı gərginliklərin nisbəti ilə təyin olunur və bu **rəqsin dekrementi** adlanır:

$$\frac{U_C(t)}{U_C(t+T_0)} = \frac{U_{Cm} e^{-\alpha t} \sin(\omega_0 t + \chi)}{U_{Cm} e^{-\alpha(t+T_0)} \sin[\omega_0(t+T_0) + \chi]} = e^{\alpha T_0}$$

Bu kəmiyyət zamandan asılı olmayıb yalnız r , L , C -dən asılı sabit kəmiyyətdir. Çox vaxt sönmə tezliyi bu nisbətin natural loqarifması

$$\Delta = \ln \frac{U_c(t)}{U_c(t+T_0)} = \alpha T_0$$

ilə xarakterizə olunur. Bu elə rəqslərin loqarifmik dekrementidir.

Kondensatorun rəqsi boşalması ideal sarğacda baş versə, onda biz $r=0$ şərtilə

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}; \operatorname{tg} \chi = \infty; \chi = \frac{\pi}{2}; \alpha = 0$$

alarıq. Yəni sönmə sıfırdır, məxsusi rəqslərin tezliyi isə ən böyük qiymətə malik olub, ardıcıl dövrənin rezonans tezliyinə bərabərdir.

(9.28)-düsturlarından görünür ki, U_C , i və U_L , ω_0 - bucaq sürətilə harmonik dəyişir:

$$U_C = U_0 \sin(\omega_0 t + \frac{\pi}{2})$$

$$i = \frac{U_0}{\sqrt{LC}} \sin(\omega_0 t + \pi); U_L = U_0 \sin(\omega_0 t - \frac{\pi}{2})$$

İnduktivlikdə cərəyan i gərginlikdən fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər

geri qalır, tutumda isə onu $\frac{\pi}{2}$ qədər qabaqlayır. Müqavimət olmadığından ilkin enerji ehtiyatı dəyişməz qalır. Bu halda elektrik sahəsi enerjisi maqnit sahəsi enerjisinə, maqnit sahəsi enerjisi isə elektrik sahəsi enerjisinə çevrilir.

§ 9.13. r, L, C dövrəsinin sabit gərginliyə qoşulması.

Əgər r , L , C dövrəsinin sərbəst cərəyanının hər bir toplananı eksponensial qanunla dəyişərsə, belə kontur

aperiodik adlanır. r , L , C aperiodik konturunun sabit U gərginliyinə qoşulmasını (şəkil 9.15) tutumun aperiodik boşalması ilə müqaisə etsək, belə nəticəyə gəlmək olar ki, məcburi cərəyan əvvəlki kimi yenə də sifıra, tutumdakı məcburi gərginlik isə sifıra deyil, U -ya bərabərdir. Ona görə də tutumun aperiodik boşalmasından fərqli olaraq burada $U_{Cser}(0-) = -U$, yəni A_1 və A_2 əmsallarının işarəsi əksinə dəyişəcəkdir. Tutumda gərginlik, induktivlikdə cərəyan və gərginlik

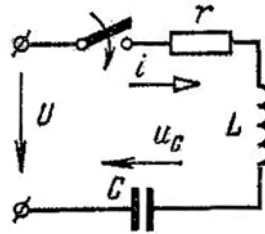
$$U_C = U + \frac{U}{P_1 - P_2} (P_2 e^{P_1 t} - P_1 e^{P_2 t})$$

$$i = \frac{U}{L(P_1 - P_2)} (e^{P_1 t} - e^{P_2 t})$$

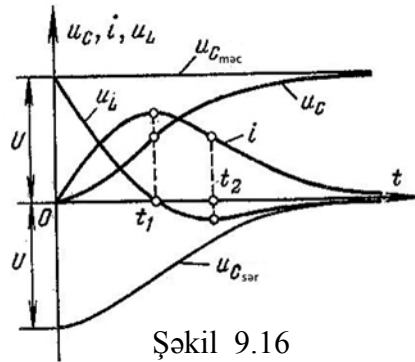
$$U_L = \frac{U}{(P_1 - P_2)} (P_1 e^{P_1 t} - P_2 e^{P_2 t})$$

kimi təyin olunur.

U_C , i və U_L ayrılıqları şəkil 9.16-da verilmişdir. Şəkildən görünür ki, tutumda gərginlik sıfırdan başlayaraq U -ya kimi monoton artır və $t=t_1$ olduqda ayrinin əyilməsi cərəyanını maksimal qiymət alması anı ilə üst-üstə düşür. Başlanğıc anda U_C ayrisinə toxunan üfüqidir, belə ki həmin anda cərəyan $i=0$ -dır. r , L , C dövrəsi o zaman rəqs konturu adlanır ki, onda sərbəst cərəyan sinusoidal qanunla sönsün. r , L , C rəqs konturunun U gərginliyinə qoşulması ilə tutumun rəqsi boşalmasını müqaisə etdikdə görürük ki, baxılan halda sərbəst gərginliklər və cərəyan rəqsi boşalmadakı kimi dəyişir. Lakin



Şəkil 9.15



Şəkil 9.16

qoşulması ilə tutumun rəqsi boşalmasını müqaisə etdikdə görürük ki, baxılan halda sərbəst gərginliklər və cərəyan rəqsi boşalmadakı kimi dəyişir. Lakin

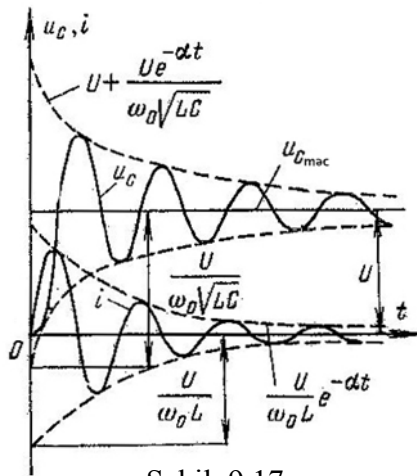
tutumun rəqsi boşalmasından fərqli olaraq burada $U_{Cser}(0-) = -U$ olur və A əmsalının işarəsi əksinə dəyişir. Bu halda keçid prosesini xarakterizə edən U_C , i və U_L aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$U_C = U_{Cmec} + U_{Cser} = U - \frac{U}{\omega_0 \sqrt{LC}} e^{-\alpha t} \sin(\omega_0 t + \chi);$$

$$i = i_{ser} = \frac{U}{\omega_0 L} e^{-\alpha t} \sin(\omega_0 t);$$

$$U_L = -U_{Lser} = \frac{U}{\omega_0 \sqrt{LC}} e^{-\alpha t} \sin(\omega_0 t - \chi).$$

Tutumda cərəyan i və gərginliyin U_C əyriləri şəkil 9.17 –də verilmişdir. Cərəyan sıfırıncı qiymətə nəzərən sönən rəqs edir. Tutumda gərginlik isə özünün məcburi qiyməti U ətrafında rəqs edir və o, $2U$ -nu aşı bilməz. Dövrəni qoşduqdan təxminən yarım perioddan sonra tutumda gərginlik özünün ən böyük qiymətini alır. Bundan impuls texnikasında enerji mənbəyindəkindən iki dəfə böyük gərginlik almaq üçün istifadə olunur. Müəyyən tezlikli r , L , C rəqs konturu sabit gərginliyə qoşulur və açılır. Uyğun olaraq kondensatorun sıxaclarında həmin, tezlikdə gərginlik impulsu yaranır ki, onun da qiyməti mənbəyin gərginliyindən təxminən iki dəfə böyük olur.



Şəkil 9.17

Əgər ideal rəqs konturu sabit gərginliyə qoşulsa, ($r=0$) bu zaman $U_C = U - U \cos \omega_0 t$

$$i = \frac{U}{\sqrt{LC}} \sin \omega_0 t$$

$$U_L = U \cos \omega_0 t$$

olar. Cərəyan və gərginlik tutumda ω_0 sərbəst rəqs tezliyi ilə dəyişir. Bu zaman tutumda gərginlik 0-dan $2U$ -ya kimi dəyişir.

Enerji baxımından r , L , C dövrəsinin sabit gərginliyə qoşulması prosesi o nöqtəyi nəzərdən maraqlıdır ki, istənilən r , L , C -də mənbədən alınan enerjinin bir hissəsi istiliyə, digər hissəsi isə kondensatorun elektrik sahəsinin enerjisinə çevrilir. Mənbədən alınan enerji

$$\int_0^{\infty} U i dt = \int_0^{\infty} (U_r i + U_L i + U_C i) dt = \int_0^{\infty} r i^2 dt + \int_0^0 L i dt + \int_0^U C U_C dU_C$$

və ya

$$U \int_0^U C dU_C = CU^2 = \int_0^{\infty} r i^2 dt + \frac{CU^2}{2}$$

yəni

$$\int_0^{\infty} r i^2 dt = \frac{CU^2}{2} \text{ -dir.}$$

Göstərmək olar ki, bu energetik münasibət $L=0$ olduqda da, yəni r , C dövrəsini sabit gərginliyə qoşduqda da gözlənilir.

Aperiodik və periodik r , L C konturları sinusoidal $U=U_m \sin(\omega_0 t + \psi)$ gərginliyinə qoşularkən dövredə yaranan fiziki hadisələr və onların hesabı irəlidə göstərilənlərə analogi olaraq aparılır və bu halda dəyişən cərəyan dövrlərinin xüsusiyyətləri nəzərə alınır.

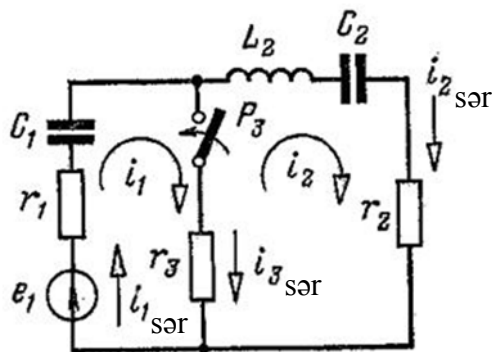
§ 9.14. Klassik metodla keçid proseslərinin hesablanması ümumi halı

Biz irəlidə ardıcıl birləşdirilmiş dövrlərdə keçid proseslərini araşdırdıq. Klassik metodla keçid proseslərinin

hesablaşmasını araşdırmaq üçün budaqlanmış elektrik dövrəsində (şəkil 9.18) bu proseslərə baxaq.

Dövrəyə sabit və ya harmonik e.h.q. və ya cərəyan mənbəyi qoşula bilər.

K açarını qapadıqda keçid prosesində dövrənin bütün budaqlarında cərəyanı, tutum elementlərində gərginliyi tapmaq. Bu məqsədlə kommutasiyadan əvvəl və sonra məcburi cərəyanları və gərginlikləri təyin etmək. Mənbələrin e.h.q.-si və ya cərəyanı sabit və ya harmonik dəyişən olduğundan kommutasiyadan əvvəl və sonra məcburi rejimləri məlum metodlardan birinin köməyi ilə hesablaya bilərik.



Şəkil 9.18

Sərbəst cərəyanları və gərginlikləri təyin etmək üçün xarakteristik tənlikləri quraq. Bu məqsədlə sərbəst toplananların ani qiymətlərinə tətbiq oluna bilən kontur cərəyanları metodundan istifadə edək.

$$(r_1 + r_3)i_{1ser} + \frac{1}{C_1} \int i_{1ser} dt - r_3 i_{2ser} = 0 \quad (9.29)$$

$$-r_3 i_{1ser} + (r_2 + r_3)i_{2ser} + L_2 \frac{di_{2ser}}{dt} + \frac{1}{C_2} \int i_{2ser} dt = 0$$

r_{11} , r_{22} , L_{22} , C_{11} , C_{22} , r_{12} işarələmələrini qəbul edək. Burada r_{11} , r_{22} -hər bir konturun müqaviməti, L_{22} -induktivliyi,

C_{11} , C_{22} -hər bir konturun tutumu, r_{12} -isə iki qonşu konturun ümumi müqavimətidir. Bu işarələmələri nəzərə almaqla irəlidə yazdığımız tənliklər aşağıdakı şəkllə düşər:

$$\begin{aligned} r_{11}i_{1ser} + \frac{1}{C_{11}} \int i_{1ser} dt - r_{12}i_{2ser} &= 0 \\ r_{21}i_{1ser} + r_{22}i_{2ser} + L_{22} \frac{di_{2ser}}{dt} + \frac{1}{C_{22}} \int i_{2ser} dt &= 0 \end{aligned} \quad (9.30)$$

i_{1ser} və ya i_{2ser} cərəyanları üçün (9.30) tənliklər sisteminin həlli ümumi şəkildə eksponensial funksiyaların cəmləri kimi olub, bunların eyni üstlərə malik hər bir çütü bu tənliyi ödəməlidir. Ona görə də hər çüt üçün

$$i_{1ser} = A' e^{Pt}, i_{2ser} = A'' e^{Pt}$$

yazmaq olar. Onda

$$\begin{aligned} \frac{di_{1ser}}{dt} = PA' e^{Pt} = Pi_{1ser}, \frac{di_{2ser}}{dt} = Pi_{2ser} \\ \int i_{1ser} dt = \frac{1}{P} A' e^{Pt} = \frac{i_{1ser}}{P}, \int i_{2ser} dt = \frac{i_{2ser}}{P} \end{aligned}$$

olar. i_{1ser} və i_{2ser} cərəyanlarının törəmə və inteqrallarının qiymətini (9.30)-də nəzərə alsaq,

$$\begin{aligned} (r_{11} + \frac{1}{PC_{11}})i_{1ser} + r_{12}i_{2ser} &= 0 \\ r_{21}i_{1ser} + (r_{22} + PL_{22} + \frac{1}{PC_{22}})i_{2ser} &= 0 \end{aligned} \quad (9.31)$$

alarlıq. Beləliklə i_{1ser}, i_{2ser} -funksiyalarına görə diferensial tənlik, həmin funksiyalara görə (9.31) cəbri tənliklərə çevrildi. Bu çevrilmə diferensial tənliklərin **cəbrləşdirilməsi** adlanır. (9.31) bircins tənlikləri sisteminin təyinedicisi sıfır olsa, onda o, sıfırcıdan fərqli həllə malikdir.

$$\Delta(p) = \begin{vmatrix} r_{11} + \frac{1}{pC_{11}} & r_{12} \\ r_{21} & r_{22} + pL_{22} + \frac{1}{pC_{22}} \end{vmatrix} = 0 \quad (9.32)$$

(Sıfırcı həll $i_{1s} = i_{2s} = 0$ sərbəst prosesin olmadığını göstərir ki, bu da xüsusi halda mümkündür).

(9.32)-dən alınır ki, p , $\Delta(p) = 0$ tənliyinin köküdür. Tənliyin özü isə verilmiş diferensial tənliklər sisteminin xarakteristik tənliyidir. $\Delta(p) = 0$ tənliyi adi cəbri yolla həll olunur. Ona görə də gələcəkdə onun p_1 , p_2 və p_3 köklərini məlum qəbul edirik. Ümumi halda $\Delta(p)$ -ni aşağıdakı kimi tərtib etmək olar. (9.31) tənliklərinə baxdıqda görünür ki, i_{1ser} və i_{2ser} -in əmsalları baxılan konturların kompleks müqaviməti kimi verilmişdir. Lakin $j\omega$, p ilə əvəz olunmuşdur. Məsələn, ikinci konturun kompleks müqaviməti

$$Z_{22} = r_{22} + j\omega L_{22} + \frac{1}{j\omega C_{22}}$$

$$Z_{22}(p) = r_{22} + pL_{22} + \frac{1}{pC_{22}}$$

ilə əvəz olunmuşdur. Beləliklə, kontur cərəyanları metodu ilə dəyişən cərəyan dövrlərinin hesablanmasında olduğu kimi sistemin təyinedicisi tərtib oluna bilər.

Göstərmək olar ki, şəkil 9.18-dəki dövrənin ixtiyari budağı üçün, məsələn, birinci budaq üçün dövrənin giriş müqavimətinin P -dən asılılığı

$$Z_{1, \text{in}}(p) = Z_1(p) + \frac{Z_2(p) \cdot Z_3(p)}{Z_2(p) + Z_3(p)} \quad (9.33)$$

kimidir. Giriş müqavimətini sıfıra bərabər edib, dövrənin xarakteristik tənliyini ala bilərik. İstənilən budağın giriş müqaviməti ifadəsinin məxrəci eyni olacaqdır. Ona görə də xarakteristik tənliyi almaq üçün ixtiyari budaq üçün giriş

müqavimətinin P-dən asılılığı düsturunu yazmaq kifayətdir. Xarakteristik tənliyin köklərini tapmaqla kontur cərəyanlarının hər biri üçün ümumi ifadəni yaza bilərik.

Bir neçə hala baxaq

1). P_1, P_2, P_3 kökləri həqiqi və müxtəlifdir. Onda

$$i_{1ser} = A_1 e^{P_1 t} + A_2 e^{P_2 t} + A_3 e^{P_3 t} \text{ olar.}$$

2). P_1, P_2, P_3 kökləri həqiqi və bərabərdir, yəni $P_1=P_2=P_3=P$ -dir. Onda

$$i_{1ser} = (A_1 + A_2 t + A_3 t^2) e^{Pt} \text{ -dir. (9.35)}$$

3) P_1 -kökü həqiqi, P_2, P_3 kompleks və qoşmadır, yəni $P_2=-\alpha+j\omega; P_3=-\alpha-j\omega$ -dir. Onda

$$i_{1ser} = A_1 e^{Pt} + (A_2 \cos \omega t + A_3 \sin \omega t) e^{-\alpha t} \text{ (9.36) olar.}$$

Hesablama qaydası xarakteristik tənliyin köklərinin formasından asılı olmadığından gələcəkdə birinci hala baxacağıq.

Şəkil 9.18-dəki sxemdə budaqlarda cərəyanların ixtiyari müsbət istiqamətlərini seçək. Həmin istiqamətlərin mümkün qədər kontur cərəyanlarının əvvəl seçilmiş müsbət istiqamətləri ilə üsi-üstə i_{1ser} düşməsi məqsədəuyğundur (məsələn, 1 və 2 budaqlarında i_{1ser} və i_{2ser} cərəyanları). Sonra 1 budağındakı keçid cərəyanı üçün

$$i_1 = i_{1mec} + i_{1ser} = i_{1mec} + A_1 e^{P_1 t} + A_2 e^{P_2 t} + A_3 e^{P_3 t} \text{ (9.37) yazaq. } A_1,$$

A_2, A_3 -ü tapmaq üçün (9.37)-ni iki dəfə diferensiallayaq və həmin diferensiallanmış ifadələrdə $t=0$ götürək:

$$i_1(0) = i_{1mec}(0) + A_1 + A_2 + A_3$$

$$i_1'(0) = i_{1mec}'(0) + P_1 A_1 + P_2 A_2 + P_3 A_3 \text{ (9.38)}$$

$$i_1''(0) = i_{1mec}''(0) + P_1^2 A_1 + P_2^2 A_2 + P_3^2 A_3$$

i_{1mec} -nin qiyməti və $t=0$ olduqda törəməsi, habelə xarakteristik tənliyin P_1, P_2, P_3 kökləri məlum olduğundan, əgər i_1 və onun törəmələri i_1' və i_1'' , $t=0$ anında məlumdursa, (9.38)-dan A_1, A_2

və A_3 -ü tapmaq olar $i_1(0)$, $i_1'(0)$ və $i_1''(0)$ -ı hesablamaqdan ötrü budaqlardakı cərəyanlar üçün Kirxhofun I və II qanunlarını yazmaq:

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= i_2 + i_3 \\ r_1 i_1 + U_{C_1} + r_3 i_3 &= e_1 \end{aligned} \right\} (9.39)$$

Burada $i_1 = C_1 \frac{dU_{C_1}}{dt}$ -dir.

$$r_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + U_{C_2} - r_3 i_3 = 0 (9.40)$$

Burada $i_2 = C_2 \frac{dU_{C_2}}{dt}$ -dir.

Kommutasiya qanunlarına görə induktivlik olan budaqlarda cərəyan, tutum olan budaqlarda isə gərginlik sıçraışla dəyişə bilməz. Deməli (9.39) və (9.40) sistemlərində $t=0$ olduqda $i_2(0)$, $U_{C_1}(0)$ və $U_{C_2}(0)$ məlumdur. Onda (9.39)-dan $i_1(0)$ və $i_3(0)$ -ı tapırıq. Sonra (9.39)-u diferensiallayaq:

$$\left. \begin{aligned} \frac{di_1}{dt} &= \frac{di_2}{dt} + \frac{di_3}{dt} \\ r_1 \frac{di_1}{dt} + \frac{i_1}{C_1} + r_3 \frac{di_3}{dt} &= \frac{de_1}{dt} \end{aligned} \right\} (9.41)$$

(9.40) və (9.41) tənliklərinə $t=0$ üçün baxaraq, onda bütün cərəyanların ilk qiymətlərinin, həmçinin $e_1(0)$ və $U_{C_2}(0)$ -ın məlum olduğunu nəzərə alıb, (9.40)-dan $i_2'(0)$, (9.41)-dən isə $i_1'(0)$ və $i_3'(0)$ tapılır.

(9.41) və (9.40)-ı yenidən diferensiallasaq,

$$\frac{d^2 i_1}{dt^2} = \frac{d^2 i_2}{dt^2} + \frac{d^2 i_3}{dt^2}$$

$$r_1 \frac{d^2 i_1}{dt^2} + \frac{1}{C_1} \frac{di_1}{dt} + r_3 \frac{d^2 i_3}{dt^2} = \frac{d^2 e_1}{dt^2} \quad (9.42)$$

$$r_2 \frac{di_2}{dt} + L_2 \frac{d^2 i_2}{dt^2} + \frac{i_2}{C_2} - r_2 \frac{di_3}{dt} = 0$$

alarıq.

Cərəyanların hamısının ilkin qiymətlərini və birinci tərtib törəmələrini bilərək (9.42) tənliklərinə $t=0$ həlli üçün baxıb, (9.42)-ün sonuncu tənliyindən $i_2''(0)$, ilk iki tənliyindən isə $i_1''(0)$ və $i_3''(0)$ tapılır. Bu əməliyyatlardan sonra (9.38) tənliklər sistemindən A_1 , A_2 , A_3 inteqral sabitləri asanlıqla hesablanır.

Beləliklə, keçid prosesinin klassik üsulla hesabı aşağıdakı ardıcılıqla aparılır:

1. Əvvəlcə kommutasiyaya qədərki rejim üçün hesabat aparılaraq $t=0$ halında sıçraışla dəyişməyən funksiyaların sonlu qiymətləri tapılır. Sonra isə kommutasiya qanunlarının köməyiylə asılı olmayan başlanğıc şərtlər təyin edilir.

2. Kommutasiyadan sonrakı prosesləri ifadə edən diferensial tənliklər sistemi tərtib edilir.

3. Bircins diferensial tənliklər sisteminin ümumi həlli tapılır.

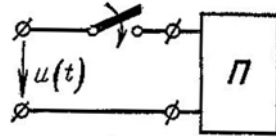
4. Dövrənin məcburi rejiminə uyğun olan qeyri-bircins diferensial tənliklər sisteminin həlli tapılır.

5. Axtarılan funksiyalar üçün asılı olan başlanğıc şərtlər müəyyən edilir və bu şərtlərə əsasən ümumi həllə daxil olan inteqral sabitləri tapılır.

§ 9.15. Dyamel inteqralı və ya düsturu

Tutaq ki, ixtiyari xətti ikiqütblü arasıkəsilməz dəyişən gərginlik mənbəyinə $u(t)$ birləşdirilmişdir (şəkil 9.19). Açarı qapadıqdan sonra ikiqütblünün ixtiyari budağında cərəyanı $i(t)$ və ya gərginliyi $u(t)$ təyin edək.

Məsələni iki mərhələdə həll edək. Əvvəlcə ikiqütblünü gərginliyin vahid sıçrayışına (bu zaman qoşulan gərginlik sabit olub qiyməti vahiddir) qoşaraq həmin kəmiyyətləri tapaq. Həmin kəmiyyətlər



Şəkil 9.19

$$i_1(t) = 1 \cdot g(t) = g(t)$$

$$u_{b_1}(t) = 1 \cdot y(t) = y(t)$$

olar. $g(t)$ funksiyası ədədi qiymətcə cərəyana bərabər olub **keçid keçiriciliyi**, $y(t)$ isə ədədi qiymətcə gərginliyə bərabər olub, gərginliyin **keçid funksiyası** adlanır. Hər iki funksiya **zaman funksiyaları** və ya **zaman xarakteristikaları** adlanır və çox vaxt $h(t)$ ilə işarə olunurlar. Məsələn, r , L dövrəsi üçün keçid keçiriciliyi

$$g(t) = \frac{1}{r} (1 - e^{-\frac{r}{L}t}),$$

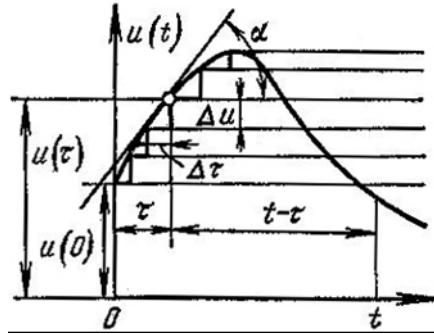
r , C dövrəsi üçün keçid funksiyası

$$y(t) = (1 - e^{-\frac{t}{rc}})$$

kimi təyin olunur.

$g(t)$ və $y(t)$ -ni ixtiyari passiv ikiqütblünün sxemində klassik metodla təyin etmək mümkündür. Ona görə də gələcək hesabatlarda həmin kəmiyyətləri məlum qəbul edirik. Baxdığımız sxemdə $t < 0$ olduqda ixtiyari budaqda cərəyanlar və gərginliklər sıfırdır. Ona görə də $t < 0$ olduqda istənilən $g(t) = 0$ və $y(t) = 0$ hesab etmək olar. Arasıkəsilməz dəyişən gərginliyi

$u(t)$ elementar düzbucaqlı Δu sıçrayışlı pilləli funksiya ilə əvəz edək. Bu zaman gərginliyin dəyişmə prosesini $t=0$ anında $u(0)$ gərginliyinin, sonra biri-birinə nəzərən $\Delta\tau$ zaman intervalında sürüşən, verilmiş gərginlik əyrisinin qalxma və enmə qolundan asılı olaraq mənfi və müsbət işarəyə malik olan Δu elementar sabit gərginliklərinin qoşulması kimi təsvir etmək olar. Sabit $u(0)$ gərginliyindən t anında axtarılan cərəyan toplananı $u(0)g(t)$ -dir. t anında cərəyanın τ zamanında qoşulmuş Δu elementar gərginlik sıçrayışından toplananı (şəkil 9.20) $\Delta u g(t-\tau)$ -dir. Burada keçid keçiriciliyinin arqumenti $(t-\tau)$ zamanıdır. Belə ki, sıçrayışın təsir müddəti ilə t arasındakı zaman fərqi $(t-\tau)$ -dir.



