

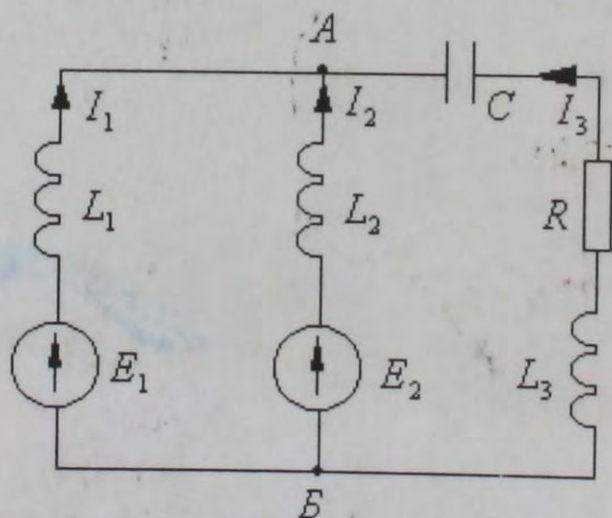
О.Т. Абдылдаев

# ЭЛЕКТРОТЕХНИКАНЫН НАЗАРИЯТТЫК НЕГИЗДЕРИ

---

ЭЛЕКТР ТИЗМЕКТЕРИ

---



КЫРГЫЗ РЕСПУБЛИКАСЫНЫН  
БИЛИМ БЕРҮҮ МИНИСТРЛИГИ

НАРЫН МАМЛЕКЕТТИК  
УНИВЕРСИТЕТИ

О.Т.Абдылдаев

ЭЛЕКТРОТЕХНИКАНЫН  
НАЗАРИЯТТЫК  
НЕГИЗДЕРИ

*Биринчи бөлүк*

*Кыргыз Республикасынын  
билим берүү министрлиги бекиткен*



Бийиктик – 2004

Басууга Нарын мамлекеттик университетинин  
окумуштуулар кеңеши сунуш кылган

**Рецензиялагандар:** **Апышев Жоомарт Асыранкулович**  
техника илимдеринин кандидаты,  
профессор,  
**Кадыркулов Сүйөркул Сейитович**  
техника илимдеринин кандидаты,  
профессор,  
**Сатаркулов Калмырза Асанович**  
техника илимдеринин кандидаты,  
профессор,

**Абдылдаев О.Т.**

А — 13 Электротехниканын назарияттык негиздери: Сызыктуу  
электр тизмектери. Жогорку окуу жайларынын техникалык  
адистиктеринин студенттери үчүн окуу китеби. — Б.: Бийиктик,  
2004. - 220 б.

ISBN 9967-9019-7-7

Китепте электротехниканын назарияттык негиздеринин  
биринчи бөлүгү — сызыктуу электр тизмектери берилген.

Сызыктуу электр тизмектерине мүнөздүү өзгөчөлүктөр жана  
бул тизмектерде өтүүчү жараяндарды эсептөө ыкмалары  
келтирилген. Китептеги ар бир бапта колдонулуучу мыйзамдар  
жана формулалар маселелерди чыгаруу жолдору менен түшүн-  
дүрүлгөн.

Китеп жогорку окуу жайларынын студенттерине, илимий жана  
инженердик-техникалык кызматкерлерге арналат.

А 2202010000-04  
ISBN 9967-9019-7-7

ББК 31.21  
© Нарын мамлекеттик  
университети, 2004

## АЛГАЧКЫ СӨЗ

Кыргыз тилинин мамлекеттик тил болуп кабыл алынганына он  
жылдан ашык убакыт өттү. Бул аз убакыт ичинде жогорку жана атай-  
ын кесипчилик окуу жайларында студенттерди окутууда жана  
өндүрүштө иш кагаздарын жүргүзүүдө кыргыз тили улуттук тил  
катары акырындык менен колго алынып келе жатат. Мамлекеттик  
тилде окуу китептери, окуу-методикалык колдонмолор жана кыс-  
кача сөздүктөр чыгарылды. Ошондой болсо да, илимий-техникалык  
чөйрөдө мамлекеттик тилдин колдонулушу ар кандай себептер ме-  
нен өз денгээлине жете албай жатат. Ушуга байланыштуу «Элект-  
ротехниканын назарияттык негиздери» аттуу китеп орус тилинен ко-  
торулуп, алгачкылардан болуп жазылды.

Жогорку техникалык окуу жайлар үчүн «Электротехниканын  
назарияттык негиздери» үйрөнүүгө зарыл болгон негизги кесиптик  
окуу китеби болуп эсептелинет.

«Электротехниканын назарияттык негиздери» курсу үч бөлүктөн  
турат: I «Сызыктуу электр тизмектери»; II «Сызыктуу эмес электр  
тизмектери»; III «Электромагниттик майдандар». Сунуш кылын-  
ган китепте сызыктуу электр тизмектеринин назарияты каралган.

Китеп электротехниканын өнүгүү тарыхы жана электротехни-  
канын назарияттык негиздери курсунун калыптанышы тууралуу ма-  
алыматтар менен башталат. Окуу китебинин мазмуну сегиз баптан  
турат. Өзгөчө турактуу агынды эсептөөнүн ыкмаларына,  
өзгөрүлмөлүү синусоидалдык агынды (чыңалууну) эсептөөдө кол-  
донулуучу комплекстик ыкмага, ошондой эле сызыктуу электр тиз-  
мектериндеги өтмө жараяндарга кеңири орун берилген. Баптардын  
көпчүлүгүндө каралган мыйзамдар жана электр тизмектерине кара-  
та түзүлгөн теңдемелер, маселелерди чыгаруу жолдору менен айка-  
лышып түшүндүрүлгөн.

Китепте кийинки кездерде энергетика тармагында колдонулуп  
келе жаткан атоолор (терминдер) колдонулду. Мисалы, майдан (та-  
лаа), дүрмөт (заряд), тизмек (чынжыр), чөйрөсызык (контур), жара-  
ян(процесс), ыкма (метод), агын (ток) ж.б.у.с. (3-тиркеме) Кашаа-  
нын ичиндеги сөздөр, мурда колдонулуп жүргөн атоолор.

## СЫЗЫКТУУ ЭЛЕКТР ТИЗМЕКТЕРИНИН КАСИЕТТЕРИ ЖАНА АЛАРДЫ ЭСЕПТӨӨНҮН ЫКМАЛАРЫ. ТУРАКТУУ АГЫНДЫН ЭЛЕКТР ТИЗМЕКТЕРИ

### § 1.1. Кириш сөз

Электрдик жана магниттик кубулуштар жөнүндө кеңири илимий түрдө жазылган эң биринчи сочинение англис окумуштуусу Гильбертке тиешелүү болуп, 1600-жылы жарык көргөн. Гильберт электрдик жана магниттик кубулуштарды бири-бирине байланышы жок жараяндар катары караган. Эң жөнөкөй тажрыйба катары мисалы, жибек кездемесине сүрүлгөн янтарь, айнек жана фарфор жеңил нерселерди өзүлөрүнө тартуу касиеттерине ээ. Бул кубулуш «Электроизация» деп аталат (янтарь, айнек, фарфор оң дүрмөткө, ал эми жибек кездемеси терс дүрмөткө ээ).

Илимдин андан ары өнүгүшү менен кийинки мезгилдерде электрдик жана магниттик кубулуштардын ортосунда өзгөчө ажырагыс байланыш бар экендиги аныкталды. Бул жетишкендиктер электромагниттик кубулуштар жөнүндөгү окуу азыркы учурда негизги орунду ээлерин көрсөттү.

Электрдик дүрмөттөлгөн бөлүкчөлөрдүн жана магниттик уюлдардын өз-ара аракеттенишүүсүнүн сандык жактан байланышын 1785-жылы Кулон биринчи жолу илимий түрдө иштеп чыккан. Кулон магнит массаларын жана электр дүрмөттөрүнүн арасында айырмачылыктын болушуна өзгөчө көңүл бурган. Бул айырмачылыкты эң жөнөкөй тажрыйбанын негизинде байкоого болот. Бизге оң жана терс дүрмөттөрдү бири-биринен эч бир кыйынчылыксыз эле ажыратууга болот, бирок оң жана терс магниттик массаларды бири-биринен бөлүүгө мүмкүн эмес. Ушунун негизинде Кулон магниттин өзгөчө кичине көлөмдөгү элементтерин магниттөөдө кичине магнитчелерге айланарын жана бул көлөмдөгү элементтердин ичиндеги гана оң магниттик массалардын бир тарапты көздөй аралашып, ал эми терс магниттик массалардын карама-каршы тарапка таралышы тууралуу божомолдоону айткан.

Кулон өзүнүн тажрыйбаларынын негизинде мындай жыйынтыкка келген, эки чекиттик кыймылсыз дүрмөттөрдүн өз-ара аракеттенишүү

«Электротехниканын назарияттык негиздери» окуу китеби мамлекеттик тилде алгачкылардын бири болуп жарык көрүп жаткандыктан, кайчы пикирлердин болушу мүмкүн. Китептин биринчи бөлүгүн кайра жана кийинки эки бөлүгүн басып чыгарууда сын пикирлерди, жүйөөлүү кеңештерди берсеңиздер, эске алынып китептин сапаты жана мазмуну жогорку денгээлге көтөрүлөт деген ойдомун.

Автор

күчү дүрмөттөрдүн ар биринин чоңдуктарына түз шайкеш, ал эми аралыктын квадратына тескери шайкеш

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

Магниттик кубулуштардын чыныгы жаратылышынын ачылышы XIX кылымдын башына туура келет. Бул мезгил бир нече укмуштуудай ачылыштар менен өзгөчөлөнөт да, электрдик жана магниттик кубулуштардын тыгыз байланышта экендигин аныктайт. Агындрдын өз ара аракеттенишүүсү магнит майданы аркылуу пайда болот. Бул майданды Эрстед 1820-жылы электр агынынын магнит жебесине жасаган механикалык аракетинен көрсөттү. Газдык дүрмөт кайтып өтүп жаткан учурда, анын жанындагы темир заттардын магниттелиши жана компастын өзгөчө магниттелиши байкалган. Бул дагы магниттик жана электрдик кубулуштардын байланыштуулугу жөнүндө ойго келтирет.

Ушул эле жылы Ампер агыны бар соленоид өзүнүн аракети менен турактуу магнитке окшош экендиги тууралу жана турактуу магнитте магниттик аракеттенишүү пайда болушунун чыныгы себеби электр агынынын магнит нерсесинде элементардык чөйрөсызык аркылуу биригиши тууралу ой айткан. Ушул эле ойлордун негизинде турактуу магнитте магнит майданынын элементардык электр агынын пайда кылышынын шартын, нерседеги магниттик касиеттин жүрүшү жана нерсени түзүп турган элементардык бөлүкчөлөрдүн магниттик моментинин тең маанилери деп түшүндүрүлгөн.

Ампердин мыйзамы боюнча эки өткөргүчтөгү агындардын өз ара аракеттенишүү күчү бул агындардын көбөйтүндүсүнө түз шайкеш жана алардын өз ара жайгашышынан көз каранды

$$F = i_1 i_2 \frac{dM}{dS}$$

Жогоруда айтылган изилдөөлөрдүн негизинде электрдик дүрмөттөлгөн бөлүкчөлөрдүн жана телолордун кыймылы магниттик кубулуштар аркылуу болоору аныкталган.

Фарадей 1831-жылы тегиздик аркылуу туюк өткөргүчтүү чөйрөсызыкта магнит агымынын өзгөрүшү менен өткөргүчтө электр агыны пайда болорун айкындаган. Бул кубулуш электромагниттик эпкин деп аталып пайда болгон агын эпкиндик агын деп эсептелет. Ошентип, электр-

дик кубулуштун пайда болушу магниттик кубулуштардагы болуучу жараяндардын натыйжасы экендиги көрсөтүлдү. Фарадейдин мыйзамы

$$e = -\frac{d\Phi}{dt}$$

Электромагниттик эпкин кубулушу чөйрөсызыкта магнит агымын убакыт боюнча  $d\Phi/dt$  өзгөрүшү электр кыймылдаткыч күчүн  $e$  пайда кыларын ырастады.

Орус окумуштуусу Э.Х. Ленц 1833-жылы Эрстед жана Фарадей ачкан кубулуштардын биримдүүлүгүн жана кайтарымдуулугунун негизги формуладөөсүн тапты. Ленц электродинамиканын фундаменталдык принцибин билдирүүчү, эпкиндик агындын багытын аныктоочу эрежени түздү. Ленцтин эрежеси боюнча эпкиндик агындын багыты бардык учурда, аны пайда кылган себептердин карама-каршы аракеттенишине көз каранды.

Бардык ачылыштардын байланышынын негизинде мындай ойду айтууга болот — мейкиндикте электрдик дүрмөттөлгөн телолордун жана электр агыны өтүп жаткан өткөргүчтөрдүн ортосундагы өз ара аракеттенишүүлөр физикалык чындык болуп эсептелет.

Ушулардын негизинде дүрмөттөлгөн бөлүкчөлөрдүн жана агыны бар чөйрөсызыктардын өз ара аракеттениши, алардын айланасындагы материянын өзгөчө бөлүгү болгон электромагниттик майдандардын негизинде аткарылары белгиленди.

Электромагниттик майдандардын назариятынын түзүлүшүнө Максвеллдин сиңирген эмгеги өзгөчө. Ал Фарадейдин негизги физикалык ойлорун кеңейтип жана андан ары тереңдетип, математикалык формула түрүндө жазып чыккан. Герц (1886-89ж.ж) Максвеллдин электромагниттик майдандар тууралу назарияттарын анда ары өнүктүргөн жана тажрыйбада тактаган. Электромагниттик толкундардын алынышы жана таралышы Герцтин тажрыйбаларында, П.П. Лебедев (1895 ж.) жана П.С. Поповдун (1895 ж.) илимий эмгектеринде белгиленди.

Электромагниттик кубулуштардын назарияттык көгөйлөрүнүн жалпылыгы электрдик жана магниттик тизмектер назариятында өнүктүрүлдү. Электрдик тизмектер назариятынын негиздери Омдун (1827 ж.), Джоулдун (1841 ж.), Ленцтин (1842 ж.) жана Крихгофтун (1847 ж.) мыйзамдарында орун алган.

Электро зардечилик системалардын, радиотехникалык жана электрдик өлчөөчү аппараттардын, автоматтык текшерүү жана компьютердик башкаруу системаларынын татаалдыгынан электр тизмектеринин

бирдиктүү комплексинин элементтерин жалпы анализдөө ыкмалары келип чыкты, себеби бул татаал системалардын бөлүктөрү жана аныкталуучу функциялардын аткарылышы мүнөздөгүчтөрдүн жалпылыгы менен каралат.

Бул комплекстүүдүк өзүнө сызыктуу жана сызыктуу эмес элементтерди өз ичине камтыйт. Тизмектин элементтери бири-бири менен ар түрдүү жана өтө татаал кошулат. Электр тизмектерди түзүп жогоруда айтылган комплекстерди өз ичинде көрсөтүшөт. Буга чейинки баяндамалар, жогорку электротехникалык билимдин илимий деңгээлин бийик көтөрүүнү талап кылат. Ошентип, электротехниканын назарияттык көгөйлөрүн чечмелөө, жогорку окуу жайда илимий дисциплина катарында түзүү эң негизги мааниге ээ болушу керек.

### § 1.2. Электр жана магнит тизмектери

Электр зардесин өндүрүү, өткөрүп берүү жана колдонууга арналган электротехникалык түзүлүштөрдүн комплекси электрдик система деп аталат. Электр агынынын өтүү жолундагы ар кандай электротехникалык түзүлүштөрдүн жана объектилердин көптүгү, ошондой эле электромагниттик жараяндардын, электр кыймылдаткыч күчү (ЭКК)  $E$ , агын  $I$  жана чыңалуу  $U$  түшүнүктөрү аркылуу жазылышы, электр тизмектерин түзөт.

Магнит тизмектери деп, ферромагниттик нерселерди жана чөйрөлөрдү камтыган түзүлүштөрдүн көптүгү түзгөн жол аркылуу магнит агымынын сызыктарынын капталышы, ал эми электромагниттик жараяндардын магнит кыймылдаткыч күчү,  $(i \cdot w)$  магнит агымы  $\phi$ , магнит индукциясы  $B$  түшүнүктөрүнүн жардамы аркылуу жазылуу мүмкүндүгүн айтабыз.

Физика курсунда белгилүү болгондой, электр агыны деп, өткөрүүчү чөйрөдө электр майданынын аракети менен электрдик дүрмөттөлгөн бөлүкчөлөрдүн убакыт боюнча ирээттелген кыймылын айтабыз ( $I=q/t$ ).

Эгер электрдик дүрмөттөрдүн кыймылынын ылдамдыгы убакыт боюнча өзгөрбөсө *турактуу* агын деп аталат. Агындын заматтык маанилеринин убакыт боюнча өзгөрүлүшү өзгөрүлмөлүү агынды берет. Электр агынынын заматтык маанилеринин убакыттын барабар аралыгында кайталанышы *мезгилдүү өзгөрүүчү* агын деп аталат. Синусоидалык закон боюнча өзгөрүүчү агынды *синусоидалык* агын дейбиз.

Электр тизмектеринин элементтери. Электр тизмектеринин негизги элементтери болуп электромагниттик зарденин булактары, электромагниттик зардени өзгөртүп берүүчү түзүлүштөрдүн жана бул зарденин кабыл алгычтары эсептелет.

Электромагниттик зарденин булактары деп аталган бул ар кандай генерирлөөчү түзүлүштөр аркылуу зарденин тигил же бул түрлөрү электромагниттик зардеге айланат. Мисалы: электр генераторлору, гальваникалык элементтер, аккумуляторлор, жылуулук элементтери жана башкалар.

Электромагниттик зарде берүүчү элементтерге мисалы, электр берүүчү чубалгылар, электрдик чордондор, байланыш чубалгылары кирет.

Электромагниттик зардени өзгөртүп түзүү үчүн чыңалууну жана агынды өзгөртүүчү трансформаторлор, жыштыкты өзгөрткүчтөр жана лампалык генераторлор, ошондой эле иондук жана жарым өткөргүч инверторлору, түзөткүчтөр колдонулат.

Электр тизмегинде кабыл алгычтардын аткарган кызматы электромагниттик зардени өзгөртүп түзүү.

Электр тизмектеринин аракеттүү элементтерине ЭКК булагы, электр генераторлору, гальваникалык элементтер, аккумулятор ж.у.с. кирет.

Электр тизмектеринин аракетсиз элементтерине резисторлор (каршылыктар), конденсаторлор жана эпкиндуулүк түрмөктөрү кирет.

### § 1.3. Электр тизмектеринин мүнөздөгүчтөрү.

Электр кыймылдаткыч күчүнүн (ЭКК) булагы жана агын булагы

Электр зардесинин булагы ЭККнөн  $E$  жана ички каршылыктан  $R_0$  турат. Эгер ал аркылуу ЭКК  $E$  аракети менен агын  $I$  өтсө, анда анын кыскачтарында чыңалуу  $U=E-IR_0$  күчү  $I$ нин жогорулашы менен азаят. Чыныгы булактын кыскачтарындагы  $U$  чыңалуунун  $I$  агындан көз карандылыгы 1.1, а-чиймесинде көрсөтүлгөн.

$m_0-U$  огу боюнча, ал эми  $m_1-I$  огунадагы масштабы аркылуу белгилейли. Анда эркин алынган чекиттин 1.1, а мүнөздөмөсүндө:  $abm_0=IR_0$ ;  $bc m_1=I$ ;  $tg \alpha =ab/bc=R_0 m_1/m_0$ . Демек,  $tg \alpha R_0$  ге пропорциялуу.

Эми эки четки учурду карайлы:

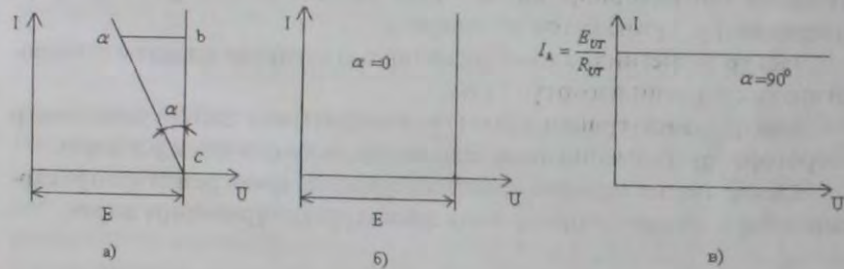
1. Эгер кандайдыр бир булакта ички каршылык  $R_0=0$  болсо, анда  $U-I$ -мүнөздөмөсү түз сызык түрүндө болот (1.1, б-чиймеси). Мындай мүнөздөмөгө ЭКК булагы деп аталган ойдогудай камсыздандыруу булагы ээ болот, же болбосо кыскачтардагы чыңалуу турактуу ( $I$  агындан көз каранды эмес) жана  $E$ ге ЭКК барабар болот да  $R_0=0$ .

2. Эгер кандайдыр бир убакта  $E$  ЭКК жана  $R_0$ ду үзгүлтүксүз чоңойтсок, анда  $c$  чекити (1.1, а-чиймеси) абцисса огу боюнча чексиздикке жылат, ал эми бурч  $\alpha \rightarrow 90^\circ$  умтулат (1.1, в-чиймеси). Мындай камсыздандыруу булагын агындын булагы деп атоого болот.

Электр тизмегин эсептөө жана анализдөө чыныгы электр зардесинин булагындагы  $R_U$  нин кичинелик маанисинин эсептик тең мааниси менен аткарылат. Эквивалент төмөнкүдөй түрдө алынышы мүмкүн:

1)  $E$  ЭКК булагы  $R_U$  каршылыгына удаалаш туташтырылып чыныгы булактын ички каршылыгына барабар болот (1.2, а-чиймеси, тегеректин ичиндеги жебе ЭКК булагынын ички потенциалынын жогорулашынын багытын көрсөтөт);

Агын булагы  $I_k = E/R_U$  агыны менен жана ага параллель болгон  $R_U$  туташтырылган (1.2, б-чиймеси тегеректин ичиндеги жебе агын булагынын агынын оң багытын көрсөтөт).



1.1-чиймеси

Кабыл алгычтагы агын ( $R$  каршылыгындагы) 1.2, а, б-чиймедеги түзмөк үчүн бирдей  $I = E/(R + R_U)$  барабар. 1.2, а-чийменин түзмөгүндө удаалаш туташтырганда  $R$  жана  $R_U$  каршылыктары, ал эми 1.2, б-чиймедеги  $I_k = U/R_U$  агыны  $R$  жана  $R_U$  параллель бутактарындагы каршылыктарга тескери шайкеш бөлүнөт.  $R$  кабыл алгычындагы агын үчүн

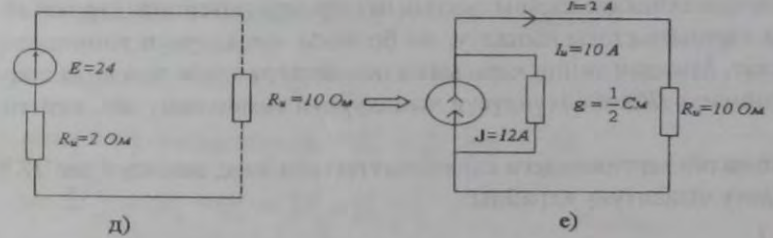
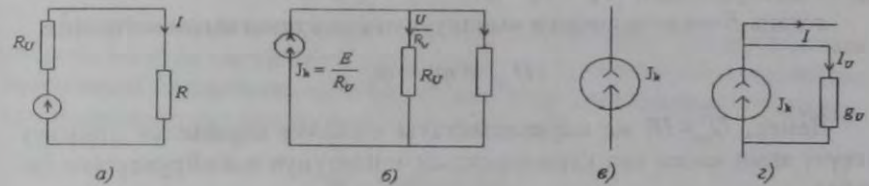
$$I = I_k \frac{R_U}{R + R_U} = \frac{E}{R_U} \frac{R_U}{R + R_U} = \frac{E}{R + R_U}$$

Зарденин бир булагы аркылуу берилген тизмектин мүнөздөгүчүн эсептөө

ЭКК булагынан тышкары электр зардесинин булагы болуп агындын булагы эсептелет. Агындын булагы катары тизмектин каршылыгы ( $R$ ) нагрузкадан көз каранды болбой  $J_k$  агынын берүүчү ойдогудай камсыздандыруучу булакты түшүнөбүз. Ойдогудай агын булагынын түзмөктөгү белгилениши 1.2, в-чиймеде көрсөтүлгөн. Чыныгы агын булагы  $J_k$  агыны жана  $g_s$  өткөргүчтүүлүк аркылуу мүнөздөлөт (1.2, г-чиймеси). Агын булагынын агыны  $J_k = I_u + I$ , мында  $I_u$  - ички өткөргүчтүүлүк

аркылуу өтүүчү агын, ал эми  $I$ -сырткы тизмектин каршылыгындагы (нагрузка) агын. Эсептөөдө ЭКК булагын агын булагы менен ошондой эле тескерисинче тең мааниге алмаштырууга болот. ЭКК булагынан агын булагына өтүүнү көрсөтөбүз. Нагрузкага иштөөчү ЭКК булагы белгилүү параметрлери менен берилсин дейли. Качан гана  $R_H$  нагрузкасы аркылуу өтүүчү сырткы тизмегинде агын 1.2, д жана 1.2, е-чиймелеринде бирдей болушса алмаштыруу тең маанилүү болушу мүмкүн. Биринчи учурда, түзмөктөгү (1.2, д-чийме) эсептөө көрсөткөндөй,

$$I = \frac{E}{R_U + R_H} = 2 \text{ A.}$$



1.2 - чиймеси

Тең маанилүү булактагы агынды табуу үчүн  $J = \frac{E}{R_U}$  сырткы кабыл алгычка булактын учунун кыска бириге калуусу керек  $g_s = \frac{1}{R_u}$  ички өткөргүчтүүлүк аныктоо үчүн 1.3, е-чиймесинин түзмөгүндө

$$J = \frac{24}{2} = 12 \text{ A}$$

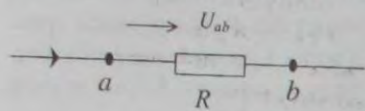
Анткени, сырткы тизмектеги агын мурункудай эле  $2 \text{ A}$ , анын ички өткөргүчтүүлүк аркылуу тармакталышы

$$I_u = J - I = 12 - 2 = 10 \text{ A,}$$

$$g_s = \frac{1}{R_u} = \frac{1}{2} = 0,5 \text{ См}$$

### § 1.4 Тизмек кертминдеги чыңалуу

Электр тизмегинин кандайдыр бир кертминдеги чыңалуу деп ошол эле кертминин четки чекиттеринин арасындагы потенциалдардын айырмасын түшүнүүгө болот. 1.3-чиймесинде тизмек кертминин четки чекиттери  $a$  жана  $b$  тамгалары аркылуу көрсөтүлгөн.  $I$  агыны  $a$  чекиттен  $b$  чекитке карай өтсө (потенциалы жогорудан төмөндү көздөй). Демек,  $a$  ( $\varphi_a$ ) чекитиндеги потенциал  $b$  ( $\varphi_b$ ) чекитиндеги потенциалдан  $I$  менен  $R$  чоңдуктарынын көбөйтүндүсүндөгү чоңдукка жогору болот:  $\varphi_a = \varphi_b + IR$



1.3 - чиймеси

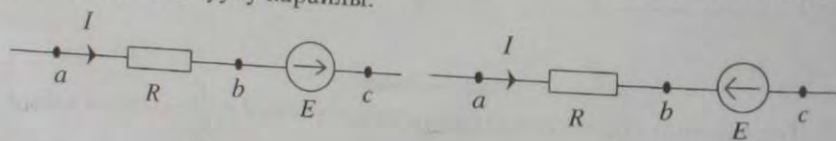
$a$  жана  $b$  чекиттериндеги чыңалуунун аныктамасынын негизинде

$$U_{ab} = \varphi_a - \varphi_b$$

Демек,  $U_{ab} = IR$  же каршылыктагы чыңалуу каршылык аркылуу өтүүчү агын менен бул каршылыктын чоңдугунун көбөйтүндүсүнө барабар.

Электротехникада каршылыктын четтеринде потенциалдардын айырмасы каршылыктагы чыңалуу, же болбосо чыңалуунун төмөндөшү деп аталат. Мындан кийин каршылыктын четтериндеги потенциалдардын айырмасы  $IR$  көбөйтүндүсүн чыңалуунун төмөндөшү деп эсептейбиз.

Тизмектин кертминдеги каршылыкты гана эмес, ошондой эле ЭКК болгондогу чыңалууну карайлы.



а)

б)

1.4-чийме.

1.4, а, б-чиймеде  $I$  агыны өтүп жаткан тизмектердин кандайдыр бир кертими берилген.

Бул кертилердин  $a$  жана  $c$  чекитинин арасындагы потенциалдардын айырмасын (чыңалуу) табабыз.

Аныктама боюнча

$$U_{ac} = \varphi_a - \varphi_c \quad (1.1)$$

12

$a$  чекитиндеги потенциалды  $c$  чекитиндеги потенциал аркылуу көрсөтөбүз.  $c$  чекитинен  $b$  чекитине  $E$  ЭКК багытына каршы жылышууда (1.4, а-чиймеси.)  $b$  чекитинин потенциалы  $c$  чекитиндеги потенциалга караганда  $E$  ЭКК чоңдугуна кичине болот.

$$\varphi_b = \varphi_c - E$$

$c$  чекитинен  $b$  чекитине  $E$  ЭКК менен бир багытта жылышууда (1.4, б-чиймеси.)  $b$  чекитинин потенциалы  $c$  чекитиндеги потенциалга салыштырганда  $E$  ЭКК чоңураак болот.

$$\varphi_b = \varphi_c + E$$

Анткени, агын потенциалы жогору болгон чекиттен потенциалы азыраак чекитти карай өтөт, 1.4 чиймеде эки түзмөктө тең  $a$  чекитинин потенциалы  $b$  чекитинин потенциалынан  $R$  каршылыгындагы чыңалуунун төмөндөшүнүн чоңдугунан жогору болот

$$\varphi_a = \varphi_b + IR,$$

Демек, 1.4, а — чиймеси үчүн  $\varphi_a = \varphi_c - IR - E,$

$$\text{же } U_{ac} = \varphi_a - \varphi_c = IR - E, \quad (1.2, a)$$

жана 1.4, б-чиймеси үчүн  $\varphi_a = \varphi_c + E + IR,$

$$\text{же } U_{ac} = \varphi_a - \varphi_c = IR + E, \quad (1.2, b)$$

$U_{ac}$  чыңалуусунун оң багыттагы абалы  $a$  чекитинен  $c$  чекитин көздөй жебе аркылуу көрсөтүлгөн. Чыңалуунун аныктамасы боюнча,

$$U_{ca} = \varphi_c - \varphi_a$$

Ошондуктан,  $U_{ca} = -U_{ac}$ , индекстердин орун алмашышы (удаалашты) чыңалуунун белгисинин өзгөрүшүнө бирдей чоңдукта. Демек, чыңалуу оң жана терс болушу мүмкүн.

ЭКК камтыбаган тизмектин кертими үчүн Омдун мыйзамы.

ЭКК камтыбаган тизмектин кертими үчүн Омдун мыйзамы (эрежеси) бул кертидеги агын менен чыңалуунун ортосундагы байланышты белгилейт, 1.3, - чиймеге карата

$$U_{ab} = IR$$

же

$$I = U_{ab} / R = (\varphi_a - \varphi_b) / R \quad (1.3)$$

13



ЭКК камтыган тизмектин кертими үчүн Омдун мыйзамы.

ЭКК камтыган тизмектин кертими үчүн Омдун мыйзамы (эрежеси) тизмектин кертиминин четтериндеги белгилүү потенциалдардын айырмасы ( $\varphi_a - \varphi_c$ ) жана бул кертидеги ЭКК боюнча, бул кертидеги агынды табууга мүмкүнчүлүк берет.

Анда, (1.2a) формуласы 1.4,а- чиймедеги түзмөк үчүн

$$I = \frac{\varphi_a - \varphi_c + E}{R} = \frac{U_{ac} + E}{R}$$

(1.2b) формуласы 1.4,б -чиймедеги түзмөк үчүн

$$I = \frac{\varphi_a - \varphi_c - E}{R} = \frac{U_{ac} - E}{R}, \quad (1.4)$$

(1.4) формуласы математикалык түрдө ЭКК камтыган тизмектин кертими үчүн Омдун мыйзамын көрсөтөт,  $E$  астындагы оң белги 1.4, а-чиймеси, ал эми терс белги 1.4, б-чиймеси үчүн келтирилген.

### § 1.5 Кирхгофтун мыйзамдары (эрежелери)

Электр тизмектери Кирхгофтун биринчи жана экинчи мыйзамдарына (эрежелерине) баш иет.

Кирхгофтун 1-мыйзамына эки түрдүү аныктама берүүгө болот:

- 1) Түзмөктүн ар кандай түйүнүнө келүүчү агындардын алгебралык суммасы нөлгө барабар;
- 2) Түйүнгө келген агындардын суммасы түйүндөн чыккан агындардын суммасына барабар:

1.5-чиймеге карата эгер түйүнгө келген агындарды оң белгиде деп, ал эми түйүндөн чыккан агындарды терс белгиде деп эсептесек, анда 1-чи аныктама боюнча

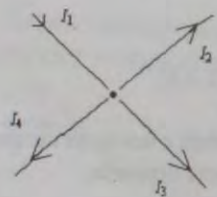
$$I_1 - I_2 - I_3 - I_4 = 0;$$

2-чи аныктама үчүн

$$I_1 = I_2 + I_3 + I_4$$

Биринчи эреженин физикалык мааниси тизмектеги дүрмөттөлгөн бөлүкчөлөрдүн кыймылынын негизинде эч бир түйүндө дүрмөттөрдүн топтолбостугун көрсөтөт.

Кирхгофтун 2-чи мыйзамына да эки түрдүү аныктама берүүгө болот:



1.5 - чиймеси

1) Ар кандай туюк чөйрөсызыктагы чыңалуулардын төмөндөшүнүн алгебралык суммасы, ошол эле чөйрөсызыктагы ЭКК алгебралык суммасына барабар

$$\sum IR = \sum E$$

(Ар бир суммадагы кошулуучулар эгерде алар багыты боюнча чөйрөсызыктын айланып баруу багытына туура келсе оң, эгер терс белгиде багыттары боюнча карама-каршы болсо, терс белги менен кириши мүмкүн).