Şəkil 9.20

Gərginliyin elementar sıçrayışı Δu aşağıdakı kimi ifadə oluna bilər:

$$\Delta u \approx \Delta\tau \operatorname{tg} \alpha = \Delta\tau u'(\tau)$$

Ona görə də cərəyanın axtarılan toplananı

$$\Delta u g(t-\tau) = u'(\tau) \Delta\tau g(t-\tau)$$

olar. Bütün gərginlik sıçrayışlarından cərəyanların toplananları cəmlənir və $\Delta\tau \rightarrow 0$ -da limitə keçməklə və gərginliyin başlanğıc $u(0)$ sıçrayışından olan cərəyan toplananını nəzərə almaqla

$$i(t) = u(0)g(t) + \int_0^t u'(\tau)g(t-\tau)d\tau \quad (9.43)$$

yaza bilərik. Bu düstur tətbiq olunan arasıkəsilməz dəyişən gərginliyin cərəyanını təyin etmək üçün **Dyuamel düsturu** və ya **inteqralı** adlanır. Bu Dyamel ifadəsi yazılışının birinci formasıdır.

Məlum inteqrallar nəzəriyyəsinə görə ixtiyarı iki $f_1(t)$ və $f_2(t)$ funksiyası üçün

$$\int_0^t f_1(t-\tau)f_2(\tau)d\tau = \int_0^t f_1\tau f_2(t-\tau)d\tau \quad (9.44)$$

münasibəti vardır. (9.44)-yə əsaslanıb (9.43)-ü, yeni şəkklə salmaq olar ki, bu da Dyamel inteqralının ikinci forması olar:

$$i(t) = u(0)g(t) + \int_0^t u'(t-\tau)g(\tau)d\tau$$

Burada $u'(t-\tau)$, $u(t-\tau)$ funksiyasının $(t-\tau)$ arqumentinə görə törəməsidir. Alınan inteqralı (9.43)-in sağ tərəfində nəzərə alsaq, Dyamel düsturunun üçüncü formasını alarıq:

$$i(t) = g(0)u(t) + \int_0^t g'(t-\tau)u(\tau)d\tau$$

(9.44)-ü son ifadənin sağda inteqral olan hissəsinə tətbiq etsək,

$$i(t) = g(0)u(0) + \int_0^t g'(\tau)u(t-\tau)d\tau$$

alarıq. Bu Djuamel düsturunun dördüncü formasıdır. Asanlıqla göstərmək olar ki,

$$i(t) = \frac{d}{dt} \int_0^t u(t-\tau)g(\tau)d\tau$$

diferensiallamaqla birinci və ya ikinci forma alınır. Bu Dyamel düsturu yazılışının beşinci formasıdır. Nəhayət Dyamel düsturu yazılışının altıncı forması

$$i(t) = \frac{d}{dt} \int_0^t u(\tau)g(t-\tau)d\tau$$

diferensiallama nəticəsində üçüncü və ya dördüncü formaya gətirilir.

§ 9.16. Laplas çevrilmələrinin keçid proseslərinin hesabına tətbiqi.

Klassik hesablama metodu ümumi halda başlanğıc şərtlərə görə integral sabitlərini, funksiyaların və onların törəmələrinin başlanğıc qiymətlərini tapmaq üçün cəbri tənliklər sisteminin çox saylı həllini tələb edir. Bu da həmin metodla hesablamayı çətinləşdirir.

Toplanmış parametrlı xətti dövrlərdə keçid proseslərinin diferensial tənlikləri sabit əmsallı xətti tənliklər olduğu üçün onları həm də Laplas çevrilmələrinə əsaslanan operator metodu ilə də inteqrallamaq olar.

Bu ilk dəfə olaraq 1862-ci ildə rus riyaziyyatçısı M.Y.Vaşenko-Zaxarçenko tərəfindən göstərilmiş, XIX əsrin sonlarında isə ingilis alimi O. Hevisayd operator metodunu işləyərək, onu elektromaqnit proseslərinin hesablanmasında tətbiq etmişdir, Sonradan operator hesablanmasının inkişafında K. Kruq, A.Lurye, B. Van-der-Pol və b. xüsusi rolu olmuşdur.

Bu metodun mahiyyəti ondan ibarətdir ki, **orijinal** adlanan həqiqi dəyişənli (məsələn, t zamanı), birqiymətli məhdud, ixtiyari sönlü zaman fasiləsində Dirixle şərtini ödəyən və $t < 0$ olduqda sıfır olan $f(t)$ funksiyasına qarşı onun **təsviri** adlanan $p = s \pm j\omega$ kompleks dəyişənli $F(p)$ funksiyası qoyulur. Bu uyğunluq

$$F(p) = \int_0^{\infty} e^{-pt} f(t) dt \quad (9.45)$$

düsturu üzrə aparılır. Bu $f(t)$ funksiyası üzərində Laplasın düz çevrilməsi olub, aşağıdakı kimi işarələnir:

$$F(p) = L\{f(t)\} \text{ və ya } P(p) \overset{\cdot}{=} f(t) \quad (9.46)$$

Burada $F(p)$, $f(t)$ **funksiyasının Laplas təsviri** adlanır.

Əksinə, əgər $F(p)$ təsvirinə görə $f(t)$ orijinalı axtarılırsa, onda əks çevrilmədən istifadə olunur:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{\sigma-j\infty}^{\sigma+j\infty} e^{Pt} F(P) dP \quad (9.47)$$

Bromviç inteqralı adlanan bu inteqral, (9.45) inteqral tənliyinin $f(t)$ naməlum funksiyasına görə həlli olub, kompleks dəyişənlər funksiyası nəzəriyyəsinin metodları ilə alınır. (9.47) inteqralı qısa şəkildə aşağıdakı kimi işarə olunur:

$$f(t) = L^{-1}\{F(p)\} \text{ və ya } f(t) = F(p)$$

Bəzən $f(t)$ funksiyasının təsviri bir qədər ayrı formada təyin olunur:

$$\varphi(p) = P \int_0^{\infty} e^{-pt} f(t) dt \quad (9.48)$$

(9.48) düsturu Karson-Hevisaydın düzünə çevrilməsi adlanır.

Funksiyanın Laplasa görə təsvirinin üstünlüyü, onun funksiyanın tezlik spektri ilə sadə əlaqəsinin olmasındadır. Karson-Hevisayd çevrilməsini tətbiq etdikdə isə bu əlaqə mürəkkəbləşir. Lakin burada sabit kəmiyyətin təsviri onun özünə bərabər olduğundan fiziki baxımdan orijinal ilə təsvir eyni ölçülərə malik olur.

İrəlidə göstərdiyimiz kimi keçid prosesləri sabit əmsallı inteqrodiferensial tənliklər sistemi ilə təsvir olunur. Onları (9.45)-ə uyğun Laplasa görə çevirmək üçün orijinaldan törəmə və inteqralın təsvirini tapmaq lazımdır. Bu zaman məlum olur ki, orijinaldan törəmə və inteqralların təsviri, təsvirdən cəbri funksiyalarla və funksiyaların özünün, törəmə və inteqrallarının başlanğıc qiymətləri ilə ifadə olunur. Ona görə də orijinallara nəzərən qurulmuş inteqrodiferensial tənliklər sistemi onların təsvirlərinə nəzərən qurulmuş cəbri tənliklərlə əvəz olunur, yəni verilmiş diferensial tənliklər cəbrləşdirilir. Alınmış cəbri tənliklər sisteminin həlli nəticəsində axtarılan funksiyaların təsvirləri tapılır, sonra isə əks çevrilmə düsturları və yaxud xüsusi cədvəllər vasitəsilə orijinallar, yəni axtarılan zaman funksiyaları təyin edilir.

Orijinaldan törəmə və inteqralların təsviri düsturlarını çıxarışsız verək.

Əgər

$$L\{f(t)\} = F(p) \text{dirsə,} \quad (9.49)$$

onda

$$L\{f'(t)\} = pF(p) - f(0+); \quad (9.50)$$

$$L\{f''(t)\} = p^2 \left[F(p) - \frac{f(0+)}{p} - \frac{f'(0+)}{p} - \frac{f''(0+)}{p^2} \right] \quad (9.51)$$

və s. olar. Əgər $t=0+$ şərtində funksiyanın və onun törəmələrinin başlanğıc qiymətləri sıfıra bərabərdirsə, onda bu ifadələr sadələşir:

$$\begin{cases} L\{f'(t)\} = pF(p) \\ L\{f''(t)\} = p^2 F(p) \end{cases}$$

və s. Orijinaldan inteqrallar

$$L\left\{ \int_0^t f(t) dt \right\} = \frac{F(p)}{p} \quad (9.52)$$

və

$$L\left\{ \int_0^t f(t) dt \right\} = \frac{F(p)}{p} + \frac{1}{p} \int_a^{0+} f(t) dt, a < 0$$

şəklindədir.

Əgər $t=0$ olduqda $\int_a^{0+} f(t) dt$ sıçrayışla dəyişərsə, onda

onun qiymətini sıfırdan sağda götürmək lazımdır ki, bu da inteqralın yuxarı sərhəddində $0+$ kimi göstərilmişdir.

Tez-tez təsvirlər rəasional kəsrlər şəklində verilir:

$$\frac{F_1(p)}{F_2(p)} = \frac{b_0 p^m + b_1 p^{m-1} + \dots + b_m}{a_0 p^n + a_1 p^{n-1} + \dots + a_0} \quad (9.53)$$

Burada $m < n$, $F(p) = \frac{F_1(p)}{F_2(p)}$ -kəsri bölünməzdir. Başqa sözlə

desək, $F_1(p)$ və $F_2(p)$ çoxhəddiləri ümumi kökə malik deyildir. a_k və b_k həqiqi ədədlərdir.

(9.53) təsvirinin orijinalı **ayırma teoremi adlanan** düsturun köməyiylə tapıla bilər:

$$L^{-1} \left\{ \frac{F_1(p)}{F_2(p)} \right\} = f(t) = \sum_{k=1}^n \frac{F_1(p_k)}{F_2'(p_k)} e^{p_k t} \quad (9.54)$$

Bu düstur bütün p_k qütblərinə nəzərən (9.46) ifadəsinin $F(p)e^{pt}$ inteqralları ifadəsinin çıxmaları cəmindən ibarətdir.

Əgər (9.53)-ün məxrəcində p vuruğu varsa, yəni köklərdən biri sıfırdırsa, onda ayırma teoreminin ifadəsi

$$L^{-1} \left\{ \frac{F_1(p)}{pF_2(p)} \right\} = f(t) = \frac{F_1(0)}{F_2(0)} + \sum_{k=1}^n \frac{F_1(p_k)}{p_k F_2'(p_k)} e^{p_k t} \quad (9.55)$$

kimi yazılır.

Əgər p_k və p_k^* kökləri kompleks və qoşmadırsa, yalnız p_k üçün (9.54) və ya (9.55)-ə əsasən qiymətlər tapılır, p_k^* üçün isə onların qoşması götürülür.

Əgər $F(p)$ təsviri $P_1, P_2, P_3, \dots, P_k, \dots, P_n$ nöqtələrindəki n sadə qütblərlə yanaşı P_{n+1} nöqtəsində daha a misilli qütbə malikdirsə, yəni

$$F(p) = \frac{F_1(p)}{F_2(p)(p - p_{n+1})^a} \text{-dirsə,}$$

onda bu qütbədə çıxmalar düsturunu tətbiq etməklə

$$f(t) = \sum_{k=1}^n \frac{F_1(p_k) e^{p_k t}}{\frac{d}{dp} [F_2(p)(p - p_{n+1})^a]_{p=p_k}} + \frac{1}{a-1} \cdot \frac{d^{a-1}}{dp^{a-1}} \left[\frac{F_1(p) e^{pt}}{F_2(p)} \right]_{p=p_{n+1}}$$

alarıq. Qərarlaşmış proses qeyri-periodik olduqda orijinalın başlanğıc ($t=0+$) və qəralaşmış ($t=\infty$) qütbləri aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$f(0+) = \lim_{p \rightarrow \infty} pF(p)$$

$$f(\infty) = \lim_{p \rightarrow 0} pF(p)$$

Əlavə etmək lazımdır ki, ayırma teoremi təkcə rasiyal kəsrlərə aid olmayıb, həm də $F_1(p)$ və $F_2(p)$ çoxhədlilərinin transsident, məsələn, eksponensial, dairəvi, hiperbolik funksiyaları daxil edildikdə də tətbiq oluna bilər.

§9.17. Om və Kirxhof qanunlarının operator formaları

Tutaq ki, r , L , C dövrəsi e.h.q.-si $e_1(t)$ olan mənbəyə birləşdirilmiş və $t=0$ anında $e(t)$ e.h.q.-sinə qoşulur (şəkil 9.21). Bir mənbədən digərinə keçirildikdən sonra ani qiymətlər üçün Om qanunu

$$ri + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int_{-\infty}^t idt = e(t) \quad (9.56)$$

şəklində yazılır.

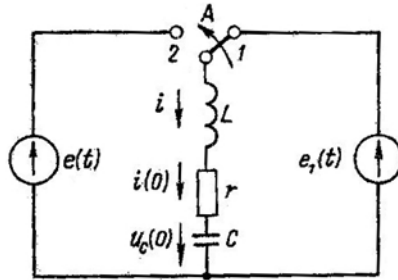
İnteqralın aşağı sərhəddinin $-\infty$ olması onu göstərir ki, rubilnikin qoşulması anında ($t=0$) dövrdə rejim qərarlaşıb, yəni e.h.q.-si $e_1(t)$ olan mənbəyə dövrə $t=-\infty$ anında qoşulmuşdur. İnteqralın aşağı sərhəddinin $-\infty$ və ya $-t_1$ götürülməsi kommutasiya anında kondensatorun yüklənmiş olduğunu göstərir. Yəni

$$\frac{1}{C} \int_{-\infty}^t idt = \frac{1}{C} \int_{-\infty}^0 idt + \frac{1}{C} \int_0^t idt = U_c(0) + \frac{1}{C} \int_0^t idt \quad (9.57)\text{-dir.}$$

Burada $U_c(0)$, $t=0$ olduqda kondensatordakı gərginlikdir.

Orijinalların ani qiymətləri üçün yazılmış Om qanunundan operator ifadəsinə keçmək üçün (9.45) düsturuna uyğun olaraq (9.56)-nin hər tərəfini $e^{-pt} dt$ -yə vurub sıfırdan sonsuzluğa kimi inteqrallamaq lazımdır:

$$r \int_0^{\infty} e^{-pt} idt + L \int_0^{\infty} e^{-pt} \frac{di}{dt} dt + \frac{1}{C} \int_0^{\infty} e^{-pt} \int_{-\infty}^t idtdt = \int_0^{\infty} e^{-pt} e(t) dt$$



Şəkil 9.21

Əgər

$$I(P) = L\{i(t)\}, E(P) = L\{e(t)\}$$

olduğunu qəbul edib, (9.50), (9.52), və (9.57)-ni nəzərə alsaq, aşağıdakı cəbri tənliyi

$$rI(p) + LPI(p) - Li(0) + \frac{U_c(0)}{P} + \frac{I(p)}{CP} = E(p)$$

və sonra buradan r, L, C dövrəsi üçün Om qanununu operator şəklində alarıq:

$$I(p) = \frac{E(p) + Li(0) - U_c(0)/P}{r + PL + \frac{1}{PC}} \quad (9.58)$$

Burada $I(p) = \int_0^{\infty} i(t)e^{-pt} dt$ -operator cərəyanı,

$E(p) = \int_0^{\infty} e(t)e^{-pt} dt$ operator e.h.q-si adlanır. (9.58)-in məxrəci

r, L, C dövrəsinin operator formasında tam müqaviməti və ya **operator müqaviməti** adlanır:

$$Z(p) = r + PL + \frac{1}{PC}$$

Operator müqavimətinin tərs qiyməti **operator keçiriciliyi** adlanır:

$$Y(p) = \frac{1}{Z(p)}$$

(9.58)-in sürətində olan operator e.h.q. tək cə xarici e.h.q.-nin operator ifadəsindən $E(p)$ ibarət olmayıb o, başlanğıc şərtlərlə, yəni induktivlikdəki cərəyandan $i(0)=i_L(0)$ və tutumdakı gərginlikdən $U_C(0)$ ibarətdir. Başqa sözlə desək, iki əlavə e.h.q.-nin olması (buna daxili və ya hesablama e.h.q.-si də deyirlər) kommutasiya anında sarğacın maqnit, kondensatorun elektrik sahələrində ehtiyat enerji olduğunu göstərir. (9.58) ifadəsi sıfırıncı başlanğıc şərtlər daxilində, yəni $i_L(0)=0$ və $U_C(0)=0$ olduqda sadələşirək

$$I(p) = \frac{E(p)}{Z(p)} \quad (9.59)$$

olur. Bu halda (9.59) kompleks şəkildə Om qanununun tam analoqudur.

Budaqlaşmış dövrənin ixtiyari düyünü üçün

$$i_1 + i_2 + \dots + i_n = 0$$

-dır. Ona görə də cərəyanların təsvirlərini

$$I_k(p) = \dot{i}_k(t)$$

kimi işarə edib, Kirxhofun I qanununun operator ifadəsi üçün

$$I_1(p) + I_2(p) + \dots + I_n(p) = \sum_{k=1}^n I_k(p) = 0$$

yaza bilərik.

n sayda budaqdan təşkil olunmuş ixtiyari qapalı kontur üçün isə

$$\sum_{k=1}^n r_k i_k + \sum_{k=1}^n L_k \frac{di_k}{dt} + \sum_{k=1}^n \frac{1}{C_k} \int_{-\infty}^t i_k dt = \sum_{k=1}^n e_k$$

olar.

Təsvirləri $I_k(p) = L\{i_k(t)\}$; $E_k(p) = L\{e_k(t)\}$ kimi qəbul edib, Om qanununun operator formasının çıxarılışı zamanı irəli

sürdüyümüz bütün mühazirələri təkrər etməklə Kirxhofun II qanununun aşağıdakı operator ifadəsini alarıq:

$$\sum_{k=1}^n r_k I_k(p) + \sum_{k=1}^n L_k [PI_k(p) - i_k(0)] + \sum_{k=1}^n \frac{U_{C_k}(0)}{p} + \sum_{k=1}^n \frac{I_k(p)}{C_{k_p}} = \sum_{k=1}^n E_k(p)$$

Bu ifadəni belə də yazmaq olar:

$$\sum_{k=1}^n Z_k(p) I_k(p) = \sum_{k=1}^n \left[E_k(p) + L_k i_k(0) - \frac{U_{C_k}(0)}{p} \right]$$

Sıfırıncı başlanğıc şərtlər daxilində, yəni $i_k(0)=0$ və $U_{C_k}(0)=0$ olduqda Kirxhofun II qanunu daha sadə şəkllə düşür:

$$\sum_{k=1}^n Z_k(P) I_k(P) = \sum_{k=1}^n E_k(P)$$

Göründüyü kimi son ifadə kompleks şəkildə yazılmış Kirxhofun II qanununun analoqudur.

FƏSİL X. PAYLANMIŞ PARAMETRLİ ELEKTRİK DÖVRƏLƏRİ

§ 10.1. Uzun xətlərdə cərəyan və gərginlik. Xəttin birinci parametrləri

Elektroenergetikada rast gəlinən böyük gərginliklərdə və böyük tezliklərdə, habelə xəttin nəzərə çarpacaq gərəcədə həndəsi ölçüyə malik olduğu halda yerdəyişmə və sızma cərəyanlarını nəzərə almamaq mümkün olmur. Ona görə də xətt boyu onun məfillərinin müxtəlif en kəsiyində cərəyanın qiyməti eyni deyildir.

Naqillərdə cərəyan onun aktiv müqavimətində gərginlik güşgüsünün və gəyişən maqnit sahəsinin yaranmasına, sonuncu da bütün xətt boyu özü-özünə induksiya e.h.q-nin meydana gəlməsinə səbəb olur. Xətt boyu gərginliyin və cərəyanın gəyişməsinə nəzərə almaq üçün xəttin mümkün qədər kiçik uzunluğunda müqavimətin və induktivliyin, eləcə də məfillər arasında tutumun və keçiriciliyin olmasını qəbul etmək lazımdır. Yəni xəttə **paylanmış parametrləli dövrə** kimi baxmaq lazımdır. Belə xətlər **uzun xətlər** adlandırılır.

Əgər müqavimət, induktivlik, keçiricilik və tutum xətt boyunca bərabər paylanmışsa, belə xəttə **bircins xətt** deyilir.

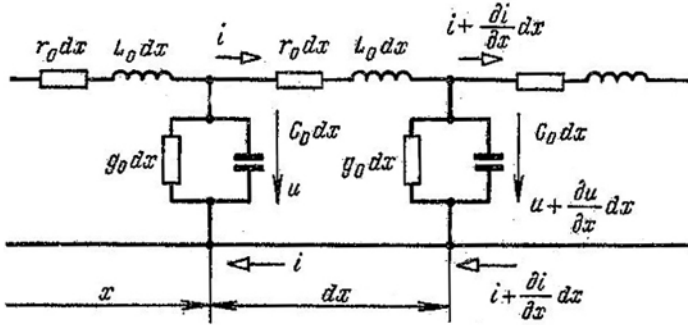
Xəttin vahid uzunluğuna düşən müqavimət (r_0), induktivlik (L_0), keçiricilik (g_0) və tutum (C_0) onun birinci parametrləri hesab olunur. Bu parametrlərin qiymətləri xəttin eninə ölçülərindən, quruluşundan və məfillərin vəziyyətindən asılı olaraq dəyişir.

Onu da qeyd edək ki, elektroenergetikada uzun xətlər elektrik enerjisini ötürmək məqsədilə, radiotexniki sistemlərdə isə həm də ekvivalent element (tutum, induktivlik, kontur, süzgec və s.) kimi tətbiq olunur.

§ 10.2. Bircins xəttin tənlikləri

İki məftilli naqilin ixtiyari en kəsiyində cərəyan və gərginlik üçün ödənen diferensial tənliklər tərtib edək. Tutaq ki, xəttin birinci parametrləri, r_0 , L_0 , g_0 və C_0 məlumdur. Burada r_0 – düz və əks naqillərin müqaviməti, L_0 – düz və əks naqillərin yaratdığı ilgəyin induktivliyi, g_0 – naqillər arasındakı keçiricilik (sızma), C_0 – naqillər arasında tutumdur.

Uzun xətti çox saylı sonsuz kiçik dx uzunluqlu elementlərin zəncirvari birləşməsi kimi qəbul etmək olar. Onda bu elementlərdən hər birinin müqaviməti $r_0 dx$, induktivliyi $L_0 dx$, keçiriciliyi $g_0 dx$, tutumu $C_0 dx$ olar (şək. 10.1).



Şəkil 10.1

Xəttin başlanğıcından baxılan elementə qədər olan məsafəni x -lə işarə edək. Seçilən dx elementinin əvvəlində gərginlik və cərəyanın ani qiymətləri u və i , növbəti elementin əvvəlində isə $u + \frac{\partial u}{\partial x} dx$; $i + \frac{\partial i}{\partial x} dx$ olsun.

İki məftilli xətdə üst naqili düz, aşağıdakı naqili isə əks adlandırmaq. Cərəyan və gərginliyin müsbət istiqamətini şəkil 10.1-dəki kimi göstərək. Kirxhof qanunlarına görə xəttin dx uzunluqlu elementi üçün

$$\begin{aligned}
 u - \left(u + \frac{\partial u}{\partial x} dx \right) &= r_0 i dx + L_0 dx \frac{\partial i}{\partial t} \\
 i - \left(i + \frac{\partial i}{\partial x} dx \right) &= \left(u + \frac{\partial u}{\partial x} dx \right) g_0 dx + C_0 dx \frac{\partial}{\partial t} \left(u + \frac{\partial u}{\partial x} dx \right)
 \end{aligned}$$

yaza bilərik.

Uyğun hədləri gətirib, ikinci tərtib törəmələrin qiymətlərinin kiçikliyinə görə nəzərə almayıb və dx -ləri ixtisar etmələ

$$\left. \begin{aligned}
 -\frac{\partial u}{\partial x} &= r_0 i + L_0 \frac{\partial i}{\partial t} \\
 -\frac{\partial i}{\partial x} &= g_0 u + C_0 \frac{\partial u}{\partial t}
 \end{aligned} \right\} \quad (10.1)$$

diferensial tənliklər sistemini alırıq. Bu tənliklər sistemi **bircins xəttin diferensial tənlikləri** adlanır. Xüsusi törəməli bu tənliklər sisteminin müəyyən başlanğıc və sərhəd şərtləri daxilində həlli xəttin başlanğıcından olan məsafədən və zamandan asılı olaraq, onun istənilən nöqtəsində gərginliyi və cərəyanı tapmağa imkan verir. (10.1) tənliklər sistemi gərginlik və cərəyanın zamandan asılı olaraq ixtiyari gəyişməsi üçün doğrudur.

§ 10.3. Bircins xəttin qərarlaşmış rejimi

Mənbənin sinusoidal gərginliyində ($U = U_m \sin(\omega t + \varphi_u)$) bircins xətdə qərarlaşmış rejimi nəzərdən keçirək. Kompleks gərginlik, cərəyan, müqavimət və keçiriciliyi daxil edib, (10.1) tənliklərini qərarlaşmış rejim üçün yazaq:

$$\left. \begin{aligned}
 -\frac{dU}{dx} &= (r_0 + j\omega L_0) I = Z_0 I \\
 -\frac{dI}{dx} &= (g_0 + j\omega C_0) U = Y_0 I
 \end{aligned} \right\} \quad (10.12)$$

Burada $Z_0 = r_0 + j\omega L_0$ – xəttin vahid uzunluğunun kompleks müqavimət, $Y_0 = g_0 + j\omega C_0$ – kompleks keçiriciliyidir. Qeyd edək ki, baxılan halda Z_0 və Y_0 kəmiyyətləri biri-birinin tərs qiymətləri kimi təyin oluna bilməz. Belə ki, Z_0 – xəttin uzununa, Y_0 – isə eninə parametrlərindən asılıdır. (10.2) tənliklərini diferensiallasaq:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{d^2 U}{dx^2} &= Z_0 \frac{dI}{dx}; & -\frac{d^2 I}{dx^2} &= Y_0 \frac{dU}{dx} \end{aligned} \right\} \quad (10.3)$$

alarıq. (10.3)-də $\frac{dI}{dx}$ və $\frac{dU}{dx}$ -i (10.2)-yə uyğun əvəzləsək,

$$\left. \begin{aligned} -\frac{d^2 \dot{U}}{dx^2} &= Z_0 Y_0 \dot{U} \\ \frac{d^2 \dot{I}}{dx^2} &= Z_0 Y_0 \dot{I} \end{aligned} \right\} \quad (10.4)$$

olar.

$$\begin{aligned} -\frac{d^2 \dot{U}}{dx^2} &= Z_0 Y_0 \dot{U} \\ \frac{d^2 \dot{I}}{dx^2} &= Z_0 Y_0 \dot{I} \end{aligned} \quad (10.4) \text{ diferensial tənlikləri xətt}$$

borunca kompleks cərəyan və gərginliyin dəyişməsinə təyin edir və eynidirlər. Ona görə də \dot{U} gərginliyin dəyişməsinə öyrənməklə (10.2)-nin birinci tənliyinin köməyiylə cərəyanı təyin etmək olar.

(10.4) tənliyi sabit əmsallı iki tərtibli xətti diferensial tənlik olub, birinci tənliyin həlli

$$\dot{U} = A_1 e^{-\gamma x} + A_2 e^{\gamma x} = A_1 e^{-\alpha x} e^{-j\beta x} + A_2 e^{\alpha x} e^{j\beta x} \quad (10.5)$$

şəklindədir.

$$\text{Burada } \gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{Z_0 Y_0} = \sqrt{(r_0 + j\omega L_0)(g_0 + j\omega C_0)}, \quad (10.6)$$

A_1, A_2 – kompleks inteqral sabitləridir. (10.2)-nin birinci tənliyinə görə cərəyan

$$I = -\frac{1}{Z_0} \frac{dU}{dx} = \frac{\gamma}{Z_0} (\dot{A}_1 e^{-\gamma x} - \dot{A}_2 e^{\gamma x}) = \frac{A_1 e^{-\gamma x} - A_2 e^{\gamma x}}{\sqrt{\frac{Z_0}{Y_0}}} \quad (10.7)$$

olar. (10.7)-nin məxrəci müqavimətin ölçü vahidinə malik olub, **xəttin dalğa müqaviməti** adlanır və Z_d -ilə işarə olunur. Bircins xətt üçün dalğa müqaviməti xarakteristik müqavimətlə üst-üstə düşür. Yəni

$$Z_d = Z_c = Z_c e^{j\theta} = r_c + jx_c = \sqrt{\frac{Z_0}{Y_0}} = \sqrt{\frac{r_0 + j\omega L_0}{g_0 + j\omega C_0}} = \sqrt{\frac{r_0^2 + \omega^2 L_0^2}{g_0^2 + \omega^2 C_0^2}} e^{j\theta} = \sqrt{\frac{Z_0}{Y_0}} e^{j\theta} \quad (10.8)$$

Burada

$$\theta = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{\omega(g_0 L_0 - r_0 C_0)}{r_0 g_0 + \omega^2 L_0 C_0} \text{-dir.} \quad (10.9)$$

Z_c -ni (10.7)-də nəzərə alsaq,

$$\dot{I} = \frac{A_1}{Z_c} e^{-\alpha x} e^{-j\beta x} - \frac{A_2}{Z_0} e^{\alpha x} e^{j\beta x} \quad (10.10)$$

olar. Gərginlik ölçü vahidli A_1, A_2 komplekslərini üstlü şəkildə

$$\dot{A}_1 = A_1 e^{j\psi_1}, \dot{A}_2 = A_2 e^{j\psi_2}$$

ifadə edib, gərginlik və cərəyanın ani qiymətlərini yazaq:

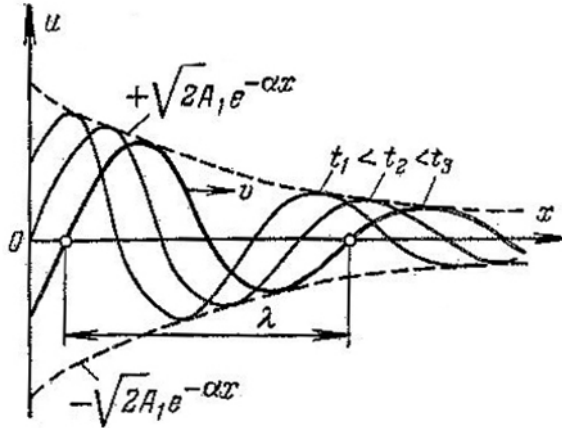
$$u = \sqrt{2} A_1 e^{-\alpha x} \sin(\omega t - \beta x + \psi_1) + \sqrt{2} A_2 e^{\alpha x} \sin(\omega t + \beta x + \psi_2) \quad (10.11)$$

$$i = \frac{\sqrt{2} A_1}{z_c} e^{-\alpha x} \sin(\omega t - \beta x + \psi_1 - \theta) - \frac{\sqrt{2} A_2}{z_c} e^{\alpha x} \sin(\omega t + \beta x + \psi_2 - \theta)$$

(10.12) Bu ifadələrin sağ tərəfindəki hər toplanana x koordinatının artması və ya azalması istiqamətində yönələn və hərəkət istiqamətində sönən **qaçan dalğa** kimi baxmaq olar.

Əslində bu toplananlardan hər biri ixtiyari fiksə olunmuş $x = x_1$ nöqtəsində zamanın periodik funksiyasıdır. İstənilən fiksə olunmuş $t = t_1$ zaman anında toplananlardan hər biri xətt

boyunca, yəni x -in dəyişməsilə sönən sinusoid qanunu ilə dəyişir (şək. 10.2).



Şəkil 10.2

Qaçan dalğaların əsas xarakteristikaları **faza sürəti** və **dalğa uzunluğudur**. Dalğanın faza sürəti rəqslərin yerdəyişmə sürəti olub t zamanı müddətində dalğanın yayıldığı x məsafəsinin artması ilə o, dəyişir. Yəni

$$\omega t - \beta x + \psi_1 = \text{const}$$

olur. Onda

$$\frac{d}{dt}(\omega t - \beta x + \psi_1) = 0$$

və

$$\frac{dx}{dt} = v = \frac{\omega}{\beta} \quad (10.13)$$

olar.

(10.11)-in sağda ikinci həddinin analogi tədqiqi faza sürəti üçün əks işarə ilə eyni nəticəni verir. Buradan belə nəticəyə gəlmək olar ki, baxılan dalğalar əks istiqamətlərdə yayılan dalğalardır.

Dalğa uzunluğu dalğanın yayıldığı istiqamətdə götürülmüş rəqslərinin fazası 2π qədər fərqlənən iki yaxın nöqtə arasındakı məsafədir. Deməli (10.11)-in birinci toplananından

$$\omega t - \beta(x + \lambda) + \psi_1 = \omega t - \beta x + \psi_1 - 2\pi,$$

buradan
$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} \quad (10.14)$$

və
$$v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{2\pi f}{\beta} = \lambda f = \frac{\lambda}{T} \text{ alaraq.}$$

Son ifadədən period müddətində dalğanın dalğa uzunluğuna bərabər məsafəni qət etdiyini görürük.

Sönən sinusoidal dalğanı qurmaq üçün əvvəlcə onun qurşayanı $\pm \sqrt{2,4}A_1 e^{-\alpha x}$ çəkilir. Sönən dalğa bu qurşayanların əhatə etdiyi oblastda baş verir. Xəttin başlanğıcından hərəkət edən dalğa düz, sonundan hərəkət edən dalğa isə əks dalğa adlandırılır. Göstərmək olar ki, düz və əks dalğalarda cərəyan və gərginliklər biri-birilə Om qanunu ilə əlaqəlidir:

$$\dot{I}_{duz} = \frac{\dot{U}_{duz}}{Z_c}, \dot{I}_{eks} = \frac{\dot{U}_{eks}}{Z_c}$$

Düz və əks dalğa anlayışının daxil edilməsi qərarlaşmış sinusoidal rejimdə prosesin təsvir və təhlilini asanlaşdırır. Lakin, qeyd etmək lazımdır ki, fizika baxımından xətdə yalnız əvəzləyici cərəyan və gərginlik vardır və onların düz və əks dalğalara ayrılması sadəcə olaraq münasib üsuldur.

§ 10.4. Bircins xəttin hiperbolik funksiyalarla tənlikləri

İrəlidə yazdığımız (10.5) və (10.10) tənliklərindən A_1 və A_2 sabitlərini təyin etmək olar. Bunun üçün başlanğıc şərtlər məlum olmalıdır.

Tutaq ki, xəttin başlanğıcında ($x=0$) \dot{U}_1 gərginliyi və \dot{I}_1 cərəyanı məlumdur. Bu zaman (10.5) və (10.10)-dən

$$\dot{U}_1 = A_1 + A_2, \dot{I}_1 Z_c = A_1 - A_2$$

və buradan da

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \frac{1}{2}(\dot{U}_1 + \dot{I}_1 Z_c) \\ A_2 &= \frac{1}{2}(\dot{U}_1 - \dot{I}_1 Z_c) \end{aligned} \right\} \quad (10.15)$$

olar.

Əgər A_1 və A_2 -ni (10.5) və (10.10)-da nəzərə alsaq, xəttin başlanğıcından ixtiyari x məsafədəki nöqtə üçün

$$\begin{aligned} \dot{U} &= \frac{1}{2}(\dot{U}_1 + \dot{I}_1 Z_c) e^{-\gamma x} + \frac{1}{2}(\dot{U}_1 - \dot{I}_1 Z_c) e^{\gamma x} \\ \dot{I} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{U}_1}{Z_c} + \dot{I}_1 \right) e^{-\gamma x} - \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{U}_1}{Z_c} - \dot{I}_1 \right) e^{\gamma x} \end{aligned}$$

alar. Sağ tərəfdəki hədləri qruplaşdırıb hiperbolik funksiyaları daxil etsək,

$$\left. \begin{aligned} \dot{U} &= \dot{U}_1 \frac{e^{\gamma x} + e^{-\gamma x}}{2} - \dot{I}_1 Z_c \frac{e^{\gamma x} - e^{-\gamma x}}{2} = \dot{U}_1 ch \gamma x - \dot{I}_1 Z_c sh \gamma x \\ \dot{I} &= -\frac{\dot{U}_1}{Z_c} \frac{e^{\gamma x} - e^{-\gamma x}}{2} + \dot{I}_1 \frac{e^{\gamma x} + e^{-\gamma x}}{2} = -\frac{\dot{U}_1}{Z_c} sh \gamma x + \dot{I}_1 ch \gamma x \end{aligned} \right\} \quad (10.16)$$

olar.

(10.16) tənlikləri xəttin ixtiyari nöqtəsində cərəyan və gərginliyi tapmağa imkan verir. Bir şərtlə ki, həmin kəmiyyətlər xəttin başlanğıcında məlum olsun. Tutaq ki, qəbuledicinin rejimi verilmişdir. Yəni xəttin sonunda gərginlik

\dot{U}_2 və cərəyan \dot{I}_2 verilmişdir. Deməli $Z_2 = \frac{\dot{U}_2}{\dot{I}_2}$ məlumdur. Bu

zaman baxılan nöqtəyə kimi məsafəni xəttin sonundan hesablamaq məqsədə uyğundur. Həmin məsafə x' olsa, onda $x = l - x'$ yaza bilərik. l bütün xəttin uzunluğudur. Bu zaman (10.5) və (10.10)-dan alarıq:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U} &= A_1 e^{-\gamma l} e^{\gamma x'} + A_2 e^{\gamma l} e^{-\gamma x'} \\ \dot{I}Z_c &= A_1 e^{-\gamma l} e^{\gamma x'} - A_2 e^{\gamma l} e^{-\gamma x'} \end{aligned} \right\} \quad (10.17)$$

$$\left. \begin{aligned} A_3 &= A_1 e^{-\gamma l} \\ A_4 &= A_2 e^{\gamma l} \end{aligned} \right\} \text{işarələnmələrini qəbul edib, məsafəni xəttin sonundan ölçməklə onu yenə } x\text{-lə işarə etsək,}$$

tin sonundan ölçməklə onu yenə x -lə işarə etsək,

$$\left. \begin{aligned} \dot{U} &= A_3 e^{\gamma x} + A_4 e^{-\gamma x} \\ \dot{I}Z_c &= A_3 e^{\gamma x} - A_4 e^{-\gamma x} \end{aligned} \right\} \quad (10.18)$$

olar. Burada $A_3 e^{\gamma x}$ – düz, $A_4 e^{-\gamma x}$ isə əks gərginlik dalğasıdır. $x=0$ olduqda (10.18)-dən

$$\dot{U}_2 = A_3 + A_4, \dot{I}_2 Z_c = A_3 - A_4$$

və buradan

$$\left. \begin{aligned} A_3 &= \frac{1}{2}(\dot{U}_2 + \dot{I}_2 Z_c) \\ A_4 &= \frac{1}{2}(\dot{U}_2 - \dot{I}_2 Z_c) \end{aligned} \right\} \quad (10.19)$$

alarıq.

(10.19)-u (10.18)-də nəzərə alaraq hiperbolik funksiyaları daxil etsək,

$$\left. \begin{aligned} \dot{U} &= \dot{U}_2 \operatorname{ch} \gamma x + \dot{I}_2 Z_c \operatorname{sh} \gamma x \\ \dot{I} &= \frac{\dot{U}_2}{Z_c} \operatorname{sh} \gamma x + \dot{I}_2 \operatorname{ch} \gamma x \end{aligned} \right\} \quad (10.20)$$

alarıq.

(10.18) və (10.20) tənliklərində $x=l$ yazsaq, xəttin əvvəlində və sonundakı gərginlik və cərəyan arasındakı əlaqəni yaratmış alarıq:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_2 &= \dot{U}_1 \operatorname{ch} \gamma l - \dot{I}_1 Z_c \operatorname{sh} \gamma l \\ \dot{I}_2 &= \dot{I}_1 \operatorname{ch} \gamma x - \frac{\dot{U}_1}{Z_c} \operatorname{sh} \gamma l \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= U_2 ch\gamma l + Z_c I_2 sh\gamma l \\ I_1 &= I_2 ch\gamma x + \frac{U_2}{Z_c} sh\gamma l \end{aligned} \right\}$$

Əgər son ifadələrdə $g=\gamma l$ yazsaq, onda dörd qütblünün tənliklərini alarıq. Buradan belə nəticəyə gəlmək olar ki, baxılan xətt passiv dörd qütblünün xüsusi halıdır.

(10.20) ifadələrindən xüsusi hal kimi sabit cərəyan xətti üçün uyğun ifadələri almaq olar. Sabit cərəyan üçün $\omega=0$ -dur. Bu o deməkdir ki, zamana görə sabit cərəyan və gərginliklərdə özü-özünə e.h.q. və naqillər arasında yerdəyişmə cərəyanı sıfırdır (10.6) və (10.8)-də $\omega=0$ yazıb sabit cərəyan xətti üçün

$$\gamma=\alpha=\sqrt{r_0 g_0}, \quad Z_c=r_c=\sqrt{\frac{r_0}{g_0}}$$

yaza bilərik. Baxılan halda cərəyan və gərginlik arasında faza sürüşməsi də yoxdur. Onda (10.20)-ni sabit cərəyan xətti üçün

$$U = U_2 ch\alpha x + I_2 r_c sh\alpha x$$

$$I = \frac{U_2}{r_c} sh\alpha x + I_2 ch\alpha x$$

şəklində yazmaq olar.

§ 10.5. Bircins xəttin xarakteristikaları

Düz və əks dalğaları toplamaqla xətdəki gərginlik və cərəyanı almaq olur. Ona görə də bu prosesi xarakterizə edən kəmiyyətlər xüsusi adlarla adlandırılır. Kompleks γ kəmiyyəti **yayılma əmsalı**, α – **sönmə əmsalı**, β – isə **faza əmsalı** adlandırılmışdır.

İrəlidə yazdığımız düsturlardan görünür ki, α düz və əks dalğaların sönməsini, sinusun arqumentinə daxil olan β isə

dalğa fazasının xətt nöqtəsinin x koordinatından asılılığını xarakterizə edir. Praktikada α , $\frac{\text{desibel}}{\text{km}}$ -lə, β isə $\frac{\text{rad}}{\text{km}}$ -lə ölçülür.

α və β -ni hesablamaq, onların tezlik xarakteristikalarını qurmaq üçün aşağıdakı düsturları tətbiq etmək olar:

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{2}(z_0 y_0 + y_0 g_0 - \omega^2 L_0 C_0)} \quad (10.20)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2}(z_0 y_0 + \omega^2 L_0 C_0 - y_0 g_0)}$$

Bu ifadələr (10.6) düsturundan alınmışdır.

z_c və θ üçün tezlik xarakteristikaları (10.8) və (10.9) düsturlarının köməyiylə təyin edilə bilər. Şəkil 10.3-də z_c modulunun və dalğa müqavimətinin θ arqumentinin hava və kabel xətləri üçün dəyişməsi verilmişdir. (10.8)-dən $\omega=0$ olduqda,

$$z_c = \sqrt{\frac{r_0}{g_0}},$$

$\omega=\infty$ olduqda isə, $z_c = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}$ alınır. Həm hava və həm də

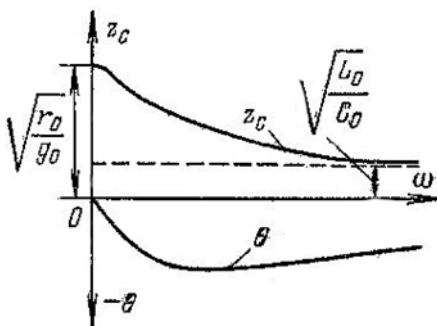
kabel xətləri üçün həmşə

$\frac{r_0}{g_0} > \frac{L_0}{C_0}$ -dir. Bu bütün

xətlər üçün g_0 sızmanın çox böyük olmaması, kabel xətlərində C_0 -ın kifayət qədər böyük olması deməkdir.

Praktik olaraq $\omega C_0 \gg g_0$ olduğundan

(10.8)-nin məxrəcində $\sqrt{g_0 + j\omega C_0}$ kompleksinin arqumentinin 90° -yə yaxın, surətdəki $r_0 + j\omega L_0$ kompleksinin arqumentindən böyük olması hesabına dalğa müqavimətinin arqumenti θ bir



Şəkil 10.3

qayda olaraq mənfi işarəli olur. (10.9)-dan görünür ki, $\omega=0$ və $\omega=\infty$ olduqda $\theta=0$ -dir.

Məlumdur ki, faza sürəti

$$v = \frac{\omega}{\beta}$$

kimi təyin olunur. Sonrakı paraqraflarda göstərəcəyik ki, təhrif-

siz xətlərdə $\left(\frac{r_0}{g_0} = \frac{L_0}{C_0}\right)$ və itkisiz xətlərdə ($r_0=0, g_0=0$)

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}} = \frac{C}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \text{ -dir.}$$

Burada C – işığın vakuumda yayılma sürəti, ε – mühitin nisbi dielektrik nüfuzluğu əmsalı, μ – isə nisbi maqnit nüfuzluğu əmsalıdır.

Hava xətləri üçün $\varepsilon=1, \mu=1$ -dir. Itki olmasa dalğanın v yayılma sürəti praktik olaraq işığın vakuumda yayılma sürətinə bərabərdir. $\varepsilon \approx 4 \div 5$ olan kabel xətlərində dalğaların sürəti 2-2,5 dəfə işığın boşluqdakı sürətindən kiçikdir. İtkili xətlərdə faza sürəti çox olmasa da, hər halda işığın boşluqdakı sürətindən kiçikdir.

Güclü cərəyanlı hava xətlərində dalğaların yayılma sürətinin işıq sürətinə yaxın olduğu halda, $f=50$ hs qiymətində dalğa uzunluğu

$$\lambda = vT = \frac{c}{f} = 6000 \text{ km}$$

olur.

Sonda qeyd edək ki, cərəyan və gərginliyin xətt boyu dalğavari dəyişməsi rabitə qurğularında, məsələn, xətlər radiovericini antena ilə birləşdirəndə yerdə müşahidə oluna bilər. Qısa dalğa oblastında işləyən vericilər üçün xəttin uzunluğu dalğa uzunluğundan dəfələrlə böyük ola bilər.

§ 10.6. Xəttin giriş müqaviməti

Xəttin giriş müqaviməti dedikdə, elə toplanmış müqavimət başa düşülür ki, xəttin başlanğıcında rejim hesablanarkən xəttin yükü də daxil olmaqla bu müqavimətlə əvəz etmək mümkün olsun. (10.20)-dən

$$Z_{gir} = \frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_1} = \frac{\dot{U}_2 ch\gamma l + \dot{I}_2 Z_c sh\gamma l}{\frac{\dot{U}_2}{Z_c} sh\gamma l + \dot{I}_2 ch\gamma l} = Z_c \frac{Z_2 + Z_c th\gamma l}{Z_2 th\gamma l + Z_c} \quad (10.21)$$

Yükün ixtiyari Z_2 müqavimətində giriş müqavimətini xəttin sərbəst gedişdəki və qısa qapanmadaki giriş müqavimətilə ifadə etmək olar. Sərbəst gedişdə $Z_2 = \infty$, $\dot{I}_2 = 0$ olduğundan

$$Z_{ser} = \frac{\dot{U}_{1ser}}{\dot{I}_{1ser}} = \frac{\dot{U}_2 ch\gamma l}{\frac{\dot{U}_2}{Z_c}} = Z_c ch\gamma l = \frac{Z_c}{th\gamma l} \quad (10.22)$$

olar. Qısaqapanma zamanı isə ($Z_2 = 0$, $\dot{U}_2 = 0$)

$$Z_{q.q.} = \frac{\dot{U}_{q.q.}}{\dot{I}_{q.q.}} = \frac{\dot{I}_2 Z_c sh\gamma l}{\dot{I}_2 ch\gamma l} = Z_c th\gamma l \quad (10.23)$$

(10.22) və (10.23)-ü nəzərə almaqla (10.21)-in surət və məxrəcini $th\gamma l$ -ə bölsək,

$$Z_{gir} = Z_{ser} \frac{Z_2 + Z_{q.q.}}{Z_2 + Z_{ser}} = z_{gir} e^{j\varphi_{gir}}$$

alarlıq. Təcrübədən Z_{ser} və $Z_{q.q.}$ -ni tapmaqla son düsturun köməyiylə xəttin giriş müqavimətini təyin etmək olar.

§ 10.7. Dalğanın əks olunma əmsalı

Ümumi halda dalğanın kompleks əks olunma əmsalı və ya sadəcə olaraq dalğanın əks olunma əmsalı xəttin verilmiş

nöqtəsində əks və düz dalğaların gərginlik və ya cərəyan komplekslərinin nisbəti ilə təyin olunur və \tilde{n} ilə işarə edilir:

$$\tilde{n} = \frac{A_4 e^{-jx}}{A_3 e^{jx}} = \frac{\dot{U}_2 - \dot{I}_2 Z_c}{\dot{U}_2 + \dot{I}_2 Z_c} e^{-2jx} = \frac{Z_2 - Z_c}{Z_2 + Z_c} e^{-2jx} \quad (10.24)$$

Düz gərginlik dalğasının əks olunma əmsalını bilib əks gərginlik dalğasını hesablamaq olar. Əgər

$$\dot{U}_{duz} = A_3 e^{jx}$$

olsa, onda əks gərginlik dalğası üçün

$$\dot{U}_{eks} = A_4 e^{-jx} = \tilde{n} A_3 e^{jx} \text{ alarıq.}$$

Əks dalğanın olmamasının üstünlüyü onadadır ki, düz dalğanın daşdığı bütün güc xəttin sonunda yükün müqaviməti tərəfindən udulur. Əks dalğa olduqda isə aşkardır ki, düz dalğanın daşdığı gücün bir hissəsi mənbəyə qayıdır. Ona görə də mənbəyin gücü dəyişməz qalarsa, onda yükün müqavimətində ayrılan güc ondan kiçik olar.

§ 10.8. Təhrifsiz xətlər

Əgər elektrik rabitə xətlərinin cərəyanları və gərginlikləri qeyri-sinusoidaldirsə, lakin periodikdirsə, onda onları triqonometrik sıralara ayırıb, hər bir harmonikaya alınmış nəticələri tətbiq etmək olar. Lakin rabitə xətlərindəki cərəyanlar və gərginliklər, uyğun olaraq onların ötürdükləri danışq və musiqi zamanın qeyri-periodik funksiyasıdır. Rabitə xətlərinin bəzi xüsusiyyətlərin baxaq. Kabel xətlərində naqillər biri-birinə yaxın olduqlarından $x_0 = \omega L_0$ induktiv müqavimət r_0 aktiv müqavimətdən çox kiçik olduğundan ilk yaxınlaşmada nəzərə alınmaya bilər. Eyni qaydada naqillər arasındakı aktiv keçiriciliyi g_0 reaktiv keçiriciliyə nəzərən $b_0 = \omega C_0$ nəzərə almamaq olar. Ona görə də $L_0 = 0$, $g_0 = 0$ yazıb, $z_0 = r_0$; $Y_0 = j\omega C_0$ nəzərə alıb, (10.8) və (10.20*)-dan

$$\alpha=\beta=\sqrt{\frac{1}{2}r_0\omega C_0}; z_c=\sqrt{\frac{r_0}{j\omega C_0}}=\sqrt{\frac{r_0}{\omega C_0}}e^{-j\frac{\pi}{4}} \quad (10.25)$$

olar.

Son ifadələrdən görünür ki, sönmə (α) və faza əmsalları (β) tezliyin kvadrat kökü ilə mütənasibdir. Ona görə də daha yüksək tezliklərin harmonikası güclü sürətdə sönür və bu da danışiq, musiqi və teleqraf siqnallarının təhrif olunmasına, başqa sözlə desək, amplitud təhrifinə gətirib çıxarır. Faza sürəti də tezlikdən asılıdır. Bu səbəbdən cərəyan və gərginliklər ayrılmasının formaları xəttin sonunda başlanğıcındakına nəzərən dəyişmiş olur. Bu **faza təhrifləri** adlanır. Amplitud təhriflərində ayrılmanın forması dəyişir. Qeyd edək ki, yüksək tezliklərdə $r_0 \ll \omega L_0$, $g_0 \ll \omega C_0$ olduğundan (10.20*)-yə görə $\beta = \omega \sqrt{L_0 C_0}$ -dir. Ona görə də bu halda faza sürəti tezlikdən asılı deyil və deməli faza təhrifi yoxdur. Onu da qeyd edək ki, əgər kabel rabitə xətlərində amplitud və faza təhriflərinin qarşısını almaq üçün müvafiq tədbirlər görülməsə, danışiq və musiqi uzaq məsafələrə təhrifsiz ötürülə bilməz.