Каалаган туюк чөйрөсызыкты бойлогон чыңалуулардын алгебралык суммасы (бирок чыңалуулардын төмөндөшү эмес) нөлгө барабар:

$$\sum U_k = 0$$

### § 1.6 . Электр тизмектериндеги зардечилик теңдем

Каршылыктар аркылуу электр агындары өткөндө жылуулук бөлүнүп чыгат. Зарденин сакталуу мыйзамы боюнча, түзмөктүн каршылыктарында убакыт бирдиги ичинде бөлүнүп чыккан жылуулуктун саны, ошол эле убакыт бирдиги ичиндеги камсыздандыруу булагынан чыккан зардеге барабар болушу керек.

Эгер  $E$  (ЭКК) булагы аркылуу өтүүчү  $I$  агынынын багыты ЭКК багыты менен дал келсе, анда ЭКК булагы убакыт бирдиги ичинде тизмекке  $E \cdot I$  барабар болгон зардени (кубаттуулукту) берет жана  $E \cdot I$  көбөйтүндүсү зардечилик теңдемдин теңдемесине оң белги менен кирет.

Эгерде  $I$  агынынын багыты  $E$  (ЭКК) багытына карама-каршы болсо, анда ЭКК булагы зардени тизмекке бербейт, тескерисинче керектейт (мисалы, аккумуляторду дүрмөттөө) жана  $E \cdot I$  көбөйтүндүсү зардечилик теңдемдин теңдемесине терс белги менен кирет.

ЭКК булактары үчүн гана камсыздандырылган зардечилик теңдемдин теңдемеси төмөнкү түрдө болот:

$$\sum I^2 R = \sum EI$$

Эгерде түзмөк ЭКК булактары менен гана эмес, ошондой эле агындын булактары менен камсыздандырылса, анда түзмөккүн кээ бир түйүндөрүнө агындар булактардан келет жана чыгат. Зардечилик теңдемдин теңдемесин түзүүдө агындын булагынан берилген зардени да эске алуу керек. Мүмкүн, түзмөктүн  $a$  түйүнүнө  $I_k$  агыны агындын булагынан келсе, ал эми бул агын  $b$  түйүнүнөн чыкса, анда агын булагы менен

берилген кубаттуулук  $U_{ab} \cdot I_k$  ге барабар. Түзмөктүн бутактарындагы  $U_{ab}$  чыңалуусун жана агындарды эсептөөдө агын булагынан чыккан агындарды да эске алуу керек.

Зардечилик теңдем теңдемесинин жалпы көрүнүшү,

$$\sum I^2 R = \sum E \cdot I + \sum U_{ab} I_k$$

§1.7 Түзмөктөгү агындарды эсептөөдө Кирхгофтун мыйзамдарынын жардамы менен теңдемелерди түзүү

Түзмөктүн бутактарындагы агындарды табууда Кирхгофтун мыйзамдары пайдаланылат. Түзмөктөгү бардык булактардын санын  $b$  агын булагы бар бутактарды  $b_{ur}$  жана түйүндөрдүн санын  $U$  тамгалары менен белгилейбиз. Түзмөктүн ар бир бутагынан жекече агын жүрөт. Анткени, агын булагы бар булактардын агыны белгилүү, мында белгисиз агындардын саны  $b - b_{ur}$  га барабар болот.

Теңдемени түзүү алдында төмөнкүлөрдү аткаруу керек:

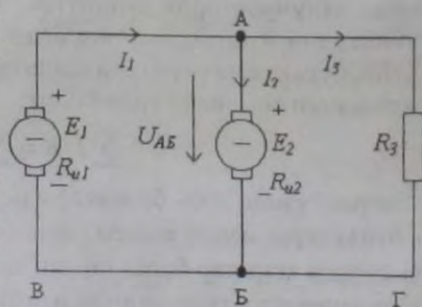
- а) түзмөктүн бутактарындагы агындардын оң багыттарын белгилөө;
- б) чөйрөсызыкты айлануунун оң багыты үчүн теңдеме Кирхгофтун 2-чи мыйзамы боюнча каралат.

Бардык чөйрөсызыктарда оң багыттагы айлануу үчүн бирдиктүү бир пикирге келүү максатында, саат жебесинин багыты боюнча карайбыз.

Көз карандысыз сызыктуу теңдемелерди алууда Кирхгофтун 1-чи мыйзамы боюнча алынган теңдемелердин саны түйүндөрдүн санынан бир бирдикке аз болушу керек, же болбосо  $U-1$  барабар.

Кирхгофтун 2-чи мыйзамы боюнча түзүлгөн теңдемелердин саны, бутактардын санына барабар, бирок агын булактары эске алынбайт, ошондой эле Кирхгофтун 1-чи мыйзамы боюнча түзүлгөн теңдемени кемитүү керек, же болбосо  $(b - b_{ur}) - (U - 1) = b - b_{ur} - U + 1$

Кирхгофтун 2-чи мыйзамы боюнча теңдемелерди түзүүдө түзмөктөгү бардык бутактарды камтуу керек да агындын булагы бар бутактарды эске албоо керек. Кирхгофтун 2-чи мыйзамы боюнча көз каранды эмес сызыктуу теңдемелерди жазууда теңдеме түзүлүүчү ар бир жаңы чөйрөсы-



1.6-чиймеси.

зыкта мурунку чөйрө сызыкта камтылбаган жок дегенде бир жаңы бутак кириши керек. Себеби бул чөйрөсызыктарга Кирхгофтун 2-чи мыйзамы боюнча теңдемелер жазылган. Бул чөйрөсызыктарды көз карандысыз деп белгилейбиз.

1.1-маселеси  $E_1 = E_2 = 230$  В ЭКК бар эки генератор параллель туташтырылган (1.6-чиймеси), булардын ички каршылыктары  $R_{U1} = 0,5$  Ом;  $R_{U2} = 0,4$  Ом тең маанилүү каршылыгы  $R_3 = 10$  Ом болгон керектөөчүнү камсыздандырат. Тизмектин ар бир кертиминдеги агынды жана кубаттуулукту аныктагыла:

**Чыгаруу:** Кирхгофтун мыйзамдары боюнча теңдемелерди түзөбүз. Агындардын оң багыттарынын берилиши менен үч теңдеме жазалы. Кирхгофтун биринчи законун  $A$  түйүнү үчүн колдонсок

$$I_1 + I_2 - I_3 = 0$$

Кирхгофтун экинчи мыйзамын  $A B B A$  чөйрөсызыгы үчүн колдонууз:

$$E_1 - E_2 = I_1 R_{U1} - I_2 R_{U2}$$

$A B G A$  чөйрөсызыгы үчүн

$$E_2 = I_2 R_{U2} + I_3 R_3$$

ЭКК жана каршылыктардын маанилерин коюп, төмөнкүнү алабыз,

$$230 - 230 = 0,5 I_1 - 0,4 I_2$$

$$230 = 0,4 I_2 - 10 I_3$$

анда

$$-I_3 = -I_1 - I_2 \text{ же } I_3 = I_1 + I_2$$

Эми, теңдемелердин системасын жазабыз:

$$0,5 I_1 - 0,4 I_2 = 0$$

$$10 I_1 + 10,4 I_2 = 230$$

системанын аныктоочусу

$$\Delta = \begin{vmatrix} 0,5 & -0,4 \\ 10 & 10,4 \end{vmatrix} = 5,2 + 4 = 9,2 A;$$

$I_1$  жана  $I_2$  агындарын эсептейбиз

$$I_1 = \frac{\begin{vmatrix} 0 & 0,4 \\ 230 & 10,4 \end{vmatrix}}{\Delta} = \frac{9,2}{9,2} = 10 A; \quad I_2 = \frac{\begin{vmatrix} 0,5 & 0 \\ 10 & 230 \end{vmatrix}}{\Delta} = \frac{115}{9,2} = 12,5 A;$$

жыйынтыктыганда:

$$I_3 = I_1 + I_2 = 10 + 12,5 = 22,5 A$$

Демек,  $I$  агыны чындыгында эле  $A$  чекитинен  $\Gamma$  чекитине багытталган, себеби  $\varphi_A > \varphi_\Gamma$

Текшерүү жүргүзөбүз:

$$I_1 + I_2 - I_3 = 10 + 12,5 - 22,5 = 0$$

Генераторлордогу өнүктүрүлүүчү кубаттуулук:

$$P_1 = E_1 I_1 = 230 \cdot 10 = 2300 \text{ Вт}$$

$$P_2 = E_2 I_2 = 230 \cdot 12,5 = 2875 \text{ Вт}$$

Ар бир каршылыктардын кубаттуулугу:

$$P_3 = I_1^2 \cdot R_{U1} = 10^2 \cdot 0,5 = 50 \text{ Вт};$$

$$P_4 = I_2^2 \cdot R_{U2} = (12,5)^2 \cdot 0,4 = 62,5 \text{ Вт};$$

$$P_5 = I_3^2 \cdot R_3 = (22,5)^2 \cdot 10 = 5062,5 \text{ Вт}.$$

Маселенин тууралыгын текшерүү үчүн кубаттуулуктардын теңдемин түзөбүз, себеби бул зарденин сакталуу законунун натыйжасы,

$$\sum P_r = \sum P_{\text{акт}}$$

$$P_1 + P_2 = P_3 + P_4 + P_5$$

$$2300 + 2875 = 50 + 62,5 + 5062,5$$

$$5175 = 5175.$$

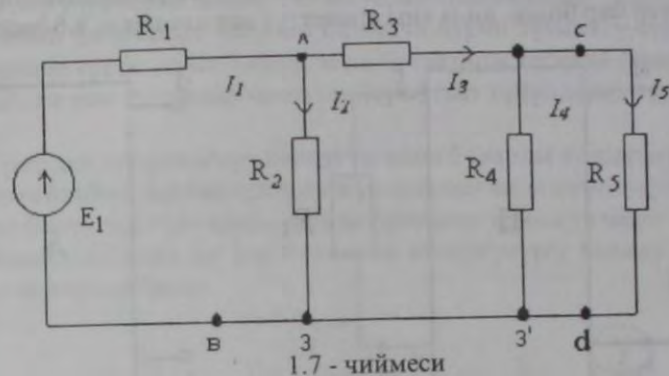
### §1.8 Электр тизмектеринин назариятындагы топологиялык түшүнүктөр

Электр тизмектеринде негизги топологиялык түшүнүктөр болуп бутак, түйүн, чөйрөсызык, эки уюлдук, төрт уюлдук жана түзмөктөгү электр тизмектеринин графы, дарак жана түзмөктөгү графтын байланышы эсептелет.

Электр тизмегинин кертиминдеги бутак деп, анын бир гана өзүнө тиешелүү агыны болсо айтабыз. Бутак бир гана аракетсиз же аракеттүү элементтерден турушу мүмкүн, ошондой эле удаалаш туташтырылган бир нече элементтердин кошундусу болушу ыктымал.

Мисал катары 1.7-чиймесинде бутакташтырылган электр тизмегинин беш бутактуу ордун алмаштыруучу түзмөгү көрсөтүлгөн.

Үч же андан көп бутактардын кошулган жери электр тизмегинин түйүнү деп аталат. Геометриялык жана потенциалык түйүндөр деген түшүнүктөргө ажыратылат.



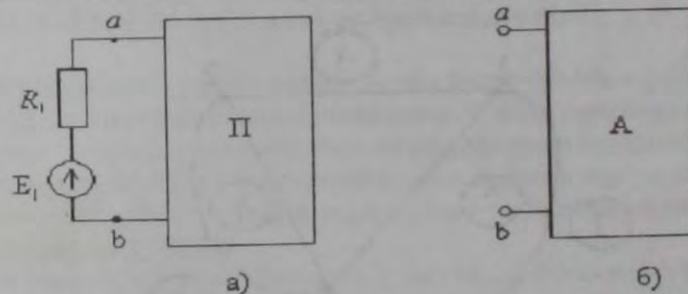
Бутакташтырылган бир электр зардесинин булагы менен электр тизмегинин алмашылган түзмөгү.

1.7-чиймесиндеги түзмөкдө төрт геометриялык жана үч потенциалдык түйүндөр камтылган.

Потенциалдарды бирдей болгон 3 жана 3' геометриялык түйүндөрү бир потенциалдык түйүнгө кошулушу мүмкүн.

Электр тизмегинин бир нече түйүндөрү жана бутактары аркылуу өтүүчү туюк жолду чөйрөсызык деп айтабыз. Мисалы, 1.7 — чиймесинин түзмөгүндө чөйрөсызык болуп 1-R<sub>2</sub>-2-R<sub>4</sub>-3'-3-E<sub>1</sub>-R<sub>1</sub> эсептелет.

Эки уюлдуулук деп, электр тизмегинин эки бөлүнүп алынган кыскачтарынын (уюлдарынын) бөлүгүн айтабыз.

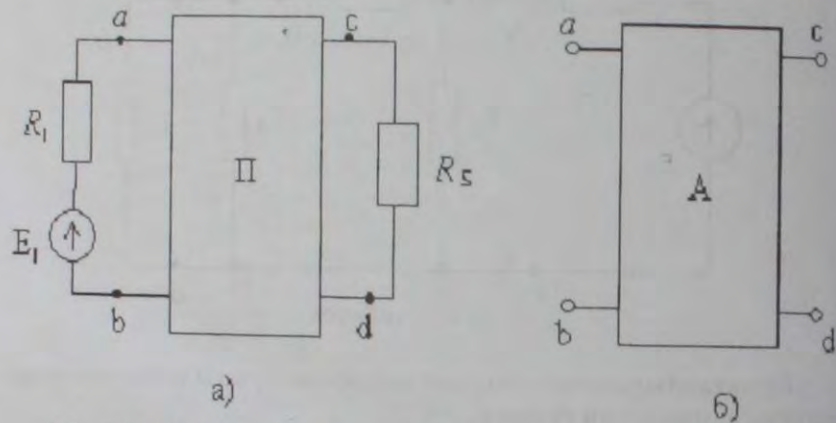


1.8. чиймеси (а) аракетсиз жана (б) аракеттүү эки уюлдуулуктар

Мисалы,  $a$  жана  $b$  кыскачтарынын тизмектеги бөлүгү (1.8- чиймеси) эки уюлдуулук болуп эсептелиши мүмкүн.

Эки уюлдуулук түзмөкдө төрт бурчтук түрүндө берилип, П тамгасы менен белгиленет. П тамгасы аракетсиз эки уюлдуулукту билгизет,

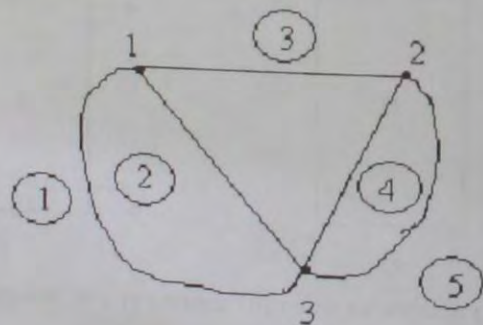
анткени анда аракеттүү элементтер жок. Эгерде эки уюлдуулукта аракеттүү элементтер бар болсо, анда аны аракеттүү деп аташат (1.8,б-чиймеси).



1.9 - чийме (а) аракетсиз жана (б) аракеттүү төрт уюлдуулуктар

Төрт уюлдуулук деп эки кош кысыкчтарды камтыган электр тизмегинин бөлүгүн айтабыз. Булардын экөө (а жана б) кирүүчү же чыгуучу болушу мүмкүн (1.9-чийме)

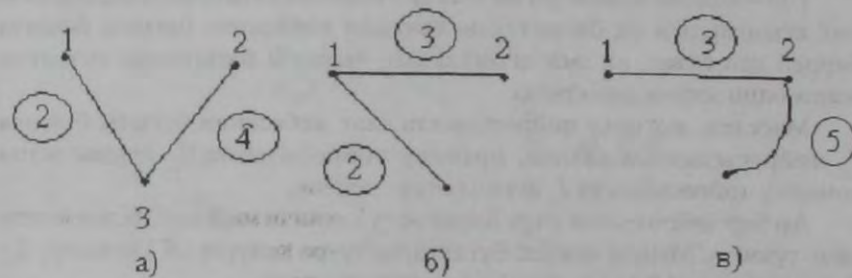
Эки уюлдуулук сыяктуу эле төрт уюлдуулук аракетсиз (1.9,а-чийме) жана аракеттүү (1.9,б-чийме) болушу мүмкүн. Төрт уюлдуулук көп уюлдуулуктун бир бөлүгү болуп эсептелет. Көп уюлдуулук деп эки кош кысыкчтардан көбүрөөк уюлдардан турган электр тизмегинин бөлүгүн айтабыз.



1.10 - чийме. Түзмөктүн электр тизмегиндеги граф.

Кээ бир учурларда электр тизмектерин анализдөөдө тизмектин элементтеринин физикалык негизин башкача буруп түзмөктү сүрөттөөдө граф түрүндө кароо эң ыңгайлуу, анда бутактары кесинди (графтын бутактары), ал эми түйүндөр-чекиттер (графтын түйүндөрү) түрүндө каралат.

Граф деп түйүндөрдүн көптүгүн жана буларды туташтыруучу бутактарды айтабыз. Ар бир граф өзүнүн топологиясы менен мүнөздөлөт, графтын бөлүнгөн түйүндөрү кайсы бутактар аркылуу бири-бири менен байланышта жана ар бир бутактын өткөргүчтүгү кандай экендиги тууралуу маалымат берет.



1.11-чийме. Графтын дарактары 1.10 — чиймеде келтирилген.

Демек, баштапкы электр тизмеги бутактардан, түйүндөрдөн жана чөйрөсызыктардан турса, граф да буларды камтыйт. 1.7-чиймеде көрсөтүлгөн түзмөктүн тизмеги граф түрүндө 1.10-чиймеде келтирилген. Бул граф беш бутактан жана үч түйүндөн турат.

Топологиялык түшүнүктөрдүн негизи болуп графтын дарагы эсептелет, бул аркылуу графтын бутактарынын жана чөйрөсызыктарды түзбөгөн графтын бардык туташтырган түйүндөрүнүн ар кандай көптүгү түшүндүрүлөт. Берилген граф үчүн бир нече даракты тургузууга болот. Мисалы, 1.10-чиймедеги граф үчүн 1.11,а-в-чиймедеги дарактардын сүрөттөлүшү көрсөтүлгөн.

Ар кандай графтын дарагына улам жаңы бутак кошулуп туюк чөйрөсызыкты түзөт. Графтын дарагына караштуу эмес графтын бутакы графтын байланышы деп аталат.



Үч ячейкадан турган  $I_{11}, I_{22}, I_{33}$  тизмектеги чөйрөсызыктык агындар Бутактардагы агындардын багытын 1.12-чиймедеги түзмөк боюнча алып агындарды  $I_{11}, I_{22}, I_{33}$  чөйрөсызыктык агындар аркылуу белгилейбиз:

$$\left. \begin{aligned} I &= I_{11}; I_2 = I_4 = -I_{22}; I_5 = -I_{33} \\ I_1 &= I_{11} - I_{22}, I_3 = I_{22} - I_{33} \end{aligned} \right\} \quad (a)$$

Кирхгофтун экинчи мыйзамы боюнча теңдемелер системасын түзөбүз.

$$R_{U1}I + R_{I1}I_1 = E$$

$I_1$  агынын  $I_{11} - I_{22}$  айырмасы менен алмаштырып, анан теңдемелердин мүчөлөрүн  $I_{11}$  агыны менен бириктирип,

$$(R_{U1} + R_{I1})I_{11} - R_{I1}I_{22} = E_1$$

Башка эки чөйрөсызыктык үчүн да ушуга окшош теңдемелерди түзөбүз:

$$(R_{I1} + R_{I2} + R_{I3} + R_{I4})I_{22} - R_{I1}I_{11} - R_{I3}I_{33} = 0$$

$$(R_{U2} + R_{I3})I_{33} - R_{I3}I_{22} = -E_2$$

Чөйрөсызыктыктагы өздүк жана жалпы каршылыктардын маанилерин коюп, үч теңдемелүү системаны алабыз:

$$\left. \begin{aligned} 5I_{11} - 3I_{22} &= 16,4 \\ 11,8I_{22} - 3I_{11} - 3I_{33} &= 0 \\ 5I_{33} - 3I_{22} &= -24,5 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \text{же} \quad \left. \begin{aligned} 5I_{11} - 3I_{22} &= 16,4 \\ -3I_{11} + 11,8I_{22} - 3I_{33} &= 0 \\ -3I_{22} + 5I_{33} &= -24,4 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Системаны аныктоочусу:

$$\Delta = \begin{vmatrix} 5 & -3 & 0 \\ -3 & 11,8 & -3 \\ 0 & -3 & 5 \end{vmatrix} = 295 - 45 - 45 = 205$$

Чөйрөсызыктык агындарды эсептейбиз:

$$I_{11} = \frac{\begin{vmatrix} 16,4 & -3 & 0 \\ 0 & 11,8 & -3 \\ 24,4 & -3 & 5 \end{vmatrix}}{\Delta} = \frac{600,4}{205} = 2,9 \text{ A}$$

$$I_{22} = \frac{\begin{vmatrix} 5 & 16,4 & 0 \\ -3 & 0 & -3 \\ 0 & -24,4 & 5 \end{vmatrix}}{\Delta} = \frac{-120}{205} = -0,6 \text{ A}$$

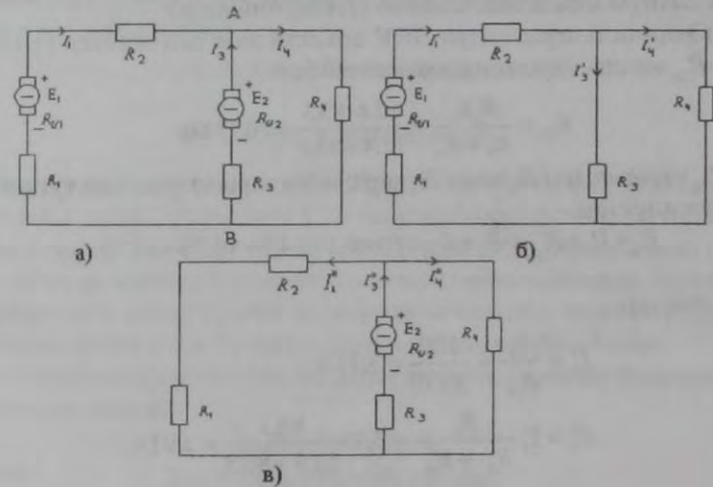
$$I_{33} = \frac{\begin{vmatrix} 5 & -3 & 16,4 \\ -3 & 11,8 & 0 \\ 0 & -3 & 24,4 \end{vmatrix}}{\Delta} = \frac{-1072,4}{205} = -5,23 \text{ A}$$

(a) белгилөөдө көрсөтүлгөндөй  $I_{11}, I_{22}, I_{33}$  чөйрөсызыктык агындарды табылган маанилери боюнча түзмөкнүн бардык бутактарынын агындарын аныктайбыз.

$$\begin{aligned} I &= 2,9 \text{ A}; I_2 = I_4 = 0,6 \text{ A}; & I_5 &= 5,23 \text{ A}; \\ I_1 &= 2,9 + 0,6 = 3,5 \text{ A}; & I_3 &= -0,6 + 5,23 = 4,63 \text{ A}. \end{aligned}$$

### § 1.10 Каттоо негизги жобосун колдонуунун ыкмасы

Каттоо негизи жобо ыкмасы боюнча электр тизмектери үчүн эсептөөчү теңдемелер төмөнкүдөй түзүүгө болот: тизмектин ар бир кертиминдеги агындар бири-биринен бөлүнүп, аракет кылуучу тизмектин бардык кертилериндеги ЭКК аркылуу пайда болгон жарым жартылай агындардын алгебралык суммасына барабар.



1.13-чийме.

Башталар алдында, тизмекте бирден бир гана ЭКК аракет кылат, бирок тизмектин бардык каршылыктары өзгөрүүсүз калат деп эсептейбиз. Мындай түзмөк үчүн агындын бөлүнүшүн табабыз. Андан кийин эсептөөнү экинчи ЭКК аракет кылып жатат, ал эми бардык башка ЭКК аракетте эмес деп кайталайбыз. Окшош эсептөөлөрдү бардык ЭКК үчүн кезек-кезеги менен жүргүзөбүз.

Маселен, тизмектин кайсы бир кертиминде агын  $I_{ге}$  барабар. Каттоо негизги жобосунда:

$$I = I^I + I^{II} + I^{III} + \dots,$$

Мында, I<sup>1</sup>-агыны биринчи ЭКК аракетин астында каралып жаткан кертде пайда болот, ал эми башка ЭКК нөлгө барабар. Окшош, агынды түзүүчүлөрдү багыттарын эске алуу менен эсептөөлөр жүргүзүлөт.

1.3-маселе. Эгер  $E_1 = E_2 = 120$  В;  $R_{U1} = 0,5$  Ом;  $R_{U2} = 0,4$  Ом;  $R_1 = 10$  Ом;  $R_2 = 14,5$  Ом болсо, тизмектин кертминдеги бардык агындарды аныктагыла (1.13-чийме),

$$R_3 = 12,4 \text{ Ом}; R_4 = 83,3 \text{ Ом}.$$

Маселени каттоо негизги жобосу боюнча чыгаргыла.

Чыгаруу: Белгилүү болгондой каттоо негизги жобосунун жардамы менен бир нече электр булактары бар (1.13-чиймеси) тизмекти эсептөөгө болот. алмаштырып, бир зарденин булагы аркылуу эки жолу эсептөөгө болот.

1)  $E_1$  (ЭКК) жарым жартылай агындарын  $I_1^1$  бир майда сызык (1.13, б-чиймеси), ал эми башка  $E_2$  ЭКК жарым жартылай агындардын  $I_1^{11}$  эки майда сызыгы менен белгилейбиз (1.13в, -чиймеси)

2) Экинчи генератордун ЭКК аракетин жок деп эсептеп (1.13, б-чиймеси)  $R_{34}$  жалпы каршылыкты эсептейбиз.

$$R_{34} = \frac{R_3 R_4}{R_3 + R_4} = \frac{12,4 \cdot 83,3}{12,4 + 83,3} = 10,79 \text{ Ом}$$

$R_{34}$  каршылыгы  $R_1$  жана  $R_2$  каршылыктарына удаалаш туташтырылган, ошондуктан:

$$R_x = R_1 + R_{U1} + R_2 + R_{34} = 10 + 0,5 + 14,5 + 10,79 = 35,79 \text{ Ом}$$

Агындар:

$$I_1^1 = \frac{E_1}{R_x} = \frac{120}{35,79} = 3,35 \text{ А};$$

$$I_3^1 = I_1^1 \frac{R_4}{R_3 + R_4} = 3,35 \frac{83,3}{12,4 + 83,3} = 2,92 \text{ А};$$

$$I_4^1 = I_1^1 \frac{R_3}{R_3 + R_4} = 3,35 \frac{12,4}{12,4 + 83,3} = 0,43 \text{ А}.$$

Эми биринчи генератордун ЭКК аракетин жок деп эсептеп, (1.13 в-чиймеси)  $R_{x4}$  тең маанилүү каршылыктын табабыз:

$$R_{x4} = \frac{R_x \cdot R_4}{R_x + R_4} = \frac{35,79 \cdot 83,3}{35,79 + 83,3} = 24,5 \text{ Ом}$$

Мында:

$$R_x = R_1 + R_2 = 10 + 14,5 = 24,5 \text{ Ом}$$

$$R_{ж} = R_3 + R_{U2} + R_{x4} = 12,4 + 18,93 = 31,73 \text{ Ом}$$

Агындар: 
$$I_3^{11} = \frac{E_2}{R_{ж}} = \frac{120}{31,73} = 3,78 \text{ А};$$

$$I_1^{11} = I_3^{11} \frac{R_4}{R_x + R_4} = 3,78 \frac{83,3}{24,5 + 83,3} = 2,92 \text{ А};$$

$$I_4^{11} = I_3^{11} \frac{R_3}{R_x + R_4} = 3,78 \frac{12,4}{24,5 + 83,3} = 0,86 \text{ А}.$$

Баштапкы электр тизмектеринин агындарын жарым жартылай агындарды алгебралык суммалоо аркылуу эсептейбиз:

$$I_1 = I_1^1 - I_1^{11} = 3,35 - 2,92 = 0,43 \text{ А};$$

$$I_3 = I_3^1 - I_3^{11} = 2,92 - 2,92 = 0,86 \text{ А};$$

$$I_4 = I_4^1 + I_4^{11} = 0,43 + 0,86 = 1,29 \text{ А};$$

Эсептөөнүн тууралыгын текшерүү үчүн Кирхгофтун биринчи закону боюнча тендеме түзөбүз:

$$I_1 + I_2 - I_4 = 0, \quad 0,43 + 0,86 - 1,29 = 0$$

### § 1.11 Эки түйүн ыкмасы

Болгону эки түйүндү камтыган түзмөктөр көпчүлүк учурда кездешет, мындай түзмөктөрдүн бири 1.14-чиймеде көрсөтүлгөн. Агындарды эсептөөнүн эң бир рационалдуу ыкмасы болуп эки түйүн ыкмасы саналат. Эки түйүн ыкмасы аркылуу электр тизмектерин эсептөөдө, изделүүчү болуп түзмөктөгү эки түйүндүн ортосундагы чыңалуу эсептелет. Булардын жардамы аркасында бутактардагы агынды табууга болот.

Эки түйүн ыкмасынын эсептөө формуладери, төмөнкү формуладердин негизинде алынат:

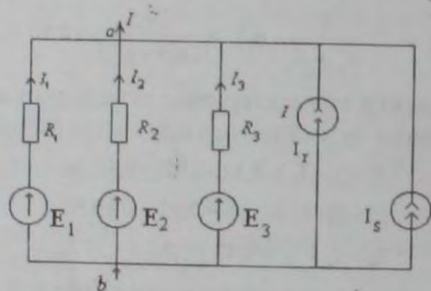
$$\begin{aligned} I_1 + I_2 + I_3 + I_4 + I_5 &= I \\ \text{бирок } I_1 &= (E_1 - U_{ab}) / R_1 = (E_1 + U_{ab}) g_1; \\ I_2 &= (E_2 - U_{ab}) g_2; \\ I_n &= (E_n - U_{ab}) g_n \end{aligned}$$

$$\text{Демек, } I = \sum_{k=1}^n I_k = \sum_{k=1}^n E_k g_k + \sum_{k=1}^n I_k - U_{ab} \sum_{k=1}^n g_k,$$

(1.5)

мында  $g$ -өткөргүчтүн өлчөмүн көрсөтөт  $g = 1/R$ ;  $n$ -ЭКК булагына параллелдүү бутактардын саны;  $q$ -агын булагы бар бутактардын саны. Эгер (1.5) формуласында  $I = 0$  болсо, анда мындан эки түйүндүн ортосундагы  $U_{ab}$  чыңалуусун табууга болот.

$$U_{ab} = \frac{\sum_{k=1}^n E_k g_k + \sum_{k=1}^m I_k}{\sum_{k=1}^n g_k} \quad (1.6)$$

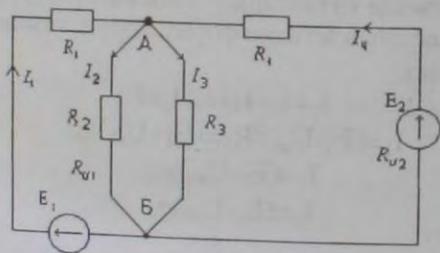


1.14-чийме.

$U_{ab}$  чыңалуусун аныктагандан кийин ар бир (n) бутактагы агынды төмөнкү формула боюнча табабыз

$$I_n = (E_n - U_{ab}) g_n$$

1.4-маселе. Эки түйүн ыкмасынын жардамы менен А жана Б чекиттеринин ортосундагы чыңалууну булактардын жана керектөөчүлөрдүн кубаттуулуктарын эсептегиле. Кубаттуулуктардын теңдемин түзүп жана тизмектин кертилериндеги (1.15-чиймеси) агындарды төмөнкү берилген  $E_1 = E_2 = 105\text{В}$ ;  $R_1 = R_4 = 9,5\text{ Ом}$ ;  $R_2 = R_3 = 20\text{ Ом}$ ;  $R_{U1} = R_{U2} = 0,5\text{ Ом}$  маанилери боюнча аныктагыла.



1.15-чийме.