Xüsusi gücləndiricilərlə təmin olunmamış hava və ya kabel rabitə xətləri sönmə əmsalı çox böyük olmadıqda və tezlikdən asılı olmadıqda danışiq və musiqini ötürməyə yararlıdır. Belə ki, səsə təhriflərinin saxlanması və danışığın aydınlığı onların tərkibindəki obertonlarla, yəni cərəyanların ali harmonikaları ilə təyin olunduğundan α ifadəsini həm kabel, və həm hava rabitəsi xətləri üçün araşdırmaq lazımdır. Bu zaman ilkin olaraq ω -nın böyük və deməli $\frac{r_0}{\omega L_0}$ və $\frac{g_0}{\omega C_0}$ -in kifayət qədər kiçik olduğunu qəbul etmək lazımdır. Bir sıra çevirmələrdən sonra α üçün

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(r_0 \sqrt{\frac{C_0}{L_0}} + g_0 \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \right) \quad (10.26)$$

alarıq. Əgər xətt

$$\frac{L_0}{C_0} = \frac{r_0}{g_0} \quad (10.27)$$

şərtini ödəyirsə, onda sönmə əmsalı minimum qiymət alar. α_{\min} -un qiyməti və faza əmsalı (10.27)-ni nəzərə almaqla (10.20*)-dan tapılır:

$$\alpha_{\min} = \sqrt{r_0 g_0} ; \beta = \omega \sqrt{L_0 C_0}$$

(10.27) şərtini ödəyən və deməli sönmə əmsalı tezlikdən asılı olmayıb minimum olan xətt **təhrifsiz xətt** adlanır. Həmin şərtlər daxilində (10.8)-dən dalğa müqaviməti üçün

$$Z_c = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} = \sqrt{\frac{r_0}{g_0}} ; \theta = 0 \quad (10.28)$$

yaza bilərik. Başqa sözlə desək, dalğa müqaviməti tezlikdən asılı deyildir. Təhrifsiz xətlərdə həmçinin faza sürəti də tezlikdən asılı deyildir:

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}} \quad (10.29)$$

Z_c , α və v -nin tezlikdən asılı olmadığını nəzərə almaqla (10.27) düsturunu almaq olar. Doğrudan da Z_c -ni

$$Z_c = \sqrt{\frac{r_0 + j\omega L_0}{g_0 + j\omega C_0}} = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \sqrt{\frac{\frac{r_0}{L_0} + j\omega}{\frac{g_0}{C_0} + j\omega}} \quad \text{şəklində yazıb, belə}$$

nəticəyə gəlirik ki, (10.27) şərti ödəndikdə Z_c tezlikdən asılı deyil və $\sqrt{\frac{L_0}{C_0}}$ -dir. (10.28)-i nəzərə alıb, yayılma əmsalı üçün

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(r_0 + j\omega L_0)(g_0 + j\omega C_0)} = (g_0 + j\omega C_0) \sqrt{\frac{r_0 + j\omega L_0}{g_0 + j\omega C_0}} = (g_0 + j\omega C_0) Z_c =$$

$$(g_0 + j\omega C_0) \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} = g_0 \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} + j\omega \sqrt{L_0 C_0}$$

alarıq. Buradan

$$\alpha = g_0 \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} = \sqrt{r_0 g_0} ; v = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$$

olar.

Göstərdiyimiz kimi kabel rabitəsi xətlərində $\frac{L_0}{C_0}$ kiçik,

$\frac{r_0}{g_0}$ isə əksinə kifayət qədər böyükdür. (10.27) şərtini ödəmək

üçün kabelin induktivliyini artırmaqla və bununla sönməni azaltmaqla mümkündür.

§ 10.9. İtkili xəttin yüksüz işləmə, qısaqapanma və yüklü rejimləri

Əgər yüklü rejimli xəttin sonunda cərəyan i_2 , gərginlik \dot{U}_2 -dirsə, onda qəbuledicini ayırdıqdan sonra ($\dot{i}_2=0$) xəttin sonunda gərginlik xəttin əvvəlindəki \dot{U}_1 gərginliyi dəyişmədikdə belə dəyişir. Xəttin əvvəlində gərginliyi elə dəyişək ki, xəttin sonunda gərginlik \dot{U}_2 -yə bərabər qalsın. Onda (10.20)-dən yüksüz rejim üçün

$$\dot{U}_{y.i} = \dot{U}_2 ch \gamma x, \dot{I}_{y.i} = \frac{\dot{U}_2}{Z_c} sh \gamma x \quad (10.30)$$

alarlıq.

Əgər xəttin başlanğıcında gərginliyi dəyişməyib, sonunda qapasaq, onda xəttin sonunda cərəyan \dot{I}_2 -yə bərabər olmayacaq və bir sıra hallarda artacaq. Xəttin başlanğıcında gərginliyi elə dəyişək ki, qısaqapanmış xəttin sonunda cərəyan \dot{I}_2 olsun, onda (10.20)-dən

$$\begin{aligned} \dot{U}_{q.q.} &= \dot{I}_2 Z_c sh \gamma x \\ \dot{I}_{q.q.} &= \dot{I}_2 ch \gamma x \end{aligned} \quad (10.31)$$

alarlıq. (10.20), (10.30) və (10.31)-in əsasında

$$\dot{U} = \dot{U}_{y.i} + \dot{U}_{q.q.}$$

$$\dot{I} = \dot{I}_{y.i} + \dot{I}_{q.q.}$$

yaza bilərik. Alınan düsturlardan görünür ki, xəttin ixtiyarı nöqtəsində həqiqi cərəyan və gərginlik yüksüz işləmə və qısa qapanma toplananlarına ayırıla bilər ki, bu da hesablamalarda əlverişlidir. Məsələn, itkili yüklü rejimli xətt boyu cərəyan və gərginliyin paylanmasını hesablayan zaman əvvəlcə yüksüz rejimdə və qısaqapanmada gərginlik və cərəyanların ayrı-ayrılıqda toplananlarını, sonra onları həndəsi toplayaraq həqiqi cərəyan və gərginlikləri tapmaq olar.

§ 10.10. İtkisiz xətlər

Əgər xətt naqillərinin müqavimətini $r_0=0$ və naqillər arasındakı sızmaları nəzərə almamaq mümkündürsə ($g_0=0$), onda baxılan **xətt itkisiz** xətt adlanır.

Radiotexnikada tətbiq olunan yüksək tezlikli qısa xətlərdə r_0 və g_0 -i ωL_0 və ωC_0 -la müqayisədə nəzərə almamaq olar. Ona görə də radiotexnikada əsasən iki naqilli hava xəttindən və koaksial kablərdən itkisiz xətlər kimi istifadə olunur. Ümumiyyətlə isə itkisiz xətlər həmin xəttin ideallaşdırılmış halı kimi baxmaq lazımdır.

(10.6), (10.8), (10.13) və (10.14) münasibətlərindən itkisiz xətt üçün

$$\alpha=0; \beta=\omega\sqrt{L_0C_0} \quad (10.32)$$

$$Z_c = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} = z_c; \theta=0 \quad (10.33)$$

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{L_0C_0}} \quad (10.34)$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} \quad (10.35)$$

alarıq. Buradan görünür ki, itkisiz xətdə sönmə sıfırdır və dalğa müqaviməti tezlikdən asılı deyildir. Eyni qaydada bu xətdə faza sürəti də tezlikdən asılı deyildir.

(10.34) düsturunun formasını dəyişərək onu iki naqilli xətt üçün yazaq. Belə xəttin vahid uzunluğuna düşən tutum

$$\left(\frac{F}{\text{km}} \right)$$

$$C_0 = \frac{\pi \varepsilon \varepsilon_0}{\ln \left(\frac{d}{r_0} \right)},$$

induktivlik isə $\left(\frac{hn}{\text{km}} \right)$

$$L_0 = \frac{\mu \mu_0}{\pi} \ln \left(\frac{d}{r_0} \right)$$

kimi təyin olunur. Burada d – naqillərin oxlara arasındakı məsafə, r_0 – naqilin radiusudur. L_0 və C_0 -in ifadələrini (10.34)-də nəzərə alıb,

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_m \mu_m}} \quad \text{alarıq.}$$

Burada ε_m və μ_m – mütləq dielektrik və maqnit nüfuzluğu əmsallarıdır.

İşığın boşluqdakı sürəti

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$$

olduğundan, faza sürəti üçün

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}}$$

alarıq. Hava xəttləri üçün $\varepsilon = \mu = 1$ olduğundan faza sürəti işığın boşluqdakı sürətilə üst-üstə düşür. Kabel xətlərində isə $\varepsilon > 1$ olduğundan $v < c$ olur.

İtkisiz xəttin dalğa müqavimətinin argumenti $\theta=0$, yəni düz və əks dalğaların cərəyanları fazaca gərginliklərlə üst-üstə düşür.

Əgər xəttin əvvəlində \dot{U}_1 gərginliyi və I_1 cərəyanı məlum olarsa, (10.16) və (10.20)-nin köməyilə

$$\left. \begin{aligned} \dot{U} &= \dot{U}_1 \cos \beta x - j I_1 Z_c \sin \beta x \\ \dot{I} &= -j \frac{\dot{U}_1}{Z_c} \sin \beta x + I_1 \cos \beta x \end{aligned} \right\} \quad (10.36)$$

ifadələrini, əgər xəttin sonunda \dot{U}_2 və I_2 məlum olarsa, onda

$$\left. \begin{aligned} \dot{U} &= \dot{U}_2 \cos \beta x + j I_2 Z_c \sin \beta x \\ \dot{I} &= j \frac{\dot{U}_2}{Z_c} \sin \beta x + I_2 \cos \beta x \end{aligned} \right\} \quad (10.37)$$

ifadələrini alarıq. Yazdığımız bu ifadələr itkisiz xətt tənlikləridir (10.21), (10.32), (10.33), (10.34) və (10.35)-ə görə xəttin giriş müqaviməti

$$Z_{qir} = z_c \frac{Z_2 + j z_c \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda}}{Z_2 j \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} + z_c} \quad (10.38)$$

kimi təyin olunur.

(10.37) tənliklərində $\dot{U}_2 = U_2$, $I_2 = I_2 e^{j\varphi_2}$ olduqda ani qiymətlərə keçsək, onda

$$\left. \begin{aligned} U &= U_{2m} \cos \beta x \sin \omega t + I_{2m} Z_c \sin \beta x \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} - \varphi_2 \right) \\ i &= \frac{U_{2m}}{Z_c} \sin \beta x \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) + I_{2m} \cos \beta x \sin(\omega t - \varphi_2) \end{aligned} \right\} \quad (10.39)$$

alarıq.

Uzunluğu dalğa uzunluğunun yarısına bərabər olan xətlər üçün ($l = \frac{\lambda}{2}$, $\beta l = \pi$) (10.37)-dan alarıq:

$$\dot{U}_1 = -\dot{U}_2; \dot{I}_1 = -\dot{I}_2$$

Bu o deməkdir ki, xəttin başlanğıcında gərginlik və cərəyan qiymətcə bərabər, xəttin sonunda gərginlik və cərəyana fazaca əksdir.

§ 10.11. Durgun dalğalar

İtkisiz xəttin sonunda aktiv gücün sıfıra bərabər olmasına uyğun gələn rejimlərə baxaq. Bu yüksüz işləmə, qısacananma və xalis müqavimətdə müşahidə oluna bilər. İtkisiz xətt yüksüz işlədikdə ($\dot{I}_2 = 0, Z_2 = \infty$) (10.37)-dən

$$\left. \begin{aligned} \dot{U} &= \dot{U}_2 \cos \beta x \\ \dot{I} &= j \frac{\dot{U}_2}{Z_c} \sin \beta x \end{aligned} \right\} \quad (10.40)$$

alırıq. $\dot{U}_2 = U_2$ olduqda gərginlik və cərəyanın ani qiymətləri

$$\left. \begin{aligned} U &= U_{2m} \cos \beta x \sin \omega t \\ i &= \frac{U_{2m}}{Z_c} \sin \beta x \cos \omega t \end{aligned} \right\} \quad (10.41)$$

olar. Bu **durgun dalğa tənlikləridir**. Riyazi baxımdan durgun dalğa tənliyi iki, birisi zamandan, digəri koordinatdan asılı olan funksiyanın hasili kimi verilir. Fiziki baxımdan isə **durgun dalğalar** eyni amplitudlu əks və düz dalğaların toplanması nəticəsində alınır. Yüksüz işləmə zamanı ($Z_2 = \infty$) $\tilde{n} = 1$ və (10.24)-dan $\dot{A}_3 = \dot{A}_1$ olur. (10.41)-ə görə gərginlik üçün ifadəni eyni amplitudlu əks və düz dalğaların cəmi kimi (cərəyan üçün fərqi kimi) vermək olar:

$$\begin{aligned} U &= \frac{U_{2m}}{2} \sin(\omega t + \beta x) + \frac{U_{2m}}{2} \sin(\omega t - \beta x) \\ i &= \frac{U_{2m}}{2Z_c} \sin(\omega t + \beta x) - \frac{U_{2m}}{2Z_c} \sin(\omega t - \beta x) \end{aligned}$$

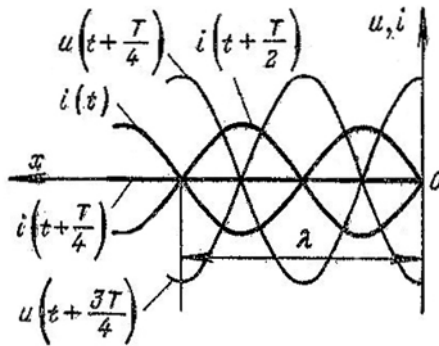
Yüksüz işləmə zamanı xəttin sonunda ($x=0$) və ondan

$$x = k \frac{\pi}{\beta} = k \frac{\lambda}{2}$$

məsafələrdə (k -tam ədəddir) istənilən zaman anında gərginliyin maksimum, cərəyanın sıfır olduğunu müşahidə edərik (şəkil 10.4). Birinci **qabarma**, ikincisi isə **düyün** nöqtəsi adlanır. Xəttin sonundan

$$x = \frac{(2k+1)\pi}{2\beta} = (2k+1) \frac{\lambda}{4}$$

məsafələrdə gərginliyin düyün nöqtəsi, cərəyanın isə qabarması müşahidə edilir. Deməli, cərəyanın düyün nöqtələri gərginliyin qabarmaları ilə üst-üstə düşür və əksinə.



Şəkil 10.4

Əgər $\sin\beta x$ -lə $\cos\beta x$ -in işarələri eyni olsa, ($0 \leq x \leq \frac{\lambda}{4}$,

$\frac{\lambda}{2} \leq x \leq \frac{3\lambda}{4}$ və s.) cərəyan fazaca gərginliyi 90° qabaqlayır,

$\sin\beta x$ -la $\cos\beta x$ -ın işarələri əks olsa ($\frac{\lambda}{4} \leq x \leq \frac{\lambda}{2}$

$\frac{3\lambda}{4} \leq x \leq \lambda$ və s.), əksinə, cərəyan fazaca gərginlikdən 90° geri qalır.

İtkisiz açıq xəttin giriş müqaviməti

$$Z_{\text{gir}} = -jZ_c \text{ctg} \beta x = -jZ_c \text{ctg} \frac{2\pi}{\lambda} x,$$

yəni xalis reaktiv olub, xarakteri xəttin uzunluğu x və tezliklə f (və ya λ dalğa uzunluğu ilə) təyin olunur. Giriş müqavimətinin mütləq qiymətinin və xarakterinin xəttin uzunluğundan asılılığı şəkil 10.5-də verilmişdir. Şəkildə $x=0$ -dan $x=\lambda$ -ya kimi müqavimətin qiymətləri təyin olunaraq diaqram şəklində verilmişdir.

$x=0$ -dan $x=\frac{\lambda}{4}$ -ə kimi, $x=\frac{\lambda}{2}$

-dən $x=\frac{3\lambda}{4}$ -ə kimi və s.

xəttin müqaviməti tutum

xarakterlidir. Lakin $x=\frac{\lambda}{4}$

dən $x=\frac{\lambda}{2}$ -yə kimi, $x=\frac{3\lambda}{4}$

dən $x=\lambda$ -də kimi və s.

xəttin müqaviməti induktiv xarakterlidir. $x=0, \frac{\lambda}{2}, \lambda$ və

i.a. olduqda xətt paralel,

$x=\frac{\lambda}{4}, \frac{3\lambda}{4}, \frac{5\lambda}{4}$ və i.a.

olduqda isə ardıcıl rezonans konturuna çevrilir.

Xəttin qısaqapanma rejimində ($\dot{U}_2 = 0, Z_2 = 0$) (10.37)-dən

$$\dot{U} = j\dot{I}_2 Z_c \sin \beta x$$

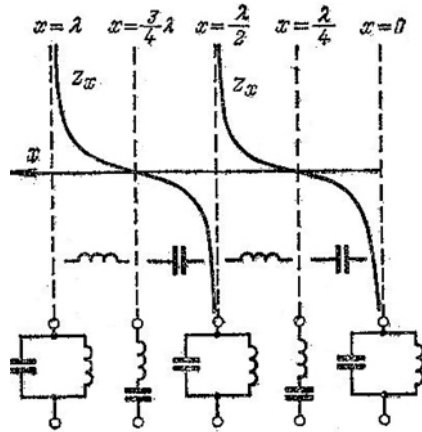
$$\dot{I} = \dot{I}_2 \cos \beta x$$

alarıq.

Ani qiymətlərlə durğun dalğalar

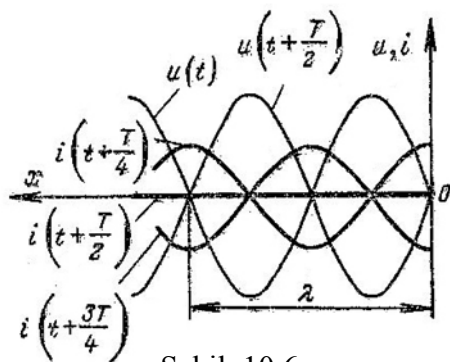
$$i = I_{2m} \cos \beta x \sin \omega t$$

$$U = I_{2m} Z_c \sin \beta x \cos \omega t$$



Şəkil 10.5

kimi təyin olunur. Bu o deməkdir ki, gərginlik və cərəyan durğun dalğalar yaradır. Baxılan halda $x=0$ və $x=k\frac{\lambda}{2}$ nöqtələrində gərginlik dalğasının düyünləri, cərəyanın qabarmaları, $x=2k+\frac{\lambda}{4}$ qiymətlərində isə əksinə, gərginliyin qabarmaları, cərəyanın isə düyünləri alınır (şək. 10.6).



Şəkil 10.6

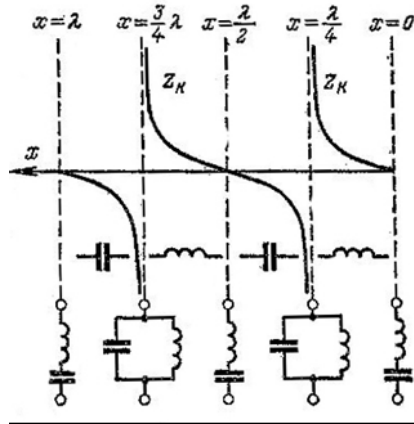
İtkisiz xəttin qısaqapanma giriş müqaviməti

$$Z_{q,q} = jZ_{ctg}\beta x = jZ_{ctg}\frac{2\pi}{\lambda}x$$

xalis reaktiv olub, dalğa uzunluğu və tezlikdən asılı olaraq induktiv və ya tutum xarakterli ola bilər. Burada x -ə müxtəlif qiymətlər verməklə xəttin müəyyən hissələrində onun müqavimətinin induktiv, müəyyən hissələrdə tutum xarakterli olması müşahidə oluna bilər.

Giriş müqavimətinin dəyişməsinin xəttin qısaqapanma dalğasından asılılığı şəkil 10.7-də verilmişdir. Şəkildən görünür ki, $x=0$ -dan $x=\frac{\lambda}{4}$ -ə və $x=\frac{\lambda}{2}$ -dən $x=\frac{3\lambda}{4}$ -ə və i.a. olan hissələrdə xəttin müqaviməti induktiv xarakterli (bu hissədə cərəyan fazaca gərginlikdən $\frac{\pi}{2}$ qədər geri qalır), $x=\frac{\lambda}{4}$ -dən $x=\frac{\lambda}{2}$ -yə və

$x = \frac{3\lambda}{4}$ -dən $x = \lambda$ -ya və i.a. kimi hissələrdə isə xəttin müqaviməti tutum xarakterlidir (bu hissədə cərəyan fazaca gərginliyi $\frac{\pi}{2}$ qədər qabaqlayır).



Şəkil 10.7

Gərginliyin və cərəyanın durğun dalğalar şəklində yayılması itgili xətlərdə baş verir. Lakin belə xətlərdə gərginlik və cərəyanın minimum qiymətləri düyün nöqtələrində sıfır olmur.

Xəttin sonuna qoşulan yük aktiv olub, $r_2 > Z_c$ olduqda, gərginlik və cərəyanın maksimum və minimumları yüksüz işləyən xətdə alınan qabarma və düyün nöqtələrinə uyğun gəlir. Xəttin yükü aktiv olub, $r_2 < Z_c$ olsa, əksinə, həmin qiymətlər qısaqapanmada alınan qabarma və düyünlərə müvafiq olur. Belə hallarda xətlərdə həm qaçan və həm də durğun dalğalar əmələ gəlir.

Tutaq ki, itkisiz xəttin yükü aktiv müqavimətdir:

$$Z_{yuk} = r_{yuk} \cdot \frac{Z_c}{r_{yuk}} = k \text{ işarələyib (10.37)-də nəzərə almaqla mü-}$$

əyyən çevirmələr aparsaq,

$$\dot{U} = \dot{U}_2 \left[k e^{j\beta x} + (1-k) \cos \beta x \right]$$

$$\dot{I} = \frac{\dot{U}_2}{Z_c} \left[k e^{j\beta x} + j(1-k) \sin \beta x \right]$$

və $\dot{U}_2 = U_2$ olduqda

$$U = U_{2m} k \sin(\omega t + \beta x) + U_{2m}(1-k) \cos \beta x \sin \omega t$$

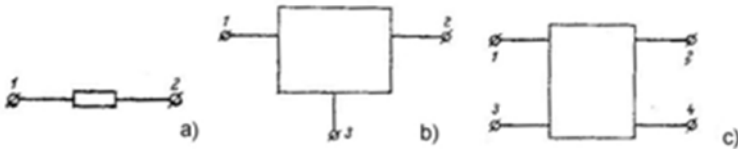
$$i = \frac{U_{2m}}{Z_c} k \sin(\omega t + \beta x) + \frac{U_{2m}(1-k)}{Z_c} \sin \beta x \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right)$$

alarıq. Son tənliklər iki toplanandan ibarət olub, bu toplananlardan biri qaçan, digəri isə durğun dalğaları xarakterizə edir. Deməli, əgər xətt yüklə uzlaşmırsa ($k \neq 1$), onda xətdəki gərginlik və cərəyanı qaçan və durğun dalğaların cəmi kimi göstərmək olar. k vahiddən bu və ya digər tərəfə nə qədər çox fərqlənsə, bir o qədər də durğun dalğalar özlərini kəskin sürətdə göstərirlər. $k=0$, yəni yüksüz işləmə, $k=\infty$, yəni qısaqapanma şəraitində xətdə yalnız durğun dalğalar müşahidə olunur. k vahidə yaxın olduqca qaçan dalğalar özünü kəskin sürətdə biruzə verir. $k=1$ və ya $r_2=Z_c$ olduqda, yəni uzlaşmış yük şəraitində durğun dalğalar müşahidə edilmir.

FƏSİL XI. DÖRDQÜTBLÜLƏR

§11.1. Dördqütblülərin təsnifatı

Mürəkkəb elektrik dövrlərinin iş rejimini müəyyən edərkən çox vaxt dövrənin ayrı-ayrı hissələrində cərəyan, gərginlik və gücün hesablanması, onlar arasında əlaqənin yaradılması lazım gəlir. Məsələnin həlli zamanı bütün parametrlərinin nəzərə alınmasına baxmayaraq dövrənin qalan hissəsinin rejimi naməlum qalır. Bu halda baxılan dövrə uyğun çıxıcılarda verilən və yaxud tapılmalı olan ümumiləşmiş parametrlərə görə təyin olunur. Sıxaclarında cərəyan və potensial arasındakı əlaqəni müəyyən etmək üçün lazım olan ümumiləşmiş parametrlərə malik dövrə hissəsi **çoxqütblü** adlanır. Praktikada çox vaxt ikiqütblü, üçqütblü və dördqütblülərdən istifadə olunur. Şəkil 11.1,a-də ikiqütblü, şəkil 11.1,b-də üçqütblü və şəkil 11.1,c-də dördqütblünün sxemlərdəki şərti işarələri verilmişdir.



Şəkil 11.1

Budaqlarında enerji mənbəyi olmayan dördqütblü **passiv dördqütblü** adlanır. Bunlara misal olaraq ikiməftilli elektrik ötürücü xəttlərini və transformatoru göstərmək olar. Budaqlarında enerji mənbəyi olan dördqütblü **aktiv dördqütblü** adlanır. Passiv dördqütblünün üzərində «II» aktivinki üzərində isə «A» hərfi yazılır.

Çoxqütblünün qütblərinin sayı dövrənin verilmiş hissəsinin sərhəddindəki sıxıcların sayına bərabərdir.

§ 11.2. Dördqütblülərin əsas tənlikləri

Passiv ikiqütblünün rejiminin hesablamə metodu və nəzəriyyəsi ilə tanış olaq. Bu məqsədlə şəx. 11.2-dəki sxemə baxaq. Sxemdə iki e.h.q. mənbəyi var və onun əsas hissəsinə giriş sığacları $1-1'$, çıxış sığacları $2-2'$ olan passiv dördqütblü kimi baxmaq olar. Mənbələrin daxili müqavimətləri passiv dördqütblüyə aid edilmişdir. Budaqlarda cərəyanların, sığaclarda gərginliklərin müsbət istiqamətləri e.h.q.-nin istiqamətinə uyğun seçilmişdir.

Kontur cərəyanları metodundan istifadə edib

$$\left. \begin{aligned} \dot{e}_1 = \dot{U}_1 &= Z_{11}\dot{I}_1 + Z_{12}\dot{I}_2 \\ \dot{e}_2 = \dot{U}_2 &= Z_{21}\dot{I}_1 + Z_{22}\dot{I}_2 \end{aligned} \right\} \quad (11.1)$$

yaza bilərik. Burada $\dot{I}_2 = 0$, yəni ikinci tərəf açıq olduqda

$$Z_{11} = \frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_1}, Z_{21} = \frac{\dot{U}_2}{\dot{I}_1}, \dot{I}_1 = 0, \text{ yəni birinci tərəf açıq olduqda}$$

$$Z_{12} = \frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_2}, Z_{22} = \frac{\dot{U}_2}{\dot{I}_2} \text{ olub, dördqütblünün əmsalları adlanır.}$$

(11.1) tənlikləri Z şəkilli tənliklər adlanır. Həmin tənliklər matris formasında aşağıdakı kimi yazılır:

$$\begin{vmatrix} \dot{U}_1 \\ \dot{U}_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \dot{I}_1 \\ \dot{I}_2 \end{vmatrix}$$

Əgər (11.1) tənliyində \dot{I}_1, \dot{I}_2 cərəyanlarını \dot{U}_1, \dot{U}_2 gərginlikləri ilə ifadə etsək,

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_1 &= Y_{11}\dot{U}_1 - Y_{12}\dot{U}_2 \\ \dot{I}_2 &= -Y_{21}\dot{U}_1 + Y_{22}\dot{U}_2 \end{aligned} \right\} \quad (11.2)$$

alırıq.

$$\text{Burada } Y_{11} = \frac{Z_{22}}{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}}; Y_{12} = \frac{Z_{12}}{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}};$$

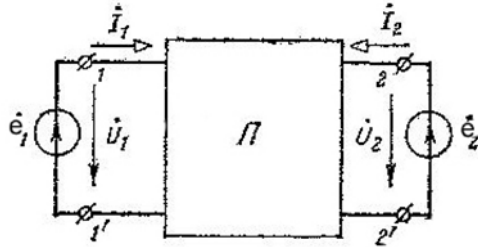
$$Y_{21} = \frac{Z_{21}}{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}}; Y_{22} = \frac{Z_{11}}{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}} \text{-dir.}$$

Dördqütblünün (11.2) tənlikləri Y-şəkilli tənliklər adlanır və matris şəkilində aşağıdakı kimi yazılır:

$$\begin{Bmatrix} \dot{I}_1 \\ \dot{I}_2 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{U}_1 \\ \dot{U}_2 \end{Bmatrix}$$

(11.2) tənlikləri birbaşa şəkil 11.2 -dən düyün potensialları metodu ilə alınır.