Чыгаруу: Кирхгофтон 1-чи мызамы боюнча А түйүндөгү агындар

$$I_1 - I_2 - I_3 + I_4 = 0$$

(1.6) формуласынын негизинде түйүндөрдөгү чыңалууну табабыз:

$$U_{AB} = \frac{E_1 g_1 + E_2 g_4}{g_1 + g_2 + g_3 + g_4}$$

Бутактардын өткөргүчтүгүн аныктайбыз

$$g_1 = \frac{1}{R_1 + R_{U1}} = \frac{1}{9,5 + 0,5} = 0,1\text{ См};$$

$$g_2 = \frac{1}{R_2} = \frac{1}{20} = 0,05\text{ См};$$

$$g_3 = \frac{1}{R_3} = \frac{1}{20} = 0,05\text{ См};$$

$$g_4 = \frac{1}{R_4 + R_{U2}} = \frac{1}{9,5 + 0,5} = 0,1\text{ См}.$$

Түйүндүн чыңалуусу:

$$U_{AB} = \frac{E_1 g_1 + E_2 g_4}{g_1 + g_2 + g_3 + g_4} = \frac{105 \cdot 0,1 + 105 \cdot 0,1}{0,1 + 0,05 + 0,05 + 0,1} = 70\text{ В}$$

Агындарды эсептейбиз: 1.15-чиймесиндеги агындардын багыты ЭКК аракетинин багытына дал келет; мындай учурда түйүндүн чыңалуусу, же ЭКК менен бутактын четиндеги чыңалуу, булактын ЭКК менен бутактардагы каршылыктарда чыңалуунун төмөндөшүнүн айырмасына барабар:

$$U_{AB} = E_1 - I_1 R_{U1} = E_2 - I_2 R_{U2}$$

Мындан,

$$I_1 = (E_1 - U_{AB}) g_1 = (105 - 70) 0,1 = 3,5\text{ А};$$

$$I_2 = (E_2 - U_{AB}) g_4 = (105 - 70) 0,1 = 3,5\text{ А};$$

Омдун мыйзамы боюнча,

$$I_3 = \frac{U_{AB}}{R_2} = \frac{70}{20} = 3,5\text{ А} \text{ жана } I_4 = \frac{U_{AB}}{R_3} = \frac{70}{20} = 3,5\text{ А}$$

Булактардын өнүктүрүлүүчү кубаттуулуктары:

$$P_1 = E_1 I_1 = 105 \cdot 3,5 = 367,5\text{ Вт}$$

$$P_2 = E_2 I_4 = 105 \cdot 3,5 = 367,5\text{ Вт}$$

Ички каршылыктардагы жоготулуучу кубаттуулуктар:

$$P_{01} = R_{U1} \cdot I_1^2 = 0,5 \cdot (3,5)^2 = 6,125\text{ Вт};$$

$$P_{02} = R_{U2} \cdot I_2^2 = 0,5 \cdot (3,5)^2 = 6,125\text{ Вт}$$

Керектөөчүлөрдөгү кубаттуулуктар:

$$P_{R1} = R_1 \cdot I_1^2 = 9,5 \cdot (3,5)^2 = 116,375\text{ Вт};$$

$$P_{R2} = R_2 \cdot I_2^2 = 20 \cdot (3,5)^2 = 245\text{ Вт};$$

$$P_{R3} = R_3 \cdot I_3^2 = 20 \cdot (3,5)^2 = 245\text{ Вт};$$

$$P_{R4} = R_4 \cdot I_4^2 = 9,5 \cdot (3,5)^2 = 116,375\text{ Вт}$$



Кубаттуулуктардын теңдемин түзөбүз:

$$P_{01} + P_{02} + P_{R_2} + P_{R_3} + P_{R_4} = 6,125 + 6,125 + 226,375 + 245 + 245 + 116,375 = 735 \text{ Вт};$$

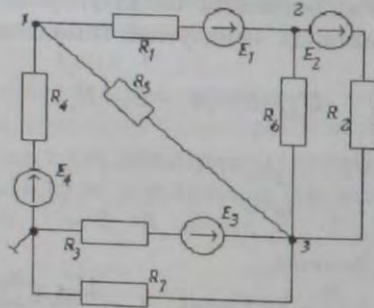
$$P_{I_1} + P_{I_2} = 367,5 + 367,5 = 735 \text{ Вт}$$

Чыгарылыштарга текшерүү жүргүзөбүз:

$$I_1 - I_2 - I_3 + I_4 = 3,5 - 3,5 - 3,5 + 3,5 = 0.$$

### § 1.12. Түйүндөрдөгү потенциалдар ыкмасы

Бкманын негизи болуп Кирхгофтун биринчи мыйзамы эсептелет, ошондуктан түзүлгөн теңдемелердин саны түзмөктөгү түйүндөрдүн санынан бирге азыраак ( $y-1$ ). Белгисиз катары түйүн чекиттеринин потенциалы эсептелет. Чыныгы агындар бардык бутактардын аракетсиз же аракеттүү кертилери үчүн Омдун мыйзамынын жардамы менен аныкталат. 1.16-чиймедеги тизмекти карайлы.

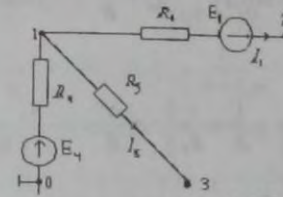


1.16-чийме.

Анализ көрсөткөндөй түзмөк өзүнө төрт түйүн чекиттерин камтыйт (0,1,2,3). Ар түрдүү татаал тизмектер үчүн бир чекитин жерге кийирүүгө (жердетме) мүмкүн экендиги белгилүү, нөл чекитинин потенциалы нөлгө барабар деп эсептейли. Бул үчүн түзмөктүн бир чекити жерге киргендигин көрсөтөбүз. 1,2,3 түйүндөрү үчүн теңдеме түзөбүз, анын сол бөлүгүндө,  $\Sigma \varphi g$  ал эми оң жагында  $\Sigma E g$  эске алынат. Анда 1 чекитинин түйүнү үчүн,

$$\begin{cases} \varphi_1 \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_5} + \frac{1}{R_4} \right) - \varphi_1 \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_5} = E_4 \frac{1}{R_4} - E_1 \frac{1}{R_1} \\ \varphi_2 \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_6} + \frac{1}{R_2} \right) - \varphi_1 \frac{1}{R_1} - \varphi_3 \left( \frac{1}{R_6} + \frac{1}{R_2} \right) = E_1 \frac{1}{R_1} + E_2 \frac{1}{R_2} \\ \varphi_3 \left( \frac{1}{R_7} + \frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_5} + \frac{1}{R_6} + \frac{1}{R_2} \right) - \varphi_1 \frac{1}{R_5} - \varphi_2 \left( \frac{1}{R_6} + \frac{1}{R_2} \right) = E_3 \frac{1}{R_3} - E_2 \frac{1}{R_2} \end{cases}$$

Алынган системада  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  үчөө белгисиз. Чыныгы агындардын эсебин 1.17-чиймесиндеги түзмөктүн бир фрагменти (үзүндүсү) үчүн көрсөтөбүз.  $I_1$  агыны 1 чекитинен 2 чекитине багытталды дейли.  $I_1$  саат жебесинин багыты менен берилген. Анда, Омдун мыйзамына ылайык төмөнкүнү алабыз:



1.17-чийме.

$$I_1 = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + E}{R_1}$$

Эгер  $I_5$  агынынын багыты 3 чекитинен 1 чекитине багытталса, анда

$$I_5 = \frac{\varphi_3 - \varphi_1}{R_5}$$

Ошондой эле жол менен башка агындарды табууга болот.

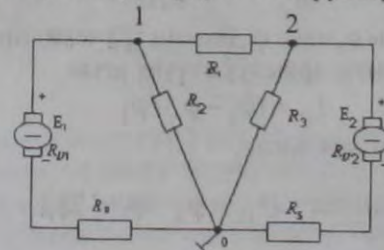
Түйүндөрдөгү потенциалдар ыкмасында төмөнкүлөргө көңүл буруу зарыл:

1) Эгер тизмек агындын булагын камтыса, анда ага теңдеме түзүүдө оң жак бөлүгү болгон  $\Sigma E g$  эске алынат, түйүндү көздөй багытталса оң, каршы болсо терс болуп белгиленет.

2) Эгер кандайдыр бир тизмектин бутагында бир нече каршылык болсо, анда башында  $R_{\text{экв}}$  каршылыкты таап, андан кийин өткөргүчтүүлүккө өтөбүз.

3) Эгер тизмекте ойдогудай ЭКК булагы болсо, анда сөзсүз түрдө таяныч түйүнү (жерге кийирүү) катары чекиттик ЭКК алуучу түйүндөрдүн бирин алуу керек.

1.5-маселе. Эгер  $E_1=40 \text{ В}$ ,  $E_2=30 \text{ В}$ ;  $R_{01}=R_{02}=0,4 \text{ Ом}$ ;  $R_1=30 \text{ Ом}$ ;  $R_2=R_3=10 \text{ Ом}$ ;  $R_4=R_5=3,6 \text{ Ом}$  болсо, тизмектин бардык кертилериндеги агындарды жана ар бир генератордун жогорулатуучу кубаттуулуктарын аныктагыла,



1.18-чийме.

Анализде, көрсөтүлгөндөй берилген түзмөктө үч чекиттик түйүн (0,1,3) бар. Ар бир татаал тизмекте бир чекиттик түйүндү бардык учурда жерге кийирүүгө мүмкүн экени белгилүү. 1,2 түйүндөрү үчүн сол жагында,  $\sum \varphi \frac{1}{R}$  ал эми оң жагында  $\sum E \frac{1}{R}$  суммаларын эске алуучу теңдемени түзөбүз:

$$\begin{cases} \varphi_0 = 0 \\ \varphi_1 \left( \frac{1}{R_{u1} + R_4} + \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) - \varphi_1 \frac{1}{R_1} = \frac{E_2}{R_{u2} + R_4} \\ \varphi_2 \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_{u2} + R_5} \right) - \varphi_1 \frac{1}{R_1} = \frac{E_2}{R_{u2} + R_5} \end{cases}$$

Сан маанилерин ордуна коюп, төмөнкү теңдемелерди алабыз:

$$\begin{cases} \varphi_1 \left( \frac{1}{0,4+3,6} + \frac{1}{30} + \frac{1}{10} \right) - \varphi_2 \frac{1}{30} = \frac{40}{0,4+3,6} \\ \varphi_2 \left( \frac{1}{30} + \frac{1}{10} + \frac{1}{0,4+3,6} \right) - \varphi_1 \frac{1}{30} = \frac{30}{0,4+3,6} \end{cases}$$

Теңдемелер системасын жазыбыз:

$$\begin{cases} 0,383\varphi_1 - 0,033\varphi_2 = 10 \\ -0,033\varphi_1 + 0,383\varphi_2 = 7,5 \end{cases}$$

Системанын аныктагычы

$$\Delta = \begin{vmatrix} 0,383 & -0,033 \\ -0,033 & 0,383 \end{vmatrix} = 0,147 - 0,011 = 0,146$$

Чекиттик түйүндөрдүн потенциалдарын эсептейбиз

$$\varphi_1 = \frac{\begin{vmatrix} 10 & -0,033 \\ 7,5 & 0,383 \end{vmatrix}}{\Delta} = \frac{3,83 + 0,287}{0,146} = 28,1$$

$$\varphi_2 = \frac{\begin{vmatrix} 0,383 & 10 \\ -0,033 & 7,5 \end{vmatrix}}{\Delta} = \frac{2,87 + 0,33}{0,146} = 21,9$$

Потенциалдарды  $\varphi_1$  жана  $\varphi_2$  болгон 1, 2 чекиттик түйүндөрүнүн арасындагы  $R_1$  каршылыгы аркылуу өтүүчү агын

$$I_{21} = (\varphi_2 - \varphi_1) / R_1;$$

$\varphi_0 = 0$  экендигин эске алсак,

$$I_{21} = \frac{U_{21}}{R_1}, \text{ мында } U_{21} = \varphi_2 - \varphi_1 = 28,1 - 21,9 = 6,2 \text{ В};$$

анда,

$$I_{21} = \frac{6,2}{30} = 0,2 \text{ А}; \quad I_2 = \frac{\varphi_1}{R_2} = \frac{28,1}{10} = 2,81 \text{ А}; \quad I_3 = \frac{\varphi_2}{R_3} = \frac{21,9}{10} = 2,19 \text{ А};$$

$$I_4 = (E_1 - \varphi_1) \frac{1}{R_{u1} + R_4} = (40 - 28,1) \frac{1}{0,4 + 3,6} = 3 \text{ А};$$

$$I_5 = (E_2 - \varphi_2) \frac{1}{R_{u2} + R_5} = (30 - 21,9) \frac{1}{0,4 + 3,6} = 2 \text{ А}.$$

Ар бир генератордогу өнүктүрүлүүчү кубаттуулук:

$$P_1 = E_1 \cdot I_4 = 40 \cdot 3 = 120 \text{ Вт};$$

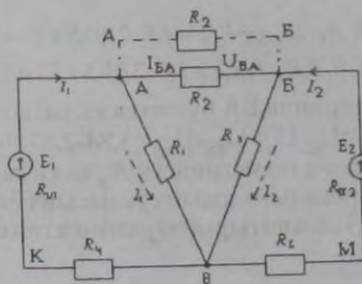
$$P_2 = E_2 \cdot I_5 = 30 \cdot 2 = 60 \text{ Вт}.$$

### § 1.13 Тең маанилүү генератор ыкмасы

Эки уюлдуулукту бөлүнгөн бутакка салыштырып эсептөөдө аны тең маанилүү генераторго алмаштырууга болот, андагы ЭКК бөлүнгөн бутактын кыскачтарындагы бош жүрүш чыңалуусуна барабар, ушул берилгендер боюнча ал эми  $R_1$  кирүү каршылыгына барабар ички каршылыгы эки уюлдуулуктун чыңалууларды аныктоо керек.

1.19,а-чиймедеги тизмек үчүн төмөнкү берилгендер боюнча:  $R_1 = R_2 = 2 \text{ Ом}$ ;  $R_3 = 1,6 \text{ Ом}$ ;  $E_1 = 3,6 \text{ В}$ ;  $E_2 = 4,8 \text{ В}$ ;  $R_{u1} = R_{u2} = 0,5 \text{ Ом}$ . бардык кертилердеги жана А, Б, В чекиттик түйүндөрдүн ортосундагы чыңалууларды аныктагыла,

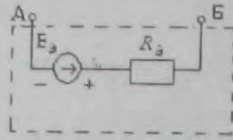
1.19,а-чиймедеги тизмек үчүн БА бутагындагы  $I_{BA}$  агынды этең маанилүү генератор ыкмасы менен аныктайбыз.



1.19,а-чийме.

1. Тең маанилүү түзмөктү түзүү үчүн А жана Б (1.19,а-чийме) чекиттик түйүндөрүн салыштырмалуу тизмекти эки бөлүккө бөлсөк болот: БА бутагындагы агынды аныктоо керек (аларды түзмөктүн сырткы бөлүгү деп айтабыз) жана тизмектин бардык башка бөлүктөрүн анык-

тайбыз (аны ички бөлүгү деп айтабыз). Түзмөктүн эки бөлүгү тең чиймеде үзгүлтүктүү сызыктар ( $AA$  жана  $BB$ ) аркылуу кошулушкан.



1.19,б-чийме.

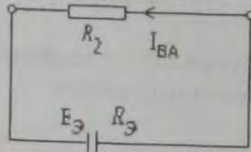
Тең маанилүү генераторлор жөнүндөгү теорема боюнча тизмектин бардык ички бөлүктөрүн бир ЭКК бар камсыздандыруу булагы жана  $R_3$  каршылыгы бар 1.19,б-чиймеге алмаштырууга болот. Ошентип, жөнөкөйлөтүлгөн бутааксыз тизмекти алабыз (1.20-чийме). Бул үчүн агынды аныктоого болот:

$$I_{BA} = \frac{E_3}{R_3 + R_2}$$

Мындай учурда, бул ыкма тизмектин ички бөлүгүнүн тең маанилүү мүнөздөгүчтөрүн ( $E_3$  жана  $R_3$ ) аныктоо, эсептөөнүн эң негизги милдети болуп эсептелет.

2. Тең маанилүү генератордун параметрлерин чыгаруу. Тең маанилүү генератордун  $E_3$  ЭКК тизмегинин сырткы бөлүгүн ажыратканда тизмектин (1.19, а-чийме.) ички кысыгычтарындагы  $U_{BA}$  чыңалуусуна барабар. Чыңалуу  $B$  түйүнүнөн  $A$  түйүнүнө оң багытта экендигин эске алып, эгер  $U_{BA} = U_B - U_A$  болсо, анда  $E_3 = U_{BA} = U_B - U_A$  деп жазууга болот.

Тизмектин  $BV$  жана  $AB$  кертилериндеги чыңалуулардын төмөндөшү:



1.20-чийме.

$$U_{BA} = U_B - U_A = I_2 R_2 = E_3 R_2 / (R_{02} + R_3) = 4,8 \cdot 2 / (0,5 + 2) = 3,84 \text{ В}$$

$$U_{AB} = U_A - U_B = I_1 R_1 = E_1 R_1 / (R_{01} + R_1) = 3,6 \cdot 2 / (0,5 + 2) = 2,88 \text{ В}$$

мында  $I_1$  жана  $I_2$  тизмектеринин  $BA$  бутагы ажыратылгандагы агындар (1.19а-чийме). Демек  $E_3 = U_B - U_A = U_{BA} - U_{AB} = 3,84 - 2,88 = 0,96 \text{ В}$ .

Тең маанилүү генератордун тизмегиндеги  $R_3$  ички каршылыгы тизмектин ички бөлүгүндөгү каршылыктардын суммасына барабар,  $A$  жана  $B$  чекиттерине (1.19, а-чийме) салыштырмалуу тизмектин сырткы бөлүгү ажыратылган, демек,

$$R_3 = R_{\infty} = R_{01} \cdot R_1 / (R_{01} + R_1) + R_{02} + R_2 / (R_{02} + R_2) = 0,5 \cdot 2 / 2,5 + 0,2 \cdot 2 / 2,5 = 0,8 \text{ Ом}$$

3. Агынды чыгаруу. Агын

$$I_{BA} = \frac{E_3}{R_3 + R_2} = 0,96 / (0,8 + 1,6) = 0,44$$

## ЭКИНЧИ БАП ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

### § 2.1. Электрдик агындын магнит майданы

Магнит майданы электр майданы сыяктуу эле материянын бир түрү болуп эсептелинет. Магнит майданы электрдик дүрмөттөлгөн бөлүкчөлөрдүн нерседеги жана агыны бар өткөргүчтүн айланасындагы кыймылынын натыйжасында пайда болот. Ошондуктан, эгер электр агыны бар өткөргүчтүн айланасындагы магнит майданына башка бир агыны бар өткөргүчтү жакындатсак, анда кийинки өткөргүч магнит майданынын күч аракетине дуушар болот. Өз учурунда агыны бар экинчи өткөргүчтүн магнит майданы биринчи өткөргүчкө аракет жасайт. Магнит майданынын  $\vec{B}$  күч аракети менен агыны бар өткөргүч кыймылга келиши мүмкүн, бул учурда магнит майданынын зардесинин эсебинен жумуш аткарылат. Өткөргүчтөгү электр агыны жана анын айланасындагы магнит майданы менен болгон байланышы ажырагыс кубулуш болуп эсептелет.

Электромагниттик эпкин кубулушу. Электр агындары магнит майданынын пайда кылышат. Ар бир чекитте магнит майданы магниттик эпкин вектору  $\vec{B}$  жана  $\vec{H}$  магнит майданынын чыңалышы менен мүнөздөлөт жана булар өз ара  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$  - байланышкан, мында  $\mu_0 = \mu_0 \mu$  — магниттик абсолюттук өткөргүчтүк;  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  магниттик турактуулук [Г/м].

$$\text{Чен бирдиги } [B] = B \cdot c / m = B6 / m^2; [H] = A / m.$$

Магнит майданына эки көрүнүш таандык, булар агынга күч аракети (кыймылдагы дүрмөткө) жана ЭКК пайда кылуусу. Эпкин вектору  $\vec{B}$  аныктоодо магнит майданы тарабынан күч көрсөтүшүнүн таасири белгиленет. Эпкин  $\vec{B}$  векторун, векторуна  $\vec{B}$  перпендикулярдуу жайгашкан агыны  $IA$  болгон бирдик узундуктагы өткөргүчкө аракет кылган күч катары аныкташат. Чыңалуулукту эки физикалык чоңдуктун айырмасы катары аныкташат  $\vec{H} = (\vec{B} / \mu_0) - \vec{j}$  мында  $\vec{j}$  - нерсенин көлөм бирдиктеги магниттик моменти. Тегиздик  $S$  аркылуу  $\vec{B}$  векторунун агымын магниттик агым деп аташат:

$$\Phi = \int \vec{B} ds; [\Phi] = B \cdot c = B6.$$

Электромагниттик эпкин кубулушу 1831-жылы англис окумуштуусу Майкл Фарадей тарабынан ачылган. Бул кубулуштун мазмуну мындай: кандайдыр бир чөйрөсызыкта (түрмөк) өтүп кетүүчү магнит агымынын өзгөрүшү, эмне себеп аркылуу агымдын өзгөрүшүнө көз каранды болбой чөйрө сызыкта (түрмөктө) ЭКК е пайда кылат.

Тажрыйба көрсөткөндөй, пайда болгон ЭКК чөйрө сызыгындагы  $\psi$  жармашуу агымынын өзгөрүү ылдамдыгына түз шайкеш:

$$e = - \frac{d\psi}{dt} \quad (2.1)$$

Чөйрөсызыктагы жармашуу  $\psi$  агымы түрмөктөгү ар бир оромдо өтүп кетүүчү агымдардын алгебралык суммасына барабар:

$$\psi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \dots + \Phi_n \quad (2.2)$$

Электр түрмөктүн бардык оромдору аркылуу  $\Phi$  агымы өтүп кетсе, анда

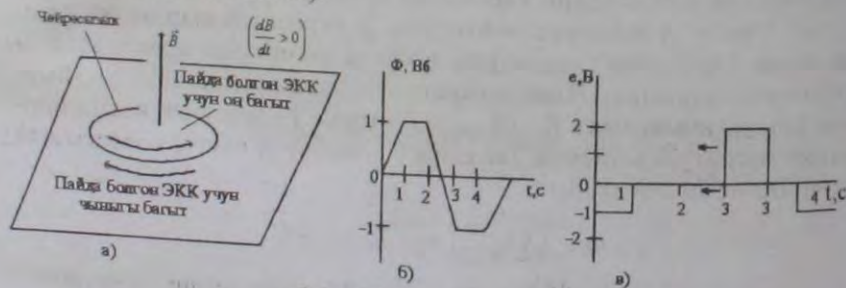
$$\psi = w\Phi \quad (2.3)$$

Анткени  $w$ -ченеми жак чоңдук,  $\psi$  чоңдугу  $\Phi$  сыяктуу эле өлчөнөт. Төмөнкүлөргө көңүл буруу абдан негиздүү:

1.  $\psi$  -чөйрөсызыктагы (түрмөктөгү) толук же жыйынтыктоочу жармашуу агымы; бул берилген чөйрөсызыктын агымы сыртка гана салыштырмалуу пайда болбостон, ошондой эле өтүп кетүүчү чөйрөсызыкта агын өткөндө да өздүк агым менен пайда болот;

2. Терс белги пайда болгон ЭКК үчүн эсептөөнүн оң багыты жана чөйрөсызыктагы өтүп кетүүчү магнит эпкиненин сызыктарынын оң багытта агымдын жогорулашын, оң бураманын эрежесине байланыштыруу кабыл алынган: эгер оң бураманы мындай бурасак, анын учу магнит агымынын жогорулашы менен магнит күч сызыктарынын оң багыты боюнча кыймылга келсе, анда пайда болгон ЭКК оң багыты бураманын башынан айлануу багыты менен дал келет.

(2.1) формулаиндагы минус белгиси ЭКК чыныгы (тажрыйбада алынган) багытына туура келтирүү максатында белгиленген жана мурда айтылган шарттарга жараша эсептөөнүн багыты бул үчүн оң деп кабыл алынган (2.1, а-чийме).



2.1-чийме.

(2.1) формулаи үчүн 2.1, б, в-чиймени, 2.1, б-чиймесинде бар оромдуу чөйрөсызыктагы (2.1, а-чийме) өтүп кетүүчү агымдын убакыттан чөйрөсызыкта пайда болгон ЭКК  $e = f(t)$  убакыттан көз карандылыктарын көрсөтөт.

Фарадей өзүнүн тажрыйбаларын туюк чөйрөсызыктагы өткөргүчтө жүргүзгөн. Пайда болгон ЭКК, ал чөйрөсызыктагы өткөргүчтөрдүн магнит күч сызыктарынын кесилиштеринин натыйжасы деп түшүндүргөн.

Англис окумуштуусу Джеймс Кларк Максвелл 1873-жылы Фарадейдин ойлорун андан ары өнүктүргөн жана жалпылаган, ал электромагниттик эпкин кубулушу туюкталган өткөргүчтөрдө гана байкалбастан, ошондой эле туюкталган өткөрбөөчү чөйрөсызыктарда пайда болоорун көрсөткөн.

Магнит майданынын убакыт боюнча өзгөрбөгөндүгү магнит майданынын күч сызыктарынын узундугу  $dl$  болгон өткөргүчтө кесилишүүсүндө пайда болгон ЭКК, көпчүлүк учурда төмөнкү формула менен аныкталат:

$$de = \vec{B}[d\vec{l} \times \vec{v}], \quad (2.4)$$

мында  $de$  -өткөргүчтүн  $dl$  узундук кертиминдеги пайда болуучу ЭКК;  $v$  - сырткы магнит майданына салыштырмалуу өткөргүчтүн которулуш ылдамдыгы. (2.4) формуладе эпкин  $\vec{B}$  вектордук  $d\vec{l}$  жана  $\vec{v}$  көбөйтүүчүлөргө скалярдык көбөйтүлгөн. Эгер (2.4) формулаи боюнча эсептөөнүн жыйынтыгында ЭКК оң болсо, анда  $de$  ЭКК өткөргүчтүн элементи  $d\vec{l}$  оң багыты менен ылайыкташып багытталган.

Эгер магнит майданы убакыт боюнча өзгөрүлбөсө, (2.4) формулаи бирдей даражада бир калыптагы эмес магнит майдандарында өткөргүчтүн кыймылдашы менен ЭКК аныктоого жарамдуу.

Убакыт боюнча өзгөрбөгөн бир калыптагы  $l$  узундуктагы өткөргүчтүн кыймылы аркылуу ЭКК төмөнкү формула менен аныктоого ыңгайлуу:

$$e = Blv_n \quad (2.5)$$

мында  $B$  — сырткы бир калыптагы майдандын эпкини;  $l$ -өткөргүчтүн (магнит сызыктарынын кесип өтүшү) активдүү бөлүгүнүн узундугу;

$\vec{v}_n$  өткөргүчтүн кыймыл ылдамдыгынын нормалдуу (перпендикулярдуу) магнит майданына карата түзүүчүсү.

(2.5) формулаин колдонгондо пайда болгон ЭКК багытын оң кол эрежеси (физика курсунда белгилүү) менен аныкталат: эгер оң колду мындай койсок, магниттик эпкин алаканга кирсе, ал эми жазылган чоң бармакты өткөргүчтүн ылдамдыгынын нормалдуу түзүүчүсүнүн багыты боюнча багыттасак, анда өткөргүчтө пайда болгон ЭКК багыты башка оң колдун, жазылган төрт манжасынын багыты менен дал келет.

(2.5) формулаинен (2.1) формулаин алууга болот. Мейли бир калыптагы эмес магнит майданында 2.2, а-чиймеде перпендикулярдуу багытта

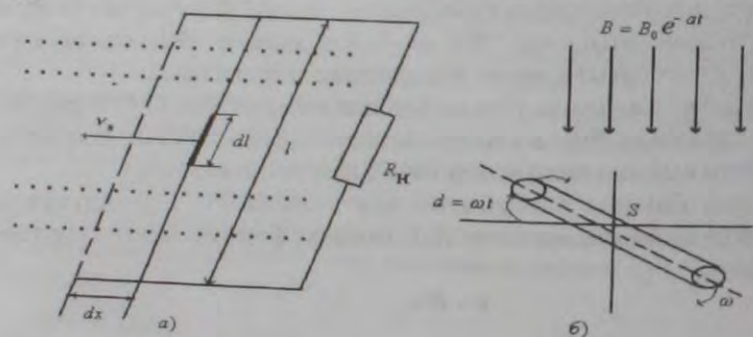
кандайдыр бир чөйрөсызыктын курамдык бөлүгү болгон узундугу өткөргүч которулат.

Өткөргүч кыймыл ылдамдыгынын майданга карата нормалдуу түзүүчүсү  $v_n = dx/dt$  мындан  $x$  - координата  $v_n$  - багытына карай.

Узундугу  $l$  өткөргүчтүн кесиндисинде ЭКК пайда болот, аны (2.5) формулаина туура келтирип аныктайбыз:  $de = Bv_n dl$ . Узундугу  $l$  өткөргүчтөгү ЭКК:

$$e = \int_0^l Bv_n dt = \int_0^l B(dx/dt) dt$$

$dx \cdot dl$  көбөтүндүсү магнит агымы өтүп кетүүчү  $ds$  элементардык аянты көрсөтөт. Чөйрөсызыктагы агымдын өсүшү  $d\Phi = \int \vec{B} d\vec{s}$ . Ошентип ЭКК сандык мааниси  $d\Phi/dt$  га барабар. Пайда болгон ЭКК оң багыты үчүн  $\vec{B}$  сызыгынын оң багыты агымдын жогорулашы оң бураманын эрежеси менен байланышын белгмайдан,  $w=1$  болгондо:  $e = -d\Phi/dt$  ны алабыз.



2.2-чийме.

Кыймылдагы магнит майданында ЭКК өткөргүчтө пайда болушун, Лоренцтин күчү жөнүндөгү түшүнүктү колдонуп түшүндүрөбүз. Магнит майданынын эпкини  $\vec{B}$  да  $\vec{v}$  ылдамдыгы менен кыймылдоочу  $q$  электр дүрмөтүнө аракет кылуучу күч  $q[\vec{v} \times \vec{B}]$ . Эгер өткөргүч өзүнүн которулушундагы кыймылында ылдамдыктын түзүүчүсү магнит майданынын күч сызыктарына перпендикулярдуу болсо, анда өткөргүчтүн курамындагы молекулаларга жана атомдорго кирүүчү дүрмөттөргө аракет кылуучу күч, бул өткөргүчтүн узатасы боюнча багытталат. Терс дүрмөткө аракет кылган күч бир тарапка, ал эми оң дүрмөттөргө аракет кылган күч карама-каршы тарапка багытталган. Эркин электрондор-

дун которулушундагы чоң мүмкүнчүлүктөрдүн натыйжасында өткөргүчтүн бир жак учунда артыкча көбөйөт, экинчи учунда — электрондор жетишсиз болот (ошентип, оң дүрмөттөр артыкча болот).

Магнит майданында кыймылдаган өткөргүчтөгү дүрмөттөрдүн бөлүнүү кубулушу, анда эпкинлик ЭКК пайда болоорун көрсөтөт.

2.1-маселеси. Аянты  $S$  тик бурчтуу рамага оролгон оромдордун саны  $w$  болгон түрмөктө ЭКК аныктоо үчүн формула чыгаруу керек. Эпкини  $B = B_0 e^{-at}$  бир тектүү магнит майданында  $\omega$  бурчтук ылдамдык менен рама айланат (2.2, б-чиймеси). ЭКК  $e$  сан маанилерин эсептөө керек.

$$\omega \cdot t = \pi / 2; B_0 = 1 \text{ Т}; a = 10 \text{ с}^{-1}; S = 4 \text{ см}^2; \omega = 31,4 \text{ с}^{-1}; w = 100 \text{ болгондо.}$$

Чыгаруу: Түрмөктүн жармашуу агымы:

$$\psi = w\Phi = wB \cdot \cos\alpha = wB_0 S e^{-at} \cos\omega t$$

мында  $\alpha = \omega t$  - раманын тегиздиги жана горизонталдык тегиздик аркылуу пайда болгон бурч.

$$e = -\frac{d\psi}{dt} = -B_0 S w (-at^{-at} \cos\omega t - \omega e^{-at} \sin\omega t) = B_0 S w e^{-at} (\alpha \cos\omega t + \omega \sin\omega t)$$

$\omega t = \pi/2$  болгондо  $e$  сан маанисин эсептейбиз:

$$t = \frac{\pi}{2 \cdot 31,4}; \quad at = 0,5;$$

$$e = 1 \cdot 4 \cdot 10^{-4} \cdot 100 e^{-0,5} \cdot 31,4 = 0,761 \text{ В}$$

## § 2.2. Өздүк эпкин кубулушу жана өздүк эпкиндин ЭКК. Эпкиндрүүлүк

Кандайдыр бир чөйрөсызык аркылуу агын өткөндө, чөйрөсызыктагы агындын өзгөрүшү менен ЭКК пайда болуу кубулушун өздүк эпкин деп аташат.

Пайда кылынган (эпкинделген) ЭККүн өздүк эпкиндин ЭКК деп аташат жана  $e_L$  менен белгилешет. Муну аныктоо үчүн өзүнүн агынын пайда кылган чөйрөсызыктын жалгашуу агымын дифференцирлөө керек.

Тажрыйбада белгилүү болгондой ферромагниттик эмес өзөктүн чөйрөсызыктары (түрмөктөрү) үчүн же өзөгү магнитодиэлектриктен турган түрмөктөр үчүн турактуулук маанисине жакын жана магнит майданынын чыңалышынан көз каранды эмес, жалгашуу агымы агынга шайкеш

$$\psi = Li \quad (2.6)$$

$\psi$  менен  $i$  ортосундагы шайкештик коэффициенти  $L$  ди эпкиндрүүлүк деп аташат. Реалдуу тизмектеги түзмөктө алмаштыруучу элементи ка-

тары эпкиндүүлүк өздүк эпкин кубулушун эсептөөдө жана түрмөктүн магнит майданында зардени топтоо кубулушун эске алууга мүмкүнчүлүк берет. Эпкиндүүлүк  $L$  чөйрөсызыктын (түрмөктүн) геометриялык ченемдеринен жана оромдордун саны  $w$  көз каранды эмес, эгер түрмөктүн ферромагниттик эмес, же ферромагниттик, бирок магниттик өткөргүчтүгү турактуу. Эпкиндүүлүктүн чен бирдиги

$$B \cdot c / A = O_m \cdot c = \text{генри} (Г)$$

$$\text{Ошентип: } \frac{d\psi}{dt} = \frac{d}{dt}(Li) = L \frac{di}{dt}; \quad e_L = -L \frac{di}{dt} \quad (2.7)$$

Демек, түрмөктөгү өздүк эпкиндин ЭКК, бул түрмөктөгү агындын өзгөрүү ылдамдыгына шайкеш. Эгер агын өзгөрүлбөсө, ЭКК эпкини нөлгө барабар.

ЭКК оң багыты агындын оң багыты менен дал келет. (2.7)

формуладеги минус (-) белгиси ЭКК заматтык мааниси  $\frac{di}{dt} > 0$  болгондо терс болоорун көрсөтөт.

Ферромагниттик өзөгү бар түрмөктөр үчүн жалгашуу агыны  $w$  (i) агындан сызыктуу эмес функция болуп эсептелет жана өздүк эпкиндин ЭКК татаал функцияны дифференциялоо эрежеси боюнча:

$$e_L = -\frac{d\psi}{di} \cdot \frac{di}{dt} = L_g \frac{di}{dt} \quad (2.8)$$

$d\psi/di$  туундусун дифференциялдык эпкиндүүлүк деп аташат жана  $L_g$  деп белгиленет;  $L_g$  агын  $i$  функция болуп эсептелет.  $e_L$  маанилери  $d\psi/di \cdot di/dt$  көбөйтүндүсү менен аныкталат, мында  $\frac{di}{dt}$  жана  $\frac{d\psi}{di}$

убакыттын  $t$  моментиндеги агынга туура келет.