Dördqütblünü elektron lampası və ya digər yarımkəçirici cihaz olan dövrdə analiz etmək üçün hibrid parametrlərlə tənliklərdən istifadə edilir. Burada \dot{U}_2 , \dot{I}_1 ,



Şəkil 11.2

asılı olmayan \dot{U}_1 , \dot{I}_2 -isə asılı dəyişənlərdir. Həmin tənliklər (11.1)-dən alınır və aşağıdakı formada:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_1 &= H_{11}\dot{I}_1 + H_{12}\dot{U}_2 \\ \dot{I}_2 &= H_{21}\dot{I}_1 + H_{22}\dot{U}_2 \end{aligned} \right\} \quad (11.3)$$

Burada

$$H_{11} = \frac{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}}{Z_{22}}; H_{12} = \frac{Z_{12}}{Z_{22}}; H_{21} = \frac{-Z_{21}}{Z_{22}}; H_{22} = \frac{1}{Z_{22}}$$

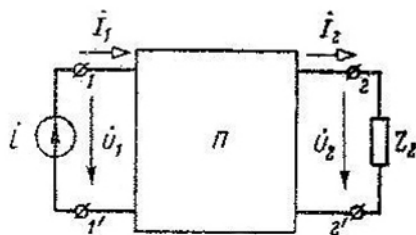
dördqütblünün əmsallarıdır

(11.3) tənlikləri H şəkilli tənliklər adlanır və matris şəkilində aşağıdakı kimi yazılır:

$$\begin{Bmatrix} \dot{U}_1 \\ \dot{I}_2 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{I}_1 \\ \dot{U}_2 \end{Bmatrix}$$

Dördqütblünün kaskad birləşməsi zamanı elə tənlik formalarına malik olmaq məqsədə uyğundur ki, \dot{U}_1 gərginliyi və \dot{I}_1 cərəyanı, \dot{U}_2 gərginliyi və \dot{I}_2 cərəyanı ilə ifadə olunsun (yeri gəlmişkən qeyd edək ki, kaskad birləşmədə bir dördqütblünün ikinci tərəfi digərinin birinci tərəfi ilə, digərinin ikinci tərəfi üçüncünün birinci tərəfi ilə və s. bu qaydada birləşdirilir). Bu məqsədlə kompensasiya teoremindən istifadə edərək \dot{e}_2 e.h.q.-si Z_2 müqavimətində \dot{I}_2 cərəyanının yaratdığı gərginlik düşgüsü ilə əvəz edilir (şəkil 11.3). Şəkildən görüldüyü kimi həmin gərginlik düşgüsü \dot{e}_2 ilə qarşı-qarşıyadır.

\dot{I}_2 cərəyanının müsbət istiqamətinin dəyişməsi hesabına (11.2)-də \dot{I}_2 -nin işarəsi dəyişir:



Şəkil 11.3

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_1 &= Y_{11}\dot{U}_1 - Y_{12}\dot{U}_2 \\ -\dot{I}_2 &= -Y_{21}\dot{U}_1 + Y_{22}\dot{U}_2 \end{aligned} \right\} \quad (11.4)$$

(11.4)-tənliklərinin \dot{U}_1 və \dot{I}_1 -ə görə birgə həlli nəticəsində

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_1 &= C\dot{U}_2 + D\dot{I}_2 \\ \dot{U}_1 &= A\dot{U}_2 + B\dot{I}_2 \end{aligned} \right\} \quad (11.5)$$

alınır. Burada $A = \frac{Y_{22}}{Y_{21}}$; $B = \frac{1}{Y_{21}}$; $C = \frac{Y_{11}Y_{22} - Y_{12}Y_{21}}{Y_{21}}$ və

$$D = \frac{Y_{11}}{Y_{21}} \text{-dir.}$$

(11.5) tənlikləri A şəkilli tənliklər adlanırlar. Buna səbəb həmin tənliklərdə bəzən bütün əmsalların müxtəlif

indeksli A hərflərilə işarə olunmasıdır. Bu halda (11.5) tənlikləri

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_1 &= A_{21}\dot{U}_2 + A_{22}\dot{I}_2 \\ \dot{U}_1 &= A_{11}\dot{U}_2 + A_{12}\dot{I}_2 \end{aligned} \right\} \text{şəklində yazılır.}$$

A, B, C və D əmsalları arasında əlaqə aşağıdakı kimidir:

$$AD - BC = \frac{Y_{11}Y_{22} - Y_{12}Y_{21}}{Y_{21}Y_{21}} = \frac{Y_{12}}{Y_{21}}$$

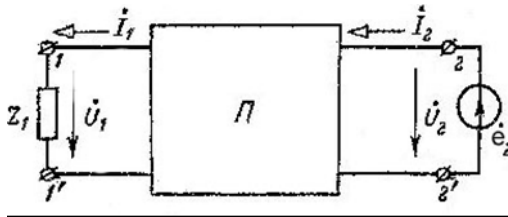
Qarşılıqlıq prinsipi saxlanan dövrlər üçün $Y_{12} = Y_{21}$ olduğundan

$$AD - BC = 1 \quad (11.6)$$

olur. (11.5)-i matris şəklində yazsaq,

$$\begin{Bmatrix} \dot{U}_1 \\ \dot{I}_1 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} AB \\ CD \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} \dot{U}_2 \\ \dot{I}_2 \end{Bmatrix}$$

alarıq. Əgər dördqütblünün ikinci sıxaclarına \dot{e}_2 e.h.q.- sini, birinci sıxaclarına işlədicinin Z_1 müqavimətini qoşsaq (şək. 11.4), \dot{I}_1, \dot{I}_2 cərəyanlarının müsbət istiqamətləri dəyişməklə (11.5) tənlikləri aşağıdakı şəkə düşər:



Şəkil 11.4

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_1 &= A\dot{U}_2 - B\dot{I}_2 \\ -\dot{I}_1 &= C\dot{U}_2 - D\dot{I}_2 \end{aligned} \right\} \quad (11.7)$$

(11.7)-də (11.6)-nı nəzərə almaqla

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_2 &= C\dot{U}_1 + A\dot{I}_1 \\ \dot{U}_2 &= D\dot{U}_1 + B\dot{I}_1 \end{aligned} \right\} \quad (11.8) \text{ alarıq.}$$

Son ifadəni (11.5) ilə müqayisə etdikdə görürük ki, əks qidalanmada A və D əmsallarının işarəsi dəyişir. Bir daha qeyd edək ki, dördqütblünün kompleks A, B, C, D əmsalları digər əmsal və parametrlər kimi müqavimətlərdən, keçiriciliklərdən, sxemin konfigurasiyasından, mənbəyin e.h.q və ya cərəyanın tezliyindən asılıdır.

Dördqütblünün birinci tərəfi ilə ikinci tərəfinin yerini dəyişdikdə mənbəyin və işlədicinin cərəyanları dəyişməzsə, belə dördqütblü **simmetrik dördqütblü** adlanır. Bu şərti ödəməyən bütün dördqütblülər qeyri-simmetrik dördqütblülər adlanırlar.

§11.3. Dördqütblünün əmsallarının təyini

Passiv qeyri-simmetrik dördqütblünün əmsallarını həm təcrübi və həm də hesablama yolu ilə tapmaq olar. Hesablama zamanı dördqütblünün birləşmə sxemi, kompleks müqavimətləri və ya keçiricilikləri məlum olmalıdır. İki və ya üç təcrübə ilə həmin kompleks qiymətlər təyin oluna bilər.

Tutaq ki, 2-2' sığacları açıqdır. Bu zaman $\dot{I}_2 = 0$ olar. Onda (11.5)-dən birinci gərginlik və cərəyan üçün

$$\dot{U}_1 = A\dot{U}_2; \quad \dot{I}_1 = C\dot{U}_2$$

və buradan

$$\begin{aligned} A &= \frac{\dot{U}_{1y.i}}{\dot{U}_2}; \quad C = \frac{\dot{I}_{1y.i}}{\dot{U}_2}; \\ \dot{Z}_{1y.i} &= \frac{\dot{U}_{1y.i}}{\dot{I}_{1y.i}} = \frac{A}{C} \end{aligned} \quad (11.9)$$

olar. Dördqütblünün 2-2' cığaclarında qısa qapanmaya baxaq. Bu zaman $\dot{U}_2 = 0$ və (11.5) tənliklərindən

$$\dot{U}_{1q,q} = B\dot{I}_2; \dot{I}_{1q,q} = D\dot{I}_2 \text{ alırıq. Buradan}$$

$$Z_{1q,q} = \frac{\dot{U}_{1q,q}}{\dot{I}_{1q,q}} = \frac{B}{D}; B = \frac{\dot{U}_{1q,q}}{\dot{I}_2}; D = \frac{\dot{I}_{1q,q}}{\dot{I}_2} \text{ olar.}$$

Deməli, yüksüz işləmə zamanı $\dot{U}_{1y,i}$, $\dot{I}_{1y,i}$, \dot{U}_2 -nin qısa qapanma zamanı $\dot{U}_{1q,q}$, $\dot{I}_{1q,q}$, \dot{I}_2 -nin modul və fazalarını təyin etməklə dördqütblünün bütün dörd əmsalını tapmaq olar.

Dördqütblünün əmsallarını təcrübi nəticələr əsasında təyin etmək olar. Hər təcrübədə ilkin və ya ikinci cərəyan və gərginlik ölçülür. Bu halda üç təcrübə aparılır. Bunun ikisini nəzərdən keçirdik. Həmin təcrübələrin birində dörd qütblü bir dəfə ilkin sıxaclar vasitəsilə, digər dəfə isə ikinci sıxaclar vasitəsilə qidalanır. Dördqütblü ikinci sıxaclar tərəfdən qidalandıqda yüksüz işləmə və qısa qapama təcrübələrindən alınan nəticələr əsasında, habelə dördqütblü ilkin sıxaclardan qidalandıqda yüksüz işləmə təcrübəsindən alınan nəticələr əsasında A, B, C, D üçün əldə olunan ifadələr daha sadə olur.

Dördqütblü ikinci sıxaclardan qidalansa, $\dot{U}_1 = 0$ olduqda (11.8)-dən

$$\dot{U}_{2q,q} = B\dot{I}_1; \dot{I}_{2q,q} = A\dot{I}_1 \text{ alınar.}$$

Buradan ikinci tərəfdən qısaqapanma giriş müqaviməti üçün Om qanununa əsasən

$$Z_{2q,q} = \frac{\dot{U}_{2q,q}}{\dot{I}_{2q,q}} = \frac{B}{A}; \quad (11.10)$$

alarıq

Dördqütblü ikinci tərəfdən qidalandırıldıqda, $\dot{I}_1 = 0$ olduqda, (11.8) tənliklərindən

$$\dot{U}_{2y,i} = D\dot{U}_1; \dot{I}_{2y,i} = C\dot{U}_1$$

olar və buradan birinci tərəfin yüksüz işləməsi zamanı ikinci tərəfdən giriş müqaviməti üçün

$$Z_{2y.i} = \frac{\dot{U}_{2y.i}}{\dot{I}_{2y.i}} = \frac{D}{C} \quad (11.11)$$

alarıq. (11.9), (11.10), (11.11)-i birgə həll edib $AD - BC = 1$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$A = \sqrt{\frac{Z_{1y.i}}{Z_{2y.i} - Z_{2q.q}}}$$

olar.

Müqavimət kompleks olduğundan A əmsalının, deməli digər əmsalların da iki qiyməti vardır. Beləki, həmin əmsallar A ilə

$$B = AZ_{2q.q}; \quad C = \frac{A}{Z_{1y.i}}; \quad D = \frac{AZ_{2y.i}}{Z_{1y.i}}$$

kimi əlaqəlidirlər. A -nın ikiqiymətli olması əmsalların, gərginlik və cərəyanların dördqütblünün sıxaclarına nəzərən müsbət istiqamətlərinin necə seçilməsi ilə əlaqədardır. Əmsalları o vaxt birqiymətli təyin etmək mümkün olur ki, təcrübə nəticəsində dördqütblünün girişində gərginlik və cərəyanın onun çıxışındakı gərginlik və cərəyana nəzərən faza sürüşməsi təyin edilsin.

Sonda qeyd edək ki, $Z_{1y.i}$, $Z_{2y.i}$, $Z_{1q.q}$ və $Z_{2q.q}$ arasında

$$\frac{Z_{1q.q}}{Z_{2q.q}} = \frac{Z_{1y.i}}{Z_{2y.i}} = \frac{A}{D}$$

şəklində əlaqə vardır. Simmetrik dördqütblü üçün $A = D$ -dir

§11.4. Dördqütblünün yük rejimi

(11.5) tənliklərindən görünür ki, ilkin sıxaclardakı gərginlik \dot{U}_1 , eləcə də cərəyan \dot{I}_1 iki həddən ibarətdir. Bu həd-

lərdən biri qəbuledicinin \dot{U}_2 gərginliyi, digər isə \dot{I}_2 cərəyanı ilə düz mütənasibdir.

Tutaq ki, \dot{U}_2 gərginliyi və \dot{I}_2 cərəyanı verilmişdir. Əgər ikinci tərəfin açıq olduğu halda ($\dot{I}_2=0$) yük halındakı gərginliyə bərabər \dot{U}_2 gərginliyi müəyyənləşsə, onda girişdə gərginlik və cərəyan

$$\dot{U}_{1y.i} = A\dot{U}_2; \dot{I}_{1q.q} = C\dot{U}_2$$

olar. İkinci tərəfdə qısa qapanma zamanı ($\dot{U}_2=0$) yükün cərəyanına bərabər \dot{I}_2 cərəyanı olsa, onda birinci sıxaclarda gərginlik və cərəyan

$$\dot{U}_{1q.q} = B\dot{I}_2; \dot{I}_{1y.i} = D\dot{I}_2 \quad \text{olar}$$

Deməli, yüklü halda gərginlik \dot{U}_1 və cərəyan \dot{I}_1 uyğun olaraq dördqütblünün yüksüz və qısa qapanma rejimindəki gərginliklərin və cərəyanların cəminə bərabərdir. Doğurdan da

$$\dot{U}_1 = A\dot{U}_2 + B\dot{I}_2 = \dot{U}_{1y.i} + \dot{U}_{1q.q}$$

$$\dot{I}_1 = C\dot{U}_2 + D\dot{I}_2 = \dot{I}_{1y.i} + \dot{I}_{1q.q}$$

olur. Bu o deməkdir ki, dördqütblünün ikinci tərəfinin sıxaclarında \dot{U}_2 gərginliyini və \dot{I}_2 cərəyanını almaq üçün onun birinci tərəfinin sıxaclarında \dot{U}_2 gərginliyinə mütənasib, olan $\dot{U}_{1y.i}$ gərginliyini və $\dot{I}_{1y.i}$ cərəyanını, eləcə də \dot{I}_2 cərəyanı ilə mütənasib olan $\dot{U}_{1q.q}$ gərginliyini və $\dot{I}_{1q.q}$ cərəyanını yaratmaq lazımdır.

Dördqütblünün işçi rejimini xarakterizə etmək üçün çox vaxt giriş müqavimətindən istifadə olunur. Şəkil 11.3-dəki sxemdə giriş müqavimətini tapmaq üçün (11.5) tənliklərini tərəf-tərəfə bölmək lazımdır. Onda

$$Z_{1gir} = \frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_1} = \frac{A\dot{U}_2 + B\dot{I}_2}{C\dot{U}_2 + D\dot{I}_2} = \frac{AZ_2 + B}{CZ_2 + D} \quad (11.12)$$

olar. Xüsusi hallara baxsaq, qısa qapanma zamanı $Z_2 = 0$ olar,

$Z_{1gir} = \frac{B}{D}$ alınar, yüksüz iş zamanı $Z_2 = \infty$; $Z_{1gir} = \frac{A}{C}$ olar.

Şəkil 11.4-dəki əks ötürmə zamanı (11.8) tənliklərindən

$$Z_{2gir} = \frac{\dot{U}_2}{\dot{I}_2} = \frac{D\dot{U}_1 + B\dot{I}_1}{C\dot{U}_1 + A\dot{I}_1} = \frac{DZ_1 + B}{CZ_1 + A} \quad (11.3)$$

alarıq. Çox vaxt Z_{1gir} və Z_{2gir} -i A, B, C, D əmsalları ilə deyil, (11.2) və (11.3) düsturlarına düz və əks qidalanmada yüksüz işləmə və qısa qapanma müqavimətləri daxil edilir. Bu zaman (11.2) və (11.3) aşağıdakı şəkildə yazılır

$$\begin{aligned} Z_{1gir} &= Z_{1y.i} \frac{Z_{2q.q} + Z_2}{Z_{2y.i} + Z_2} \\ Z_{2gir} &= Z_{2q.q} \frac{Z_{1q.q} + Z_1}{Z_{1y.i} + Z_1} \end{aligned} \quad (11.14)$$

Son ifadələr göstərir ki, dördqütblülərdən müqaviməti dəyişmək üçün istifadə etmək olar.

§ 11.5. Passiv dördqütblünün ekvivalent sxemləri

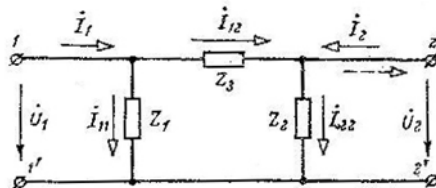
Dördqütblülər daxil edilən dövrlərin əsas xüsusiyyətlərini öyrənərkən sadəlik üçün onların ekvivalent sxemlərini qururlar. Həmin qurmada dördqütblülərin tənliklərindən istifadə olunur.

Məlumdur ki, birinci və ikinci sıxacları ilə istənilən qarşılıqlıq prinsipi ödəyən verilmiş dördqütblü üç asılı olmayan tənliklə xarakterizə olunur. Deməli, passiv dördqütblü üç elementli Π -şəkilli və T-şəkilli ekvivalent sxemlə təsvir oluna bilər.

Əvvəlcə Π -şəkilli sxemə baxaq (şəkil 11.5) və onun parametrlərini təyin edək. Y-tipli tənliklərdən istifadə edək. Bu

tənliklərdən birincisinin üzərinə $Y_{12} \dot{U}_1$ - hasilini gəlib çıxaraq müəyyən çevirmə aparsaq, onda

$$\dot{I}_1 = (Y_{11} - Y_{12}) \dot{U}_1 + Y_{12} (\dot{U}_1 - \dot{U}_2) = \dot{I}_{11} + \dot{I}_{12}$$



Şəkil 11.5

olar. Həmin tənliklərdən ikincinin üzərinə $\dot{Y}_{21} \dot{U}_2$ hasilini gəlib çıxsaq,

$$\dot{I}_2 = -Y_{21} (\dot{U}_1 - \dot{U}_2) + (Y_{22} - Y_{21}) \dot{U}_2 = \dot{I}_{22} - \dot{I}_{21}$$

alırıq. $Y_{12} = Y_{21}$ olduqda irəlidə aldığımız tənliklər şəkil 11.5-dəki sxemi ödəyir. Həmin sxemin elementləri

$$Z_3 = \frac{1}{Y_{12}}; Z_1 = \frac{1}{Y_{11} - Y_{12}}; Z_2 = \frac{1}{Y_{22} - Y_{12}} \text{ -dir.}$$

(11.5) və (11.6)-dan istifadə edib

$$Z_3 = B; Z_1 = \frac{B}{D-1}; Z_2 = \frac{B}{A-1} \quad (11.15)$$

münasibətlərini, yəni Π -şəkilli sxemin parametri ilə dördqütblünün əmsalları arasında əlaqəni tapırıq.

T-şəkilli sxemin elementləri müqavimət üçbucağının (şəkil 11.5) ekvivalent ulduza (şəkil 11.6) çevrilməsi düsturlarından alınır:

$$Z_1' = \frac{Z_3 \cdot Z_1}{Z_3 + Z_1 + Z_2}; \quad Z_2' = \frac{Z_3 \cdot Z_2}{Z_3 + Z_1 + Z_2};$$

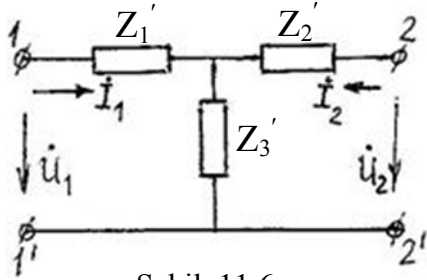
$$Z_3' = \frac{Z_1 \cdot Z_2}{Z_3 + Z_1 + Z_2}$$

Son ifadələrdə (11.15)-i nəzərə alsaq,

$$Z'_1 = \frac{A-1}{C}; Z'_2 = \frac{D-1}{C}; Z'_3 = \frac{1}{C}$$

olar.

Tutaq ki, dörd-qütblüdə qarşılıq prinsipi ödənmir. Yəni $Z_{12} \neq Z_{21}$ və $Y_{12} \neq Y_{21}$ -dir. Bu şəkil 11.5 və 11.6 –dakı sxemlərə əlavə asılı aktiv parametr daxil etməklə nəzərə alınmalıdır. Daha



Şəkil 11.6

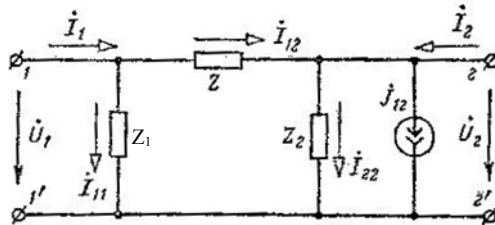
doğrusu bu halda dördqütblü dörd parametrlə təyin olunur.

Yenə Y-şəkilli tənliklərindən istifadə edək. Bu tənliklərdən birincinin sağ tərəfinə $Y_{12} \dot{U}_1$ -hasilini, ikinci tənliyinin sağ tərəfinə isə $Y_{12} \dot{U}_1, Y_{12} \dot{U}_2$ -ni əlavə edib çıxsaq, onda

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= Y_{11}\dot{U}_1 - Y_{12}\dot{U}_2 = (Y_{11} - Y_{12})\dot{U}_1 + Y_{12}(\dot{U}_1 - \dot{U}_2) = i_{11} + i_{12} \\ i_2 &= -Y_{21}\dot{U}_1 - Y_{22}\dot{U}_2 = (Y_{22} - Y_{21})\dot{U}_2 - Y_{12}(\dot{U}_1 - \dot{U}_2) + (Y_{12} + Y_{21})\dot{U}_1 = i_{22} - i_{12} + j_{12} \end{aligned} \right\} \quad (11.16)$$

alarıq.

Şəkil 11.7-dəki sxem (11.16) tənliklərini ödərir. Sxemdə cərəyan mənbəyi $j_{12} = (Y_{12} - Y_{21}) \dot{U}_1$ aktiv parametr olub giriş gərginliyi \dot{U}_1 -dən asılıdır.



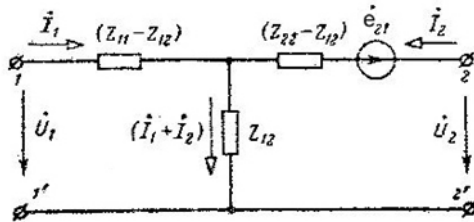
Şəkil 11.7

$$Z_1 = \frac{1}{Y_{11} - Y_{12}}; \quad Z_2 = \frac{1}{Y_{22} - Y_{12}}; \quad Z = \frac{1}{Y_{12}}$$

Qarşılıqlıq prinsipi gözlənilməyən dördqütblülü üçün $Z_{12} \neq Z_{21}$ olduğundan ekvivalent sxem Z-tənliklərinin köməyiylə alınır:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_1 &= Z_{11}\dot{I}_1 + Z_{12}\dot{I}_2 = (Z_{11} - Z_{12})\dot{I}_1 + Z_{12}(\dot{I}_1 + \dot{I}_2) \\ \dot{U}_2 &= Z_{21}\dot{I}_1 + Z_{22}\dot{I}_2 = (Z_{22} - Z_{21})\dot{I}_2 + (Z_{21} - Z_{12})\dot{I}_1 + Z_{12}(\dot{I}_1 + \dot{I}_2) \end{aligned} \right\} (11.17)$$

Daha doğrusu bu tənlikləri almaq üçün Z-tənliklərinin birincisinə $Z_{12}\dot{I}_1$ hasili, ikincisinə isə $Z_{21}\dot{I}_2$ hasili əlavə edilib çıxılaraq tənliklərdə müəyyən çevrilmələr aparılmışdır. (11.17) tənlikləri şəkil 11.8-də göstərilən ekvivalent sxemi ödəyir.



Şəkil 11.8

Burada, $e_{21} = (Z_{21} - Z_{22})\dot{I}_1$ aktiv parametr olub \dot{I}_1 cərəyanından asılıdır.

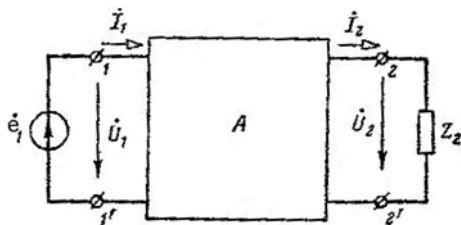
Qarşılıqlıq prinsipi ödənilməyən dördqütblülərin ekvivalent sxemləri elektron lampaları və tranzistorlar olan dövrləri analiz etmək və hesabətını aparmaq üçün tətbiq olunur.

§11.6. Aktiv dördqütblülərin əsas tənlikləri və ekvivalent sxemləri

Giriş sığaclarına e_1 e.h.q. mənbəyi, çıxış sığaclarına yük müqaviməti Z_2 qoşulan aktiv dördqütblü götürək (şəkil 11.9). Dördqütblünün daxilində istənilən sayda e_2, e_3, e_4, \dots var.

Kompensasiya teoremindən istifadə edib, \dot{Z}_2 müqavimətini \dot{e}_2 e.h.q.-si ilə əvəz edib $\dot{e}_2 = Z_2 \dot{I}_2$, superpozisiya prinsipini tətbiq etməklə dördqütblünün \dot{I}_1 və \dot{I}_2 cərəyanları üçün aşağıdakı ifadələri yazı bilərik:

$$\begin{aligned}\dot{I}_1 &= \dot{e}_1 Y_{11} - \dot{e}_2 Y_{12} + \dot{e}_3 Y_{13} + \dot{e}_4 Y_{14} + \dots \\ \dot{I}_2 &= \dot{e}_1 Y_{21} - \dot{e}_2 Y_{22} + \dot{e}_3 Y_{23} + \dot{e}_4 Y_{24} + \dots\end{aligned}$$



Şəkil 11.8

Bu tənliklərdə \dot{e}_1 və \dot{e}_2 -ni uyğun gərginliklərlə əvəz edib $\dot{e}_3, \dot{e}_4, \dots$ e.h.q.-lərinin (dördqütblünün daxilində olan) yaratdıqları cərəyanları

$$\begin{aligned}\dot{I}_{1a} &= \dot{e}_3 Y_{13} + \dot{e}_4 Y_{14} + \dots \\ \dot{I}_{2a} &= \dot{e}_3 Y_{23} + \dot{e}_4 Y_{24} + \dots\end{aligned}$$

işarə etsək,

$$\left. \begin{aligned}\dot{I}_1 &= Y_{11}\dot{U}_1 - Y_{12}\dot{U}_2 + \dot{I}_{1a} \\ \dot{I}_2 &= Y_{21}\dot{U}_1 - Y_{22}\dot{U}_2 + \dot{I}_{2a}\end{aligned} \right\} \quad (11.18)$$

alırıq. Burada \dot{I}_{1a} və \dot{I}_{2a} dördqütblünün daxilindəki e.h.q.-lərlə yaranan qısaqapanma cərəyanlarıdır və dördqütblünün hər iki tərəfini eyni vaxtda qısa qapadıqda tapılır. (11.8) tənliklərindən görünür ki, $\dot{U}_1 = 0$, $\dot{U}_2 = 0$ olduqda $\dot{I}_{1qq} = \dot{I}_{1a}$ və $\dot{I}_{2qq} = \dot{I}_{2a}$ olur (11.18) tənliklərini \dot{U}_1 , \dot{I}_1 -ə görə həll etsək aktiv dördqütblünün A şəkilli tənliklərini alırıq:

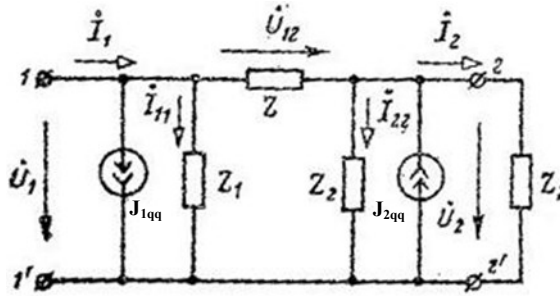
$$\begin{aligned}\dot{U}_1 &= \frac{Y_{22}}{Y_{21}} \dot{U}_2 + \frac{1}{Y_{21}} (\dot{I}_2 - \dot{I}_{2qq}) \\ \dot{I}_1 &= \frac{Y_{11}Y_{22} - Y_{12}Y_{21}}{Y_{21}} \dot{U}_2 + \frac{Y_{11}}{Y_{21}} (\dot{I}_2 - \dot{I}_{2qq}) + \dot{I}_{1qq}\end{aligned}$$

və ya

$$\left. \begin{aligned}\dot{U}_1 &= A\dot{U}_2 + B(\dot{I}_2 - \dot{I}_{2qq}) \\ (\dot{I}_1 - \dot{I}_{1qq}) &= C\dot{U}_2 + D(\dot{I}_2 - \dot{I}_{2qq})\end{aligned}\right\} \quad (11.19)$$

Burada A, B, C, D dördqütblünün əmsalları olub, passiv dördqütblüdə olduğu kimi $AD-BC=1$ şərti ödənilir (11.18) və (11.19) tənliklərindən görünür ki aktiv dördqütblülər beş parametrlə xarakterizə olunur və həmin parametrlər vasitəsilə ekvivalent Π və T-şəkilli sxemlərlə əvəz oluna bilər.

Π şəkilli sxemin (şəkil 11.10) parametrlərini təyin etmək üçün (11.18)-ni birinci tənliyinə $Y_{12}\dot{U}_1$ -hasilini, ikinci



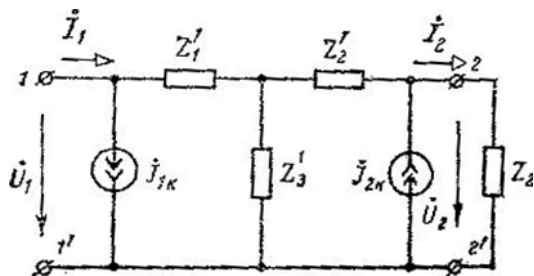
Şəkil 11.10

tənliyinə $Y_{21}U_2$ -hasilini əlavə edib çıxsaq,

$$\begin{aligned}\dot{I}_1 &= (Y_{11} - Y_{12})\dot{U}_1 + Y_{12}(\dot{U}_1 - \dot{U}_2) + \dot{J}_{1qq} \\ \dot{I}_2 &= Y_{21}(\dot{U}_1 - \dot{U}_2) - (Y_{22} - Y_{21})\dot{U}_2 + \dot{J}_{2qq}\end{aligned} \quad (11.20)$$

alarıq (11.20) tənlikləri şəkil 11.10-da göstərilən ekvivalent sxemi ödəyir. Dördqütblünün daxilində yerləşən enerji

mənbələri ekvivalent sxemdə \dot{J}_{1qq} və \dot{J}_{2qq} cərəyan mənbələri kimi göstərilmişdir Π şəkilli sxemin passiv hissəsini T-şəkilli ilə əvəz etmək olar (şəkil 11.11).



Şəkil 11.11

Ekvivalent Π və T-sxemlərində cərəyan mənbəyini e.h.q. mənbələri kimi də təqdim etmək olar: $\dot{e}_{1yi} = \dot{U}_{1yi}$, $\dot{e}_{2yi} = \dot{U}_{2yi}$. Bu e.h.q.-lər aktiv dördqütblünün birinci və ikinci sıxaclarına birləşdirilmiş budaqları eyni zamanda açmaqla təyin olunur. \dot{e}_{1yi} , \dot{e}_{2yi} ilə \dot{J}_{1qq} və \dot{J}_{2qq} arasında əlaqə yaratmaq üçün birinci və ikinci sıxacları eyni zamanda açmaqla yəni $\dot{I}_1 = 0$, $\dot{I}_2 = 0$ götürməklə (11.19) tənliklərindən istifadə edək. Bu zaman

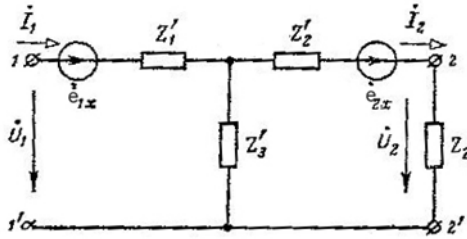
$$\dot{U}_{1yi} = A\dot{U}_{2yi} - B\dot{J}_{2qq} \quad \text{və} \quad -\dot{J}_{1qq} = C\dot{U}_{2yi} - D\dot{J}_{2qq} \quad \text{olar}$$

Bu tənliklərdən

$$\dot{e}_{1yi} = \dot{U}_{1yi} = \frac{1}{C}\dot{J}_{2qq} - \frac{A}{C}\dot{J}_{1qq}$$

$$\dot{e}_{2yi} = \dot{U}_{2yi} = \frac{D}{C}\dot{J}_{2qq} - \frac{1}{C}\dot{J}_{1qq}$$

alırıq. Şəkil 11.11-dən \dot{J}_{1qq} və \dot{J}_{2qq} cərəyan mənbələrini e.h.q. mənbələri ilə əvəz etməklə şəkil 11.12 –dəki ekvivalent sxemi almaq olar.



Şəkil 11.12

§ 11.7. Simmetrik dördqütblünün xarakteristik müqaviməti və ötürmə əmsalı

Biz irəlidə qeyd etdik ki, dördqütblünün birinci tərəfi ilə ikinci tərəfinin yerini dəyişdikdə mənbəyin və işlədicinin (qəbuledicinin) cərəyanları dəyişməzsə, belə dördqütblü **simmetrik dördqütblü** adlanır. Z-şəkilli tənliklərin əmsallarını taparaq deyə bilərik ki, simmetrik dördqütblülər üçün $Z_{11} = Z_{22}$ -dir. Deməli, aktiv simmetrik dördqütblü üç, passiv simmetrik dördqütblü isə iki parametrlə təyin olunur. Simmetrik dördqütblünün A, B, C və D əmsalları arasındakı əlaqə aşağıdakı kimi olar:

$$A^2 - BC = 1$$

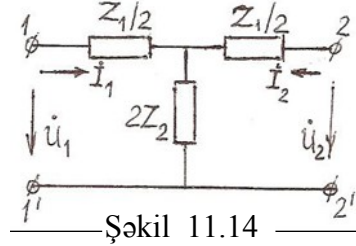
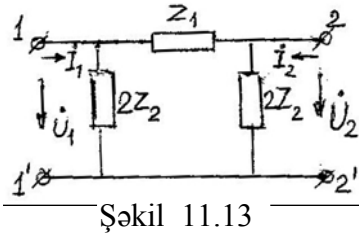
Simmetrik passiv dördqütblünün Π və T-şəkilli ekvivalent sxemləri uyğun olaraq şəkil 11.13 və 11.14-də verilmişdir.

Dördqütblülər zəncirvari birləşdirildikdə istifadə olunan parametrlərdən biri xarakteristik müqavimətdir. Bu elə Z_c müqavimətidir ki, simmetrik dördqütblünün çıxış sıxaclarına qoşulduqda onun giriş müqaviməti də Z_c olur. Verdiyimiz tərifə görə

$$Z_c = \frac{U_1}{I_1} = \frac{U_2}{I_2}$$

-dir. İndi simmetrik dördqütblü üçün A-şəkilli tənliklərin əmsalları ilə xarakteristik müqavimət arasında əlaqə yaradaq. (11.5)-dən

$$\dot{U}_1 = A \dot{U}_2 + B \dot{I}_2 = \dot{U}_2 \left(A + \frac{B}{Z_C} \right) = \dot{I}_2 (A Z_C + B)$$



$$\dot{I}_1 = C \dot{U}_2 + D \dot{I}_2 = \dot{I}_2 (C Z_C + A)$$

alırıq. Buradan

$$\frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_1} = Z_C = \frac{A Z_C + B}{C Z_C + A} \text{ və ya } Z_C = \sqrt{\frac{B}{C}}$$

alırıq.

$Z_C = Z_2$ şərti ödənilsə, yəni yük müqaviməti xarakteristik müqavimətə bərabər olsa, dördqütblünün bu iş rejimi **uzlaşmış yük rejimi** adlanır. İrəlidə yazdığımız son tənliklərdən belə yük rejimi üçün

$$\frac{\dot{U}_1}{\dot{U}_2} = \frac{\dot{I}_1}{\dot{I}_2} = A + \sqrt{BC}$$

alırıq. Aldığımız ifadə ümumi halda kompleks ədəddir. Onu üstlü funksiya şəkilində aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$A + \sqrt{BC} = e^a e^{jb} = e^g \quad (11.21)$$

Burada $g = a + jb = \ln(A + \sqrt{BC})$ **ötürmə əmsalı** və ya **ötürmə sabiti** adlanır. a –sönmə əmsalı olub neperlə (nep), b – faza əmsalı olub radianla(rad) ölçülür.

Beləliklə, uzlaşmış yük rejimində simmetrik dördqütblünün tənlikləri aşağıdakı kimi yazılır:

$$\dot{U}_1 = \dot{U}_2 e^g; \dot{I}_1 = \dot{I}_2 e^g;$$

Sonda onu da qeyd edək ki, sönmə əmsalının neperdən başqa bel(bl) adlanan vahidi də vardır. Lakin bu vahid çox böyük olduğundan, ondan on dəfə kiçik desibel (db) adlanan vahiddən istifadə olunur. $1\text{db} = 0,115$ nep-dir.

Ötürmə əmsalını $g = a + jb$ düsturu ilə hesablayarkən a neperlə, b – radianlarla hesablanmalıdır.

§ 11.8. Simmetrik dördqütblünün hiperbolik şəkilli tənlikləri

İrəlidə simmetrik dördqütblü üçün yazdığımız $A + \sqrt{BC} = e^g$ və $A^2 - BC = 1$ ifadələrinin köməyiylə A – şəkilli tənliyin əmsallarını tapa bilərik

$$A - \sqrt{BC} = \frac{1}{A + \sqrt{BC}} = e^{-g}\text{-dir}$$

Son ifadəni (11.21)-lə tərəf-tərəfə toplayıb və çıxsaq, onda

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{e^g + e^{-g}}{2} = chg \\ \sqrt{BC} &= \frac{e^g - e^{-g}}{2} = shg \end{aligned} \right\} \text{ alarıq.}$$

$Z_C = \sqrt{\frac{B}{C}}$ ilə $\sqrt{BC} = shg$ –ni birgə həll edib, $B = Z_C shg$, $C = shg/Z_C$ alarıq. Əmsalların bu qiymətlərini

$$\dot{U}_1 = \dot{I}_2 (A Z_C + B)$$

$$\dot{I}_1 = \dot{I}_2 (C Z_C + A)$$

tənliklərində nəzərə alsaq,

$$\dot{U}_1 = \dot{U}_2 chg + Z_C \dot{I}_2 shg$$

$$\dot{I}_1 = \dot{U}_2 \frac{shg}{Z_C} + \dot{I}_2 chg$$

olar.

Son ifadələr simmetrik dördqütblünün hiperbolik funksiyalarla tənlikləridir.

§ 11.9. Qeyri-simmetrik dördqütblünün xarakteristik müqaviməti və ötürmə əmsalı

Simmetrik dördqütblüdən fərqli olaraq qeyri-simmetrik dördqütblünün xarakteristik müqavimətləri iki ədəd olub, Z_{1C} və Z_{2C} ilə işarə olunur. Z_{2C} elə yük müqavimətidir ki, onu ikinci tərəf sıxaclarına qoşduqda birinci tərəfdəki Z_{1C} giriş müqavimətinə bərabər olur. Başqa sözlə desək, birinci tərəfdə yük müqaviməti $Z_1 = Z_{1C}$ olduqda ikinci tərəfdə giriş müqaviməti $Z_{1gir} = Z_{2C}$ olur. (11.12) və (11.13) düsturlarından istifadə edib giriş müqavimətlərini xarakteristik müqavimətlərlə aşağıdakı kimi ifadə edə bilərik:

$$Z_{1C} = \frac{AZ_{2C} + B}{CZ_{2C} + D}; \quad Z_{2C} = \frac{DZ_{1C} + B}{CZ_{1C} + A}$$

Tənlikləri birgə həll edib

$$Z_{1C} = \frac{AB}{CD}; \quad Z_{2C} = \frac{DB}{CA}$$

$chg = \sqrt{AD}$; $shg = \sqrt{BC}$, A, B, C, D əmsalları üçün

$$A = \sqrt{\frac{Z_{1C}}{Z_{2C}}} chg; \quad B = \sqrt{Z_{1C}Z_{2C}} shg;$$

$$C = \frac{shg}{\sqrt{Z_{1C}Z_{2C}}}; \quad D = \sqrt{\frac{Z_{2C}}{Z_{1C}}} chg$$

alırıq. Dördqütblünün A şəkilli tənliklərində əmsalların bu qiymətlərini nəzərə alsaq, qeyri-simmetrik dördqütblü üçün hiperbolik funksiyalarla tənliklər alırıq:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_1 &= \sqrt{\frac{Z_{1C}}{Z_{2C}}} (\dot{U}_2 chg + Z_{2C} \dot{I}_2 shg) \\ \dot{I}_1 &= \sqrt{\frac{Z_{2C}}{Z_{1C}}} \left(\dot{I}_2 chg + \frac{\dot{U}_2}{Z_{2C}} shg \right) \end{aligned} \right\} \quad (11.22)$$

Uzlaşmış yük şəraitində $Z_2 = Z_{2C}$ olduğundan $Z_{2C} \dot{I}_2 = \dot{U}_2$ olduğunu (11.22)-də nəzərə alsaq,

$$\begin{aligned} \dot{U}_1 &= \sqrt{\frac{Z_{1C}}{Z_{2C}}} \dot{U}_2 e^g \\ \dot{I}_1 &= \sqrt{\frac{Z_{2C}}{Z_{1C}}} \dot{I}_2 e^g \quad \text{olar.} \end{aligned}$$

Qeyri-simmetrik dördqütblünün ötürmə əmsalı isə

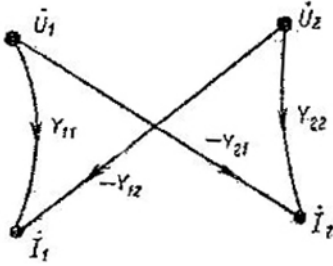
$$g = a + jb = \frac{1}{2} \ln \frac{\dot{U}_1 \dot{I}_1}{\dot{U}_2 \dot{I}_2} \quad \text{olar.}$$

Qeyri-simmetrik dördqütblülərdə $\frac{\dot{U}_1}{\dot{U}_2} \neq \frac{\dot{I}_1}{\dot{I}_2}$ olduğundan ötürmə əmsalı təkcə cərəyan və yaxud gərginliklərlə ifadə edilə bilməz.

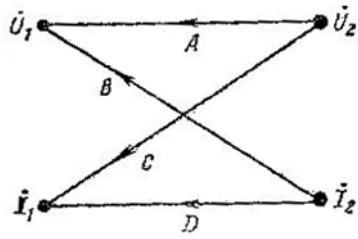
§11.10. Passiv dördqütblünün ardıcıl birləşdirilməsi

Əvvəlcə qeyd edək ki, dördqütblünün ixtiyarı formada tənliklərini bu və ya digər formada qraflarla ifadə etmək olar. Məsələn, A-şəkilli tənliyə uyğun qraf şəkil 11.15-də verilmişdir. Böyük qaraldılmış nöqtələr asılı olmayan \dot{U}_2 , \dot{I}_2 dəyişənli mənbələrdir. Şəkil 11.16-da Y-şəkilli tənliklərin qrafı verilib. Burada böyük qara nöqtələrlə asılı olmayan dəyişənlər \dot{U}_1 , \dot{U}_2 -nin mənbələrinin düyünü, kiçik nöqtələrlə isə \dot{I}_1 , \dot{I}_2 axımlarının düyünü verilmişdir. Və nəhayət dördqütblünün Z-şəkilli tənliklərinin qrafını şəkil 11.17-dəki kimi vermək olar.

Dördqütblünün ardıcıl, paralel və kaskad birləşməsində əvəzləyici dördqütblünün parametrlərini tapmaq üçün qraflardan istifadə etmək əlverişlidir.

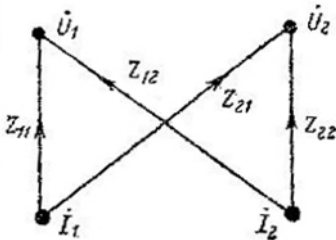


Şəkil 11.15

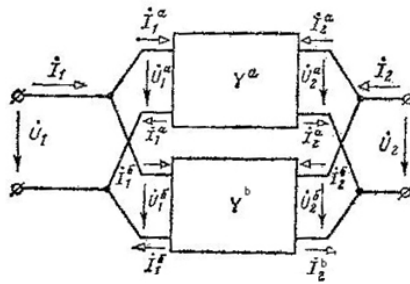


Şəkil 11.16

İndi iki dördqütblü ardıcıl birləşməsinə baxaq (şəkil 11.18). İki ardıcıl birləşdirilmiş dördqütblünün ekvivalent dördqütblüsünün parametrlərini təyin etmək üçün Z formalı tənliklərə uyğun qrafı (şəkil 11.19) qurmaq lazımdır. Hər bir dördqütblü üçün tənliklər aşağıdakı şəkildədir:



Şəkil 11.17



Şəkil 11.18

$$\dot{U}_1^a = Z_{11}^a \dot{I}_1^a + Z_{12}^a \dot{I}_2^a$$

$$\dot{U}_2^a = Z_{21}^a \dot{I}_1^a + Z_{22}^a \dot{I}_2^a$$

$$\dot{U}_1^b = Z_{11}^b \dot{I}_1^b + Z_{12}^b \dot{I}_2^b$$

$$\dot{U}_2^b = Z_{21}^b \dot{I}_1^b + Z_{22}^b \dot{I}_2^b$$

Şəkil 11.19-dakı qraftan aşağıdakı tənlikləri yazmaq olar

$$\begin{aligned}\dot{U}_1 &= \dot{U}_1^a + \dot{U}_1^b = (Z_{11}^a + Z_{11}^b) \dot{I}_1 + (Z_{12}^a + Z_{12}^b) \dot{I}_2 \\ \dot{U}_2 &= \dot{U}_2^a + \dot{U}_2^b = (Z_{21}^a + Z_{21}^b) \dot{I}_1 + (Z_{22}^a + Z_{22}^b) \dot{I}_2\end{aligned}$$

Buradan

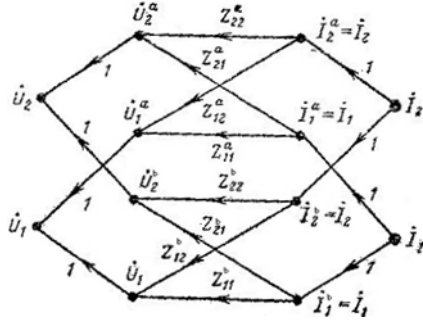
$$\begin{aligned}\dot{U}_1 &= Z_{11} \dot{I}_1 + Z_{12} \dot{I}_2 \\ \dot{U}_2 &= Z_{21} \dot{I}_1 + Z_{22} \dot{I}_2 \text{ olar.}\end{aligned}$$

Burada $Z_{11} = Z_{11}^a + Z_{11}^b$;

$$Z_{12} = Z_{12}^a + Z_{12}^b;$$

$$Z_{21} = (Z_{21}^a + Z_{21}^b);$$

$$Z_{22} = (Z_{22}^a + Z_{22}^b)\text{-dir.}$$



Şəkil 11.19

§11.11. Passiv dördqütblülərin paralel birləşməsi

İki dördqütblünün paralel birləşməsinə baxaq və ekvivalent dördqütblünün parametrlərini təyin edək (şəkil 11.20). Bu məqsədlə Y-formalı tənliklərin qrafını qurmaq məqsədə uyğundur. Hər bir dördqütblü üçün bu tənliklər aşağıdakı kimi yazılır:

$$\dot{I}_1^a = Y_{11}^a \dot{U}_1^a + Y_{12}^a \dot{U}_2^a$$

$$\dot{I}_2^a = Y_{21}^a \dot{U}_1^a + Y_{22}^a \dot{U}_2^a$$

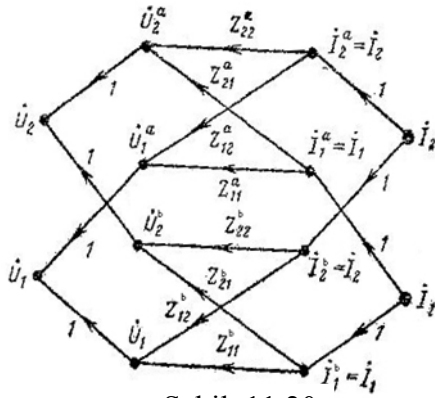
$$\dot{I}_1^b = Y_{11}^b \dot{U}_1^b + Y_{12}^b \dot{U}_2^b$$

$$\dot{I}_2^b = Y_{21}^b \dot{U}_1^b + Y_{22}^b \dot{U}_2^b$$

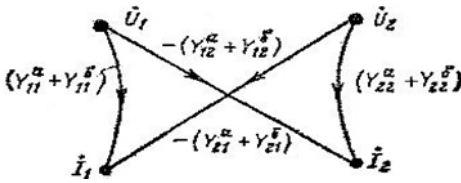
Yazılan bu tənliklərə uyğun dördqütblünün qrafı şəkil (11.21)-də verilmişdir. Həmin qraftan

$$\dot{I}_1 = (Y_{11}^a + Y_{11}^b) \dot{U}_1 - (Y_{12}^a + Y_{12}^b) \dot{U}_2$$

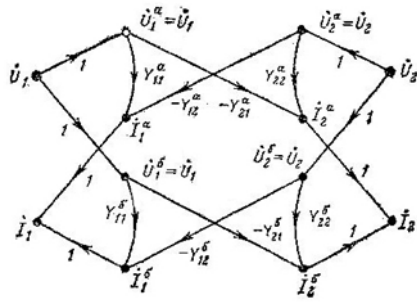
$$\dot{I}_2 = -(Y_{21}^a + Y_{21}^b) \dot{U}_1 + (Y_{22}^a + Y_{22}^b) \dot{U}_2$$



Şəkil 11.20



Şəkil 11.21



Şəkil 11.22

və yaxud

$$I_1 = Y_{11} \dot{U}_1 - Y_{12} \dot{U}_2$$

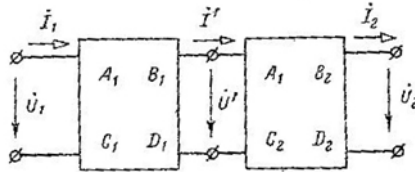
$$I_2 = -Y_{21} \dot{U}_1 + Y_{22} \dot{U}_2 \text{ alarıq}$$

Burada $Y_{11} = Y_{11}^a + Y_{11}^b$; $Y_{12} = Y_{12}^a + Y_{12}^b$; $Y_{21} = Y_{21}^a + Y_{21}^b$;

$Y_{22} = Y_{22}^a + Y_{22}^b$ -dir.

§ 11.12. Passiv dördqütblünün kaskad birləşdirilməsi

Şəkil 11.23-də iki passiv dördqütblünün kaskad birləşməsi, şəkil 11.24-də onun qrafı verilmişdir.

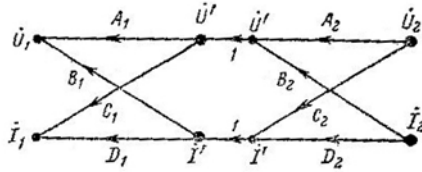


Şəkil 11.23

Ekvivalent dördqütblü üçün qrafdan aşağıdakı tənliklər alınır:

$$\dot{U}_1 = (A_1 A_2 + B_1 C_2) \dot{U}_2 + (A_1 B_2 + B_1 D_2) \dot{I}_2$$

$$\dot{I}_1 = (C_1 A_2 + D_1 C_2) \dot{U}_2 + (D_1 D_2 + C_1 B_2) \dot{I}_2$$



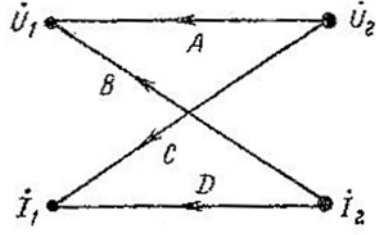
Şəkil 11.24

və ya

$$\dot{U}_1 = A \dot{U}_2 + B \dot{I}_2$$

$$\dot{I}_1 = C \dot{U}_2 + D \dot{I}_2$$

Burada $A = A_1 A_2 + B_1 C_2$; $B = A_1 B_2 + B_1 D_2$; $C = C_1 A_2 + D_1 C_2$; $D = D_1 D_2 + C_1 B_2$ -dir. Bunlar ekvivalent dördqütblünün əmsallarıdır. Bu əmsallar qrafdan onun başlanğıc və son nöqtələrini birləşdirən uyğun məsafələrin hasilini kimi tapılır (şəkil 11.25).



Şekil 11.25

FƏSİL XII. ELEKTRİK SÜZGƏCLƏRİ

§ 12.1. Elektrik tezlik süzgüləri

Elektrik süzgülü müəyyən tezlikli elektrik siqnallarını ayıran, adətən induktiv sarğacdən və kondensatordən təşkil olunmuş dördqütblüdür.