2.2-маселе. Узундугу  $L=10$  км болгон эки өткөргүчтүү чубалгынын эпкиндүүлүгүн аныктоо керек, өткөргүчтөрдүн ортосундагы аралык  $d=2$  м болгондо, өткөргүчтөрдүн диаметри 12 мм.

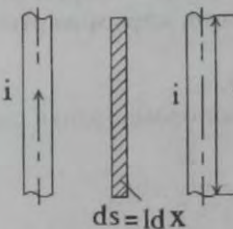
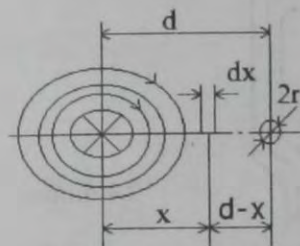
Чыгаруу: Эки өткөргүчтүү чубалгы (2.3-чиймеси) кандайдыр бир чоң  $i=I$  агыны бир оромду көрсөтөт. Мейкиндиктеги чубалгынын өткөргүчтөрдүн ортосундагы эркин чекитте, өткөргүчтөрдүн огуна кошулгандыгы магнит майданынын чыналышы эки өткөргүч аркылуу пайда болуп жана чыналыштардын суммасына барабар, ар бир жалпы агын закон боюнча төмөнкүгө барабар:

$$H = \frac{I}{2\pi x} + \frac{I}{2\pi(d-x)}$$

мында  $d-r > x > r$ . Элементардык аянт  $ds = ldx$  аркылуу агымы

$$d\Phi = Bds = Bldx = \frac{\mu_0 I l}{2\pi} \left( \frac{1}{x} + \frac{1}{d-x} \right) dx. \text{ Толук агым}$$

$$\Phi = \frac{\mu_0 I l}{2\pi} \left( \int_r^{d-x} \frac{dx}{x} + \int_r^{d-x} \frac{dx}{d-x} \right) = \frac{\mu_0 I l}{\pi} \ln \frac{d-r}{r}$$



2.3-чиймеси.

эгер  $d \gg r$ ,

анда

$$\Phi \approx \frac{\mu_0 I l}{\pi} \ln \frac{d}{r}, \quad L = \frac{\Phi}{I} = \frac{\mu_0 l}{\pi} \ln \frac{d}{r} \quad (2.9)$$

Сан маанилерин коюп:

$$L = \frac{1,256 \cdot 10^{-6} \cdot 10^4}{\pi} \ln \frac{200}{0.6} = 0,0232 Г.$$

### §2.3. Өздүк эпкин кубулушу жана өз ара эпкиндин ЭКК.

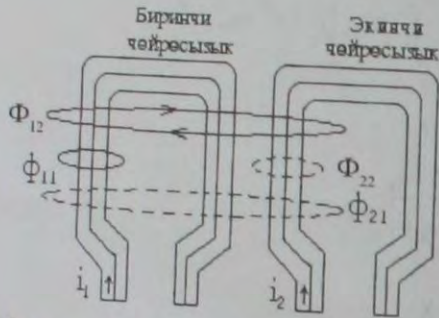
#### Өз ара эпкиндүүлүк

Кандайдыр бир чөйрөсызыкта башка бир чөйрөсызыктагы агындын өзгөрүшү менен ЭКК пайда болуу кубулушу өз ара эпкин деп аталат.

Пайда болгон (эпкинделген) ЭКК өз ара эпкиндин ЭКК деп аташат жана  $e_M$  менен белгиленет. Мисалы, бири-биринен кандайдыр бир аралыктагы эки чөйрөсызык болсун (2.4-чийме). Биринчи чөйрөсызыкта өтүүчү агын  $i_1$ , экинчи чөйрөсызык боюнча өтүүчү агын  $i_2$ .  $i$  агыны ме-

нен түзүлүүчү  $\Phi$  агымы жарым — жартылай бириге калуу менен чөйрөсүз (Ф<sub>11</sub>) ди аттап өтүп, жарым - жартылай (Ф<sub>12</sub>) аркылуу өтөт.

$$\Phi_1 = \Phi_{11} + \Phi_{12} \quad (2.10)$$



2.4-чийме.

Ф<sub>2</sub> өз кезегинде  $i_2$  аркылуу түзүлүп, жарым жартылай бириге калып, биринчи чөйрөсүзүктү (Ф<sub>22</sub>) өтүп кетип, жарым-жартылай (Ф<sub>21</sub>) аркылуу өтөт:

$$\Phi_2 = \Phi_{22} + \Phi_{21} \quad (2.11)$$

Биринчи чөйрөсүзүктүн ( $w_1$  анын оромдорунун саны) толук жалгашуу агымы:

$$\Psi_{1T} = w_1(\Phi_1 \pm \Phi_{\square}) = \Psi_2 \pm \Psi_{21} \quad (2.12)$$

Экинчи чөйрөсүзүктүн ( $w_2$  анын оромдорунун саны) толук жалгашуу агымы:

$$\Psi_{2T} = w_2(\Phi_2 \pm \Phi_{12}) = \Psi_1 \pm \Psi_{12} \quad (2.13)$$

Эгер өз ара эпкиндин агымынын багыты менен туура келсе (2.12) жана (2.13) туюнтмаларында плюс (+) белгиси коюлат, туура келбесе (карама-каршы) багытта минус (-) белгиси болот.

Тажрыйбада белгилүү, эгер түрмөктүн өзөгү ферромагниттик эмес же ферромагниттик материалдардан жасалса, бирок туруктуу  $\mu$  га ээ болушса, анда  $\Psi_{21} i_2$  шайкеш,  $\Psi_{12} i_1$  шайкеш.

Шайкештик коэффициенттерин  $M$  тамгасы менен, туура келүүчү индекстери аркылуу белгиленет. Анда,

$$\Psi_{21} = M_{21} i_2; \quad (2.14)$$

$$\Psi_{12} = M_{12} i_1; \quad (2.15)$$

$M_{21}$  жана  $M_{12}$  коэффициенттери бири-бирине сан жагынан барабар.

$$M_{21} = M_{12} = M \quad (2.16)$$

Коэффициент  $M$  чөйрө сызыктырдан (түрмөктөрдүн) өз ара эпкинүүлүк деп аташат.  $M$  өлчөө бирдиги эпкинүүлүк  $L$  бирдиги сыяктуу эле болот.

Биринчи чөйрөсүзүктө эпкинделген толук ЭКК,

$$e_{1T} = -\frac{d\Psi_{1T}}{dt} = -\frac{d}{dt}(\Psi_1 \pm \Psi_{21}) = -L_1 \frac{di_1}{dt} - M \frac{di_2}{dt} = e_{1L} + e_{1M}; \quad (2.17)$$

Экинчи чөйрө сызыкты

$$e_{2T} = -L_{12} \frac{di_2}{dt} \mp M \frac{di_1}{dt} = e_{2L} + e_{2M} \quad (2.18)$$

Өз ара эпкиндин ЭКК

$$e_{1M} = \mp M \frac{di_2}{dt} \quad (2.19)$$

$$e_{2M} = \mp M \frac{di_1}{dt} \quad (2.20)$$

(2.19) жана (2.20) туюнтмаларындагы минус белгиси өздүк эпкин менен өз ара эпкиндин агымдарынын ылайык келүүсүнө туура келет, ал эми плюс белгиси агымдардын каршы келүүсүнө туура келет. Мындай белгилөөлөрдө өз ара эпкинүүлүк  $M$  бардык учурда оң болот.

Түрмөктүн элементи чыныгы тизмектин орду катары  $M$  өз ара эпкин кубулушун жана магниттик байланышкан түрмөктөрдүн магнит майданында зардени топтоо кубулушун эсептөөдө эске алуу керек. Өз ара  $M$  эпкинүүлүгүн  $\Psi_{21}/i_2$  же  $\Psi_{12}/i_1$  катыштары катары аныкташат.

$M$  эпкинүүлүгү  $\Psi_{21}$  жана  $i_2$  ден (туура келүүчү  $\Psi_{12}$  жана  $i_1$  ден) өз-өзүнчө, эгер түрмөктүн өзөгү ферромагниттүү экендиги же туруктуулугу  $\mu$  болгон ферромагниттик материалдан жасалганына, көз каранды эмес. Өз ара эпкинүүлүк  $M$  түрмөктөрдүн өз ара жайгашынан, оромдордун санынан, түрмөктөрдүн геометриялык ченемдеринен жана берилген өзөк  $M$  туруктуулугунан көз каранды.

Магниттик байланышкан түрмөктөрдүн каалаган формада жана каалаган жайгашуусунун арасындагы өз ара эпкинүүлүк  $M$  көп чыгашасыз өзгөрмөлүү агында тажрыйба жолу менен аныктоого болот.

Магнит майданынын татаал бөлүнүшүнөн  $M$  эсептөө математикалык мүнөздөмөнүн татаалдыгынан жөнөкөй геометриялык формадагы түрмөктөр үчүн гана жүргүзүлөт.

Эгер магниттик байланышкан түрмөктөр турактуу эмес  $M$  ферромагниттик өзгөрүү бар болсо, мисалы оромдор бар өзөккө оролуп  $M$  магнит майданынын жыйынтыкталган чыңалышынан функция болуп эсептелине, анда  $M$  — турактуу чоңдук эмес.

2.3-маселеси. Өзөктүн оромдорунун саны  $w_1 = 1000$  болгон биринчи оромдон тышкары оромдордун саны  $w = 500$  экинчи ором оролгон. Оромдордун ортосундагы өз ара эпкинүүлүктү аныкташ керек.

Чыгаруу: Эгер биринчи оромдон пайда болгон бардык агымды

$$\Phi = \frac{\mu_0 \mu I_1 w_1 h \ln R_2 / R_1}{2\pi}$$

деп кабыл алсак, экинчи оромго да жалгашып кирет, анда  $\psi_{12} = w_2 \Phi$

$$\text{жана } M = \frac{\psi_{12}}{I_1} = \frac{\mu_0 \mu w_2 h \ln R_2 / R_1}{2\pi}$$

сан маанилерин койсок:

$$M = \frac{1,256 \cdot 10^{-2} \cdot 80 \cdot 1000 \cdot 500 \cdot 2 \cdot 10^{-2} \cdot 0,41}{2\pi} = 0,0655 \text{ Г.}$$

#### §2.4. Өзүнчө айрым түрмөктүн магнит майданынын зардеси.

Магнит майданынын зардесинин тыгыздыгы.

ЭКК булагы  $E$  каршылыгы  $R$  эпкинүүлүк түрмөгүн жана  $L$  эпкинүүлүктү кошобуз. Убакыттын  $t=0$  моментинде жана  $\psi = 0$  дейли.

$$\text{Кирхгофтун экинчи мыйзамы боюнча } E = U_R + U_L = iR + \frac{d\psi}{dt} \quad (2.21)$$

(2.21) барабарсыздыгынын эки бөлүгүн тең  $idt$  көбөйтүп

$$Eidt = i^2 Rdt + id\psi \quad \text{ни} \quad (2.23)$$

алабыз.

(2.22) оң бөлүгү  $dt$  убактысында ЭКК булагы берген зардени көрсөтөт, кошулуучу  $i^2 Rdt$  убактысында  $R$  каршылыгында жылуулук түрүндө бөлүнүүчү зарде, кошулуучу  $id\psi$  өзүнчө айрым кыймылсыз ферромагниттүү эмес түрмөктүн магнит майданын түзүүгө кеткен зарде,  $dW_M$  деп белгилейбиз:

$$dW_M = id\psi \quad (2.23)$$

Түрмөктө топтолгон магнит майданынын толук зардеси  $\psi = 0$  дон  $\psi_M$  ге чейин өзгөгөндө,

$$W_M = \int_0^{\psi_M} id\psi$$

ферромагниттүү эмес өзөгү бар түрмөк үчүн  $\psi = Li$  жана  $d\psi = Ldi$ .

Ошондуктан,

$$W_M = L \int_0^I di = \frac{LI^2}{2}, \quad (2.24)$$

мында  $I$ -тизмектеги агындын кандайдыр бир калыптанган мааниси.

Магнит майданынын тыгыздыгы. Шакекче формадагы өзөктө, мунун ички радиусунун сырткыга болгон катышы бирге жакын (мында белгилүү болгон жакындаштырууда өзөктүн нерсесиндеги чыңалыш бардык чекиттерде бирдей) бир калыпта  $w$  - оромдор оролгон;  $l$  - өзөктүн орточо сызыгынын узундугу. Толук агындын мыйзамынын негизинде

$$Hl = iw \quad \text{же} \quad i = Hl/w. \quad \text{Өз кезегинде} \quad d\psi = wsdB \quad \text{жана}$$

$$W_M = \int_0^w id\psi = \frac{lws}{w} \int_0^B HdB = V \int_0^B HdB$$

Барабарсыздыктын эки бөлүгүн тең өзөктүн  $V$  көлөмүнө бөлүп, магнит майданынын зардесинин тыгыздыгын алабыз:

$$\theta_M = W_M / V = \int_0^B HdB \quad (2.25)$$

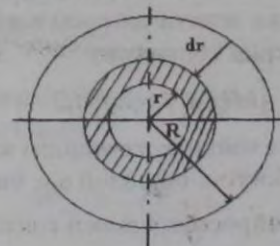
Эгер  $\mu = const$ , анда  $B = \mu_0 \mu H$  жана  $dB = \mu_0 \mu dH$

Демек, майдан ээлеген көлөмдүн ар бир бирдигинде топтолгон магнит майданынын зардесин табабыз:

$$\theta_M = \mu_0 \mu \int_0^H HdH = \mu_0 \mu H^2 / 2 = HB / 2 \quad (2.26)$$

$\mu \neq const$  ферромагниттик өзөкчө үчүн. Ошондуктан көлөм бирдигиндеги зардени эсептөөдө (2.26) формулаин эмес (2.25) формулаин колдонуу керек.

2.4-маселе. Өзүнчө айрым турактуулук  $\mu$  цилиндрдик өткөргүчтүн радиусу  $R$ , узундугу  $l$  өтүүчү ток  $I$  (2.5-чиймеси) чийме өткөргүчтүн ички эпкинүүлүгүнүн формулаин чыгарыш керек, өткөргүчтүн телосундагы жалгашуу агымы менен шартталган.



2.5-чийме.



Чыгаруу. (2.24) формулаина туура келүүчү  $L = 2W_M / I^2$  мында  $W_M$  тууралуу өткөргүчтүн нерсесиндеги топтолгон магниттик зардени түшүнөбүз. Цилиндрдик курчоодогу көлөм  $dV = 2\pi r dr$  (2.5-чиймеде штрихтелген) топтолгон зардени  $dW_M = \frac{HB}{2} dV$  Толук агындын мыйзамы

боюнча майдандын  $H$  чыңалышы агын  $\frac{I}{\pi R^2} \cdot \pi \cdot r^2$ .  $r$ -радиусу менен курчалган тегеректин жана айлананын узундугу  $2\pi r$  бөлүнгөнгө барабар:

$H = Ir / (2\pi R^2)$  Индукция  $B = \mu_0 H$  магниттик зарде

$$W_M = \int_0^R \frac{HB}{2} 2\pi \cdot r dr = \frac{\mu_0 I^2 l}{16\pi}$$

Өткөргүчтүн ички эпкиндүүлүк  $L = 2W_M / I^2 = \mu_0 l / 8\pi$ .

### §2.5. Магниттик байланышкан чөйрөсызыктардын зардеси

Өзүнүн ченемдерин өзгөртпөгөн кыймылсыз магниттик байланышкан жана ферромагниттик эмес чөйрөдө жайгашкан эки чөйрөсызык болсун дейли. Биринчи чөйрөсызыктын эпкиндүүлүгү  $L_1$ , экинчисиники  $L_2$  чөйрөсызыктардын арасындагы өз ара эпкиндүүлүк  $M$ . Эки режим үчүн эки чөйрөсызыктын магниттик зардесин эсептейли, айырмачылыктары чөйрөсызыктагы  $i_1$  жана  $i_2$  агындарынын удаалаш аныкталышы менен мүнөздөлөт.

Биринчи режимде агындарды удаалаш аныкталышынын башында ЭКК булагына биринчи чөйрөсызыкты кошобуз, экинчи чөйрөсызык ажыратылган, анын ЭКК булагына экинчи чөйрөсызыкты кошобуз да биринчи чөйрөсызыктын агынын турактуу сактайбыз.

Экинчи режимде агындарды удаалаш аныктоо мындай: башында ЭКК булагына экинчи чөйрөсызыкты кошобуз, биринчиси ажыратылган, анан биринчини кошуп, экинчи чөйрөсызыктын агынын турактуу сактайбыз.

Биринчи режимдеги чөйрөсызыктардын магниттик зардесин эсептейбиз. Биринчи чөйрөсызыктагы  $i_1$  агынынын Одөн  $i_1$  ге чейин жогорулашы жана ажыратылган экинчи чөйрөсызыкта биринчи чөйрөсызык аркылуу магниттик зарденин топтолушу

$$\int_0^{i_1} id(L_1 i_1) = L_1 i_1^2 / 2.$$

$i_2$  агынынын Одөн  $i_1$  ге чейин жогорулашы жана  $i_1$  const зарде экинчи аркылуу гана топтолбостон, ошондой эле биринчи чөйрөсызык менен топтолгон. Экинчи чөйрөсызык менен топтолгон зарде,  $\int i_2 d\psi_2$ .

Бирок,  $\psi_2 = L_2 i_2 + M_{12} i_1$  (биргелешкен кошулуу орун алсын дейли). Анткени  $i_2 = \text{const}$  анда

$$d\psi_2 = L_2 di_2 \text{ жана } \int_0^{i_2} i_2 d\psi_2 = L_2 \int_0^{i_2} i_2 di_2 = L_2 i_2^2 / 2.$$

$i_2$  агынынын жогорулашы биринчи чөйрөсызыктын  $i_1$  жалгашуу агымынын өзгөрүшүнө түрткү берет. Бул  $\psi_1 = L_1 i_1 + M_{21} i_2$  барабар болуп калат. Ошондуктан, өз ара эпкиндин агымынан пайда болгон зарде

$$\int_0^{i_2} i_1 M_{21} di_2 = M_{21} i_1 i_2$$

Биринчи режим боюнча эки магниттик байланышкан чөйрөсызыктардын магниттик зардесинин суммалары агындарды аныктоодо

$$W_M = \frac{L_1 i_1^2}{2} + \frac{L_2 i_2^2}{2} + M_{21} i_1 i_2.$$

Ушул сыяктуу ой жүгүртүп, экинчи режим боюнча агындарды аныктоодо:

$$W_M = \frac{L_1 i_1^2}{2} + \frac{L_2 i_2^2}{2} + M_{21} i_1 i_2 \text{ алабыз.}$$

Анткени режимдер агындарды удаалаш аныктоо менен гана айырмаланышат, бул режимдерде магниттик зарде бирдей. Мында, биринчиден:

$$M_{21} = M_{12} = M \quad (2.27)$$

келип чыгат жана экинчиден

$$W_M = \frac{L_1 i_1^2}{2} + \frac{L_2 i_2^2}{2} + M_{12} i_1 i_2. \quad (2.28)$$

Кошулуучу  $M_{12} i_1$  алдындагы плюс белги чөйрөсызыктардын биргелешип кошулушун, ал эми минус каршы кошулушуна туура келет.

Магниттик байланышкан чөйрөсызыктардын системасынын магниттик зардеси үчүн жалпы билдирүүлөрдү жазалы. Ушул максатта (2.28) тендемесин төмөндөгүдөй кайра жазалы:

$$W_M = \frac{L_1 i_1^2}{2} \pm \frac{M_{12} i_1 i_2}{2} + \frac{L_2 i_2^2}{2} \pm \frac{M_{12} i_1 i_2}{2} = \frac{(L_1 \pm M_{12}) i_1}{2} + \frac{(L_2 \pm M_{12}) i_2}{2} = \frac{i_1 \psi_1}{2} + \frac{i_2 \psi_2}{2} = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^2 i_k \psi_k$$

Ушул сыяктуу туюнтма орун алат, эгер магниттик байланышта эки эмес,  $n$ -чөйрөсызыктары болсо:

$$W_M = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^n i_k \psi_k \quad (2.28')$$

мында  $\psi_k$  - К-чөйрө сызыгынын толук жалгашуу агымы.

2.5-маселе.  $w_1$  оромосу боюнча 2.3-маселесиндей 0,5 А агын өтөт жана  $w_2$  оромосу боюнча 0,4 А. Биргелешип жана каршы багыттардагы ордун агындарында зардени аныкташ керек.

Чыгаруу. (2.27) формулаи боюнча экинчи оромдун экинчдүүлүгү  $L_2=0,0327\text{Г}$  (2.27) туура келүүчү агымдардын багыттары биргелешкенде:

$$W_M = \frac{L_1 i_1^2}{2} + \frac{L_2 i_2^2}{2} + M i_1 i_2 = \frac{0,0327 \cdot 0,5^{20}}{2} + \frac{0,0327 \cdot 0,4^2}{2} + 0,0655 \cdot 0,4 = 0,032 \text{ Дж}$$

агындардын багыттары каршы болгондо

$$W_M = \frac{L_1 i_1^2}{2} + \frac{L_2 i_2^2}{2} - M i_1 i_2 = 0,00585 \text{ Дж.}$$

### § 2.6. Сыйымдуулук электр тизмегинин мүнөздөгүчү катары

Эгер эки өткөргүчү 1 жана 2 нерселердин ортосунда абсолюттук электрдик өткөргүчтүгү  $\epsilon_0 = \epsilon_0 \epsilon$  диэлектрик орун алган, мында  $\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$  - боштуктун электрдик турактуулугу;  $\epsilon$  - диэлектриктин электрдик өткөрүмдүүлүгү, потенциалдардын айырмасы  $\phi_1 - \phi_2$  болгондо түзүлгөн, анда бул телолорду курчаган мейкиндикте электрдик майданы жайгашкан. Майдан ар бир чекитте вектордук чондук-электр майданынын чыңалышы  $\vec{E}$  жана скалярдык чондук — потенциал  $\phi$  аркылуу мүнөздөлөт.

Чен бирдиктери  $[E] = \text{В/м}$ ,  $[\phi] = \text{В}$ .

Нерселердин ортосундагы потенциалдардын айырмасы булардын ортосундагы чыңалыш  $\vec{E}$  алынган сызыктуу интегралга барабар:

$$\phi_1 - \phi_2 = \int_1^2 \vec{E} d\vec{l}$$

мында  $d\vec{l}$  - диэлектрик боюнча бир телодон экинчи телого өткөндөгү элементи.

Вектор  $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$  электрдик жылышуу деп аталат. Гаусстун теоремасына ылайык каалаган туюк дүрмөттөрдүн  $\Sigma q$  суммасына барабар, бул тегиздикти курчаган:

$$\oint \vec{D} d\vec{s} = \sum q$$

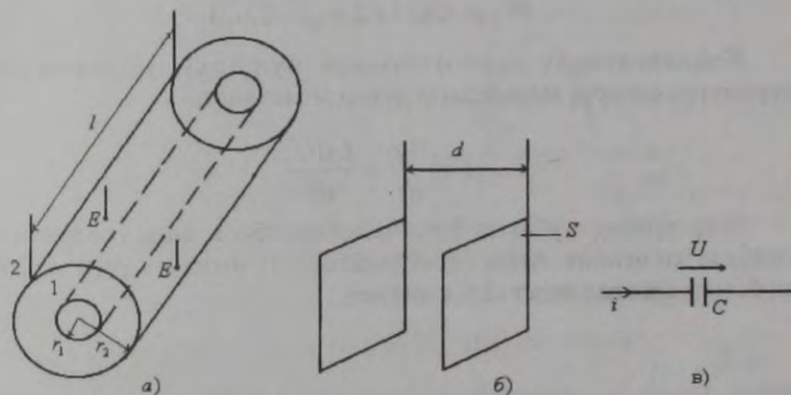
мында  $d\vec{s}$  - тегиздиктин элементи.

2.6,а-чиймесинде узундугу  $l$  цилиндрлик конденсатор сүрөттөлгөн. Радиусу  $r_1$  ички электроддо дүрмөт  $q$  жайгашкан, радиусу  $r_2$  сырткы электроддо дүрмөт -  $q$ . Электроддордун ортосундагы мейкиндик диэлектрик менен толтурулган,  $\epsilon$  чондугу менен мүнөздөлөт. Майдандын чыңалышы  $E$  Гаусстун теоремасы боюнча табабыз.

$$E = q / (2\pi \epsilon_a r l)$$

Конденсатордун обкладкаларынын ортосундагы чыңалуу (2.6,а-чиймеси)

$$\phi_1 - \phi_2 = U = \int_1^2 E dr = \frac{q}{(2\pi \epsilon_a l)} \ln \frac{r_2}{r_1}$$



2.6-чийме.

Эки нерсенин ортосундагы сыйымдуулук  $C$  аркылуу нерселердин бириндеги  $q$  дүрмөтүнүн абсолюттук чондугунун телолордун ортосундагы потенциалдардын айырмасы  $U$  (телолордун дүрмөттөрүнүн шартталышы менен) болгон катышын айтабыз:

$$C = q / U$$

Цилиндрдик конденсатордун сыйымдуулугу.  $C = (2\pi \epsilon_a l) / \ln \frac{r_2}{r_1}$ .

Жалпак конденсатордун сыйымдуулугу (2.6,б-чийме).

$$C = \epsilon_0 \epsilon S / d$$

Сыйымдуулук — бул электр тизмектеринин мүнөздөгүчү, тизмектин кертиминдеги (конденсатордогу) электр майданындагы интегралдык мазмунда мүнөздөлөт. Бул электроддордун геометриялык ченемдеринен жана формасынан, ошондой эле конденсатордун электроддорунун ортосундагы чөйрөнүн электрдик касиеттеринен көз каранды. Электроддордун ортосундагы  $U$  чыңалуу чоңдугунан жана дүрмөт чоңдугу  $q$  сыйымдуулук көз каранды эмес.

Сыйымдуулук  $C$  фарада менен ченелет же эң кичине бирдиктер микро- нано — жана пикофарада:

$$1 \text{ мкФ} = 10^{-6}; \quad 1 \text{ нФ} = 10^{-9} \text{ Ф}; \quad 1 \text{ пФ} = 10^{-12} \text{ Ф}.$$

Конденсатордогу электр майданында электр зардеси беленделет:

$$W_3 = CU^2 / 2 = q^2 / (2C).$$

Конденсаторду дүрмөттөгөндө, бул аркылуу өткөн агын  $i$ , дүрмөттүн өзгөрүү ылдамдыгы менен аныкталат:

$$i = \frac{dq}{dt} = \frac{CdU}{dt}.$$

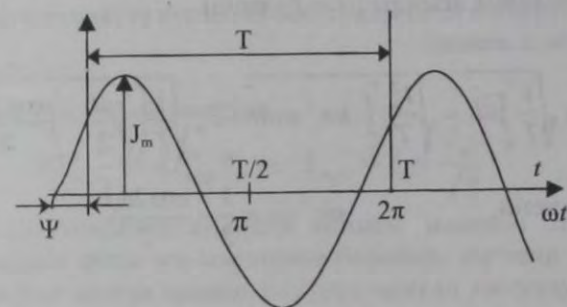
Эгер дүрмөт  $q$  убакыт боюнча өзгөрүлбөсө, анда конденсатор аркылуу агын өтпөйт. Агын  $i$  конденсатордогу чыңалуу үчүн эсептөөнүн оң багыттары дал келет (2.6, в-чийме).

## ҮЧҮНЧҮ БАП

### БИР ФАЗАЛУУ ӨЗГӨРҮЛМӨЛҮҮ СИНОСОИДАЛЫК АГЫНДЫН ЭЛЕКТР ТИЗМЕГИ

#### § 3.1 Синусоидалык агын жана аны мүнөздөөчү негизги чоңдуктар

Синусоидалык агын убакыт боюнча синус мыйзамы менен өтүүчү өзгөрүлмөлүү агын болуп эсептелет (3.1 чийме).



3.1- чийме.

$$i = I_m \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \psi\right) = I_m \sin(\omega t + \psi) \quad (3.1)$$

Функциянын максималдык мааниси амплитуда деп аталат. Амплитуда  $I_m$  аркылуу белгиленет, термелүүнүн мезгили  $T$  - бул бир толук термелүүгө кеткен убакыт. 1 секундадагы термелүүнүн жыштыгы,

$$f = 1/T, \quad (3.2)$$

$f$  жыштыгынын бирдиги герц [Гц] же  $[C^{-1}]$ .

Ал эми бурчтук жыштык,

$$\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T}, \quad (3.3)$$

бирдиги [рад/с] же  $[C^{-1}]$ .

Синустун аргументи  $(\omega t + \psi)$  фаза деп аталат. Фаза берилген  $t$  убакыт моментиндеги термелүүнүн абалын (сандык маанисин) мүнөздөйт. Баштапкы фаза  $\psi$  - баштапкы убакыт мометиндеги синусоидалык агындын фазасынын мааниси.

Бардык синусоида боюнча өзгөрүлүүчү функциялар үч чоңдук аркылуу аныкталат: амплитуда, бурчтук жыштык жана баштапкы фаза.

Салыштырмалуу төмөнкү жыштыктагы (бир нече килогерцке чейин) синусоидалык агынды жана ЭКК синхрондук генераторлордун жардамы менен алышат.

### §3.2 Синусоида боюнча өзгөрүүчү чоңдуктардын чыныгы жана орточо маанилери

Синусоида боюнча өзгөрүлүүчү чоңдуктардын чыныгы мааниси техникада кенири колдонулат (аны ошондой эле эффективдүүлүк же орточо квадраттык маанилери деп аталат). Өлчөгүч приборлордун шкааларында агындын жана чыңалуунун чыныгы маанилери коюлат.

Синусоидалык агынды:  $i = I_m \sin \omega t$

Чыныгы мааниси:

$$I = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T i^2 dt} = \sqrt{\frac{I_m^2}{T} \int_0^T \sin^2 \omega t dt} = I_m \sqrt{\frac{1}{T} \left( \int_0^T \frac{dt}{2} - \int_0^T \frac{\cos 2\omega t}{2} dt \right)}$$

анткени,  $\sin^2 \omega t = \frac{1}{2} - \frac{\cos 2\omega t}{2}$

$$\int_0^T \frac{dt}{2} = \frac{T}{2}, \text{ ал эми } \int_0^T \frac{\cos 2\omega t}{2} dt = 0$$

экендигин эске алып төмөнкү таризди алабыз

$$I = I_m \sqrt{\frac{1}{T} \frac{T}{2}} = \frac{I_m}{\sqrt{2}} \approx 0,707 I_m \quad (3.4)$$

Демек, синусоидалык агындын чыныгы мааниси амплитуда маанисинин 0,707 бөлүгүн түзөт,  $E$  (ЭКК) жана  $U$  чыңалуу да ушул сыяктуу болуп,  $E = E_m / \sqrt{2}$  жана  $U = U_m / \sqrt{2}$

Синусоида боюнча өзгөрүүчү чоңдуктун орточо мааниси деп, анын термелүүнүн жарым мезгилиндеги орточо маанисин түшүнүүгө болот. Анда, агындын орточо мааниси

$$I_{op} = \frac{1}{T/2} \int_0^{T/2} I_m \sin \omega t dt = \frac{2}{\pi} I_m \quad (3.5)$$

Демек, синусоидалык агындын орточо мааниси амплитуданын  $2/\pi = 0,638$  бөлүгүн түзөт.  $E$  ЭКК жана  $U$  чыңалуунун агынга окшоштугу  $E_{op} = 2E_m / \pi$  жана  $U_{op} = 2U_m / \pi$  Каршылык аркылуу бир эле убакытта өтүүчү синусоидалык жана турактуу агындарынын жылуулук аракеттерин салыштырууга болот.

Бир мезгил өткөндөгү синусоидалык агын аркылуу бөлүнгөн жылуулуктун саны

$$\int_0^T Ri^2 dt = RI_m^2 \frac{T}{2}$$

ошол эле убакта турактуу агындын бөлүп чыгарган жылуулугунун саны

$RI_{m_{\text{ур}}}^2 T$  га барабар.

Берилгендерди барабарлайбыз

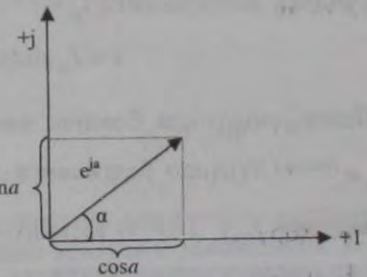
$$RI_m^2 \frac{T}{2} = RI_{m_{\text{ур}}}^2 T \text{ же } I_{m_{\text{ур}}} = I = \frac{I_m}{\sqrt{2}}$$

Демек,  $I$  синусоидалык агындын чыныгы мааниси сан жагынан турактуу агындын ошол эле маанисине барабар, анткени синусоидалык агындын бир мезгил ичинде, бөлүнүп чыккан жылуулук турактуу агындагы бөлүнгөн жылуулукка барабар.

### § 3.3. Синусоида боюнча өзгөрүүчү чоңдуктардын комплекстүү тегиздикте вектор түрүндө сүрөттөп көрсөтүү.

Комплексттик тегиздикте (3.2 - чиймеси) комплексттик сандын сүрөттөлүшү берилген (биринчи тиркемени кара). Комплексттик сан чыныгы жана жалган (эн аз) бөлүктөрдөн турат. Комплексттик тегиздиктин абсцисса огу боюнча чыныгы бөлүгү, ал эми ордината огу боюнча жалган бөлүгү коюлган. Чыныгы маанилүү огуна  $+1$ , ал эми жалган маанилүү огуна  $+j$

( $j = \sqrt{-1}$ ). Математика курсунда  $\sin \alpha$  белгилүү болгон Эйлердин таризи



$$e^{j\alpha} = \cos \alpha + j \sin \alpha \quad (3.6)$$

$e^{j\alpha}$  комплекстүү саны комплексттик тегиздикте вектор түрүндө сүрөттөлүп, сан жагынан бирге барабар жана чыныгы огунун мааниси бурч  $\alpha$  аркылуу туура келет.  $\alpha$  бурчун саат жебесинин багытына каршы  $+1$  огунан баштап эсептейбиз. Функциянын модулу

$$|e^{j\alpha}| = \sqrt{\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha} = 1$$

$e^{j\alpha}$  функциянын  $+1$  огундагы проекциясы  $\cos \alpha$ , ал эми  $+j$  огундагы проекциясы  $\sin \alpha$  га барабар. Эгер  $e^{j\alpha}$  функциясынын ордуна  $I_m e^{j\alpha}$  функциясын алсак, анда

$$I_m e^{j\alpha} = I_m \cos \alpha + j I_m \sin \alpha$$

Бул функция дагы комплексттик тегиздикте, функциясы  $e^{j\alpha}$  сыяктуу  $+1$  огунда  $\alpha$  бурчу мааниси боюнча сүрөттөлүп, бирок вектор чондугу  $I_m$  чоң болот.