Süzgülərin iş prinsipi aşağıdakı mülahizələrə əsaslanır:

1. Induktiv müqavimət tezliklə düz, tutum müqaviməti isə tərs mütənasibdir.

2. Induktivlikdə cərəyan gərginlikdən $\frac{\pi}{2}$ qədər geri qalır. Tutumda isə bir o qədər onu qabaqlayır.

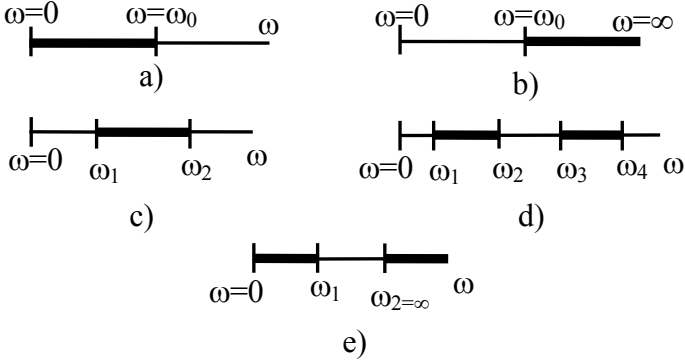
Induktivliyin və tutumun müxtəlif kombinasiyalarında düzəldilmiş süzgülər müxtəlif təsirli olurlar. Elektrik süzgüləri buraxdıqları tezlik spektrinə, hazırlanıqları elementlərin adına, onların birləşmə qaydalarına görə qruplara bölünür. Yalnız reaktiv elementlərdən təşkil olunan süzgülər **ideal süzgülər** adlanır. Simmetrik süzgülərə aşağı tezlikli, yuxarı tezlikli, zolaq, çoxzolaqlı, çəpərləyici süzgülər daxildir.

Aşağı tezlikli süzgülər tezliyi 0-dən ω_0 -a qədər olan cərəyanları (şəkil 12.1a), **yuxarı tezlikli** süzgülər isə tezliyi ω_0 -dən $\omega = \infty$ -a qədər olan cərəyanları buraxır (şəkil 12.1b)

Zolağ süzgüləri tezliyi ω_1 -lə ω_2 -arasında olan cərəyanları (şəkil 12.1c), **çoxzolaqlı süzgülər** eyni zamanda bir neçə diapazonlu cərəyanları (məs. ω_1 -dən ω_2 -yə, ω_3 -dən ω_4 - və s.) (şəkil 12.1d), **çəpərləyici süzgülər** isə 0-dən ω_1 -ə və ω_2 -dən ∞ qədər olan tezlikli cərəyanları buraxır (şəkil 12.1 e).

Hazırlanıqları elementlərin adına görə elektrik süzgüləri bir neçə qrupa bölünür. Bura L və C elementlərindən ibarət reaktiv süzgülər, kvars lövhələrindən hazırlanan pyezoelektrik süzgülər, r və c elementlərindən ibarət induksiyasız süzgülər, aktiv rc süzgüləri və s. daxildir.

Elementlərin birləşmə qaydasına görə Γ , T , P şəkilli, körpü və s. süzgeçləri vardır.



Şəkil 12.1

Süzgeç dördqütblünün xüsusi halı olduğundan, onun xassələri ikinci parametrlərlə, Z_c xarakteristik müqavimətilə və g ötürmə əmsalı ilə təyin olunur və $g = a + jb$ -dir. Burada a -sönmə əmsalı və ya sabiti, b -faza sabiti və ya əmsalıdır.

İdeal süzgecin buraxma zolağı elə tezlik diapazonudur ki, onun üçün $a = 0$ -dir. Süzgecin sönmə zolağı, yəni siqnalları buraxmaq zolağı $a \neq 0$ tezlik oblastıdır.

Buraxma zolağında süzgecin girişində və çıxışında cərəyan və gərginlik mütləq qiymətcə bərabər olmalıdır. Bu o zaman mümkündür ki, buraxma zolağının bütün diapazonunda $Z_{yük} = Z_C$ olsun. Bu halda

$$\frac{\dot{U}_1}{\dot{U}_2} = \frac{\dot{I}_1}{\dot{I}_2} = e^g = e^a e^{jb} \text{ -dir.}$$

$a = 0$ olduqda isə

$$\dot{U}_1 = \dot{U}_2 ; \dot{I}_1 = \dot{I}_2$$

alırıq. Əgər $Z_{yük} = Z_C$ və $a = 0$ şərti ödənməsə, süzgecin girişində və çıxışında cərəyan və gərginliklərin qiyməti eyni olmaz.

Beləliklə, süzgecin buraxma zolağında cərəyan və gərginliklərin girişdə və çıxışda qiymətlərinin bərabərliyi həmin

zolağın bir və ya bir neçə tezliyində o vaxt alınır ki, süzgülük yükün müqavimətinə uyğunlaşdırılsın. Praktikada həmişə buna çalışılır.

§ 12.2. K-tipli süzgülük

1. Aşağı tezlik süzgülükləri.

Əvvəlcə qeyd edək ki, k-tipli süzgülük elə süzgülük deyilir ki, onda Z_1 uzununa müqavimətinin Y_1 eninə keçiriciliyinə nisbəti tezlikdən asılı olmasın. Yəni

$$\frac{Z_1}{Y_1} = \frac{L_2}{C_1} = K^2 \text{ olsun.}$$

Qeyd etmək lazımdır ki, daha mürəkkəb süzgülük vardır ki, onlar üçün $\frac{Z_1}{Y_1}$ nisbəti tezlikdən asılıdır. Belə süzgülüklər M tip süzgülük adlanırlar.

Təmiz reaktiv elementlərdən T və ya Π şəkilli sxem üzrə yığılmış süzgülük üçün bu asılılığı təyin edək. Simmetrik dördqütblü, xüsusi halda süzgülük üçün

$$A = \text{ch}g = \text{ch}(a + jb) = 1 - \frac{Z_1 Y_2}{2} \text{-dir} \quad (12.1)$$

Süzgülük reaktiv elementlərdən təşkil olunduğundan Z_1 , Y_2 xəyali, A isə müsbət və ya mənfi həqiqi ədəddir. Bu şərt daxilində

$$A = \text{ch}(a + jb) = \text{ch}a \cos b + j \text{sh}a \sin b$$

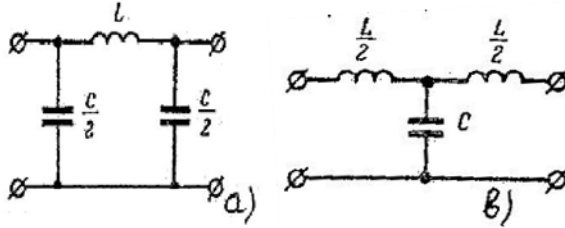
tənliyi

$$\left. \begin{aligned} A &= \text{ch}a \cos b \\ 0 &= \text{sh}a \sin b \end{aligned} \right\} \quad (12.2)$$

kimi ikiyə bölünər.

Aşağı tezlikli Π şəkilli süzgülük (şəkil 12.2a) üçün

$Z_1 = j\omega L$; $Y_2 = j\omega C$ –dir (şəkil 12.2,b də T-sxem verilmişdir). (12.1)-ə görə



Şəkil 12.2

$$A = 1 + \frac{Z_1 Y_1}{2} = 1 - \frac{\omega^2 LC}{2}$$

olar. Buraxma oblastının sərhəddi ($a = 0$; $\text{cha} = 1$) (12.2)-yə görə

$$-1 \leq \cos b = A \leq +1$$

qeyri- bərabərliyi ilə təyin olunur. Belə ki, $-1 \leq \cos b \leq +1$ -dir. Yəni

$$-1 \leq 1 - \frac{\omega^2 LC}{2} \leq +1 \text{-dir.}$$

Deməli süzgəc sönmədən ($a = 0$) tezliyi $\omega = 0$ -dan $\omega_0 = 2\sqrt{LC}$ qədər olan cərəyanları buraxır. ω_0 – L induktivliyindən və iki ədəd $\frac{C}{2}$ tutumundan təşkil olunmuş konturun maksimum tezliyidir. b faza əmsalının süzgəcin buraxma ($a = 0$) oblastında dəyişməsi

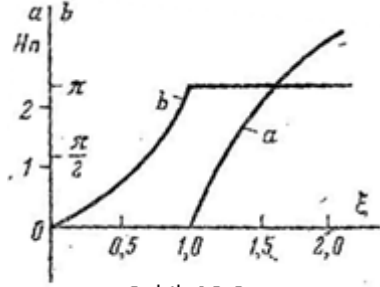
$$\cos b = A = 1 - \frac{\omega^2 LC}{2}$$

şərtindən tapılır. $\xi = \frac{\omega}{\omega_0}$ işarə etsək, onda

$$\cos b = A = 1 - 2\xi^2$$

alırıq.

Beləliklə, tezlik 0-dan ω_0 -a kimi dəyişdikdə aşağı tezlik süzgeçləri siqnalları buraxır. Buraxma ($a = 0$) və saxlama ($a \neq 0$) oblastlarında bu süzgeçlər üçün a və b -nin ξ -dən asılılığı şəkil 12.3-də verilmişdir. Qrafikdən görünür ki, buraxma oblastında ξ , 0-dan 1-ə kimi artdıqda, $\cos b$ 1-dən -1 -ə kimi dəyişir. Bu zaman b , 0-dan π -yə, yaxud π -dən 0-a kimi dəyişə bilər. T və II sxemli aşağı tezlikli süzgeçlərin xarakteristik müqavimətləri aşağıdakı kimi təyin olunur:



Şəkil 12.3

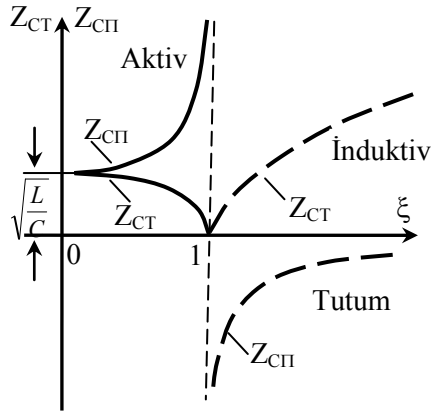
$$Z_{CT} = \sqrt{\frac{L}{C}} \frac{1}{\sqrt{1-\xi^2}}; \quad Z_{CT} = \sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{1-\xi^2}$$

Həmin ifadələrin köməyiylə qurulmuş $Z_C = f(\xi)$ asılılığı şəkil 12.4-də verilmişdir. Qrafikdən görüldüyü kimi buraxma oblastında xarakteristik müqavimət hər iki sxem üçün aktiv xarakterlidir. Rezonans tezliyindən yuxarı tezliklərdə isə, başqa sözlə desək, saxlama oblastında isə Z_{CT} tutum, Z_{CT} isə induktiv xarakterlidir.

Aşağı tezlikli süzgecin hesabətını aparmaq üçün adətən $\omega_0 = \frac{2}{\sqrt{LC}}$ tezliyi və $\omega = 0$ olduqda süzgecin xarakteristik

müqavimətinə bərabər olan $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ parametri verilir. ω_0 və ρ -

nu bilməklə L və C -ni tapmaq olar: $L = \frac{2\rho}{\omega_0}; \quad C = \frac{2}{\omega_0\rho}$

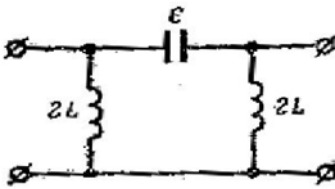


Şəkil 12.4

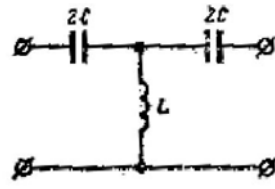
2. Yuxarı tezlik süzgəcləri.

Şəkil 12.5 və 12.6-da uyğun olaraq yuxarı tezlik süzgəclərinin Π və T şəkilli sxemləri verilmişdir. Π - şəkilli yuxarı tezlik süzgəci üçün

$$Z_1 = \frac{1}{j\omega C}; Y_2 = \frac{1}{j\omega \cdot L} \text{-dir}$$



Şəkil 12.5



Şəkil 12.6

Onda iradə qeyd etdiklərimizə əsasən

$$A = 1 + \frac{Z_1 Y_2}{2} = 1 - \frac{1}{2\omega^2 LC} \text{ yaza bilərik}$$

Süzgəcin buraxma oblastının sərhəddini

$$-1 \leq 1 - \frac{1}{2\omega^2 LC} \leq +1$$

şərtindən tapırıq. Yəni, süzgəc sönmədən ($a = 0$) $\omega_0 = \frac{1}{2}\sqrt{LC}$ tezliyindən $\omega = \infty - a$ kimi buraxır ω_0 , şəkil 12.5-dəki kontur üçün rezonans tezliyidir. b faza əmsalının dəyişməsi

$$\cos b = A = 1 - \frac{1}{2\omega^2 LC} = 1 - \frac{2\omega_0^2}{\omega^2} = 1 - \frac{2}{\xi^2} \text{-dir.}$$

$\omega = \infty$ olduqda $b = 0$, $\omega = \omega_0$ olduqda isə $b = -\pi$ olur.

T şəkilli süzgəclər üçün də buraxma oblastının ω_0 sərhəddi Π -süzgəclər üçün alınan qiymətə bərabərdir.

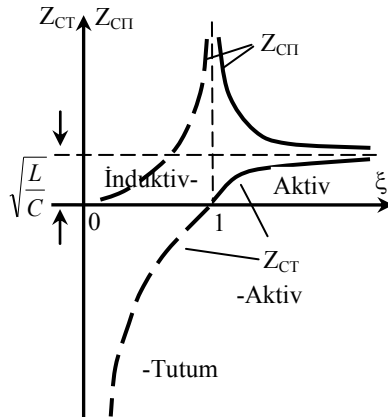
Π və T şəkilli süzgəclərin xarakteristik müqavimətləri üçün

$$Z_{CT} = \sqrt{\frac{L}{C}} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}}} = \sqrt{\frac{L}{C}} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{\xi^2}}}$$

$$Z_{CT} = \sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{1 - \frac{1}{\xi^2}} \text{ alınır}$$

Şəkil 12.7-dən göründüyü kimi buraxma zolağında bu müqavimətlər xalis aktiv xarakterlidir.

Z_{CT} ∞ -dan $\sqrt{\frac{L}{C}}$ -yə, Z_{CT} isə 0-dan $\sqrt{\frac{L}{C}}$ -yə qədər dəyişir. Saxlama zalağında bu müqavimətlər xalis reaktiv xarakterli olub, Z_{CT} induktiv, Z_{CT} tutum



Şəkil 12.7

xarakterlidir. Yuxarı tezlikli süzgeçlərin hesabətını aparmaq üçün adətən buraxma oblastı (ω_0 -dan ∞ -a), yəni $\omega_0 = \frac{1}{2}\sqrt{LC}$ tezliyi və $\omega = \infty$ olduqda süzgecin xarakteristik müqavimətinə bərabər olan $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ parametri verilir.

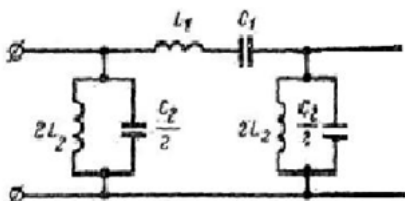
$$Z_{CT} = Z_{CT} = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Buradan $L = \frac{\rho}{2\omega_0}$ və $C = \frac{1}{2\omega_0\rho}$ alınır.

3. Zolaq süzgeçləri.

Aşağı tezlikli süzgeci yuxarı tezlikli süzgeçlə kaskad şəklində birləşdirməklə zolaq süzgecini əldə etmək olur. Şəkil 12.8 və 12.9-da belə Π və T şəkilli sxemlər verilmişdir.

Əgər aşağı tezlikli süzgeç ω_2 tezliyə kimi, yuxarı tezlikli süzgeç ω_1 tezliyindən böyük tezlikli cərəyanları buraxırsa və $\omega_2 > \omega_1$ -dirsə, onda ω_1 və ω_2 tezlikləri arasında süzücü sistem alınır.



Şəkil 12.8

Şəkildə verilən Π və T sxemlər üçün.

$$Z_1 = j(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}) = \frac{1}{j\omega C_1} (1 - \omega^2 L_1 C_1) \quad (12.3)$$

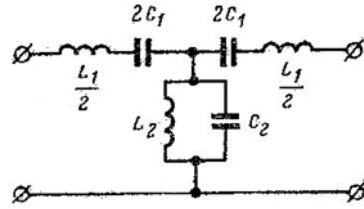
$$Y_2 = j\omega C_2 + \frac{1}{j\omega L_2} = \frac{1}{j\omega L_2} (1 - \omega^2 L_2 C_2) \quad (12.4)$$

Əgər $L_1 C_1 = L_2 C_2$ seçilsə, onda tezlik üçün

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} \quad (12.5)$$

alarıq. Z_1 uzununa müqaviməti və Y_2 eninə keçiriciliyi sıfır olar. Bu zaman eyni vaxtda eyni tezlikli həm cərəyanlar ($Y_2=0$) və həm də gərginliklər ($Z_1=0$) rezonansı müşahidə edilir.

(12.3), (12.4), (12.5)-i nəzərə almaqla



Şəkil 12.9

$$A = 1 + \frac{Z_1 Y_1}{2} = 1 - \frac{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2}{2\omega^2 L_2 C_1} \text{ olar.}$$

Zolaq süzgecinin buraxma zolağının sərhədləri

$$-1 \leq 1 - \frac{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2}{2\omega^2 L_2 C_1} \leq +1$$

bərabərsizliyindən təyin olunur.

Bərabərsizliyin yuxarı sərhəddindən $\omega = \omega_0$ alırıq. Yəni ω_0 buraxma zolağına aiddir. Aşağı sərhəd üçün isə

$$\frac{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2}{2\omega^2 L_2 C_1} = 2$$

və buradan $1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} = \pm 2\omega\sqrt{L_2 C_1}$ və $\omega^2 \pm 2\omega_0\sqrt{L_2 C_1}\omega - \omega_0^2 = 0$

olar. Son ifadədə (12.5)-i nəzərə alsaq, $\omega^2 \pm 2\omega_0\sqrt{\frac{L_2}{L_1}}\omega - \omega_0^2 =$

0 alırıq. Kvadrat tənliyi həll etməklə

$$\omega = \omega_0(\pm m \pm \sqrt{m^2 + 1})$$

alırıq. Burada $m = \frac{L_2}{L_1} = \omega_0 \sqrt{L_2 C_1}$ -dir. ω yalnız müsbət qiymət

ala bildiyindən, zolaq süzğəcinin buraxma zolağı üçün

$$\omega_{1,2} = \omega_0(\sqrt{m^2 + 1} \pm m)$$

olar. Yəni $\omega_1 = \omega_0(\sqrt{m^2 + 1} - m)$, $\omega_2 = \omega_0(\sqrt{m^2 + 1} + m)$ -dir.

Buradan görünür ki, süzğəc ω_1 -dən ω_2 -yə qədər bütün tezlikləri buraxır və $\omega_0 = \sqrt{\omega_1 \omega_2}$ aralığı tezlikdir.

Aşağı və yuxarı tezlik süzğəclərində olduğu kimi xarakteristik müqavimətlər üçün müvafiq düsturları tapıb, onların $\frac{\omega}{\omega_0}$ -dan

asıllılıqlarını qurmaq olar.

4. Çəpərləyici süzğəclər.

Zolaq süzğəclərinin sxemində ardıcıl və paralel birləşən budaqların yeri dəyişdirildikdə, onda ω_0 tezliyində Z müqaviməti sonsuz böyük qiymətə, Y keçiriciliyi isə sıfır olar.

Bu zaman $L_1 C_1 = L_2 C_2$, $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$ şərtləri

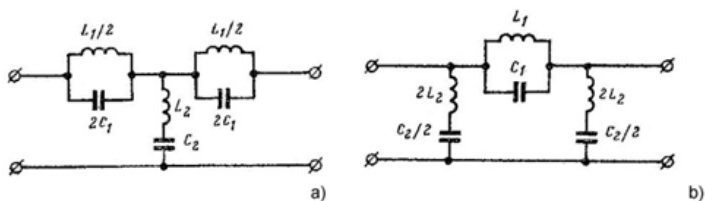
ödənməlidir. Şəkil 12.10-da T və Π tipli çəpərləyici süzğəclərin sxemi verilmişdir. Çəpərləyici süzğəclərin parametrlərini hesablamaq üçün aşağıdakı düsturlardan istifadə edilir:

$$L_2 = \frac{\rho}{4\pi(f_2 - f_1)}; C_2 = \frac{f_2 - f_1}{\pi \rho f_1 f_2}; L_1 = \frac{\rho(f_2 - f_1)}{\pi f_1 f_2};$$

$$C_1 = \frac{1}{4\pi \rho(f_2 - f_1)};$$

Burada $\rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_2}}$ -dir.

Beləliklə, çəpərləyici süzgeclər tezlikləri sıfırdan ω_1 -ə kimi və ω_2 -dən sonsuzluğa kimi olan siqnalları buraxır, ω_2 -dən ω_1 -ə qədər tezlikli siqnalları isə saxlayır.



Şəkil 12.10

F Ə S İ L XIII. ELEKTRİK DÖVRƏLƏRİNİN SİNTEZİ

§ 13.1. Sintez məsələləri

Biz indiyə kimi elektrik dövrələri təhlilinin metodları ilə tanış olduq. Lakin praktikada çox vaxt əks prosesi öyrənmək, həll etmək lazım gəlir. Yəni xətti passiv dövrə üçün elə quruluş və parametrlər seçmək lazım gəlir ki, verilmiş giriş kəmiyyətinin zamandan asılı dəyişmə qanununa uyğun $X_{gir.}(t)$, çıxış kəmiyyətinin $X_{çix.}(t)$ zamandan asılı dəyişmə qanununu almaq mümkün olsun. Laplas təsvirlərinə keçib

$$X_{gir.}(P)=L\{X_{gir.}(t)\} \text{ və } X_{çix.}(P)=L\{X_{çix.}(t)\}$$

dövrənin ötürücü funksiyasını

$$K(P)=X_{çix.}(t)/X_{gir.}(t)$$

alarıq. Onda sintez məsələsini aşağıdakı kimi qoymaq olar:

Dövrənin verilmiş ötürücü $K(p)$ funksiyası və ya dövrənin tezlik xarakteristikasına görə $K(j\omega)$ onun quruluşunu və parametrlərini təyin etmək. Beləliklə, elektrik dövrələrinin sintezi, zaman və tezlik xassələrinə görə elektrik dövrəsinin quruluşunun və ona daxil olan elementlərin parametrlərinin təyiniyədir. İkiqütblünün sintezi zamanı ya giriş müqavimətinin və ya giriş keçiriciliyinin tezlikdən və yaxud da girişə vahid gərginlik verildikdə orda cərəyanın zamandan asılılığı verilir.

Dördqütblünün sintezi zamanı ya onun ötürücü funksiyasının tezlikdən asılılığı, ya onun sönmə əmsalının və faza əmsalının fazadan asılılığı və yaxud dövrənin vahid gərginliyə düşən zaman reaksiyası verilir.

İkiqütblü və ya dördqütblünün xarakteristikalarının hansı formada verilməsindən asılı olmayaraq onlar fiziki reallaşma şərtini ödəməlidir.

Yeri gəlmişgən qeyd edək ki, dövrəyə qoşulan, verilmiş qanuna uyğun zamana görə dəyişən cərəyan (və ya gərginlik) **həyəcənlanma**, axtardığımız cərəyan (və ya gərginlik) **reaksiya** adlanır. Əgər həyəcənlanma eksponensial

xarakterlidir, onda reaksiya da xətti dövrlərdə eksponensial olar. Bu halda məcburi reaksiyanın həyəcənlanmaya nisbəti zamandan asılı olmur və **dövrənin funksiyası** adlanır. Funksiyanın forması dövrənin sxem və parametrlərindən asılıdır. Həyəcənlanma və reaksiyanın hansı fiziki kəmiyyətə görə (cərəyan və ya gərginlik) təyin olunmasından asılı olaraq funksiya müqavimət, keçiriciliyin ölçü vahidinə malik ola bilər və yaxud ölçüsüz olar. Sonuncu halda funksiya **ötürücü funksiya** adlanır.

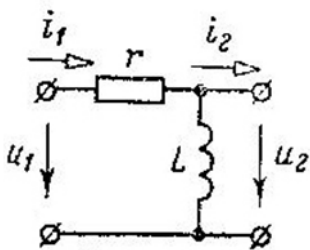
Əvvəlcə ikiqütblülərin sintezinin ümumi məsələsinə baxaq. Giriş kəmiyyəti kimi ikiqütblünün sığaclarındakı $U_1(j\omega)$ gərginliyini, çıxış kəmiyyəti kimi isə girişdəki cərəyanı $I_1(j\omega)$ götürək. Onda

$$K(j\omega) = \frac{U_1(j\omega)}{I_1(j\omega)} = Z(j\omega) \quad (13.1)$$

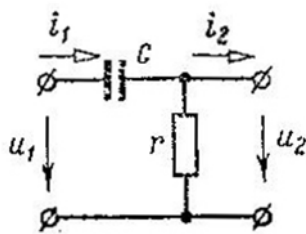
yaza bilərik. Deməli, ikiqütblü üçün ötürücü funksiya kimi giriş müqavimətini $Z(j\omega)$ və yaxud da ona tərs kəmiyyət olan keçiriciliyi $Y(j\omega)$ götürmək olar ki, buna da da çox vaxt **dövrənin giriş funksiyaları** deyilir. Bu funksiyalar həm analitik və həm də qrafik şəkildə verilə bilər.

Asanlıqla göstərmək olar ki, şəkil 13.1 və şəkil 13.2-də verilən dövrlər eyni ötürücü funksiya malik ola bilərlər.

$$K(P) = \frac{U_2(P)}{U_1(P)} = \frac{T_p}{T_{p+1}}$$



Şəkil 13.1



Şəkil 13.2

Şəkil 13.1-də verilən dövrə üçün $T = \frac{L}{r}$, şəkil 13.2-dəki dövrə üçün isə $T=rC$ -dir. Gətirdiyimiz bu misal göstərir ki, müxtəlif dövrlər eyni ötürücü funksiyaya və yaxud eyni tezlik xarakteristikasına malik ola bilər. Yəni, verilmiş $K(P)$ və ya $K(j\omega)$ -ya görə dövrənin sintez məsələsi birqiymətli həllə malik deyildir. Bəzi hallarda ola bilər ki, həç onun həlli olmasın. Sintez məsələsi adətən iki mərhələdə həll edilir:

Birinci mərhələdə r , L , c xətti passiv elementlərlə verilmiş $K(P)$ ötürücü və ya $Z(p)$ və $Y(P)$ giriş funksiyaları ilə verilmiş dövrənin fiziki baxımdan mümkün olub olmadığını müəyyən etmək lazımdır. Əgər dövrə üçün qrafik olaraq tezlik xarakteristikaları $K(j\omega)$, $Z(j\omega)$ və ya $Y(j\omega)$ verilibsə, onda onları dövrənin fiziki reallaşmasını təmsil edən funksiyalarla aproksimasiya etmək lazımdır.