$\alpha$  бурчу (3.6) таризинде ар кандай болушу мүмкүн.

Маселен,  $\alpha = \omega t + \Psi$ , же бурчу убакыт боюнча шайкеш өзгөрсө. Анда:

$$I_m e^{j(\omega t + \Psi)} = I_m \cos(\omega t + \Psi) + j I_m \sin(\omega t + \Psi) \quad (3.7)$$

$I_m \cos(\omega t + \Psi)$  кошулуучу  $I_m e^{j(\omega t + \Psi)}$  оң бөлүгүнүн чыныгы мааниси ( $R_e$ )

$$I_m \cos(\omega t + \Psi) = R_e I_m e^{j(\omega t + \Psi)} \quad (3.7a)$$

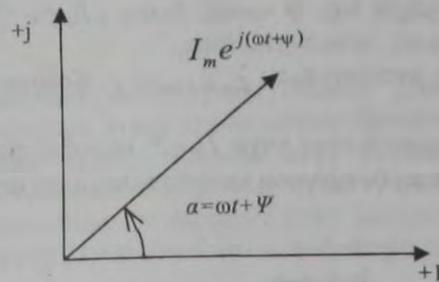
ал эми функция  $I_m \sin(\omega t + \Psi)$  кошулуучу  $I_m e^{j(\omega t + \Psi)}$  жалган бөлүгүндөгү коэффициент  $I_m$ .

$$i = I_m \sin(\omega t + \Psi) = Im I_m e^{j(\omega t + \Psi)} \quad (3.7b)$$

Демек, синусоида боюнча өзгөрүүчү  $i$  агынын [(3.1) жана (3.7,б)]

$Im I_m e^{j(\omega t + \Psi)}$  түрүндө белгилөөгө, же  $+j$  огунда айлануучу проекциянын вектору  $Im I_m e^{j(\omega t + \Psi)}$  кароого болот (3.3-чийме).

Бир ыңгайлуулукка келтирүү үчүн убакыт боюнча өзгөрүлүүчү синусоидалык чондуктарды  $\omega t = 0$  болгон моменттерде комплексттик тегиздиктеги векторлорунун сүрөттөлүшү алынган. Мындан, вектор



3.3 чийме.

$$I_m e^{j(\omega t + \Psi)} = I_m e^{j\Psi} = \dot{I}_m$$

$\dot{I}_m$  — комплекстүү чоңдук, анын модулу  $I_m$  ге барабар, ал эми комплексттик тегиздиктин  $+1$  огунда  $I$  вектору аркылуу жүргүзүлгөн бурч, баштапкы фаза  $\Psi$  барабар.

$\dot{I}_m$  — чондугу  $i$  агынынын комплексттик амплитудасы деп аталат. Комплексттик амплитуда комплексттик тегиздикте убакыттын  $\omega t = 0$  моментиндеги  $i$  агындын сүрөттөлүшүн көрсөтөт.

Төмөнкү маселелерди эсептейли:

3.1-маселе: Электр тизмектериндеги агын жана чыңалуу төмөнкү тендемелер менен берилди:

$$i = 170 \sin(\omega t + 45^\circ) A,$$

$$U = 127 \sin(\omega t + 30^\circ) B,$$

Агын жана чыңалуу үчүн чыныгы маанилерин жана баштапкы фазасын жазгыла.

Чыгарылышы: Тендемедеги агындын чыныгы мааниси жана фазасы

$$I = \frac{I_m}{\sqrt{2}} = \frac{170}{\sqrt{2}} = 121 A; \psi_i = 45^\circ$$

тендеменин чыңалуусу үчүн

$$U = \frac{U_m}{\sqrt{2}} = \frac{127}{\sqrt{2}} = 90 B; \quad \varphi_u = -30^\circ$$

Синусоидалык функцияны комплексттик сан түрүндө келтирүүгө болот. Буга мисал катарында агындын заматтык маанисинен комплекстүү амплитудага, кайра комплексттик амплитудадан заматтык мааниге өтөбүз.

$$i = 5 \sin(\omega t - 30^\circ) A, \text{ мында } I_m = 5 A; \varphi = -30; \text{ демек } \dot{I} = 5e^{-j30^\circ} A,$$

Агындын комплексттик амплитудасы  $\dot{I}_m = 12e^{j15^\circ} A$ . Комплексттик амплитудадан заматтык маяниге өтүү үчүн  $\dot{I}_m e^{j\omega t}$  ге көбөйтүп жана алынган көбөйтүндүнүн жалган бөлүгүнөн коэффициент алуу керек.

$$i = I_m 12e^{j15^\circ} e^{j\omega t} = I_m 25^{j(\omega t + 15^\circ)} = 12 \sin(\omega t + 15^\circ)$$

Комплекстүү санды көрсөткүчтүү, алгебралык жана тригонометриялык формаларда кароого болот.

Көрсөткүчтүү:

$$\dot{I} = \frac{5}{\sqrt{2}} e^{-j30^\circ} \text{ комплекстүү чыныгы маанилүү } \cdot \dot{I}_m = 5e^{-j30^\circ}$$

Алгебралык  $\dot{I} = 3,1 - j1,8$

Тригонометриялык

$$\dot{I} = I \cos \alpha + Ij \sin \alpha = \frac{5}{\sqrt{2}} \cos 30^\circ - j \frac{5}{\sqrt{2}} \sin 30^\circ = 3,1 - j1,8$$

Демек, тригонометриялык форма жолу менен алгебралык формага өтүүгө болот.

### § 3.4. R, L жана C ар түрдүү элементтердин жыйнагындагы тизмектер

Заматтык кубаттуулук. Электр тизмегинин кертилери аркылуу синусоидалык агындардын өтүшү булактардан зардени кабыл алышы менен жүрөт. Зардени өтүү ылдамдыгы кубаттуулук чоңдугу менен мүнөздөлөт. Заматтык кубаттуулук маанилери, тууралу тизмектин кертисиндеги u чыңалуусунун маанисин ушул эле участок аркылуу өтүүчү i агынына болгон көбөйтүндүсүн түшүнүүгө болот:

$$p = ui \quad (3.8)$$

Мында, p - убакыт функциясы.

Татаал тизмектердеги синусоидалык агындын негиздерин эсептөө алдында жөнөкөй тизмектердеги агындардын жана чыңалуулардын ортосундагы абалдырын окуп үйрөнүүдө вектордук диаграммаларды жана ар кандай чоңдуктардагы ийриликтин заматтык маанилерин карайлы.

Тизмектердеги синусоидалык агынды түзүүчү элементтер болуп аракеттүү каршылык R, экинчүүлүк L жана сыйымдуулук C эсептелет.

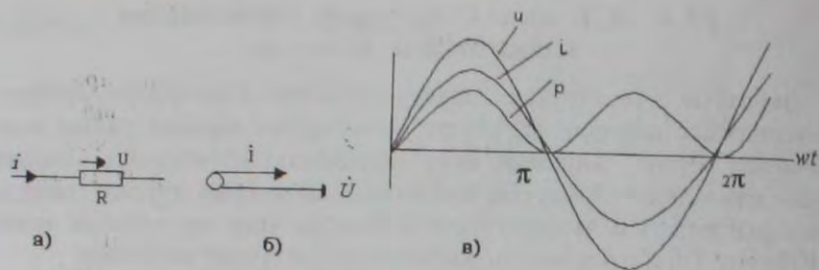
Синусоидалык агындын тизмектери үчүн каршылык деген термин турактуу агындын тизмектеринен айырмаланып толук жеткиликтүү эмес, анткени өзгөрүлмөлүү агындын каршылыгындагы зардени жылуулук түрүндө бөлүп чыгаруучу тизмектеги элементтер (аракеттүү каршылыктар) гана эмес, ошондой эле тизмекте зардени жылуулук түрүндө бөлүп чыгарбоочу элементтер кирет. Бул элементтер зардени мезгил мезгили менен электр жана магнит майдандары аркылуу белендейт. Тизмектеги мындай элементтер реактивдүү деп аталат, ал эми булардын өзгөрүлмөлүү агынга болгон каршылыгы — реактивдүү каршылыктар болуп эсептелинет. Экинчүүлүк жана сыйымдуулук реактивдүү каршылыктарга ээ болот.

### § 3.5. Аракеттүү каршылыктагы синусоидалык агын.

3.4,а -чиймеде R аракеттүү каршылыгы аркылуу өтүүчү  $i = I_m \sin \omega t$  агыны сүрөттөлүп көрсөтүлгөн. Омдун мыйзамы боюнча чыңалуу,  $U = I \cdot R = RI_m \sin \omega t$  же,  $U = U_m \sin \omega t$ , (3.9)

мында

$$U_m = RI_m$$



3.4 — чийме.

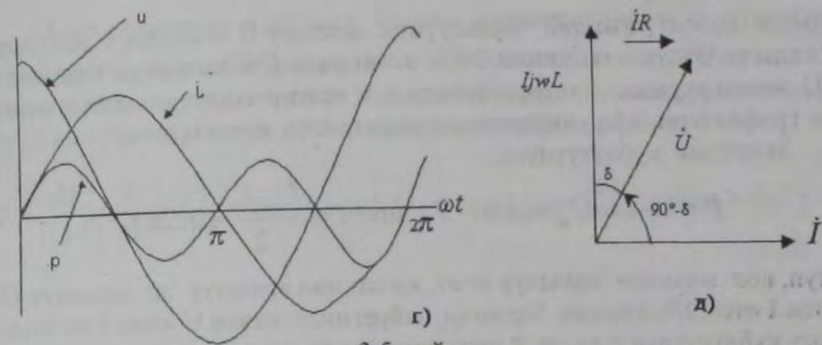
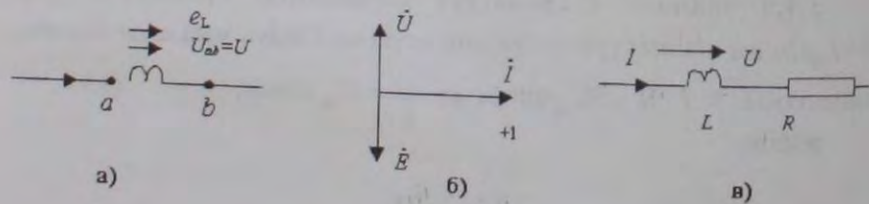
Агындын комплекси  $I$  жана аны менен фазасы боюнча дал келүүчү чыңалуунун комплекси  $U$  3.4,б — чиймесинде вектордук диаграмма түрүндө берилген. Заматтык агын  $i$ , чыңалуу  $u$  жана кубаттуулук  $p$  ийри сызыктары 3.4,в - чиймеде көрсөтүлгөн. Заматтык кубаттуулугунун таризи,

$$P = U_m I_m \sin \omega t \sin \omega t = \frac{U_m I_m}{2} (1 - \cos 2\omega t)$$

заматтык кубаттуулугунун  $2\omega$  жыштыгы менен өзгөрүүчү турактуу түзүүчүсү  $U_m I_m / 2$  жана  $\frac{U_m I_m}{2} \cos 2\omega t$  түзүүчүсү болот.  $dt$  убактысы ичинде азыктандыруу булагынан алган керектөөчүнүн зардеси  $p dt$  га барабар.

### §3.6. Синусоидалык агындын тизмегиндеги эпкиндрүүлүк

Практикалык жактан алганда ар бир түрмөк (катушка) кандайдыр бир  $L$  эпкиндрүүлүгүнө жана  $R$  аракеттүү каршылыгына ээ болот. Түрмөктө түрмөктү удаалаш туташтырылган эпкиндрүүлүк  $L$  жана аракеттүү каршылык  $R$  деп көрсөтүүгө болот (3.5,г-чиймеси). Түрмөктөн бир гана  $L$  эпкиндрүүлүктү (аракеттүү каршылыгы жок) 3.5,а - чийме боюнча бөлүп алалы.



3.5-чийме.

Эгерде  $L$  аркылуу  $i = I_m \sin \omega t$  агыны өтсө, анда түрмөктө ЭКК өздүк эпкинни аракетке келет,

$$e_L = -L \frac{di}{dt} = \omega L I_m \cos \omega t = \omega L I_m \sin(\omega t - 90^\circ)$$

$e_L$  ЭКК үчүн эсептөөнүн оң багыты  $i$  агынды эсептөөнүн оң багыты менен дал келиши жебе аркылуу 3,5 а — чиймесинде белгиленген.

а жана б чекиттеринин аралыгындагы потенциалдардын айырмасы табабыз. б чекитинен а чекитине жылышууда  $e_L$  ЭКК нөбетме — бет келебиз, ошондуктан  $\varphi_a = \varphi_b - e_L$  Демек,  $U_{ab} = \varphi_a - \varphi_b = -e_L = L di/dt$  ( $U_L = L di/dt$  таризинен  $I = \int U_L dt$  келип чыгат  $\int = 1/L$  инверсиялык эпкиндрүүлүк).

$U_{ab}$  чыңалуусунун оң багыты агындын оң багыты менен дал келет.

Мындан кийин а жана б индекстерин эпкиндрүүлүктөгү чыңалууда (эпкиндрүүлүктөгү чыңалуунун төмөндөшү) белгилейбиз.

$$U_{ab} = U - e_L \quad (3.10)$$

$$U = \omega L I_m \sin(\omega t + 90^\circ) = U_m \sin(\omega t + 90^\circ) \quad (3.11)$$

Демек,  $U_m = \omega L I_m$

$\omega L$  көбөйтүндүсү  $X_L$  аркылуу белгиленет да, эпкиндрүү каршылык деп аталат,  $X_L = \omega L$ , (3.12)

Анын өлчөм ченемдүүлүгү  $[X_L] = [\omega][L] = c^{-1} \text{ Ом} \cdot c = \text{Ом}$ .

Ошентип, эпкиндрүүлүк өзгөрүлмөлүү агынга каршылык көрсөтөт, анын модулу  $X_L = \omega L$  болуп жыштыкка түз шайкеш. Мындан тышкары эпкиндрүүлүктөгү чыңалуу фазасы боюнча агындан  $90^\circ$  алдыда, 1.5,б —

чиймеде көрсөтүлгөндөй чыңалуунун вектору  $U$  агындын  $I$  вектору  $90^\circ$  алдыда. Өздүк эпкининин ЭКК комплекси  $E$  чыңалуунун комплекси  $U$  менен карама — каршы фазада.  $i$ ,  $u$  жана  $p$  заматтык маанилеринин графиктери 3.5в,- чиймесинде сүрөттөлүп көрсөтүлгөн.

Заматтык кубаттуулугу,

$$P = u \cdot i = U_m \cos \omega t \cdot J_m \sin \omega t = \frac{U_m I_m}{2} \sin 2\omega t \quad (3.13)$$

болуп, нөл мааниси аркылуу өтөт, качан нөл аркылуу же чыңалуу  $U$  же ток  $I$  өтсө. Мезгилдин биринчи чейрегинде, качан  $U$  жана  $I$  оң болгондо кубаттуулук  $P$  да оң.  $P$  ийрилиги менен чектелген аянт жана бул убакыттагы абсцисса огу азыктандыруучу булактан зардени алып эпкиндүүлүктө магнит майданын зардесинин түзүшүн кароого болот. Мезгилдин экинчи чейрегинде, качан тизмектеги агын максималдык маанисинен нөлгө төмөн түшкөндө, магнит майданынын зардеси кайра азыктандыруучу булакка берилет. Мында заматтык кубаттуулугу терс мааниге ээ. Мезгилдин үчүнчү чейрегинде булактан зарде кайра алынат, ал эми мезгилдин төртүнчү чейрегинде кайра берилет ж.у.с. Демек, зарде убакыттын бир эле мезгилинде эки жолу эпкиндүүлүккө булактан алынып, кайра ага берилет.

Чыныгы эпкиндүүлүктүн түрмөгү  $L$  эпкиндүүлүгүнөн тышкары  $R$  аракеттүү каршылыкка ээ болот (3.5,г - чийме). Ошондуктан, чыныгы эпкиндүүлүк түрмөгүндөгү чыңалуунун төмөндөшү  $L$  жана  $R$  чыңалуулардын суммасына барабар (3.5, д-чийме). Акыркы чиймеде көрсөтүлгөндөй түрмөктөгү  $U$  чыңалуусу менен  $I$  агынынын ортосундагы бурч  $90^\circ - \delta$  габарабар, себеби

$\operatorname{tg} \delta = R/(wL) = 1/Q_L$ , мында  $Q_L$  - чыныгы эпкиндүүлүк түрмөгүнүн бектүүлүгү  $Q_L$  канчалык чоң болсо,  $\delta$  бурч ошончолук кичине.

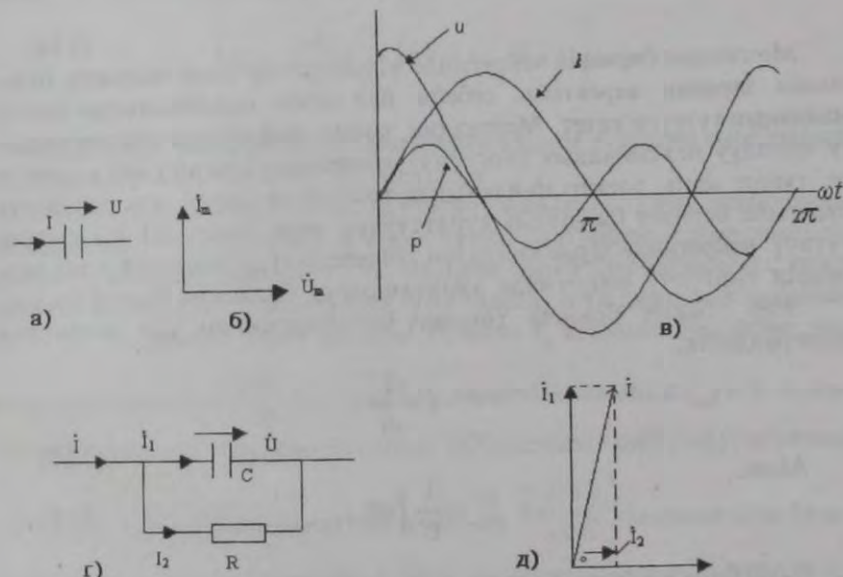
### §3. 7. Синусоидалык агындын тизмегиндеги конденсатор

Эгер конденсаторго берилген чыңалуу убакыт боюнча өзгөрүлбөсө, анда конденсатордун бир обкладкасындагы дүрмөт  $q=CU$ , ал эми экинчисиндеги дүрмөт  $-q=-CU$  ( $C$  — конденсатордун сыйымдуулугу) өзгөрүлбөйт жана конденсатор аркылуу агын өтпөйт ( $I=dq/dt=0$ ). Эгер, конденсатордогу чыңалуу убакыт боюнча, мисалы синусоида мыйзамы боюнча өзгөрсө (3.6,а - чийме);

$$u = U_m \sin \omega t, \quad (3.14)$$

Анда синусоида мыйзамы боюнча конденсатордогу  $q$  дүрмөтү да өзгөрүлөт:  $q=Cu=CU_m \sin \omega t$  жана конденсатор мезгил — мезгили менен кайрадан дүрмөттөлөт. Конденсатордун кайрадан дүрмөттөлүшү бул аркылуу дүрмөттүк агындын бирге өтүшүн көрсөтөт.

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt}(CU_m \sin \omega t) = \omega CU_m \cos \omega t = \omega CU_m \sin(\omega t + 90^\circ) \quad (3.15)$$



3.6-чийме.

Конденсатор аркылуу өткөн агындын оң багыты 3.6,а- чиймеси боюнча чыңалуунун оң багыты менен дал келет (3.14) жана (3.15) тариздерин салыштырууда конденсатор аркылуу өткөн агын фазасы боюнча конденсатордогу чыңалуудан  $90^\circ$  алдыда жүрөөрү көрүнүп турат. Ошондуктан, 3.6, б-чиймеде вектордук диаграммада көрсөтүлгөндөй агындын вектору  $I_m$  чыңалуунун  $U_m$  векторунан  $90^\circ$  алдыда. Агындын амплитудасы  $I_m$  чыңалуунун амплитудасы  $U_m$  сыйымдуулук каршылыгына бөлгөнгө барабар,

$$I_m = \frac{U_m}{X_c}, X_c = \frac{1}{\omega c} \quad (3.16)$$



чындыгында эле, 
$$I_m = \omega C U_m = \frac{U_m}{1/(\omega C)} = \frac{U_m}{X_c} \quad (3.17)$$

Сыйымдуулук каршылыгы жыштыкка тескери шайкеш жана [Ом] бирдиги менен ченелет. Заматтык маанилер  $u, i, p$  графиктери 3.6, в — чиймесинде сүрөттөлүп көрсөтүлгөн. Заматтык кубаттуулук,

$$P = U \cdot i = \frac{U_m I_m}{2} \sin 2\omega t, \quad (3.18)$$

Мезгилдин биринчи чейрегинде конденсатор азыктандыруу булагынан зардени керектейт, себеби бул зарде конденсатордо электр майданын түзүүгө кетет. Мезгилдин экинчи чейрегинде конденсатордогу чыңалуу максималдык (жогорку) маанисинен төмөнкү нөл маанисине түшөт жана электр майданында топтолгон зарде азыктандыруу булагына берилет (заматтык кубаттуулук терс мааниде). Мезгилдин үчүнчү чейрегинде зарде кайрадан конденсатордо топтолот жана мезгилдин төртүнчү чейрегинде азыктандыруу булагына берилет ж.у.с.

Эгер убакыт боюнча төмөнкү барабардыктын эки жагын тең интегралдасак,

$$I = C \frac{dU}{dt} \quad (3.19)$$

Анда,

$$U = \frac{1}{C} \int i dt \quad (3.20)$$

(3.20) барабардыгы боюнча конденсатордогу чыңалууну конденсатор аркылуу өткөн агын менен аныктоо мүмкүндүк берет.

Конденсатордун пластинкаларындагы жоготууларды эске алуу керек болсо, анда анын ордуна иштөөчү түзмөк менен алмаштырылат (3.6, г - чийме). Бул түзмөктө сыйымдуулук  $C$  аракеттүү каршылык  $R$  параллель туташтырылат да мында зерденин жоготулушу чыныгы диэлектриктеги зерденин жоготулушу менен жоюштурулат.

Конденсатор аркылуу өткөн агын  $I$  агындардын геометриялык суммасына барабар: сыйымдуулуктагы  $I_1$  агыны конденсатордогу  $U$  чыңалуудан  $90^\circ$  алдыда жүрөт (1.6, д - чийме) жана чоңдугу боюнча салыштырмалуу кичине болгон  $R$  аракеттүү каршылыктагы  $I_2$  агыны фазасы боюнча  $U$  чыңалуусу менен дал келет.

### §3. 8. Синусоидалык агындын тизмектерин эсептөөдө символикалык ыкманын негизи

Синусоидалык агындын тизмектерин эсептөөнүн комплексттик же символикалык ыкмалары практикада эң кенири жеткиликтүү орун алган (биринчи тиркемени кара).

Символикалык ыкманын негизи болуп синусоидалык агынды эсептөөдө заматтык маанилери үчүн түзүлгөн тендемелерден жана ошондой эле дифференциалдык тендемелерден мисалы,

$$\left[ iR + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int i dt = e \quad (3.21) \right]$$

ЭКК жана комплексттик агындарга карата түзүлгөн алгебралык тендемелерге өтүү мүмкүндүгү эсептелет.

Бул өтүүлөрдүн негизги аныкталуучу жараяндар үчүн тендемелерди Кирхгофтун мыйзамдары боюнча түзөбүз:  $i$  агынынын заматтык маанисин  $I_m$  агындын комплексттик мааниси менен алмаштырабыз; ушул сыяктуу эле аракеттүү каршылыктагы чыңалуунун заматтык мааниси  $u = IR - I_m R$  комплексине фазасы боюнча  $I_m$  агынына дал келет; эп-

киндүүлүктөгү  $U_L = L \frac{di}{dt}$  чыңалуунун заматтык мааниси  $I_m j \omega L$  комплексине фазасы боюнча агындан  $90^\circ$  алдыда; сыйымдуулуктагы

$U_C = \frac{1}{C} \int i dt$  чыңалуунун заматтык мааниси  $I_m \left( \frac{-j}{\omega C} \right)$  комплексине фазасы боюнча агындан  $90^\circ$  артта;  $e$  ЭКК заматтык мааниси  $E_m$  ге өтөбүз.

Эпкиндүүлүктөгү чыңалуунун амплитудасы агындын амплитудасын  $X_L$  эпкиндүү каршылыкка ( $X_L = \omega L$ ) көбөйткөнгө барабар,  $j$  көбөйтүлүүчү эпкиндүүлүктөгү чыңалуунун вектору андагы агындын векторунан  $90^\circ$  алдыга жүрөөрүн күбөлөндүрөт.

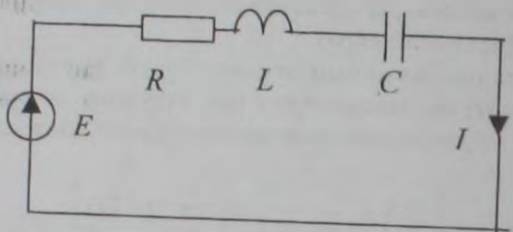
Ушуга окшош эле сыйымдуулуктагы чыңалуунун амплитудасы агындын амплитудасын  $X_C$  сыйымдуулук каршылыгына ( $X_C = 1/\omega C$ ) көбөйткөнгө барабар экендигин көрсөтөт. Сыйымдуулуктагы чыңалуунун бул аркылуу өтөп жаткан агындан  $90^\circ$  артта калышын  $-j$  көбөйтүлүүчүсү түшүндүрө алат.

Мисалы, 3.7 — чиймесиндеги түзмөк үчүн заматтык маанилер тендемесин төмөндөгүчө жазууга болот:

$$u_R + u_L + u_C = e$$

же,

$$iR + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int idt = e, \quad (3.21)$$



3.7 - чийме.

Алдыдагыны комплексттик формада жазабыз:

$$\dot{I}_m R + \dot{I}_m j\omega L + \dot{I}_m \left( \frac{-j}{\omega C} \right) = \dot{E}_m$$

$\dot{I}_m$  ди кашаанын сыртына чыгарабыз,

$$\dot{I}_m \left( R + j\omega L - \frac{j}{\omega C} \right) = \dot{E}_m \quad (3.22)$$

Демек, 3.7-чиймедеги түзмөк үчүн

$$\dot{I} = \frac{\dot{E}_m}{R + j\omega L - \frac{j}{\omega C}} \quad (3.23)$$

Бул тендемеде  $\dot{I}_m$  агындын комплекстүү амплитудасын  $\dot{E}_m$  ЭКК комплекстүү амплитудасы жана тизмектин каршылыктары  $R, \omega L$  жана  $1/\omega C$  аркылуу табууга мүмкүндүк берет.

Ыкманы символикалык деп аташат, себеби агынды жана чыңалууну булардын комплексттик же символикалык сүрөттөлүштөрү аркылуу алмаштырылган. Анткени  $\dot{I}_m R$  — бул сүрөттөлүш же символ  $iR$  чыңалуусунун төмөндөшү;  $j\omega L \dot{I}_m$  — сүрөттөлүш же символ чыңалуунун эпкиндүүлүктө төмөндөшү

$U_L = L \frac{dI}{dt}; \frac{-j}{\omega C} \dot{I}_m$  — сүрөттөлүш чыңалуунун конденсатордогу төмөндөшү  $\frac{1}{C} \int Idt$

### §3.9. Өзгөрүлмөлүү агындын электр тизмектерин эсептөөнүн комплексттик ыкмасы

Комплексттик каршылык. Синуоидалык агындын тизмеги үчүн Омдун мыйзамы (3.22) тендемедеги  $R + j\omega L - \frac{j}{\omega C}$  көбөйтүүчү өзүн комплекс түрүндө берип, каршылыктын өлчөмүн алып,  $Z$  тамгасы менен белгиленет. Аны комплексттик каршылык деп аташат:

$$Z = ze^{j\varphi} = R + j\omega L - \frac{j}{\omega C} \quad (3.24)$$

Ар кандай комплекстер сыяктуу эле  $Z$  көрсөткүч формасында жазууга болот. Комплекстүү каршылыктын модулу  $z$  менен белгилөө кабыл алынган.  $Z$  тин үстүнө чекит коюлбайт, анткени бул чекитти убакыт ичинде синуоидалык функцияны чагылдырган комплекстүү чондуктарга гана коюлат.

(3.22) тендемесин мындайча жазууга болот:  $\dot{I}_m Z = \dot{E}_m$ . Тендеменин эки жагын тең  $\sqrt{2}$  ге бөлүп  $\dot{I}_m$  жана  $\dot{E}_m$  комплекстүү амплитудаларынан чыныгы  $\dot{I}$  жана  $\dot{E}$  комплексттик маанилерге өтөбүз:

$$\dot{I} = \dot{E} / Z \quad (3.25)$$

(3.25) тендемеси синуоидалык агындын тизмеги үчүн Омдун мыйзамын өзүнө камтыйт. Жалпысынан алганда  $Z$  кандайдыр бир чыныгы  $R$  жана жалган  $jX$  бөлүктөрүнөн турат:

$$Z = R + jX, \quad (3.26)$$

Мында  $R$  — аракеттүү каршылык;  $X$  — реактивдүү каршылык. Түзмөктүн 3.7-чиймедеги реактивдүү каршылык,

$$X = \omega L - \frac{1}{\omega C}$$

Комплексттик өткөргүчтүк. Каршылыктын жана өткөргүчтүктүн үч бурчтуктары. Комплекстүү өткөргүчтүк  $Y$  аркылуу комплексттик каршылык  $Z$  тескери шайкеш болгон чондукту айтабыз:

$$Y = \frac{1}{Z} = g - jb = ye^{-j\varphi} \quad (3.27)$$

Өткөргүчтүн өлчөөчү ченем бирдиги Ом<sup>-1</sup> же симменс (См). Чыныгы бөлүгүн q аркылуу, ал эми жалган бөлүгүн b аркылуу белгилей-биз. Анткени

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R+jx} = \frac{R-j}{R^2+x^2} = \frac{R}{R^2+x^2} - j \frac{x}{R^2+x^2} = q - jb,$$

анда

$$q = \frac{R}{R^2 + X^2}; \quad b = \frac{X}{R^2 + X^2}; \quad y = \sqrt{q^2 + b^2},$$

(3.28)

Эгер X оң болсо, анда b да оң, X терс болсо b да терс мааниге ээ. Комплекстик өткөргүчтүккө (3.25) Омдун мыйзамын колдонсок,

$$\dot{I} = \dot{U} Y, \quad (3.29)$$

же,

$$\dot{I} = \dot{U} q - j \dot{U} b = \dot{I}_a + \dot{I}_r$$

Мында  $I_a$  - агындын аракеттүү түзүүчүсү;  $I_r$  — агындын реактивдүү түзүүчүсү; U - тизмектин кертисиндеги чыңалуу, анын каршылыгы Z барабар.

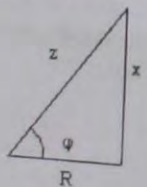
(3.26) таризинен улам, комплекстүү каршылыктын модулу,

$$z = \sqrt{R^2 + X^2} \quad (3.30)$$

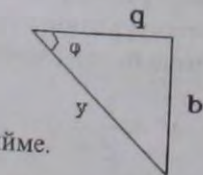
Демек үч бурчтуктун каршылыгынан Z тик бурчтуу үч бурчтуктун гипотенузасы деп карасак (3.8 - чийме), бир катети R, экинчиси X барабар. Бул учурда,

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{X}{R} \quad (3.31)$$

Ушуга эле окшоштурсак (3.28) белгилүү болгондой комплекстүү өткөргүчтүк модулу,  $y = \sqrt{q^2 + b^2}$  болот. Демек, у тик бурчтуу үч бурчтуктун (3.9 - чийме) гипотенузасы, ал эми катеттери q - аракеттүү жана b - реактивдүү өткөргүчтөр:



3.8-чийме.



3.9-чийме.

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{b}{q} \quad (3.32)$$

Каршылыктын үч бурчтугу толук каршылыктын модулу Z менен тизмектин аракеттүү жана реактивдүү каршылыктарынын графикалык интерпретациялоо байланышын берет. Ал эми үч бурчтуктун өткөргүчтөгү толук өткөргүчтүктүн модулу у менен анын аракеттүү жана реактивдүү түзүүчүлөрүнүн интерпретация кылуу байланышын берет.

### § 3. 10. Кирхгофтун мыйзамдарын символикалык формада жазуу

Кирхгофтун биринчи мыйзамы боюнча электр тизмегинин ар бир түйүнүнө кирүүчү агындардын заматтык маанилеринин алгебралык суммасы нөлгө барабар:

$$\sum I_k = 0 \quad (3.33)$$

(3.33) таризиндеги  $I_k$  ордуна  $\dot{I}_k e^{j\omega t}$  жана  $e^{j\omega t}$  суммасынын сыртына чыгарып төмөнкүнү алабыз,  $e^{j\omega t} \sum I_k = 0$ , анткени  $e^{j\omega t} = 0$  тнын ар кандай маанисинде, анда

$$\sum \dot{I}_k = 0 \quad (3.34)$$

(3.34) тендемеси Кирхгофтун биринчи мыйзамынын символикалык формада жазылышын көрсөтөт.

Туюк чөйрөсызыктагы ар кандай синусоидалык агындын татаал электр тизмектеринин заматтык маанилери болгон жана ЭКК үчүн Кирхгофтун экинчи мыйзамын пайдаланып тендеме түзүүгө болот.

Туюк чөйрөсызык n бутактарды камтыса жана ар бир k бутак жалпысынан өзүнө  $e_k$  ЭКК, R аракеттүү,  $L_k$  эпкинүүлүктү жана  $C_k$  сыйымдуулукту кошуп булар аркылуу  $I_k$  агыны өтсө, анда Кирхгофтун экинчи мыйзамы боюнча,

$$\sum_{k=1}^n (I_k R_k + L_k \frac{dI_k}{dt} + \frac{1}{C} \int I_k dt) = \sum_{k=1}^n e_k \quad (3.35)$$

Тендеменин сол бөлүгүнүн ар бир кошулуучусун бул тизмектердеги жалпы каршылыкты эске алып  $\dot{I}_k Z_k$  алмаштырууга болот,

ал эми он бөлүгүн ар бир кошулуучусу  $E_k$ . Ошондуктан (3.35) теңдемеде башкача түргө өтөт,

$$\sum_{k=1}^n I_k Z_k = \sum_{k=1}^n E_k \quad (3.36)$$

(3.36) теңдемеси Кирхгофдун экинчи мыйзамынын символикалык формада жазылышын көрсөтөт.

### §3.11. Топографиялык диаграмма

Каршылык туташтырылуучу электр түзмөгүнүн ар бир чекити комплекстик потенциал үчүн өзүнүн маанисине ээ.

Комплекстик тегиздиктеги чекиттердин көптүгүнөн, электр түзмөктөгү аты бирдей чекиттерден потенциалдардын сүрөтөлүшү топографиялык диаграмма деп аталат.

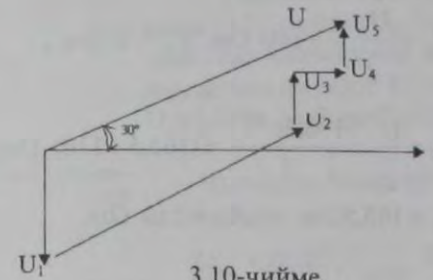
“Топография” термининин түшүндүрүлүшү мындай, диаграмма жергиликтүү топографиялык картаны элестетет, анда жергиликтүүнүн ар бир чекити картанын чекитин аныктайт. Жергиликтүүнүн эки чекитинин ортосундагы аралыкты картанын аты бирдей чекиттердин ортосундагы аралыкты ченеп аныктоого болот.

Топографиялык диаграммада да аналитикалык ченөөлөрдү жүргүзүүгө болот. Электр түзмөгүнүн ар кандай эки чекитиндеги чыңалууну, мисалы а жана б чекиттеринде вектордун чоңдугун жана багытын топографиялык диаграммада б чекиттинен а чекитин көздөй жүргүзөбүз.

Топографиялык диаграмманы жүргүзүүдө, потенциалдык сыяктуу эле түзмөктүн ар кандай чекитиндеги потенциал нөлгө барабар болушу мүмкүн. Диаграммада бул чекитти координаттардын (октордун) башталышына коюшат. Андан түзмөктүн башка чекиттеринин ордун диаграммада тизмектин параметрлери ЭКК жана бутактардын агыны аркылуу табууга болот.

3.0-маселеси: Топографиялык диаграмма боюнча (3.10-чиймеси) тизмектин бардык жана айрым кертимдеринин каршылыктардын жана бардык тизмек үчүн комплекстик туюнтмаларды түзүү керек, булар үчүн

$$E=220 \text{ В}; U_1=80 \text{ В}; U_3=62 \text{ В}; U_4=25 \text{ В}; U_5=18 \text{ В}; I=1 \text{ А}.$$



3.10-чийме.

Чыгаруу: Башында толук тизмек үчүн  $U$  чыңалууну, андан кийин тизмектин кертилери үчүн топографиялык (3.10-чиймеси) диаграмма боюнча айрым кертимдердеги чыңалууларды табабыз. Тизмекке берилген чыңалуу,

$$U = Ue^{j30^\circ} = 220(\cos 30^\circ + j \sin 30^\circ) = (190.5 + j110) \text{ В};$$

$$\dot{U}_1 = U_1 e^{-j90^\circ} = -j80 \text{ В}$$

Каралып жаткан тизмек удаалаш туташтырылган кертимдерден турат деп эсептеп,  $U_2$  ну табалы:

$$\dot{U} = \dot{U}_1 + \dot{U}_2 + \dot{U}_3 + \dot{U}_4 + \dot{U}_5$$

$$190 + j110 - 80U_2 + j62 + j18 + 25,$$

$$U_2 = 165,5 + j110$$

$$\dot{U}_2 = 165,5 + j110;$$

$$\dot{U}_2 = U_2 e^{j56^\circ} = (165,5 + j110) \text{ В};$$

$$\dot{U}_3 = U_3 e^{j90^\circ} = j162 \text{ В};$$

$$\dot{U}_4 = 25 \text{ В};$$

$$\dot{U}_5 = U_5 e^{j90^\circ} = j18 \text{ В}$$

Эми комплекстик көрсөтүүлөрдү тизмектин айрым кертимдериндеги каршылыктар үчүн түзөбүз:

$$Z_1 = \frac{\dot{U}_1}{\dot{I}} = -j80 \text{ Ом} \quad X_C = 8 \text{ Ом};$$

$$Z_2 = \frac{\dot{U}}{\dot{I}} = \frac{198,3e^{j56^\circ}}{1} = (165,5 + j110) \text{ Ом};$$

$$R_2 = 165,5 \text{ Ом}; \quad X_L = 110 \text{ Ом};$$

$$Z_3 = \frac{\dot{U}_3}{\dot{I}} = j62 \text{ Ом}; \quad X_L = 62 \text{ Ом};$$

$$Z_4 = \frac{\dot{U}_4}{\dot{I}} = 25 \text{ Ом}; \quad R_4 = 25 \text{ Ом};$$

$$Z_5 = \frac{\dot{U}_5}{\dot{I}} = j18 \text{ Ом}; \quad X_L = 18 \text{ Ом};$$

$$Z = \frac{\dot{U}}{\dot{I}} = (190,5 + j110) \text{ Ом};$$

$$R = 190,5 \text{ Ом}; \quad X_L = 11 \text{ Ом}$$

3.1-маселе. Жыштыгы 50 Гц болгон тизмектеги аракеттүү каршылыкты жана түрмөктүн эпкинүүлүгүн эсептегиле, эгер анын комплекстүү каршылыгы  $Z_K = 240,8e^{j51^\circ 30'}$  Ом го барабар болсо.

Чыгаруу: Комплекстик  $Z_K$  каршылыгынын көрсөткүчтүү формасынан алгебралык формага өтөбүз:

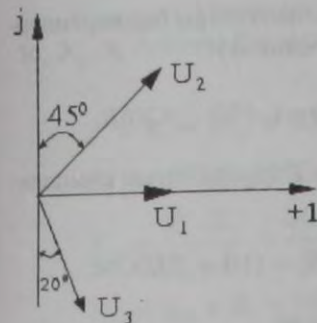
$$Z_K = 240,8e^{j51^\circ 30'} \text{ Ом} = 240,8(\cos 51^\circ 30' + j \sin 51^\circ 30') = (149,9 + j188,5) \text{ Ом}$$

Анткени  $Z_K = R + jX_L$ , аныкталуучу аракеттүү жана эпкинүү каршылыктар:

$$R = 149,9 \text{ Ом}; \quad X_L = 188,5 \text{ Ом}.$$

$X_L = 2\pi fL$  таризи боюнча түрмөктүн эпкинүүлүгүн эсептейбиз:

$$L = X_L / 2\pi f = 188,5 / 314 = 0,6 \text{ Г}$$



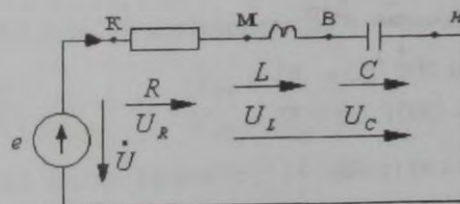
3.11 чийме.

Демек, чыңалуулардын заматтык маанилери:

$$u_1 = 110\sqrt{2} \sin \omega t \text{ В};$$

$$u_2 = 125\sqrt{2} \sin(\omega t + 45^\circ) \text{ В};$$

$$u_3 = 150\sqrt{2} \sin(\omega t - 70^\circ) \text{ В}.$$



3.11,а- чийме.

3.3-маселе. Тизмектеги (3.11,а-чиймеси) каршылыктар удаалаш таштырылган  $R=10 \text{ Ом}$ ;  $X_L=25 \text{ Ом}$ ;  $X_C=15 \text{ Ом}$ ; комплекстик агын белгилүү  $\dot{I} = -12 \text{ А}$ . Ар бир каршылыктагы жана тизмектин кысыкчтарындагы комплекстик чыңалууларды эсептегиле жана вектордук диаграмманы түзгүлө.

Чыгаруу: Ар бир каршылыктагы комплекстик чыңалуулардын төмөндөшүн эсептейбиз:

$$\dot{U}_R = \dot{I}R = -12 \cdot 10 = -120 \text{ В};$$

$$\dot{U}_L = \dot{I}jX_L = -12j25 = -j300 \text{ В};$$

$$\dot{U}_C = \dot{I}(-jX_C) = -12(-j15) = j180 \text{ В}.$$

3.2-маселеси. Вектордук диаграмма боюнча (3.11-чийме)  $U_1, U_2, U_3$  чыңалуулардын заматтык маанилерин жазуу керек, эгер чыныгы маанилери  $U_1=110 \text{ В}$ ,  $U_2=125 \text{ В}$ ,  $U_3=150 \text{ В}$  го барабар болсо.

Чыгаруу: Чыңалуунун амплитудалык маанилери:

$$U_{m1} = U_1\sqrt{2}, \quad U_{m1} = 110\sqrt{2} \text{ В};$$

$$U_{m2} = U_2\sqrt{2}, \quad U_{m2} = 125\sqrt{2} \text{ В};$$

$$U_{m3} = U_3\sqrt{2}, \quad U_{m3} = 150\sqrt{2} \text{ В}.$$

Тизмектин үч удаалаш туташтырылган чыңалуулары бар кертилерден турат, анда кыскачтардагы (булактагы) чыңалуу:

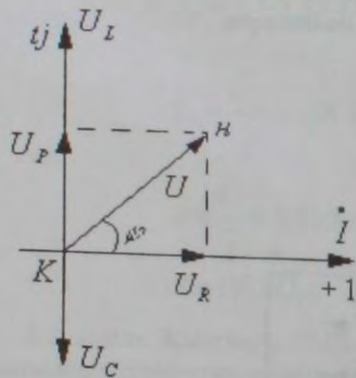
$$\dot{U} = \dot{U}_R + \dot{U}_L + \dot{U}_C = -120 - j300 + j180 = (-120 - j120)V.$$

Вектордук диаграмманы түзүү үчүн толук Z каршылыгын комплекстик формада эсептейбиз:

$$Z = R + j(X_L - X_C) = 10 + j(25 - 15) = (10 + j10)\Omega;$$

Толук Z каршылыгы көрсөткүчтүү формада:

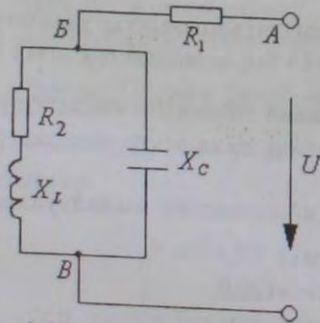
$$Z = 14,14e^{j45^\circ} \Omega;$$



3.12 чийме.

Чыңалуу U менен ток I ортосундагы фазанын жылышуусу биздин учурда  $45^\circ$  ка барабар. (3.12-чийме).

Тизмектин реактивдүү каршылыгы эпкинүү жана сыйымдуу каршылыктардын суммасына барабар.



3.13 чиймеси

3.4-маселе. 3.13-чиймесиндеги тизмектин кертимдериндеги бардык агындарды, ошондой эле AB жана BV кертимдериндеги чыңалууларды эсептегиле, эгер

$$R_2 = X_L = 500 \Omega;$$

болсо, анда

$$R_1 = 200 \Omega; \quad U = 120V.$$

$$X_L = 1000 \Omega;$$

Чыгаруу: Тизмектин толук каршылыгын Z, эсептөөдө белгилүү  $R_1, R_2, X_L, X_C$  боюнча бутактардын комплекстик каршылыктарын жазабыз:

$$Z_1 = R_2 + jX_L = 500 + j500 = 707e^{j45^\circ} \Omega;$$

$$Z_2 = -100j = 1000e^{j270^\circ} \Omega;$$

$$Z_{12} = \frac{Z_1 \cdot Z_2}{Z_1 + Z_2} = \frac{707000 \cdot e^{j315^\circ}}{500 - j500} = \frac{707 \cdot 10^3 e^{j315^\circ}}{707e^{j315^\circ}} = 1000 \Omega;$$

$$Z_{\infty} = Z_{12} + R_1 = 1000 + 200 = 1200 \Omega$$

Бутактардагы жана жалпы тизмек үчүн агындарды эсептейли,

$$\dot{I} = \frac{U}{Z_1} = \frac{120}{707e^{j45^\circ}} = 0,17e^{-j45^\circ} A;$$

$$\dot{I} = \frac{U}{Z_2} = \frac{120}{1000e^{j270^\circ}} = 0,12e^{-j270^\circ} A;$$

$$\dot{I}_{\infty} = \frac{U}{Z_{\infty}} = \frac{120}{1200} = 0,1 A.$$

AB жана BV кертимдериндеги чыңалуулар

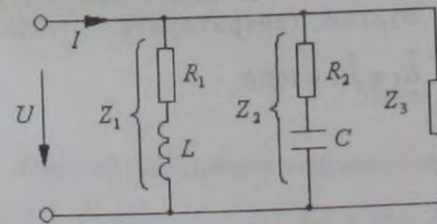
$$U_{AB} = IR_1 = 0,1 \cdot 200 = 20V$$

$$U_{BV} = IZ_2 = 0,1 \cdot 1000 = 100V.$$

3.5-маселе. Тизмекте (3.14-чийме) үч каршылык, комплекстик түрдө берилгендери:

$$Z_1 = (100 - j60) \Omega; \quad Z_2 = (40 - j60) \Omega \text{ жана } Z_3 = 120 \Omega$$

өз ара параллель туташтырылган. Тизмектин чыгуудагы чыңалуусу  $\dot{U} = 120V$ . Бутактардын комплекстик агындардын, тизмектеги жалпы агынды, жалпы кубаттуулукту аныктагыла.



3.14 чийме.

Чыгаруу: Бутактардын комплекстик агындарын аныктоо үчүн, карышылыктарды жазуунун арифметикалык формасынан көрсөткүчтүү формасына өтөбүз:

$$Z_1 = 100 + j60 = 116e^{j31^\circ}$$

$$Z_2 = 40 - j60 = 72e^{-j30^\circ}$$

$$U = 120 = 120e^{j0^\circ}$$

Бутактардын комплекстик агындарын чыгарабыз;

$$\dot{I}_1 = \frac{120e^{j0^\circ}}{116e^{j31^\circ}} = 1,03e^{-j431^\circ} = (0,857 - j0,515)A;$$

$$\dot{I}_2 = \frac{120e^{j0^\circ}}{72e^{-j30^\circ}} = 1,66e^{j30^\circ} = (0,927 + j1,38)A;$$

$$I_3 = \frac{120e^{j0^\circ}}{120e^{-j0^\circ}} = 1A.$$

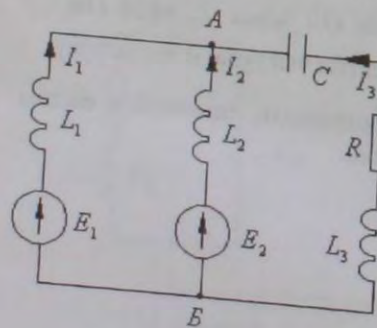
Тизмектеги суммалык агын I төмөнкүгө барабар:

$$\dot{I} = \dot{I}_1 + \dot{I}_2 + \dot{I}_3 = 0,857 - j0,515 + 0,927 + j1,38 + 1 = (2,8 + j0,865)A.$$

Тизмектеги жалпы кубаттуулук

$$\dot{P} = \dot{U} \cdot \dot{I} = 120e^{j0^\circ} = 35(\cos 17^\circ + j \sin 17^\circ) = (336 + j102)B \cdot A.$$

3.6-маселе. 3.15-чиймесиндеги электр тизмегинин эки түйүндүү түзмөгү көрсөтүлгөн. Биринчи бутактын эпкиндуулүгү  $L_1 = 6,4mГ$  жана экинчиники  $L_2 = 16mГ$ . Конденсатордун сыйымдуулугу  $C = 320mкФ$ . Аракеттүү карышылык  $R = 60m$  жана  $L = 6,4mГ$ ,  $f = 50$  Гц. Тизмектеги агындарды аныктагыла, качан эки параллель кошулган генератордун ЭКК ү



3.15- чийме.

$$\dot{E}_1 = \dot{E}_2 = 100B.$$

Экинчиники  $L_2 = 16mГ$ . Конденсатордун сыйымдуулугу  $C = 320mкФ$ . Аракеттүү карышылык  $R = 60m$  жана  $L = 6,4mГ$ ,  $f = 50$  Гц. Тизмектеги агындарды аныктагыла, качан эки параллель кошулган генератордун ЭКК ү

Чыгаруу: Адегенде бутактардын каршылыктарын эсептейли:

$$Z_1 = X_{L1} = 2\pi fL_1 = j2 \text{ Ом}; \quad Z_2 = X_{L2} = 2\pi fL_2 = j5 \text{ Ом};$$

$$Z_3 = R + j(X_L - X_C) = 6 + j(2 - 10) = 6 - j8$$

Түйүндөрдүн ортосундагы чыңалууну эсептөөдө эки түйүндөр ыкмасын колдонобуз. Бутактардын өткөргүчтөрү комплекстик формада:

$$Y_1 = \frac{1}{Z_1} = \frac{1}{j2} = -j0,5 \text{ См};$$

$$Y_2 = \frac{1}{Z_2} = \frac{1}{j5} = -j0,2 \text{ См};$$

$$Y_3 = \frac{1}{Z_3} = \frac{1}{6 - j8} = 0,06 + j0,08 \text{ См};$$

А Б түйүндөрүндөгү чыңалуу

$$U_{AB} = \frac{E_1 Y_1 + E_2 Y_2}{Y_1 + Y_2 + Y_3} = \frac{-100j0,5 - 100j0,2}{-j0,5 - j0,2 + 0,06 + j0,08} = \frac{-j70}{0,06 - j0,62} = (112 - j10,8)B;$$

Бутактардын агындары

$$\dot{I}_1 = (\dot{E}_1 - \dot{U}_{AB})Y_1 = (100 - 112 + j10,5) \cdot (-j0,5) = (5,4 + j6)B;$$

$$\dot{I}_2 = (\dot{E}_2 - \dot{U}_{AB})Y_2 = (100 - 112 + j10,8) \cdot (-j0,2) = (2,16 + j2,4)B;$$

$$\dot{I}_3 = -\dot{U}_{AB}Y_3 = (-112 + j10,8) \cdot (0,06 - j0,08) = (-7,584 - j8,312)B.$$

Эсептөөнүн башталышында кабыл алынган  $\dot{I}_3$  агынынын оң багытын каршы өзгөртүп түзөбүз, анткени анын оң багыты  $U_{AB}$  чыңалуусунун оң багыты менен дал келгендей кылып, кабыл алган сыяктуу кылып, түзүү керек.

Анда

$$\dot{I}_3 = 7,584 + j8,312$$

Кирхгофтун биринчи мыйзамы боюнча текшерелиз

$$\dot{I}_1 + \dot{I}_2 - \dot{I}_3 = 0 \quad 5,4 + j6 + 2,16 + j2,4 - 7,584 - j8,312 \approx 0$$

Кирхгофтун мыйзамдарынын жардамы менен маселенин чыгарылышын комплекстик формада аткаралы.

Тизмек (3.20-чийме) үч бутактан турат, анда тизмекте үч белгисиз агын бар, ошондуктан Кирхгофтун мыйзамын пайдаланып үч тизменин системасын түзөбүз

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_1 + \dot{I}_2 - \dot{I}_3 &= 0; \\ \dot{I}_1 j\omega L_1 - \dot{I}_2 j\omega L_2 &= E_1 - E_2 \\ \dot{I}_2 j\omega L_2 - \dot{I}_3 \left( R + j\omega L - j\frac{1}{\omega C} \right) &= E_2 \end{aligned} \right\}$$

Сандык маанини ордуна коюп аткарууда

$$E_2 = 100V \text{ ЭКК } E_2 = 100e^{j90^\circ} = j100V \text{ аркылуу туюндурабыз.}$$

Системадан  $\dot{I}_3$  ни чыгарып ( $\dot{I}_2 = \dot{I}_3 - \dot{I}_1$ ), эки белгисизге өтөбүз

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_1 \omega L_1 - (\dot{I}_3 - \dot{I}_1) j\omega L_2 &= E_1 - E_2 \\ (\dot{I}_3 - \dot{I}_1) j\omega L_2 - \dot{I}_3 \left( R + j\omega L - \frac{j}{\omega C} \right) &= E_2 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \left. \begin{aligned} \dot{I} (j\omega L_1 + j\omega L_2) - \dot{I}_3 j\omega L_2 &= E_1 - E_2 \\ -\dot{I}_1 j\omega L_2 - \dot{I}_3 \left( -j\omega L_2 + j\omega L - \frac{j}{\omega C} \right) &= E_2 \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_1 (j2 + j5) - \dot{I}_3 j5 &= 0 \\ -\dot{I}_1 j - \dot{I}_3 (6 - j10) &= 100 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \left. \begin{aligned} \dot{I}_1 j7 - \dot{I}_3 j5 &= 0 \\ -\dot{I}_1 j5 - \dot{I}_3 (6 - j10) &= 100 \end{aligned} \right\}$$

Аныктагычты чыгаралы:

$$\Delta = \begin{vmatrix} j7 & -j5 \\ -j5 & 6-j10 \end{vmatrix} = j42 + 21 + 25 = j42 + 46 = 62,29e^{j47^\circ};$$

$$\Delta_1 = \begin{vmatrix} 0 & -j5 \\ j100 & 6-j10 \end{vmatrix} = j500;$$

$$\Delta_3 = \begin{vmatrix} j7 & 0 \\ -j5 & j100 \end{vmatrix} = j700.$$

Агындрды табабыз:

$$\dot{I}_1 = \frac{\Delta_1}{\Delta} = \frac{j500}{62,29e^{j47^\circ}} = \frac{500e^{j90^\circ}}{62,29e^{j47^\circ}} = 8,12e^{-j47^\circ} = (5,4 - j6)A;$$

$$\dot{I}_3 = \frac{\Delta_3}{\Delta} = \frac{j700}{62,29 \cdot e^{j47^\circ}} = 11,2e^{-j47^\circ} = (7,56 - j8,3)A;$$

$$\dot{I}_2 = \dot{I}_3 - \dot{I}_1 = 7,56 - j8,3 - 5,4 + j6 = (2,16 - j2,3)A.$$

### 3.12. Өзгөрүлмөлүү агындын тизмегиндеги кубаттуулук

Аракеттүү, реактивдүү жана толук кубаттуулуктар.

Аракеттүү  $P$  кубаттуулугу тууралуу заматтык  $P$  кубаттуулугунун  $T$  мезгили ичиндеги орточо маанисин түшүнүүгө болот:

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T PdT = \frac{1}{T} \int_0^T uiddt \quad (3.37)$$

Эгер, агын  $i = I_m \sin \omega t$ , тизмектин кертисиндеги чыналуу  $u = U_m \sin(\omega t + \varphi)$ , анда,

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T I_m U_m \sin \omega t \sin(\omega t + \varphi) dt = \frac{U_m I_m}{2} \cos \varphi = UI \cos \varphi \quad (3.38)$$

Аракеттүү кубаттуулук физикалык жактан убакыт бирдиги ичинде бөлүнүп чыккан зардени ( $T$  мезгилинин бүтүн санынын  $1s$  батышы болжолдонот) тизмектин кертиминин  $R$  каршылыгында жылуулук түрүндө бөлүнүп чыгышын көрсөтөт. Чындыгында  $U \cos \varphi = IR$ , демек,

$$P = U \cos \varphi I = I^2 R \quad (3.39)$$

Аракеттүү кубаттуулук ватт [Вт] бирдиги менен ченелет.

Реактивдүү  $Q$  кубаттуулугу тууралуу тизмектин кертиминдеги чыналуу  $U$  ушул эле кертимдеги агын  $I$  жана булардын ортосундагы  $\varphi$  бурчунун синусуна болгон көбөйтүндүлөрүн түшүнүүгө болот:

$$Q = UI \sin \varphi \quad (3.40)$$

Реактивдүү кубаттуулук вольт — ампер реактивдүүлүк [ВАр] бирдиктери менен ченелет. Эгер  $\sin \varphi > 0$ , анда  $Q > 0$ , эгер  $\sin \varphi < 0$  болсо, анда  $Q < 0$ .

Реактивдүү кубаттуулук физикалык жактан кандай мааниге ээ болорун карайлы. Мындай максатка ылайык удаалаш туташтырылган  $R$ ,  $L$  жана  $C$  турган тизмектин кертимин алалы. Бул тизмек аркылуу өткөн агын  $i = I_m \sin \omega t$ . Тизмектин электр жана магнит майдандарынын зарделеринин заматтык маанилери үчүн төмөнкү таризди жазалы:

$$W_{M3} = W_M + W_C = \frac{Li^2}{2} + \frac{CU^2}{2} = \frac{LI_m^2}{2} \sin^2 \omega t + \frac{CI_m^2}{2(\omega C)^2} \cos^2 \omega t = \frac{LI^2}{2} (1 - \cos 2\omega t) + \frac{I^2}{2\omega^2 C} (1 + \cos \omega t)$$



Алынган тариздан  $W_{\text{мэ}}$  убакыт боюнча өзгөрүлбөгөн турактуу  $W_{\text{мэ}}$  кошулуучудан, ошондой эки эсе жогору бурчтук жыштык менен өзгөрүлүүчү өзгөрүлмөлүү  $V_{\text{мэ}}$  кошулуучудан турат:

$$W_{\text{мэ}} = W_{\text{мэ}_0} - V_{\text{мэ}}$$

мында:

$$W_{\text{мэ}_0} = \frac{LI^2}{2} + \frac{I^2}{2\omega^2 C} \quad \text{жана} \quad V_{\text{мэ}} = \left( \frac{LI^2}{2} - \frac{I^2}{2\omega^2 C} \right) \cos 2\omega t$$

Турактуу  $W_{\text{мэ}_0}$  кошулуучуну түзүү үчүн берилген мезгилдин режимин калыптандыруу жараянына зарпталган зарде жумшалды. Мындан ары мезгилдик жараяндагы зарде  $W_{\text{мэ}_0}$  өзгөрүлбөйт, демек азыктандыруучу булактан аны түзүү үчүн зарде талап кылынбайт.

Зарде  $V_{\text{мэ}}$  орточо маанисинин убакыттын  $-T/8$  ден  $+T/8$  интервалына чейин булактын берилиши,

$$W_{\text{мэ}_0} = \frac{4}{T} \int_{-T/8}^{+T/8} V_{\text{мэ}} dt = \frac{2}{\pi} \left( LI^2 - \frac{I^2}{\omega^2 C} \right) = \frac{2}{\pi\omega} I^2 (X_L - X_C) = \frac{2}{\pi\omega} UI \sin \varphi = \frac{2}{\pi\omega} Q \quad (3.41)$$

Ошентип, реактивдүү  $Q$  кубаттуулук зерденин мезгилдин чейрек бөлүгүндөгү орточо маанисине шайкеш, ал азыктандыруучу булактан эпкиндүүлүктө жана сыйымдуулукта магнит жана электр майдандарын түзүүгө сарпталат.

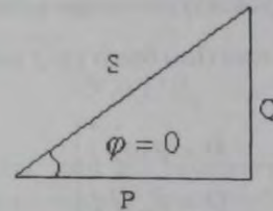
Өзгөрүлмөлүү агындын толук бир мезгил ичинде  $W_{\text{мэ}_0}$  зардеси генератордон эки жолу тизмекке берилип, кайра эки жолу андан кайра өзүнө алат, демек реактивдүү кубаттуулук генератор менен кабыл алыгынын өз ара зарде алмашуулары болуп эсептелет. Толук кубаттуулук,

$$S = U \cdot I \quad (3.42)$$

Анын ченөө бирлиги вольт-ампер [В·А]  
P, Q жана S өз ара байланышы

$$P^2 = Q^2 + S^2 \quad (3.43)$$

Бул байланышты графикалык жактан тик бурчтуу үч бурчту түрүндө кароого болот (3.16-чийме), үч бурчтуктун кубаттуулугу анын касиеттери P жана Q, ал эми гипотенузасы S



3.16 чийме.

Өзгөрмөлүү агындын электр зардесинин булагынын ар кандай прибор кадалуучу калканында S тин мааниси көрсөтүлөт. Бул булактан керектөөчүгө берилүүчү кубаттуулукту мүнөздөйт, эгер керектөөчү  $\cos \varphi = 1$  көрсөткүчү менен иштесе (эгер, керектөөчү өзүн аракеттүү каршылык деп эсептесе).

### §3.13. Кубаттуулукту комплекстик формада жазып көрсөтүү

Кандайдыр бир комплекс берилсин:

$$\dot{A} = A e^{j\varphi_A} = A \cos \varphi_A - j A \sin \varphi_A$$

Комплекс  $\dot{A}$  деп, байланыштуу бирок терс комплекси  $\dot{A}$  ны түшүнүүгө болот:

$$\dot{A} = A e^{-j\varphi_A} = A \cos \varphi_A - j A \sin \varphi_A$$

Аракеттүү жана реактивдүү кубаттуулуктарды чыңалуунун комплекси менен байланыштуу деп, бирок терс комплекстин (сопряженный) агыны аркылуу аныктоочу жөнөкөй кабыл алууну карайлы. Тизмектин

кээ бир кертисиндеги чыңалуу  $\dot{U} = U e^{j\varphi_U}$  Ошол эле кертидеги ток  $\dot{I} = I e^{j\varphi_I}$  Чыңалуу менен агындын ортосундагы бурч  $\varphi = \varphi_U + \varphi_I$ . Чыңалуунун комп-

лексин байланыштуу, бирок терс комплекстин агынына  $\dot{I} = I e^{-j\varphi_I}$

көбөйтөбүз, алынган комплексин  $\tilde{S}$  аркылуу белгилеп, төмөнкүнү алабыз:

$$S = \dot{U} \dot{I} = UI e^{j(\varphi_U - \varphi_I)} = UI e^{j\varphi} = UI \cos \varphi + j UI \sin \varphi = P + jQ \quad (3.44)$$

S тин үстүндөгү белги  $\sim$  (тильда) толук кубаттуулуктун комплексин билгизет.

Демек, аракеттүү  $P$  кубаттуулук чыныгы бөлүгү ( $Re$ ), ал эми реактивдүү  $Q$  кубаттуулук жалган ( $Im$ ) бөлүгү  $\dot{U} \dot{I}$  көбөйтүндүсү болуп эсептелет;

$$\left. \begin{aligned} \dot{P} &= Re \dot{U} \dot{I} \\ \dot{Q} &= Im \dot{U} \dot{I} \end{aligned} \right\}$$

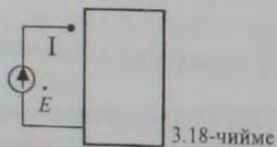
3.7-маселе. Түзмөктө (1.17-чиймеси) берилгендер боюнча аракеттүү, реактивдүү жана толук кубаттуулуктарды аныктагыла, берилди  $e = 141 \sin \omega t$  В;  $R_1 = 3$  Ом;  $R_2 = 2$  Ом;  $L = 0,00955$  Гн. Бурчтук жыштык  $\omega = 314^{-1}$ .

Чыгаруу. Түзмөктүн кирүүдөгү чыңалуусу ЭККнө барабар:

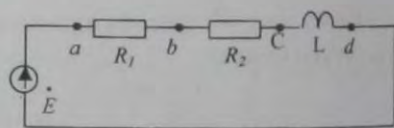
$\dot{U} = \dot{E} = 100$  В тизмектеги агын  $\dot{I} = 17,2 e^{-j31^\circ}$ , агындын байланыштуу, бирок терс комплекси  $\dot{I} = 17,2 e^{-j31^\circ}$  А толук кубаттуулуктун комплекси:

$$\dot{S} = \dot{U} \dot{I} = 100 \cdot 17,2 e^{j31^\circ} = 1720 \cos 31^\circ + j1720 \sin 31^\circ = 1475 + j886;$$

$$Re \dot{U} \dot{I} = 1475; \quad Im \dot{U} \dot{I} = 886.$$



3.18-чийме



3.17.- чиймеси

Демек, аракеттүү кубаттуулук  $P=1475$  Вт, реактивдүү кубаттуулук  $Q=886$  ВАр жана толук кубаттуулук  $1720$  ВА

### § 3.14. Резонанс жөнүндө түшүнүк жана жыштык тууралуу мүнөздөмөлөр

Синусоидалык агындын тизмегиндеги эки уюлдуулук.

ЭКК булагына туташтырылган аракетсиз эки уюлдук 3.18-чиймедеги түзмөктө көрсөтүлгөн. Эки уюлдукка кирген каршылык  $Z_k = \dot{E} / \dot{I}$

жалпы учур үчүн  $Z_k = R_k + jX_k = z e^{j\varphi}$ .

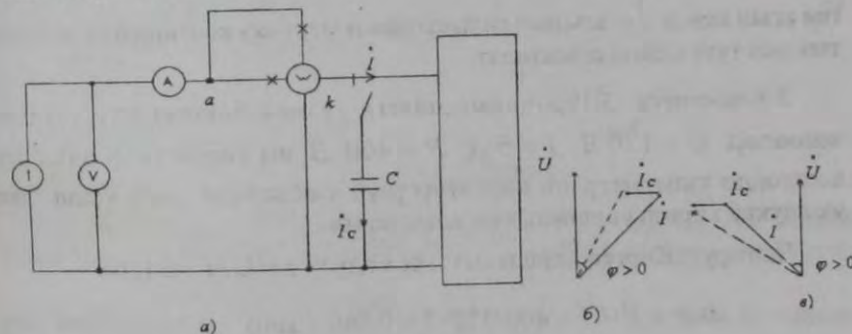
$X_k > 0$  кирген каршылык эпкинүү мүнөзгө ээ,  $X_k < 0$  сыйымдуу каршылыкка, ал эми  $X_k = 0$  аракеттүү каршылыкка ээ.