İkinci mərhələdə dövrənin sintezi nəzəriyyəsinə əsaslanıb onun quruluşu və parametrləri təyin edilməlidir. Qeyd edək ki, $K(P)$, $Z(P)$ və $Y(P)$ funksiyaları kompleks dəyişən funksiyalardır ($P=S+j\omega$).

§ 13.2. Dördqütblünün ötürücü funksiyası. Minimal faza dövrləri.

Dördqütblü üçün ötürücü funksiya çıxış və giriş gərginliklərinin Laplas təsvirləri nisbəti kimi verilə bilər:

$$K(P) = \frac{U_2(P)}{U_1(P)}$$

$P=j\omega$ qəbul edib kompleks formada ötürücü funksiyanı, yəni dördqütblünün tezlik xarakteristikasını alırıq. Bu çıxış və giriş gərginliklərinin tezlik spektrləri nisbətində bərabərdir:

$$K(j\omega) = \frac{U_2(j\omega)}{U_1(j\omega)} \quad (13.1)$$

Dördqütblü üçün \dot{U}_2 və \dot{U}_1 münasibətlərini müəyyən edək. \dot{I}_2 cərəyanının şəkil (13.1)–də göstərilən müsbət istiqamətində

$$\dot{I}_2 = Y_{21}\dot{U}_1 + Y_{22}\dot{U}_2,$$

yükün Z_y müqavimətində

$$\dot{U}_2 = Y_{21}Z_y\dot{U}_1 + Y_{22}Z_y\dot{U}_2$$

olar. $\dot{U}_2 = \dot{I}Z_y$ olduğundan

$$\frac{\dot{U}_2}{\dot{U}_1} = \frac{Y_{21}Z_y}{1 - Y_{22}Z_y} \quad \text{olar.}$$

Budaqların müqaviməti, habelə giriş və qarşılıqlı keçiriciliklər operator formasında P-yə görə çox hədlilərin nisbəti kimidir. Ona görə də ötürücü funksiya çoxhədlilərin nisbəti kimi aşağıdakı formada ifadə olunur:

$$K(P) = \frac{b_0P^m + b_1P^{m-1} + \dots + b_m}{a_0P^n + a_1P^{n-1} + \dots + a_n} \quad (13.2)$$

Burada n və m tam müsbət ədədlər olub $m < n$ -dir. K(P)-nin qütblərini, yəni (13.2)-dəki nisbətə məxrəcinin köklərini $P_{1\infty}, P_{2\infty}, \dots, P_{n\infty}$ -la, K(P)-nin sıfırlarını, yəni həmin nisbətə surətinin köklərini isə $P_{10}, P_{20}, \dots, P_{m0}$ -la işarə edək və K(P)-nin ifadəsini aşağıdakı kimi yazaq:

$$K(P) = \frac{F_1(P)}{F_2(P)} = \frac{b_0(P - P_{10})(P - P_{20})\dots(P - P_{m0})}{a_0(P - P_{1\infty})(P - P_{2\infty})\dots(P - P_{n\infty})}$$

K(j ω) tezlik xarakteristikası üçün

$$K(j\omega) = \frac{b_0(j\omega - P_{10})(j\omega - P_{20})\dots(j\omega - P_{m0})}{a_0(j\omega - P_{1\infty})(j\omega - P_{2\infty})\dots(j\omega - P_{n\infty})}$$

yaza bilərik. Deməli, $P_{1\infty}, P_{2\infty}, \dots, P_{n\infty}$ -nin K(P)-ni sonsuzluğa çevirən qiymətləri qütbləri, $P_{10}, P_{20}, \dots, P_{m0}$ -nın K(P)-ni sıfıra çevirən qiymətləri isə sıfırları adlanır. Sıfırlar və qütblər ümumi halda kompleks ədədlər olub, kompleks müstəvidə təsvir oluna bilərlər.

İndi ötürücü funksiyanın $K(P)$ qütbləri və sıfırlarının kompleks müstəvidə düzülüşünə görə xassələrini aydınlaşdıraraq. Qeyd edək ki, dördqütblünün və ya qəbuledicinin aktiv müqavimətlərini nəzərə alanda $F_2(P)$ məxrəcinin bütün kökləri, yəni $K(P)$ -nin bütün qütbləri sol yarımmüstəvidə olur. İrlidə qeyd etmişik ki, aktiv müqavimətləri nəzərə alanda xarakteristik tənliyin bütün kökləri həqiqi və mənfidir və ya əgər onlar kompleksdirsə, onda onların həqiqi hissəsi mənfidir. Yalnız bu şərt daxilində cərəyanların və gərginliklərin bütün sərbəst toplananları sonür. Aktiv müqavimətlər olmadıqda məxrəcin bütün kökləri xəyali olur. $K(P)$ -nin sıfırları ilə, yəni kəsrin surətinin $F_1(P)$ kökləri ilə məsələ başqa cürdür. Aktiv müqavimət nəzərə alındıqda bu köklər kompleks müstəvinin istənilən hissəsində ola bilər. Aktiv müqavimət olmadıqda isə, surətin bütün kökləri (neçə ki, $K(P)$ məxrəcinin kökləri) xəyali ox üzərində olacaqdır.

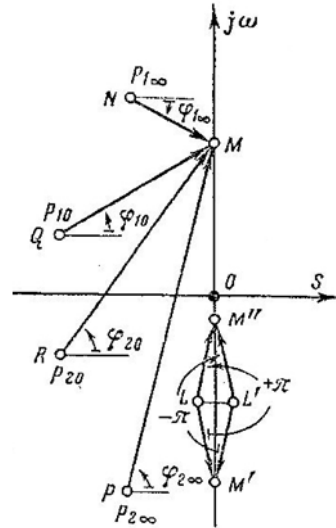
Tezliyin $-\infty$ -dan $+\infty$ -a kimi dəyişmələrində $K(\omega)$ amplitud-tezlik və $\theta(\omega)$ faza tezlik xarakteristikasına baxaq. Bunu şəkil 13.3-ün köməyilə edək. Bu şəkildə sol yarımmüstəvidə ötürücü funksiyanın iki sıfırı və iki qütbü verilmişdir. $|(j\omega - P_{m0})|$ və $|(j\omega - P_{n\infty})|$ ifadələrinin modulları həndəsi olaraq sıfırlar və qütblüldən xəyali ox boyu aşağıdan yuxarıya yerdəyişən M nöqtəsinə qədər olan məsafəni göstərir. Bu də tezliyin $-\infty$ -dan $+\infty$ -yə kimi dəyişməsinə uyğun gəlir. $(j\omega - P_{m0})$ və $|(j\omega - P_{n\infty})|$ ifadələrinin arqumentləri şəkil 13.3-ə uyğun olaraq φ_{m0} və $\varphi_{n\infty}$ kimi göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, əgər sıfırlardan heç biri xəyali ox üzərində olmasa, yəni dördqütblü aktiv müqavimətə malikdirsə, $\left| (j\omega - p_{m_0}) \right|$ modulları və deməli $K(\omega)$ tezliyin $-\infty$ -dan $+\infty$ -a kimi dəyişməsində sıfır olmur. Belə ki,

$$K(\omega) = \frac{b_0 |(j\omega - P_{10})| \dots |(j\omega - P_{m0})|}{a_0 |(j\omega - P_{1\infty})| \dots |(j\omega - P_{n\infty})|}$$

-dir. Fiziki baxımdan bu o deməkdir ki, əgər dördqütblünün girişinə gərginlik verilibsə, onda ixtiyari ω tezliyində çıxışında hər hansı bir gərginlik olacaqdır. Bu sıxaclar arasındakı budaqların heç biri xalis reaktiv olmadıqdaa doğrudur.

Şəkil 13.3 həm də göstərir ki, əgər qütblərdən heç biri xəyali ox üzərində deyildirsə, onda $K(\omega)$ heç, bir tezlikdə sonsuzluğa çevrilmir. (13.1)-dən görünür ki, $K(\omega)$ -nin sonsuzluğa bərabər olması girişdə gərginlik sıfır olduğu halda, çıxışda hər hansı bir sonlu gərginliyin olmasını tələb edir. Lakin dördqütblünün aktiv müqavimətini nəzərə aldıqda və onun girişində gərginlik olmadıqda, onun çıxışında da gərginlik olmayacaqdır.

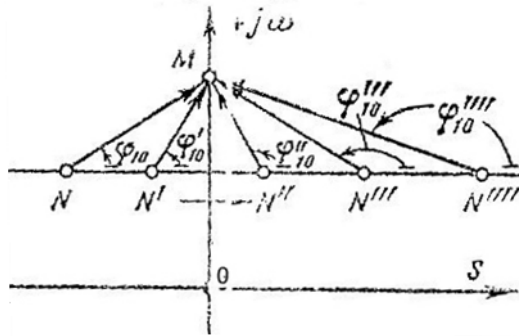
Ümumiyyətlə $K(\omega)$ -nin sürət və məxrəcinin kökləri yarımmüstəvinin sol və sağ hissəsində, xəyali oxun yaxınlığında varsa, onda M nöqtəsi sıfırların yanından keçəndə $K(\omega)$ funksiyası minimuma, M nöqtəsi qütblərin yanından keçəndə isə bu funksiya maksimuma malik olur. $K(\omega)$ -nin minimumlarının (maksimumlarının) yerləşdiyi nöqtələrin yaxınlığında faza xarakteristikası $+\pi$ qədər artır (azalır). Şəkil 13.3-dən görünür ki, əgər L , $K(\omega)$ -nin sıfırındırsa, M' nöqtəsinin M'' nöqtəsinə doğru hərəkəti zamanı $\theta(\omega)$ arqumenti demək olar ki, $+\pi$ qədər artır. Əgər L , $K(\omega)$ -nin qütbüdürsə, onda $(j\omega - p_{nc})$ ikihədlisi $K(P)$ -nin məxrəcinə aiddir, θ -nin artımı $-\pi$ -yə bərabər olar. Yəni M nöqtəsi $K(\omega)$ -nin maksimumu yaxınlığından keçəndə $\theta(\omega)$ arqumenti π qədər azalır.



Şəkil 13.3

Heç olmazsa, sıfırlardan birini yarımmüstəvinin sol tərəfindən sağ tərəfinə, xəyali oxla nəzərə simmetrik vəziyyətə keçirsək (şəkil 13.3-də L nöqtəsindən L' nöqtəsinə), $K(\omega)$ -nın amplitud tezlik xarakteristikası dəyişməz, lakin faza tezlik xarakteristikası isə dəyişər. Belə ki, M nöqtəsi L' -in yanından keçəndə $\theta(\omega)$ arqumentinin artımı $+\pi$ deyil $-\pi$ olar. Deməli, $K(\omega)$ -nın bir amplitud tezlik xarakteristikasına iki müxtəlif faza tezlik xarakteristikası uyğun gəlir. Ümumi halda məsələn, paylanmış parametrlı dövrlərdə $K(\omega)$ funksiyasının sıfırları sonsuz böyük ola bilər. Onda onların hamısını növbə ilə sol yarımmüstəvidən sağ yarımmüstəvi tərəfə köçürdükdə amplitud tezlik xarakteristikası dəyişməyəcək. Lakin hər sıfırı köçürən zaman faza tezlik xarakteristikası ayrı qiymətə malik olacaqdır. Deməli, eyni amplitud tezlik xarakteristikasına ümumi halda sonsuz sayda faza tezlik xarakteristikası uyğun gələ bilər.

Şəkil 13.4-dən görünür ki, istənilən sıfır sol yarımmüstəvidən sağa keçəndə $(j\omega - P_{10})$ ikihədlisinin arqumenti tezliyin ω müsbət qiymətlərində böyüyür. (N, N', N'', N''' və N'''' nöqtələrinin ardıcıl vəziyyətlərinə bax). Deməli, $\omega > 0$ olduqda $(j\omega - P_{m0})$ ikihədlisinin arqumentlərinin cəmi, (onlar sağ yarımmüstəvidə yerləşdikdə) sıfırlar sol tərəfdə yerləşdiyi haldakından böyük olur.



Şəkil 13.4

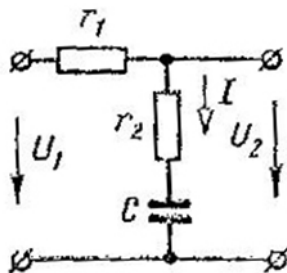
Daha dəqiq tədqiqatlar göstərir ki, verilmiş bir amplitud faza xarakteristikasına uyğun gələn sonsuz sayda faza tezlik xarakteristikalarından, ω -nın istənilən seçilmiş müsbət qiymətlərində $\theta(\omega)$ arqumentinin minimal qiyməti $K(\omega)$ -nın bütün sıfırları sol yarımüstəvidə olanda alınır. Buna uyğun olaraq, ötürücü funksiyasının bütün sıfırları sol yarımüstəvidə yerləşən, deməli $\theta(\omega)$ arqumenti mümkün ən kiçik qiymətə malik olan elektrik dövrəsi **minimal-faza dövrəsi** adlanır. Əgər elektrik dövrəsi ötürücü funksiyasının heç olmazsa, bir ədəd sıfırı sağ yarımüstəvidə yerləşsə, belə dövrə **qeyri-minimal faza dövrəsi** adlanır. Deyilənlərdən aydın olur ki, qeyri-minimal faza dövrləri üçün $K(\omega)$ ilə $\theta(\omega)$ arasında bir qiymətli əlaqə yoxdur. Bunun da səbəbi $K(\omega)$ funksiyasının heç olmazsa, bir sıfırının sağ yarımüstəvidə olması ilə əlaqədardır.

Minimal faza dövrləri üçün $K(\omega)$ -nın bütün sıfırları sol yarımüstəvidə yerləşdiyindən, bu dövrlər üçün faza tezlik xarakteristikası birqiymətli olaraq amplitud-tezlik xarakteristikasından təyin oluna bilər. Deyilənlərdən aydın olur ki, eyni amplitud-tezlik xarakteristikasına malik iki minimal-faza elektrik dövrəsi eyni faza-tezlik xarakteristikasına malikdir. Belə nəticəyə qeyri-minimal faza dövrləri üçün gəlmək olmaz.

İrəlidə qeyd olunanlara əsasən şəkil 13.5 verilən dövrənin ötürücü funksiyasını tapmaq. Əvvəlcə I cərəyanının təsvirini tərtib edək:

$$I = \frac{U_1}{r_1 + r_2 + \frac{1}{PC}}$$

Çıxışda gərginlik



Şəkil 13.5

$$U_2 = \frac{U_1}{r_1 + r_2 + \frac{1}{PC}} \left(r_2 + \frac{1}{PC} \right)$$

olar. Onda ötürücü funksiya

$$K(P) = \frac{U_2}{U_1} = \frac{r_2 + \frac{1}{PC}}{r_1 + r_2 + \frac{1}{PC}}$$

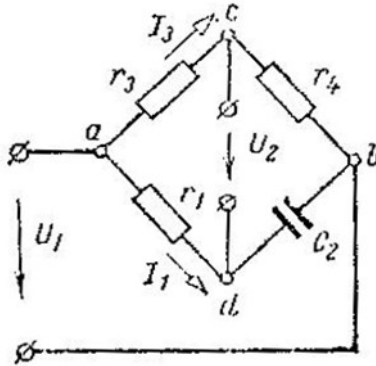
şəklində yazılar.

$P = -\frac{1}{r_2 C}$ olduqda $K(P)$ sıfırdır. Deməli o, sol yarımmüstəvidədir. Yəni şəkil 13.5-dəki dövrə minimal-faza dövrəsidir.

İndi isə şəkil 13.6-da verilən dövrənin ötürücü funksiyasını tapan. Cərəyanların təsviri üçün

$$I_1 = \frac{U_1}{r_1 + \frac{1}{PC_2}}; I_2 = \frac{U_1}{r_3 + r_4}$$

yaza bilərik. C və d nöqtələrinin potensiallarının təsviri $\varphi_c = \varphi_a - I_3 r_3$; $\varphi_d = \varphi_a - I_1 r_1$; və çıxış gərginliyinin təsviri



Şəkil 13.6

$$U_2 = \varphi_c - \varphi_d = I_1 r_1 - I_3 r_3 = U_1 \left(\frac{r_1}{r_1 + \frac{1}{PC_2}} - \frac{r_3}{r_3 + r_4} \right)$$

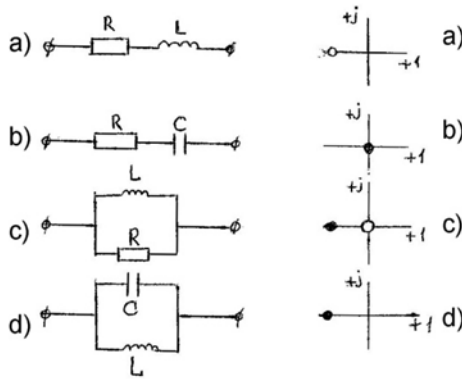
və onda.

$$K(P) = \frac{U_2}{U_1} = \frac{Pr_1 r_4 - \frac{r_3}{C_2}}{(r_2 + r_3)(Pr_1 + \frac{1}{C_2})} = r_4 \frac{P - \frac{r_3}{r_1 r_4 C_2}}{(r_3 + r_4)(P + \frac{1}{r_1 C_2})}$$

olar. $K(P)$ funksiyasının sıfırı $P = \frac{r_3}{r_1 r_4 C_2}$ nöqtəsində, yəni sağ yarımmüstəvidədir. Deməli, baxılan dövrə qeyri minimal-faza dövrəsidir.

Qeyd: Sadə ikiqütblünün sıfır və qütbləri aşağıdakı kimi təyin olunur. Şəkil 13.7-də sxemlər və kompleks müstəvidə onlara uyğun sıfırlar və qütblər verilmişdir. Sıfırlar ağ, qütblər qara dairələrlə işarə olunmuşdur. Şəkil 13.7(a)-dakı ikiqütblü üçün

$$Z(P) = R + PL$$



Şəkil 13.7

olub, o, $P = -\frac{R}{L}$ olduqda sıfıra malikdir. Şəkil 13.7(b)-də

$$Z(P) = R + \frac{1}{CP} = \frac{RCP + 1}{CP} \text{-dir. } P = -\frac{1}{RC} \text{ olduqda}$$

sıfıra, $P=0$ olduqda isə qütbə malikdir. Şəkil 13.7(c)-dəki iki-qütüblü üçün

$$Z(P) = \frac{RPL + 1}{R + PL} \text{-dir.}$$

Bu ikiqütüblü $P=0$ olduqda sıfıra, $P = -\frac{R}{L}$ olduqda, qütbə malikdir.

Və nəhayət şəkil 13.7(d)-dəki ikiqütüblü $P = -\frac{1}{RC}$ olduqda qütbə malikdir. Yalnız R və L –dən ibarət (və ya R, C) ikiqütüblünün $Z(P)$ –si üçün sıfır və qütüblər həqiqi mənfi yarım oxda yerləşir. R, L tipli ikiqütüblü üçün koordinat başlanğıcına ən yaxın xüsusi nöqtə sıfırdır. R, C tipli ikiqütüblü üçün isə koordinat başlanğıcına ən yaxın xüsusi nöqtə qütübdür.

Reaktiv ikiqütüblüdə isə sıfırlar və qütüblər xəyali ox üzərində olub, biri-birini əvəzləyir. Yəni biri-birinin yanında iki sıfır və ya iki qütb ardıcıl ola bilməz. Fiziki baxımından reaktiv ikiqütüblünün $Z(P)$ -sinin sıfırı gərginlik, qütübü isə cərəyan rezonansına uyğundur.

§ 13.3. Dövrənin giriş funksiyaları. Müsbət həqiqi funksiyalar

Məlumdur ki, ikiqütüblünün giriş operator müqaviməti $Z(P)$ və keçiriciliyi $Y(P)$ rəşional kəsir, yəni iki çoxhəddinin, nisbəti olub.

$$Z(P) = \frac{G(P)}{H(P)} = \frac{a_0 p^n + a_1 p^{n-1} + \dots + a_n}{b_0 p^m + b_1 p^{m-1} + \dots + b_m} \quad (13.3)$$

dörd vəçib xassəyə malikdir.

1. $P(s)$ -nin həqiqi qiymətlərində $Z(p)$ və $Y(p)$ funksiyaları həqiqidir. Belə ki, $G(p)$ və $H(p)$ polinomlarının əmsalları, yəni a_k və b_k həqiqidir. Doğrudan da $Z(p)$ ayrı-ayrı budaqlardakı müqavimətlərə görə təyin edildikdə a_k və b_k həqiqi olan r, L, M və C parametrlərinin toplanması, vurulması və yaxud bölünməsindən alınır.

2. Sintezi passiv ikiqütblülər üçün apardıqda nəzərə almaq lazımdır ki, onun giriş müqaviməti və keçiriciliyinin bütün sıfırları və qütbləri kompleks dəyişənin P sol yarım-müstəvisində və ya bu müstəvinin xəyali oxunda yerləşir. Sonuncu halda bütün qütblər və sıfırlar sadədir.

İrəlidə ifadə olunan şərtlər daxilində məlum olur ki, $G(p)$ və $H(p)$ polinomlarının bütün a_n və b_n əmsalları müsbət olmalıdır. Buna əmin olmaq üçün $G(p)$ polinomunu aşağıdakı kimi yazaq:

$$G(p) = a_0 p^n + a_1 p^{n-1} + \dots + a_n = a_0 (p-p_1)(p-p_2)\dots(p-p_n) \quad (13.4)$$

Hər kompleks və qoşma köklər cütü üçün $p_k = s_k + j\omega_k$ və $p_{k+1} = s_k - j\omega_k$ yazıla bilər:

$$(p-p_k)(p-p_{k+1}) = (p-s_k - j\omega_k)(p-s_k + j\omega_k) = (p-s_k)^2 + \omega_k^2$$

p_i həqiqi kökləri üçün $p-p_i = p-s_i$ vuruğuna malik olarıq. Deməli $s_k \leq 0$ və $s_i \leq 0$ olduqda, bütün əmsallar $G(p)$ polinomunun $(p-s_k)^2 + \omega_k^2$ vuruqlarında mənfi deyil. Ona görə də (13.4)-ə bütün vuruqları vurmaqla a_0, a_1, \dots, a_n əmsallarının müsbət işarəli olduğunu alarıq.

3. $Z(p)$ və $Y(p)$ giriş funksiyalarının həqiqi hissəsi müsbət və ya sıfırdır, yəni $\text{Re}Z(p) \geq 0$ və ya $\text{Re}Y(p) \geq 0$ -dir, bir şərtlə ki, $\text{Re}P = \text{Re}(s+j\omega) = s \geq 0$ olsun.

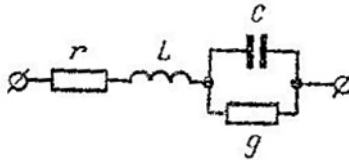
Bu xassəni subut edək. Yəni təmiz reaktiv dövrə üçün $s \geq 0$ olduqda $\text{Re}Z(p) \geq 0$ olduğunu göstərək. Məsələn, L, C daxil olan xalis reaktiv dövrə üçün.

$$Z(p) = PL + \frac{1}{PC} = (S + j\omega)L + \frac{1}{(S + j\omega)C} = SL + j\omega L + \frac{1}{SC + j\omega C} \quad (13.5)$$

-dir. Bu düstur formaca şəkil 13.8-də verdiyimiz dövrənin kompleks müqaviməti ilə üst-üstə düşür.

$$Z(j\omega) = r + j\omega L + \frac{1}{g + j\omega C}$$

Aydındır ki, $r \geq 0$ və $g \geq 0$ olduqda $\text{Re}Z(j\omega) \geq 0$ olar. Beləliklə, istənilən L və C elementlərindən təşkil olunmuş xalis reaktiv dövrə üçün $P=S+j\omega$ olduqda analoji dövrə qurula bilər. Lakin burada r və g aktiv elementləri də mövcuddür. Analoji dövrə üçün $\text{Re}Z(j\omega) \geq 0$ olduğundan fiziki mühakimələrdən aydındır ki, $s \geq 0$ olduqda xalis reaktiv dövrə üçün $\text{Re}Z(P) \geq 0$ –dir. Deyirlənlər o vaxt daha doğru olar ki, dövrədə aktiv müqavimət və keçiricilik olsun.



Şəkil 13.8

4. Surət və məxrəcdə olan $G(P)$ və $H(P)$ polinomlarının n və m üstləri biri-birindən vahiddən çox fərqlənməməlidir. Asanlıqla göstərmək olar ki, istənilən ikiqütblü üçün bu şərt ödənilir.

Birinci üç xassəyə malik funksiyalar müsbət həqiqi funksiyalardır. Beləliklə, (13.3) rasiyal kəsrinin $Z(P)$ və $Y(P)$ giriş funksiyalarının operator ifadəsi olması və deməli elektrik dövrəsi formasında reallaşa bilməsi üçün o, müsbət həqiqi funksiya olub, dördüncü xassəyə də malik olmalıdır. Deyirlənlər nəinki reaktiv və həm də aktiv müqavimətə malik istənilən passiv ikiqütblüyə aiddir.

ƏDƏBİYYAT

1. С.В.Страхов- Основы теории цепей, М."Энергия", 1978.
- 2.Л.А.Бессонов-Линейные электрические цепи, М., "Высшая школа", 1983.
- 3.О.Г.Толстов–Теория линейных электрических цепей, М., "Высшая школа", 1978.
- 4.В.С.Андреев - Теория линейных электрических цепей, М., "Связь", 1972.
- 5.Г.Б.Зевеке,П.А.Ионкин,А.В.Нетушкин,С.Б.Страхов- Основы теории цепей,М., "Энергия",1975.
- 6.Э.В.Зелях Основы общей теории линейных электрических схем, М.,изд.АН СССР,1951.
- 7.А.Ф.Белецкий- Основы теорит линейных электрических цепей, М., "Связь",1967.
- 8.К.М.Седов-Введение в синтез активных цепей, М., "Энергия",1973.
- 9.Ш.А.Карни-Теория цепей: анализ и синтез, М., "Связь", 1973.
- 10.Ю.Г.Толстов,А.А.Теврюков-Теория электрических цепей,М., "Высшая школа", 1971.
11. Теоретические основы электротехники, том 1 и 2, под редакцией П.А.Ионкина, М., "Высшая школа", 1976.
- 12.М.Я.Каллер-Теория электрических цепей, М., 1962.
- 13.И.С.Гоноровский-Радиотехнические цепи и сигналы, М., 1977.
- 14.V.İ.Nəsirov, G.Q.Aslanlı-Elektrik və maqnetizm, Bakı, 2008.
15. V.İ.Nəsirov, G.Q.Aslanlı-Elektrik ,Bakı,2002.

NƏSİROV VAQİF İBAD OĞLU
Fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor

NƏSİROV EMİN VAQİF OĞLU
Fizika üzrə fəlsəfə doktoru, dosent

SƏMƏDOV SƏİD ADİL OĞLU
Polkovnik - leytenant

**ELEKTRİK DÖVRƏLƏRİNİN NƏZƏRİ
ƏSASLARI**

A4 2015
108

100848