Кирген  $I_k$  өткөргүчтүк кирген каршылыкка тескери шайкеш

$$Y = 1/Z_k$$

Кирген каршылыкты, эгер эки уюлдуктун ички туташтыруулары жана каршылыктардын маанилери белгилүү болсо, эсептөө жол же болбосо тажрыйба жолу менен аныктоого болот.

Тажрыйба жолу менен эки уюлдуктун кирген каршылыгын аныктоодо 3.19,а-чиймедеги түзмөктү жыйноо керек, мындан амперметр I агынын, вольтметр эки уюлдуктан чыккан  $U_{ab} = U$  чыңалуусуну ченешет. Ваттметр  $Re\{U_{ab} \dot{I}\}$  ченейт, демек  $P = UI \cos \varphi$  аракеттүү кубаттуулукту кирүүчү каршылыктын модулу  $z = U/I$ . P ны  $U \cdot I$  көбөйтүндүсүнө бөлгөндө чыңалуу менен агындын ортосундагы бурчтун косинусун алабыз:  $\cos \varphi = P/UI$



3.19-чийме.

Косинус бурчу боюнча  $\sin \varphi$  бурчу табылат, андан кийин  $R_k = Z \cos \varphi$  жана  $X_k = Z \sin \varphi$  аныкталат.

Косинус жуп функция, анткени  $\cos(-\varphi) = \cos \varphi$ , анда кирген каршылыкты ченөө үчүн дагы бир тажрыйбаны кошуу керек, себеби бул аркылуу амперметрдин көрсөтүүлөрүн салыштыруу жолу менен эки тажрыйбанын негизинде  $\varphi$  бурчунун белгиси аныкталып алууга мүмкүндүк берет.

$\varphi$  бурчунун белгисин аныктоо үчүн изилденүүчү эки уюлдукка параллель К ачкычын кошуу жолу менен сыйымдуулугу чоң болбогон конденсаторду кошобуз (3.19,а-чийме).

Эгер амперметрдин көрсөтүүсү ачкычты кошкондо азыраак көрсөтсө, ачкычты ажыраткан учурга караганда, анда  $\varphi$  бурчу он болот да, кирген каршылык  $Z = ze^{j\varphi}$  эпкиндуу мүнөзгө ээ (3.19,б-чиймеси).

Эгер амперметрдин көрсөтүүсү ачкычты кошкондо чоңураак көрсөтсө, анда  $\varphi$  бурчу терс жана кирген каршылык сыйымдуулук мүнөзгө ээ (3.19,в-чиймеси).

3.19,б,в-чиймелериндеги вектордук диаграммаларда  $\dot{I}$  – эки уюлдук аркылуу өтүүчү агын;  $\dot{I}_c$  – сыйымдуулук аркылуу өтүүчү агын, бул агын

эки уюлдукта  $\dot{U}$  – чыңалуудан  $90^\circ$  алдыда жүрөт.

Үзгүлтүктүү сызык менен ачкыч аркылуу тизмек туюкталгандагы амперметрдеги көрсөтүлүүчү агын. Үзгүлтүктүү сызык менен белгиленген агын менен  $\dot{I}$  – агынын салыштырып мурунку келтирилген жыйынтыктын тууралыгы аныкталат.

3.8-маселеси. 3.19,а-чиймесиндеги түзмөк боюнча жүргүзүлгөн ченөөлөр:  $U = 120 \text{ В}$ ;  $I = 5 \text{ А}$ ;  $P = 400 \text{ В}$  ны көрсөттү. К ачкычын кошкондо амперметрдин көрсөтүүсүнүн азайышына алып келди. Эки уюлдукка кирген каршылыкты аныктагыла.

Чыгаруу: Кирген каршылыктын модулу  $z = U/I = 24 \text{ Ом}$ ,

$$\cos \varphi = P/UI = 400/120 \cdot 5 = 0,666; \quad \sin \varphi = 0,745.$$

Демек,

$$R_k = z \cos \varphi = 24 \cdot 0,666 = 16 \text{ Ом}; \quad X_k = z \sin \varphi = 24 \cdot 0,745 = 17,9 \text{ Ом};$$

Кирген каршылыктын комплекси:  $Z_k = (16 + j17,9) \text{ Ом}$ .

### § 3.15. Агынлардын резонансы

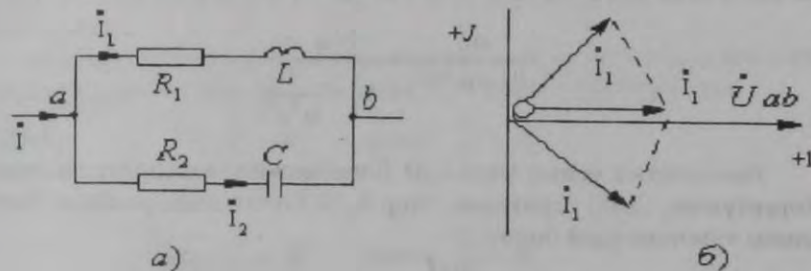
Эки уюлдук бир же бир нече эпкиндуулүктү жана бир же бир нече сыйымдуулукту өзүнө камтысын. Мындай эки уюлдуктун резонанстык режимдеги (режимдери) жумушу деп, калган эки уюлдукка кирген каршылык анык аракеттүү болгондо айтабыз. (Демек, резонанстын башталуу шартын аныктоо үчүн эки уюлдукка кирген комплекстик каршы-

лыктын жалган бөлүгүн нөлгө барабарлоо керек. Мындай жол калган гана эпкиндуулүк түрмөгүнүн аракеттүү каршылыгын эске албаганда туура болот).

Эки уюлдук резонанстык режимде сырткы тизмекке салыштырган- да өзүн аракеттүү каршылыктай алып жүрөт, ошондуктан эки уюлдукка кирүүчү агын жана чыңалуу фазалары боюнча дал келишет. Мында эки уюлдуктун кубаттуулугу нөлгө барабар.

Резонанстык режимдерди негизинен эки түрдүү бөлүккө ажыратуу- га болот: агындардын резонансы жана чыңалуулардын резонансы.

Агындардын резонансы деп эки параллель бутактарды түзгөн ар кандай мүнөздөлүүчү реактивтик каршылыктардан турган 3.23- чиймесиндеги түзмөктө болуучу резонанс кубулушун айтабыз.



### 3.20-чиймеси

Биринчи бутак аракеттүү  $R_1$  каршылыгына, эпкиндуу  $wL$  экинчи бутак активтүү  $R_2$  жана сыйымдуу  $1/w \cdot C$  каршылыктарына ээ болуш-

сун. Биринчи бутактын  $\dot{I}_1$  агыны чыңалуудан  $\dot{U} = \dot{U}_{ab}$  (3.20, б - чиймеси) маанисине артта жүрөт, аны мындай түрдө жазууга болот:

$$\dot{I}_1 = \dot{U} Y_1 = \dot{U}(g_1 - jb_1)$$

Экинчи бутактагы  $\dot{I}_2$  агыны чыңалуудан алдыда жүрөт,

$$\dot{I}_2 = \dot{U} Y_2 = \dot{U}(g_2 - jB_2)$$

тизмек дагы бутактарга чейинки агын.

$$\dot{I} = \dot{I}_1 + \dot{I}_2 = \dot{U}(g_1 + g_2) - j\dot{U}(b_1 + b_2)$$

Резонанстык режимдин аныктамасы боюнча,  $\dot{I}$  – агыны фазасы боюнча  $\dot{U}$  – чыңалуусу менен дал келиши керек. Бул айтылган шарт бутак-

тардын реактивдүү өзгөргүчтөрүнүн суммасы нөлгө барабар болгондо аткарылат,

$$a_1 + a_2 = 0$$

Туура келүүчүлөрү  $\left( q = \frac{R}{R^2 + X^2}; b = \frac{X}{R^2 + X^2}; y = \sqrt{q^2 - b^2} \right)$

$$b_1 = \frac{\omega L}{R_1^2 + \omega^2 L^2} \quad \text{жана} \quad b_2 = \frac{1/\omega \cdot C}{R_2^2 + 1/\omega^2 C^2}$$

Демек, агындардын резонанстык режимнин башталыш шартын 3.20, а-чиймесиндеги түзмөк үчүн мындай жазууга болот:

$$\frac{\omega L}{R_1^2 + \omega^2 L^2} = \frac{1/\omega \cdot C}{R_2^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}, \quad (3.46)$$

Резонанстык режим үчүн 3.20, б-чиймесинде вектордук диаграмма көрсөтүлгөн. (3.46) таризинен, эгер  $R_2=0$  болсо, анда резонанс башталышы төмөндөгүдөй болот:

$$\frac{\omega L}{R_1^2 + \omega^2 L^2} = \omega \cdot C, \quad (3.46')$$

Эми дагы айрым бир учурду карасак, калган  $R_2=0$  жана  $R_1 \ll \omega L$  анда резонанс болушу

$$\omega^2 L \approx 1,$$

$\omega, L, C$  же  $R_1$  жана  $R_2$  өзгөртүү жолу менен резонанс кубулушуна жетишүүгө болот. Түзмөктүн бутакташтырылбаган бөлүгүндөгү  $\dot{I}$ - агыны чоңдугу боюнча Түзмөктүн бутактарындагы  $\dot{I}_1, \dot{I}_2$  агындарынын кичине болушу мүмкүн.  $R_2=0, R_1 \approx 0$  болсо, анда  $\dot{I}$  тогу  $\dot{I}_1$  жана  $\dot{I}_2$  агындарына салыштырмалуу эң эле аз болушу мүмкүн.

Ойдогудай, практикалык жактан аткарылбаган жумушту режиминде, калган  $R_1=R_2=0$  3.20, а-чиймедеги түзмөктүн бутакташтырылбаган бөлүгүндөгү агын нөлгө барабар жана түзмөктүн кирген каршылыгы чексиздикке барабар болот.

Төмөнкүгө көңүл буралы, (3.46) таризине беш  $(L, C, R_1, R_2, \omega)$  чоңдук кирет. Эгер булардын ичинен  $L$  жана  $C$  ны аныктасак, анда изделген чоңдук үчүн бир же эки чыныгы маанилерге, же минималдуу мааниге ээ болушу мүмкүн.

Жалган  $L$  жана  $C$  маанилеринин алынышы берилген мүнөздөгүчтөрдүн айкалыштыруусу резонанстын мүмкүн эместигин далилдейт.

(3.46) формуласынын  $\omega$  ны табабыз.

$$\omega = \omega_0 \sqrt{\frac{\frac{L}{C} - R_1^2}{\frac{L}{C} - R_2^2}}, \quad (3.47)$$

мында  $\omega=0$  чөйрөсызыкта  $R_1=R_2=0$ , болгондо жоготулбаган резонанстык жыштык.

Анткени бурчтук жыштык чыныгы жана оң, анда (3.47) алымы жана бөлүмү бирдей белгиде болушу керек. Бул төмөнкүдө орун алат.

$$a) \quad \frac{L}{C} \geq R_1^2 \quad \text{жана} \quad \frac{L}{C} > R_2^2;$$

$$b) \quad \frac{L}{C} < R_1^2 \quad \text{жана} \quad \frac{L}{C} < R_2^2$$

Калган  $R_1=R_2$  жыштык  $\omega=\omega_0$ . Калган  $\frac{L}{C} = R_1^2 = R_2^2$

$$\omega = \omega_0 \sqrt{0/0}, \quad (3.48)$$

демек, (3.48) учурунда,  $\omega$  аныксыз чоңдук болуп алынат. Физикалык жактан, резонанс каалаган жактан жыштыкта пайда болушу мүмкүн. Параллель чөйрөсызыктын каршылыгы мында анык аракеттүү  $R_1$  ге барабар.

3.19-маселе. 3.20, а-чиймесиндеги түзмөктө  $R_1=30$  Ом;

$\omega L=40$  Ом;  $R_2=0$ ;  $\omega=10^3$  с<sup>-1</sup>. Түзмөктө сыйымдуулук кайсы мааниге ээ болгондо агындардын резонансы пайда болот?

Чыгаруу: (3.46) формуласы боюнча

$$X_C = \frac{1}{\omega \cdot C} = \frac{R_1^2 + (\omega L)^2}{\omega L} = \frac{30^2 + 40^2}{40} = 62,5 \text{ Ом};$$

$$C = \frac{1}{\omega X_C} = \frac{1}{10^3 \cdot 62,5} = 16 \text{ мкФ}$$

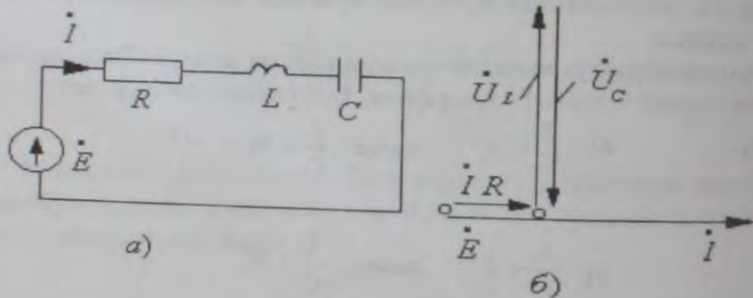
### § 3.16 Чыңалуунун резонансы

Удаалаш туташтырылган R, L, C (3.21, а-чиймеси) түзмөгүндөгү резонансты чыңалуулардын резонансы деп айтабыз.

Резонанс учурунда тизмектеги агын фазасы боюнча ЭКК  $\dot{E}$  дал келиши керек. Бул мүмкүн, эгер түзмөктүн кирген каршылыгы.

$$Z = R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega \cdot C}\right)$$

анык аракеттүү болсо. 3.21, а-чиймедеги түзмөктө резонанстын болушунун шарты.



3.21 чийме.

$$\omega_0 L = 1/(\omega_0 C), \quad (3.49)$$

мында  $\omega_0$  - резонанстык жыштык. Анда  $I = E/R$ . Эпкиндуулүктөгү чыңалуу резонанс учурунда сыйымдуулуктагы чыңалууга барабар:

$$U_L = U_C = \omega_0 L I = \frac{\omega_0 I}{R} = E$$

Катыш

$$\frac{\omega_0 L}{R} = \frac{\sqrt{L/C}}{R} = Q,$$

(3.50) формуласы резонанстык чөйрөсызыктын сапаттуулугу (бектиги) деп аталат. Сапаттуулук эпкиндуулүктөгү (сыйымдуулуктагы) чыңалуу резонанс режиминде түзмөккө кирген чыңалуудан канча жогору экендигин көрсөтөт. Радиотехникалык түзүлүштөрдө  $Q=300$ гө чейин жетип жана андан жогору болушу да мүмкүн. Резонанс режими үчүн век-

тордук диаграмма 3.21, б-чиймеде көрсөтүлгөн. Мүнөздөөчү  $p$  каршылыгы деп, 3.21, а-чиймедеги түзмөктө чыңалуунун  $L$  болгон катышы же болбосо  $C$  резонанс режиминде агынга болгон катышы, бул режимде:  $p = QR$ .

### §3.17 Эки уюлдуктун жыштыктык мүнөздөмөсү

Эки уюлдуктун кирүүчү каршылыгы жана анын кирүүчү өткөргүчтүгү жыштыктын функциясы болуп эсептелет. Эки уюлдуктун кирүүчү каршылыгы менен өткөргүчтүгүнүн чыныгы жана жалган бөлүктөрүнүн жыштыктан көз карандылыгы эки уюлдуктун жыштыктык мүнөздөмөсү деп аталат.

Жыштыктын мүнөздөмөсүн, эгер түзмөктө эки уюлдуктун ички туташтыруулары жана андагы аракеттүү каршылыктар, эпкиндуулүктөр жана сыйымдуулуктар белгилүү болгондо эсептешет, же тажырыйба жолу менен ченешет.

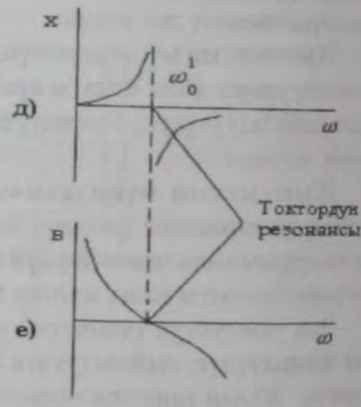
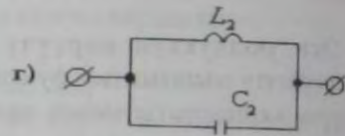
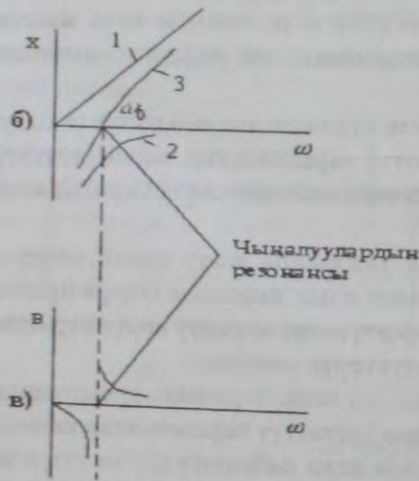
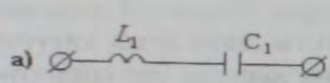
Жыштыктын мүнөздөмөсүн тажрыйба жолу менен ченерде түзмөктүн киришине чыңалуу берилет, анын жыштыгы кеңири пределде өзгөрүлөт, анан ченөөлөрдүн көрсөтүүлөрү аркылуу кирүү каршылыгынын чыныгы жана жалган бөлүктөрүн эсептешет.

Эки уюлдуктун түзмөгүнө удаалаш жана параллель туташтырылган эпкиндуулүк, сыйымдуулук жана аракеттүү каршылыктар кириши мүмкүн. Жалаң гана эпкиндуулүктөн жана сыйымдуулуктан түзүлгөн эки уюлдуктардын жыштык мүнөздөмөлөрү эсептөө эң чоң кызыкчылыкка ээ. Эгер эки уюлдуктун камсыздандыруучу булагынын жыштыгы жогору болсо, анда эпкиндуулүк түрмөгүнүн эпкиндуу каршылыгы түрмөктүн өздүк аракеттүү каршылыгынан көпкө жогору болот, ошондой эле жыштыктык мүнөздөмөлөрүн түзүүдө жөнөкөйлөтүү үчүн акыркыны аракеттүү каршылыкты эске албоо керек. Эпкиндуулүк жана сыйымдуулук бар мындай жөнөкөйлөтүлгөн идеалдык түзмөк үчүн жыштыктык мүнөздөмөлөрдү түзүү түзмөктө жөнөкөйлөнөт.

3.22, а-г-чиймелеринде көрсөтүлгөн эки уюлдуктардын жыштыктык мүнөздөмөлөрүн түзүүнү карайлы. 3.22, а-чиймесиндеги эки уюлдукта  $L_1$  жана  $C_1$  удаалаш туташтырууда түзүлгөн. 3.22, г-чиймесиндеги эки уюлдук  $L_2$  жана  $C_2$  параллель кошуу да түзүлгөн. Жыштыктык мүнөздөмөлөрдү түзүүдө эки уюлдуктарды түзгөн бардык элементтердин реактивдүү каршылыктарында зерденин жоготулушу жокко эсе деп эсептейбиз. 3.22, а-чиймесиндеги эки уюлдук үчүн кирүү каршылыгынын жана кирүү өткөргүчтүгүнүн, туура келүүчүлөрү:

$$Z = jX = j\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right); \quad X = \omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}$$

$$y = -jb = \frac{1}{j\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right)}; \quad b = \frac{1}{X} = \frac{1}{\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}}$$



3.25,б-чиймедеги 1- түз сызыгы  $\omega L_1 = f(\omega)$ ; ийри сызыгы  $-\frac{1}{\omega C_1} = f(\omega)$  3-ийри сызыгы  $x = f(\omega)$  көз карандылыктарын көрсөтөт  $\omega = \omega_0$  маанилери 3.22,б-чиймесиндеги 3-ийри сызыгы абсцисса огун кесип бурчтук жыштыгын өзү менен алып жүрөт да 3.22,а-чиймесиндеги эки уюлдукта чыңалуулардын резонансы башталат.  $\omega < \omega_0$  болгондо, кирүү каршылыгы сыйымдуулук мүнөзгө ээ (X-терс),  $\omega > \omega_0$  - эпкиндүү (X-он), анда 3.22,в-чиймедеги  $b = f(\omega)$  ийри сызыгы 3.22,б-чиймедеги 3-ийри сызыгына өз ара каршы болот.  $\omega < \omega_0$  болгондо, кирүү өткөргүчтүгү сыйымдуулук мүнөздө, ал эми  $\omega > \omega_0$  эпкиндүү болот.  $\omega = \omega_0$  чекитинде  $b = f(\omega)$  ийри сызыгы  $-\infty$  ден  $+\infty$  үзгүлтүккө учурайт. 3.22,г-чиймедеги эки уюлдук кирүү өткөргүчтөрүнө жана кирүү каршылыгына, туура келүүчүлөрү:

$$y = \frac{1}{j\omega L_2} + j\omega C_2 = -j\left(\frac{1}{\omega L_2} - \omega C_2\right) = -jb;$$

$$b = \frac{1}{\omega L_1} - \omega C_2; \quad x = \frac{1}{b} = \frac{1}{\frac{1}{\omega L_1} - \omega C_2}$$

$x = f(\omega)$  жана  $b = f(\omega)$  3.22,г-чиймедеги түзмөк үчүн көз карандылыктары туура келүүчү 3.22, д,е-чиймелеринде көрсөтүлгөн.  $\omega = \omega_0$  болсо реактивдүү өткөргүчтүк  $b = 0$ , ал эми реактивдүү каршылык  $-\infty$  ден  $+\infty$  ге үзгүлтүккө учурайт.  $\omega = \omega_0$  болгондо 3.22,г-чиймесиндеги эки уюлдукта агындардын резонансы орун алат. Ошентип,  $X = f(\omega)$  жана  $b = f(\omega)$  мүнөздөмөлөрү боюнча резонанстык режимдердин кандай түрдө экендигин билүүгө жана ошондой эле жыштыктын  $0$  ден  $-\infty$  ден  $+\infty$  ге өзгөрүшүн изилденүүчү түзмөктөн кандай санда келип чыгары тууралуу айтууга болот. Абсцисса огун  $X = f(\omega)$  чекиттери менен кесүүчү [ $b = f(\omega)$  ийри сызыгы  $-\infty$  ден  $+\infty$  ге үзгүлтүккө учурайт] бурчтук жыштыктын маанилерин берет да изилденүүчү түзмөктө чыңалуулардын резонанстык режими пайда болот.  $X = f(\omega)$  ийри сызыгында чекиттердин  $-\infty$  ден  $+\infty$  ге үзгүлтүккө учурашы [ $b = f(\omega)$  ийри сызыгы абсцисса огун кесип өтөт], агындардын резонанстык режимине туура келет.

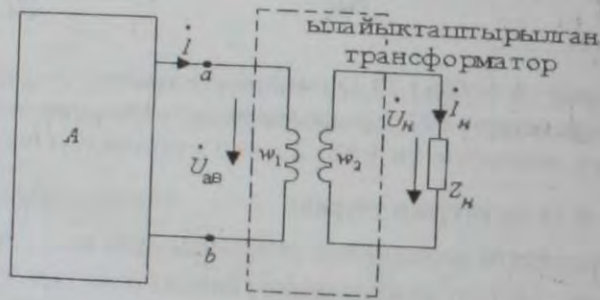
Төмөнкүлөргө көңүл буралы:

1. Агындардын резонансынын жана чыңалуулардын резонансынын режимдери орун алмашып турат;
2. Эгер түзмөктө турактуу агындын өтүшүнө жол болсо, анда жыштыкты салмактуулук менен жогорулатууда биринчиден агындардын резонансы башталат, эгер андай болбосо чыңалуулардын резонансы болот.

### § 3.18. Тизмектердин байланышы

Ылайыкташтырылган трансформатор (экинчи тиркемени кара). Эки уюлдуктун нагруккасынын каршылыгы  $Z_H$  болгон кандайдыр бир түзүлүш болушу мүмкүн жана ошондой эле эки уюлдуктун  $Z_K$  кирүү кар-

шылыгы берилип өзгөрүлбөшү мүмкүн. Бул учурда эки уюлдуктун на-  
 грузка менен ылайыкташы нагрузканы эки уюлдуктун кысчыктарына  
 түз кошпостон, 3.23-чиймедеги түзмөк менен туура келүүчү ылайыкташ-  
 тырылган трансформатор менен кошо кошобуз. Трансформатордун би-  
 ринчи жана экинчи түрмөктөрүндөгү оромдордун санын  $w_1$  жана  $w_2$   
 аркылуу белгилейбиз.



3.23-чийме.

Түрмөктөрдүн аракеттүү каршылыгын жана эпкинүүлүктөгү ко-  
 ромжуулукту эн аз деп алып эсептөөдө эске албайбыз. Трансформатор-  
 дун өзөгү (чиймеде көрсөтүлбөгөн) жоготуусу аз болгон жогору сапат-  
 тагы магниттик материалдардан жасалган, ошондуктан трансформатор-  
 дун бош калган агыны нагрузкада болгондо  $w_1$  түрмөгүндөгү агынга  
 салыштырганда аз. Мындай трансформатор өзүнүн касиеттери боюн-  
 ча идеалдык деп кабыл алган трансформаторго жакын. Буга төмөнкү  
 катыштар туура келет:

$$\dot{I}_1 w_1 - \dot{I}_2 w_2 \approx 0 \quad \text{жана} \quad \dot{U}_{ab} / \dot{U}_n = w_1 / w_2$$

Белгилөөлөрдө бир ыкка келтирип:  $\dot{U}_{ab} = \dot{U}_1$ ,  $\dot{I}_1 = \dot{I}_2$  жана  $\dot{I} = \dot{I}_1$ .  
 Түзмөктүн бөлүгүндөгү үзгүлтүктүү сызык менен сүрөттөлгөн кирүү кар-  
 шылыгы  $ab$  кысчыктарына карата төмөнкүдөй болот:

$$Z_k = \frac{\dot{U}_{ab}}{\dot{I}} = \frac{\dot{U}_n \frac{w_1}{w_2}}{\dot{I}_n \frac{w_2}{w_1}} = Z_n \frac{w_1^2}{w_2^2} = R_n \left( \frac{w_1}{w_2} \right)^2 + jX_n \left( \frac{w_1}{w_2} \right)^2$$

Мурдакыга караганда келүүчү, бул каршылык комплекстик, бир-  
 рок белгиси боюнча карама-каршы эки уюлдуктун каршылыгы менен  
 болушу керек:

$$Z_k = R_k + jX_k$$

Мындан, аракеттүү каршылык  $R_k = R_n (w_1 / w_2)^2$  боюнча ылайык  
 келүүчү шартынын аткарылышы, ошондой эле реактивдуу каршылык  
 $X_k = -X_n (w_1 / w_2)^2$  боюнча ылайык келиши келип чыгат. Оромдордун  
 санынын катышы  $w_1 / w_2$  биринчи шарты болгон  $w_1 / w_2 = \sqrt{R_k / R_n}$  аркы-  
 луу аныктайбыз. Оромдордун саны  $w_1$  жана трансформатордун өзөгүнүн  
 туура кесилиши  $S$  аянтын тандап алууда төмөндөкүлөрдү эске алуу ке-  
 рек, өзөктөгү агымдын амплитудалык мааниси бир калыпка келүү ре-  
 жимде бул өзөктөгү чыныккан агымдын иштөө абалында эсептөө керек,  
 антпесе  $\dot{I}_1 w_1 - \dot{I}_2 w_2 \approx 0$  шарты аткарылбайт. Реактивдүү каршылыкка  
 ылайыктап аткаруу үчүн нагрузкага кошумча туура келүүчү мүнөздөгү  
 реактивдүү каршылыкты удаалаш туташтыруу керек.

Электр тизмектеринин ордуна иштөөчү түзмөктөгү элементтер-  
 дин катарында R,L,C,M адабияттарда ойдогудай трансформатор (ИТ)  
 колдонулат.

Жоготуусуз ойдогудай трансформатор деп, кирүүчү жана чыгуу-  
 чу агындардын жана чыңалуулардын байланышы  $\dot{U}_1 = K \dot{U}_2$ ,  $\dot{I}_2 = K \dot{I}_1$  ка-  
 тыштары менен болсо айтабыз, мында  $K = w_1 / w_2$  – трансформация ко-  
 эффициенти. Ойдогудай трансформатор  $\dot{U}_1$  чыңалуусунун  $\dot{U}_2$  чыңалу-  
 усун  $\dot{I}_1$  агынын  $\dot{I}_2$  агынына нагрузканын  $R$  каршылыгын  $K^2 Z$  кары-  
 шылыгына трансформациялайт.

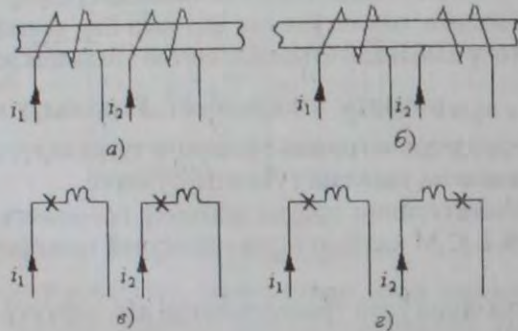
### § 3.19. Электр тизмектеринде өз ара магниттик байланышы бар түрмөктөрдү эсептөө

Электр тизмектеринин курамын, башка түрмөктөр менен магнит-  
 тик байланышкан түрмөктөр кирет. Булардын биринин агымы башка-  
 ларга өтүп кетүү менен өз ара эпкиндин ЭКК пайда кылат, аны эсептөөдө  
 эске алуу керек. Магниттик байланышкан тизмектерге карата теңдеме  
 түзүүдө өздүк эпкин жана өз ара эпкиндин багыттары ылайыкталып же  
 каршы экендигин билүү зарыл.

Эгер өзөктөгү түрмөктөрдүн оролушунун багыттары белгилүү бол-  
 со жана мындагы агындардын оң багыты тандалып алынса туура жый-  
 ынтыкка келүүгө болот.

3.24,а-чиймедеги түрмөктөр ылайыкталып, ал эми 3.24, б-чиймедеги каршы кошулган. Чиймени татаалдандырып электр түрмөктөрүндө түрмөктүн өзөктөрү белгиленбейт, бир аттуу кыскачтарды (мисалы, түрмөктүн башталышы) бирдей белгилер менен белгиленет, мисалы жылдызчалар аркылуу.

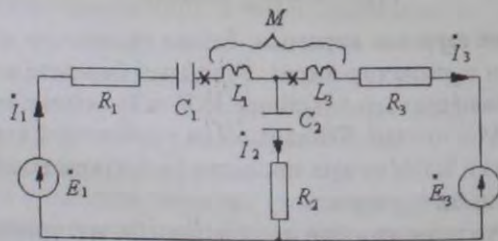
3.24,в -чийме, түрмөк 3.24,а -чиймедеги түрмөккө тең маанилүү, ал эми 3.24, г-чийме түрмөк 3.24,б-чиймедеги түрмөккө тең маанилүү.



3.24-чийме.

Эгер электр түрмөгүндө тең маанилүү эки магниттик байланышкан түрмөктөрдүн агындары бирдей багытталышы бир аттуу деп белгиленген түрмөктөрдүн кыскачтарына салыштырмалуу, мисалы экөө тең жылдызчаларды көздөй багытталса же экөө тең жылдызчалардан чыкса, анда ылайыкташкан кошулуу орун алат, ал эми карама-каршы болсо, каршы учураган кошулуу болот.

Магниттик байланышкан тизмектер үчүн эсептөө теңдемелеринин ыкмасын түзүүдө 3.25-чиймени мисалы катары карайлы.



3.25-чийме.

3.25-чиймедеги түрмөктүн бутактарындагы агындардын оң багытын өз эркинче кабыл алабыз. Чөйрөсызыктарды айланып өтүүнү саат же бесинин багыты боюнча алалы. Башталышында теңдемелердин системасын заматтык маанилери үчүн түзөбүз:

$$i_1 = i_2 + i_3;$$

сол жактагы чөйрөсызык үчүн (биринчи жана экинчи бутактар)

$$i_1 R_1 + \frac{1}{C_1} \int i_1 dt + L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_3}{dt} + \frac{1}{C_2} \int i_2 dt + i_2 R_2 = e_1, \quad (a)$$

$M \frac{di_3}{dt}$  кошулуучунун алдында  $L_1 \frac{di_1}{dt}$  алдындагыдай эле белги коюлган, анткени  $i_1$  жана  $i_2$  агындары магниттик байланышкан кыскачтардын бир аттуу жагына кирет, демек ылайыкташтырылган кошулуучу орун алган.  $M \frac{di_3}{dt} + L_1 \frac{di_1}{dt}$  кошулуучулардын суммасы биринчи түрмөктөгү чыңалуунун төмөндөшүн өзүнө камтыйт. (а) теңдемесинин сол бөлүгүндөгү бардык кошулуучулар оң белги менен алынган, анткени биринчи чөйрөсызыктын бардык кертимдериндеги агындардын оң багыттары чөйрөсызыктын айлануу багыты менен дал келет.

Түрмөктүн оң жагындагы чөйрөсызык үчүн теңдеме түзөбүз (экинчи үчүнчү бутактар).  $i_2$  агынынын багыты чөйрөсызыктын айлануу багытына каршы багытталган, ошондуктан экинчи бутактагы чыңалуулардын суммасынын төмөндөшү теңдемеге минус белги менен кирет:

$$-\frac{1}{C_2} \int i_2 dt - i_2 R_2 + L_3 \frac{di_3}{dt} + M \frac{di_1}{dt} + i_3 R_3 = -e_3$$

Комплекстик формада жазылышы.

$$\dot{I}_1 = \dot{I}_2 + \dot{I}_3; \quad (б)$$

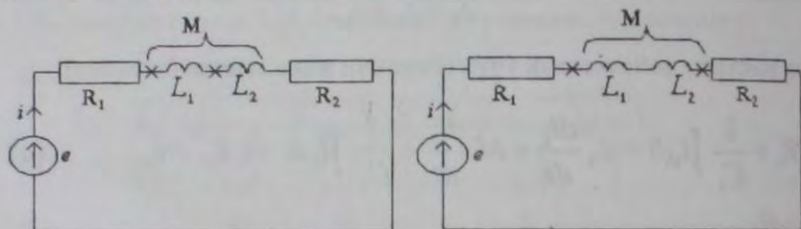
$$\dot{I}_1 \left( R_1 - \frac{j}{\omega C_1} + j\omega L_1 \right) + \dot{I}_2 \left( R_2 - \frac{j}{\omega C_2} \right) + \dot{I}_3 j\omega M = \dot{E}_1; \quad (в)$$

$$\dot{I}_1 j\omega M - \dot{I}_2 \left( R_2 - \frac{j}{\omega C_2} \right) + \dot{I}_3 (R_3 + j\omega L_3) = -\dot{E}_3 \quad (г)$$



§3.20. Эки магниттик байланышкан түрмөктөрдү удаалаш тугаштыруу

Эки түрмөктү ылайыкташтырып удаалаш кошулган түзмөк 3.26-чиймесинде, ал эми удаалаш, бирок каршы кошулган түзмөк 3.27-чиймесинде көрсөтүлгөн.



3.26-чийме.

Ылайыкташтырып кошкондо

3.27-чийме.

$$iR_1 + L_1 \frac{di}{dt} + M \frac{di}{dt} + L_2 \frac{di}{dt} + M \frac{di}{dt} + iR_2 = e.$$

Комплекстик формада жазганда

$$\dot{I}[R_1 + R_2 + j\omega(L_1 + L_2 + 2M)] = \dot{E};$$

$$IZ_{\text{ма}} = E;$$

$$Z_{\text{ма}} = R_1 + R_2 + j\omega(L_1 + L_2 + 2M), \quad (3.51)$$

Ылайыкташтырып кошуунун вектордук диаграммасы 3.28-чийме-

синде көрсөтүлгөн, мында  $\dot{U}_1$  - биринчи түрмөктөгү чыңалуу;  $\dot{U}_2$  - экинчи түрмөктөгү чыңалуу.

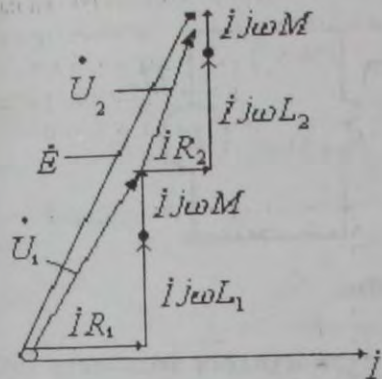
Каршы кошулганда

$$iR_1 + L_1 \frac{di}{dt} - M \frac{di}{dt} + L_2 \frac{di}{dt} - M \frac{di}{dt} + iR_2 = e.$$

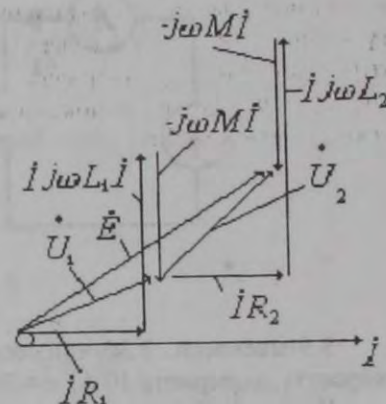
Мындан,

$$IZ_k = E$$

анда,  $Z_k = R_1 + R_2 + j\omega(L_1 + L_2 - 2M), \quad (3.52)$



3.28-чийме.



3.29-чийме.

Каршы кошулуунун вектордук диаграммасы качан  $L_1 > M$  жана  $L_2 < M$  болгондо 3.29-чиймесинде көрсөтүлгөн.

Өз ара эпкиндуулүктү тажрыйба жолу менен аныктоо. Эки магниттик байланышкан түрмөктөрдүн өз ара M эпкиндуулүгүн аныктоо үчүн практикалык жактан эн керек эки тажрыйбаны талкууга адалы.

Биринчи жол Эки тажрыйбаны жасайлы. Биринчиде, түрмөктөрдү удаалаш жана ылайыкташтырып кошулу. Кирүүдөгү агын менен чыңалууну жана тизмектеги аракеттүү кубаттуулукту ченейли. Экинчисинде, ошол эле түрмөктөрдү удаалаш жана каршы кошуп жана ошондой эле I, U, P ны ченейли. Ченөөлөрдүн жыйынтыгы менен төмөнкүлөрдү табабыз:

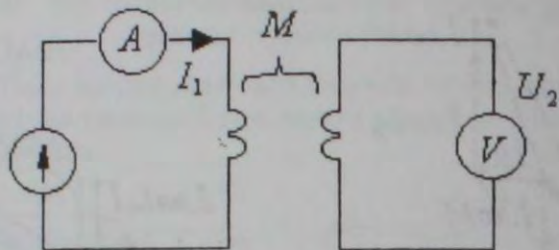
$$X_{\text{ма}} = \omega(L_1 + L_2 + 2M); \quad X_k = \omega(L_1 + L_2 - 2M);$$

Айырмасы  $X_{\text{ма}} - X_k = 4\omega M$ , демек  $M = \frac{X_{\text{ма}} - X_k}{4\omega}, \quad (3.53)$

Экинчи жол. Биринчи түрмөктү синусоидалык ЭКК булагына амперметр (3.30-чиймеси) аркылуу тугаштыралы, ал эми экинчи түрмөктүн кыскачтарына ички каршылыгы чоң болгон вольтметрди кошулу.  $I_1$  агынын жана  $U_2$  чыңалууну ченейли. Чыңалуунун заматтык мааниси

$$u_2 = M \frac{di_1}{dt} \text{ Анын чыныгы мааниси } U_2 = \omega M I_1. \text{ Демек}$$

$$M = U_2 / \omega \cdot I_1. \quad (3.54)$$



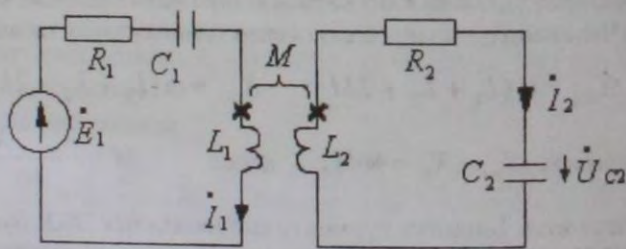
3.30-чийме.

3.9-маселеси. 3.30-чиймесинин түзмөгүндөгү вольтметр 100В көрсөттү, амперметр 10 А;  $\omega = 314 \text{ с}^{-1}$  М ны аныкташ керек. Чыгаруу. (3.54) таризи боюнча  $M = 100 / (314 \cdot 10) = 0,0319 \text{ Г}$

### §3.21 Эпкинүү байланышкан чөйрөсызыкларындагы резонанс

Магниттик байланышкан термелүү чөйрөсызыкларындагы резонанс.

Мурунку параграфтарда параллель, удаалаш жана удаалаш параллель резонанстык чөйрөсызыктарда резонанстык кубулуштар каралган. Магниттик байланышкан термелүү чөйрөсызыкларындагы резонансты көп учурда радиотехникада колдонулуучу 3.31-чиймесиндеги түзмөктү карайлы.



3.31-чийме.

Эсептөөнү жөнөкөйлөтүү максатында  $L_1 = L_2 = L$ ;  $C_1 = C_2 = C$ ;  $R_1 = R_2 = R$  деп белгилеп, бул түзмөктөгү негизги резонанстык мыйзам ченемдүүлүктөрдү салыштырмалуу жеңил алуу мүмкүнчүлүктөрдү берет. Кирхгофтон экинчи мыйзамы боюнча теңдемелерди түзөбүз:

$$\dot{I}_1 \left( R + j\omega L - \frac{j}{\omega C} \right) - \dot{I}_2 j\omega M = \dot{E};$$

$$- \dot{I}_1 j\omega M + \dot{I}_2 \left( R + j\omega M - \frac{j}{\omega C} \right) = 0.$$

Табабыз:

$$\dot{I}_2 = \frac{j\omega M \dot{E}}{\left( R + j\omega L - \frac{j}{\omega C} \right)^2 + \omega^2 M^2}$$

Экинчи чөйрөсызыктын конденсаторундагы чыңалуу

$$\dot{U}_{C2} = \dot{I}_2 \frac{1}{j\omega C} = \dot{E} \frac{M}{C} \frac{1}{\left( R + j\omega L - \frac{j}{\omega C} \right)^2 + \omega^2 M^2}$$

$U_{C2} / E = K_U$  дейли. Анда

$$K_U = \frac{M}{C} \cdot \frac{1}{R^2 - \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2 + j2R \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right) + \omega^2 M^2}, \quad (a)$$

$$\omega_0^2 = \frac{1}{\omega C}; \quad \frac{R}{\omega_0 L} = \frac{R}{\sqrt{L/C}} = d; \quad K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} = \frac{M}{L}; \quad \varepsilon = 1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}.$$

аркылуу белгилейбиз.

$\varepsilon$  жардамы менен болуп жаткан  $\omega$  жыштыктын резонанстык  $\omega_0$  жыштыгынан бир жакка оошу эске алынат. Салыштырмалуу  $\omega$  нын  $\omega_0$  кичине кыйшаюусун түзмөктүн иштешинен карайлы.  $\omega = \omega_0 - \Delta\omega$  дейли. Анда:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} = \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega_0^2} = \frac{(\omega_0 - \omega)(\omega_0 + \omega)}{\omega_0^2} \approx \frac{2\Delta\omega}{\omega_0}$$

$$\text{Өзүнүн катарында } 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \approx -\frac{2\Delta\omega}{\omega_0} = -\varepsilon$$

$\omega$  нын  $\omega_0$  дөн кичне кыйшаюусунан, (а) таризинин бөлүмүнөн кашаанын сыртына  $\omega^2 L^2 \approx \omega_0^2 L^2$  чыгарып жана көрсөтүлгөн белгилөөлөрдү пайдаланып, төмөнкүнү алабыз,

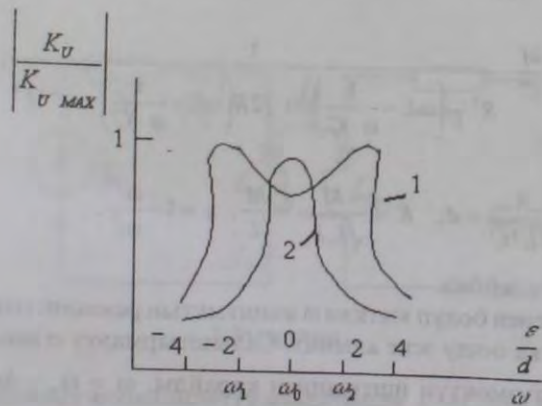
$$K_U = \frac{K}{K^2 + d^2 - \varepsilon^2 - j2\varepsilon d}$$

Модулу  $|K| = \frac{K}{\sqrt{(K^2 + d^2 - \varepsilon^2)^2 + 4\varepsilon^2 d^2}}$

Белгиленип жазылган  $K$  жана  $d$  боюнча  $|K|$  эки учур үчүн  $\varepsilon$  функциясынын экстремумун изилдөөгө болот, качан гана  $K > d$  жана  $K < d$ .

$K > d$  үч экстремум орун алган:  $\varepsilon = 0$  максимум, себеби  $\omega = \omega_0$  дөн жана эки максимум  $\varepsilon_{1,2} = \pm \sqrt{K^2 - d^2}$  болгондо, туура келүүчү жыштыгы  $\omega_{1,2} = \omega_0 \sqrt{1 - \varepsilon_{1,2}}$ .

Резонанс ийри сызыгы мында эки “өркөчкө” ээ (1-ийри сызык, 3.32-чиймеси,  $K = 3d$  тургузулган).



3.32-чийме.

$K$  - маанисинин жогорулашы менен ийри сызыктын “өркөчү” жылышат.

Качан  $K < d$  бир гана экстремумга ээ:  $\varepsilon = 0$  максимум болот (2-ийри сызык, 3.32-чиймеси). Чиймеде абсцисса огунда  $\varepsilon/d$ , ал эми ордината огунда

$$|K_U / K_{U_{max}}| \text{ жатат, анда } |K_{U_{max}}| = 1/(2d) = \frac{\sqrt{L/C}}{2R}$$

Биринчи ( $I_1$ ) жана экинчи ( $I_2$ ) чөйрөсызыктардын агындары  $\varepsilon/d$  функциясында  $K > d$  болгондо эки өткөргүчтүү формага ээ.

### §3.22 Магниттик байланышкан тизмектерди чечүү

Кээ бир учурларда адабияттардагы эсептөө ыкмаларында магниттик байланышкан тизмектерди (түрмөктөрдү) чечүү деген аталышты жолуктурууга болот. Мазмуну мындай, магниттик байланышкан эпкинүүлүктөрдүн баштапкы түзмөгүнө кошумча эпкинүүлүктөрдү кошуу жолу жана түзмөктөгүлөрдү кайра өзгөртүү менен бардык эпкинүүлүктөрдүн ортосундагы магниттик байланыштар өзгөртүлгөн түзмөктө ажыратылат.

Анткени, кайта өзгөртүү Кирхгофтун мыйзамдарынын баштапкы түзмөк үчүн түзүлгөн тендемелери аркылуу жүргүзүлөт, анда жаңы алынган жана баштапкы Түзмөктүн эсептөөлөрү толугу менен тең маанилүү.

Мисалы, 3.25-чиймедеги түзмөккө тең маанилүү түзмөктү түзөбүз. Ушул максаттын негизинде кашаанын ичиндеги тендемеден

$$\left[ \dot{I}_1 \left( R_1 - \frac{j}{\omega C_1} + j\omega L_1 \right) + \dot{I}_2 \left( R_2 - \frac{j}{\omega C_2} \right) + \dot{I}_3 j\omega M = \dot{E}_1 \right]$$

$\dot{I}_3$  тү  $\dot{I}_1 - \dot{I}_2$  ни алмаштырабыз жана

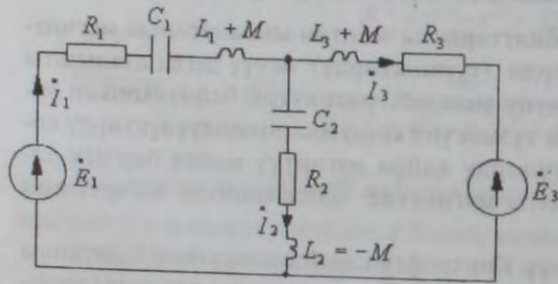
$$\dot{I}_1 j\omega M - \dot{I}_2 \left( R_2 - \frac{j}{\omega C_2} \right) + \dot{I}_3 (R_3 + j\omega L_3) = -\dot{E}_3$$

тендемесинен  $\dot{I}_1$  ди  $\dot{I}_2 + \dot{I}_3$  алмаштырабыз.

Бир агынды экинчи бир агынга мындай алмаштырабыз, орун алмашылганда алынган ар бир тендемелерге кирген агындар, каралган чөйрөсызыктын бутактарында өтүүчү агындар болуп эсептелет. Берилгендер үчүн төмөнкүнү алабыз:

$$\dot{I}_1 \left[ R_1 - \frac{j}{\omega C_1} + j\omega(L_1 + M) \right] + \dot{I}_2 \left( R_2 - \frac{j}{\omega C_2} - j\omega M \right) = \dot{E}_1; \quad \text{в)}$$

$$-\dot{I}_2 \left( R_2 - \frac{j}{\omega C_2} - j\omega M \right) + \dot{I}_3 (R_3 + j\omega L_3 + j\omega M) = -\dot{E}_3 \quad \text{г)}$$



3.33-чийме.

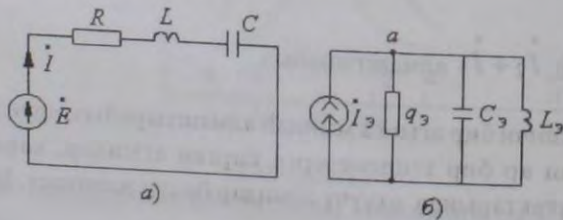
(в) жана (г) теңдемесине 3.33-чиймедеги түзмөк туура келет. 3.25-чиймедеги жана 3.33-чийменин түзмөктөрүн салыштырып

$$L_1 \rightarrow (L_1 + M), \quad L_3 \rightarrow (L_3 + M)$$

менен алмашылгандыгын байкайбыз, ал эми экинчи бутакка терс  $L_2 = M$  эпкиндуулук киргизилген (физикалык жактан тизмектеги терс эпкиндуулукту сызыктуу элементтерге иш жүзүндө ашырууга мүмкүн эмес).

### §3.23 Дуалдык(эки жактуу) тизмектерди аныктоо

Эки электр тизмектерин дуалдык деп, эгер тизмектердин бирөөндө чөйрөсызыктык агындар өзгөрүү мыйзамы экинчисиндеги чекиттик потенциалдардын өзгөрүү мыйзамына бирдиктүү (бир тектүү) болсо айтабыз. Жөнөкөй мисал катары 3.34-чиймедеги эки дуалдык тизмекти карайлы:



3.34-чийме.

3.34,а-чиймесиндеги түзмөк ЭКК  $\dot{E}$  булагынан жана ага удаалаш туташтырылган аракеттүү, эпкиндуу жана сыйымдуу каршылыктардан (R,L,C) турат. 3.34,б-чиймедеги  $\dot{I}_3$  түзмөк агын булагынан жана үч параллель бутактардан турат. Биринчи бутакта  $q_3$ -аракеттүү өткөргүч, экинчи бутакта  $C_3$  — сыйымдуулук, үчүнчү бутакта  $L_3$  — эпкиндуулук орун алган.

Дуалдык түзмөктөрдө туура келүүчүлүк кандай түрдө болоорун көрсөтүү үчүн 3.34,а-чиймедеги түзмөк үчүн чөйрөсызыктык агындар ыкмасы боюнча теңдеме түзөбүз:

$$\dot{I} \left( R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C} \right) = \dot{E}$$

3.34,б-чиймедеги түзмөк үчүн түйүндөр потенциалы ыкмасы [экинчи түйүндүн потенциалы нөлгө барабар деп алабыз (3.37,б-чийме)] боюнча  $\alpha$  чекитинин потенциалын  $\phi_\alpha$  аркылуу алабыз.

$$\dot{\phi}_\alpha \left( q_3 + \frac{1}{j\omega L_3} + j\omega C_3 \right) = \dot{I}_3 \quad (3.56)$$

Эгер 3.34,б-чиймедеги ( $q_3, L_3, C_3$ ) түзмөгүнүн мүнөздөгүчтөрүн 3.34,а-чиймесиндеги (R,L,C) түзмөктүн параметрлери менен өз ара ылайыкташтырсак, анда

$$R/q_3 = L/C_3 = L_3/C = K, \quad (3.57)$$

мында K-кандайдыр бир эркин алынган сан, бирдиги  $[OM^2]$  анда

$$q_3 + \frac{1}{j\omega L_3} + j\omega C_3 = \frac{1}{K} \left( R + \frac{1}{j\omega C} + j\omega L \right), \quad (3.58)$$

(3.58) барабарсыздыгын эске алып (3.55) теңдемесин төмөнкүгө жазыбыз:

$$q_3 \left( R + j\omega L + \frac{1}{j\omega L} \right) = K \dot{I}_3, \quad (3.59)$$

(3.55) жана (3.59) теңдемелерин салыштырууда, эгер агындын булагынын агыны  $I_3$  3.34,б-чиймедеги түзмөктө ошол эле бурчтук жыштык

менен өзгөрөт 3.34,а-чиймедеги түзмөктүн ЭКК  $\dot{E}$  сыяктуу жана сан жагынан  $\dot{E}$  ге барабар. Ал эми эки түзмөктүн тең мүнөздөгүчтөрү (3.57) теңдемесине салыштырмалуу ылайыкташтырылган, анда  $K=1 \text{ Ом}^2$  3.34,б-чиймесиндеги  $\dot{\varphi}_a$  түзмөктө потенциалынын убакыт боюнча өзгөрүү мыйзамына 3.34,а-чиймедеги түзмөгүндөгү  $\dot{I}_-$  агындын убакыт боюнча өзгөрүү мыйзамына дал келет.

Эгер түзмөктөрдүн ичинен кандайдыр бирөөнүн касиеттери изилденсе, анда булар толугу менен ага дуалдык түзмөккө өткөрүлүшү мүмкүн.

Баштапкы эки уюлдуктун кирүү  $Z_c$  каршылыгын жана ага дуалдык эки уюлдуктун кирүү  $Y_d$  өткөргүчтүгүнүн ортосунда  $Z_c = KY_d$  катышы орун алат.

(3.58) таризинен баштапкы эки уюлдуктун анык реактивдик жыштыкты  $X_b(\omega)$  мүнөздөмөсү жана ага дуалдык анык реактивдүү  $bq(\omega)$  эки уюлдуктун жыштык мүнөздөмөсүнүн ортосундагы катышты алабыз.

Чындыгында эле  $Z_c = jX_c(\omega)$ , ал эми  $Y_d = -jY_d(\omega)$ , анда

$X_c(\omega) = -Kb_d(\omega)$  анткени дуалдык эки уюлдуктун жыштык мүнөздөмөсү баштапкы жыштык мүнөздөмөдөн, ага салыштырмалуу  $\omega$  огуна асты-үстүнө келтирүү жана масштабдык көбөйтүүчү  $K$  бөлүү жолдору менен алынат.

Баштапкы түзмөктүн ар бир элементине (түзмөктүн (ЭКК)  $E$  булактары жана  $R, L, C$  мүнөздөгүчтөрү) тең маанилүүлүк дуалдык түзмөктүн өздүк элементи жооп берет (агын булактары  $I$ , жана  $q, C, L$ , мүнөздөгүчтөрү бар түзмөктөр).

### §3.24. Баштапкы түзмөктү дуалдыкка өзгөртүп түзүү

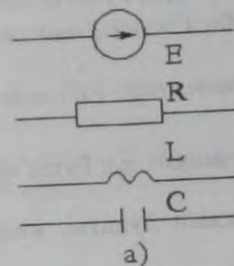
Баштапкы түзмөктүн ар бир көз каранды эмес чөйрөсызыгына, ошондой эле түзмөккө карата сырткары областа дуалдык түзмөктүн түйүнүнө туура келет.

Эгер баштапкы түзмөктүн эки чөйрөсызыгынын ортосуна тиешелүү кандайдыр бир бутагында удаалаш туташтырылган элементтер, анда мындай бутакка  $n$  параллель болгон бутактар ылайыктуу, анткени дуалдык түзмөктүн түйүндөрүн туташтырып бул чөйрөсызыктарга жооп берет.

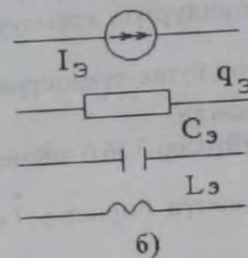
Анда 3.35,а-чиймедеги баштапкы түзмөктүн ЭКК  $\dot{E}$  булагына дуалдык түзмөктүн  $\dot{I}_3$  агын булагы (3.35,б-чийме) жооп берет, ал эми  $\dot{I}_3$

агын булагына  $\dot{E}$ , ЭКК булагы;  $R$  аракеттүү каршылыкка  $q$ , өткөргүчтүк  $L$  - эпкиндуулуккө  $C_3$  - сыйымдуулук;  $C$  - сыйымдуулукка  $L_3$  - эпкиндуулук, баштапкы түзмөктү дуалдыкка өзгөртүүдө төмөнкүдөй жүргүзүлөт. Ар бир көз карандысыз чөйрөсызыктын ичинде (ошондой эле тышкы областарында) чекиттерди коюп, анан буларды аташат. Бул чекиттер тең маанилүү дуалдык түзмөктүн түйүндөрү болуп эсептелет.

Баштапкы түзмөктүн элементтери



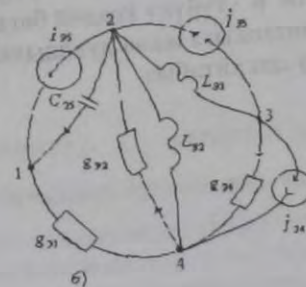
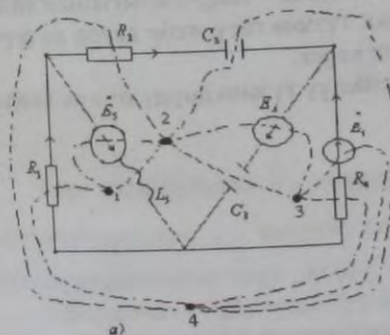
Дуалдык түзмөктүн эквиваленттик элементтери



3.35-чийме.

3.36,а-чиймедеги түзмөктө үч көз карандысыз чөйрөсызык бар, ошондуктан булардын ичинде 1,2,3 чекиттерин коёбуз (1-чекит биринчи, 2-чекит экинчи, 3-чекит үчүнчү чөйрөсызыктарга туура келет).

Түзмөккө салыштырмалуу тышкы областка 4-чекитин коёбуз. Алынган төрт түйүндүн аралыгына үзгүлтүктүү сызыктарды жүргүзөбүз - булар дуалдык түзмөктүн бутактары.



3.36-чийме.

Бул сызыктарды баштапкы түзмөктүн элементтери ( $R, L, C, \dot{E}$ ) аркылуу жана ошондой эле 3.36, б-чиймесиндеги дуалдык түзмөккө туура келүүчү эквиваленттерди кошуп жүргүзөбүз.

3.36, а-чийменин түзмөгүндөгү 1 түйүн 4 түйүнү менен бир үзгүлтүктүү сызык аркылуу кошулган, анткени бутагы биринчи чөйрөсызык жана сырткы областка тиешелүү деп эсептелет да бир гана каршылык кошулган ( $R_1$  аракеттүү каршылыгы). 3.36, б-чиймесиндеги түзмөктө 1 түйүн менен 4 түйүн аракеттүү өткөргүчтүк  $g_{31} = R_1 / K$  аркылуу кошулушкан.

1 жана 2 түйүндөр 3.36, а-чиймедеги түзмөктө эки үзгүлтүктүү сызыгы менен кошулушкан (экөөнүн бирөө  $\dot{E}_5$  ЭКК булагы аркылуу өтөт, башкасы  $L_5$  эпкиндуулугу аркылуу), себеби 1 жана 2 чөйрөсызыктарга тиешелүү болгон бутак түзмөктүн эки элементине ( $\dot{E}_5$  жана  $L_5$ ) удаалаш туташтырылган.

1 жана 2 түйүндөр 3.36, б-чиймедеги түзмөктө эки бутак аркылуу кошулушкан. Экөөнүн бирөөнө  $\dot{I}_{35}$  агындын булагы, кийинкисине  $\dot{C}_{35} = L_5 / K$  сыйымдуулугу кошулушкан ( $\dot{E}_5$  жана  $L_5$  дуалдык элементтер).

Дуалдык түзмөктө агын булактарынын агындарынын оң багыттары баштапкы түзмөктүн ЭКК булактарынын ЭКК оң багыттары менен ылайыкташтырылышы керек. Эгер, чөйрөсызыкты саат жebesи боюнча айланууда бул чөйрөсызыктын кандайдыр бир ЭКК багыты чөйрөсызыкты айланууда туура келсе, анда агындын булагына тең маанилүү ток  $K$  - түйүнүн карай багытталышы керек. Эгер баштапкы түзмөктүн кандайдыр бир бутагындагы агындын багыты  $K$  - чөйрөсызыгынын айлануу багытына дал келсе, анда дуалдык түзмөктөгү жебе туура келүүчү бутактан  $K$  - түйүнү көздөй багытташ керек.

Баштапкыга жана дуалдыкка тиешелүү түзмөкдөрдү өз ара кайталануучу деп айтабыз.

## ТӨРТҮНЧҮ БАП

### ТӨРТ УЮЛДУУЛУК

#### §4.1 Төрт уюлдуулуктун аныктамасы

Төрт уюлдуулук деп электр түзмөгү эки кирүүчү жана эки чыгуучу кысыктардан турса айтабыз. Электротехникада, өзгөчө көп учурда төрт уюлдуулукту өзгөрүлмөлүү агындын тизмегинде кездештирүүгө болот. Төрт уюлдуулукка агындын бир чыналуусун экинчи бир агындын чыналуусуна өзгөртүүчү трансформаторлор, агындын бир жыштыгын өткөрүүчү жана башка жыштыктарды тосуучу чыпкалар, аппаратураларды кошуучу кабелдер, мисалы, телевизордук антенналар телевизору менен, зардени берүүчү чубалгылар, мостук схемалар ж.б.у.с.

Кирүү чыналууларга кирүүчү агынынын болгон катышы төрт уюлдуулуктун кирүүчү каршылыгын берет.

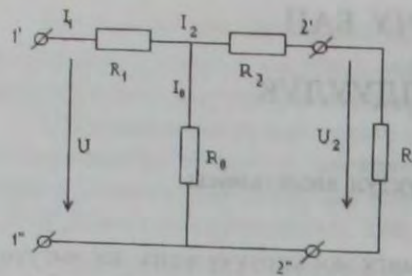
$$R_k = \frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_1}$$

Чыгуучу кысыктарга кошулган керектөөчүгө баруучу агын, чыгуучу агын деп аталат, аны  $\dot{I}_2$  деп белгилейбиз. Пайдалануучунун каршылыгы

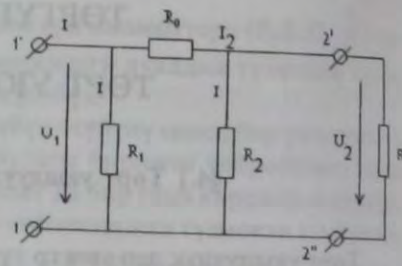
$$R = \frac{\dot{U}_2}{\dot{I}_2}$$

Төрт уюлдуулукта  $\dot{U}_1$  - кирүүчү чыналуу,  $\dot{I}_1$  - кирүүчү агын,  $\dot{U}_2$  - чыгуучу чыналуу,  $\dot{I}_2$  - чыгуучу агын, булардын ортосундагы сызыктуу көз карандылыктар төрт уюлдуулуктун теңдемелери аркылуу берилет.

Каршылыктар турактуу болгон каалаган аракетсиз төрт уюлдуулукту тең маанилүүлүк өзгөртүүлөрдүн жардамы менен жылдызча (Т-образдуу алмаштыруучу схема, 4.1-чийме) же үч бурчтук



4.1-чийме.



4.2-чийме.

(П-образуу алмаштыруучу схема, 4.2-чийме) түрүндө үч каршылыкты кошууга болот.

Төрт уюлдуулуктун теңдемелерин чыгаруу үчүн түзмөктөрдүн бирөөнү колдонолу. Т-образуу түзмөктө үч каршылык жылдызча аркылуу туташтырылган, кирүүчү агыны

$$\dot{I}_1 = \dot{I}_2 + \dot{I}_0 = \dot{I}_2 + (\dot{U}_2 + \dot{I}_2 R_2) \frac{1}{R_0} = \frac{\dot{U}_2}{R_2} + \dot{I}_2 \left(1 + \frac{R_2}{R_0}\right)$$

Кирүүчү чыңалуу

$$\dot{U}_1 = \dot{I}_1 R_1 + \dot{I}_2 R_2 + \dot{U}_2 = \left[ \frac{\dot{U}_2}{R_0} + \dot{I}_2 \left(1 + \frac{R_2}{R_0}\right) \right] R_1 + \dot{I}_2 R_2 + \dot{U}_2 = \left(1 + \frac{R_1}{R_0}\right) \dot{U}_2 + \left(R_1 + R_2 + \frac{R_1 R_2}{R_0}\right) \dot{I}_2$$

жазууну кыскартуу үчүн белгилөө жүргүзөбүз

$$A = 1 + \frac{R_1}{R_0}; \quad B = R_1 + R_2 + \frac{R_1 R_2}{R_0}; \quad C = \frac{1}{R_0}; \quad D = 1 + \frac{R_2}{R_0}$$

$$\text{Демек, } R_0 = 1/C; \quad R_1 = (A-1)/C; \quad R_2 = (D-1)/C$$

Төрт уюлдуулук теңдемеси

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_1 &= A\dot{U}_2 + B\dot{I}_2 \\ \dot{I}_1 &= C\dot{U}_2 + D\dot{I}_2 \end{aligned} \right\} \quad (4.1)$$

Үч каршылыгы болуп үч бурчтук боюнча кошулган П-образуу түзмөктө (4.2-чийме).

$$\begin{aligned} \dot{U}_1 &= R_0 \left( \dot{I}_2 + \frac{\dot{U}_2}{R_2} \right) + \dot{U}_2 = \left( 1 + \frac{R_0}{R_2} \right) \dot{U}_2 + R_0 \dot{I}_2 = A\dot{U}_2 + B\dot{I}_2 \\ \dot{I}_1 &= \frac{\dot{U}_1}{R_1} + \frac{\dot{U}_2}{R_2} + \dot{I}_2 = \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{R_0}{R_1 R_2} \right) \dot{U}_2 + \left( 1 + \frac{R_0}{R_1} \right) \dot{I}_2 = C\dot{U}_2 + D\dot{I}_2 \end{aligned}$$

белгилөө жүргүзөбүз

$$A = 1 + \frac{R_0}{R_2}; \quad B = R_0; \quad C = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{R_0}{R_1 R_2}; \quad D = 1 + \frac{R_0}{R_1}$$

кайрадан (4.1) теңдемелер системасын алабыз.

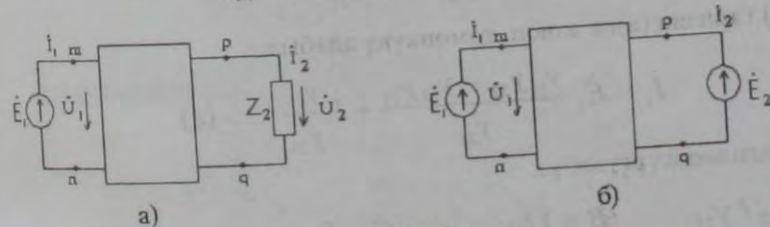
$$R_0 = B; \quad R_1 = B/(D-1); \quad R_2 = B/(A-1)$$

Эгер төрт уюлдуулук симметриялуу болсо, анда  $A=D$  жана Т-схемада  $R_1=R_2$ , ал эми П-схемада  $R_1=R_2$ .

### § 4.2. А-формадагы теңдемелерди чыгаруу

(4.1) теңдемелер системасындагы А, В, С, D комплекстик коэффициенттери төрт уюлдуулуктун түзмөгүнүн ички туташтырууларынан, түзмөктүн каршылыктарынын маанилеринен жана жыштыктан көз каранды. Ар бир төрт уюлдуулукту эсептөөгө же тажрыйба жолу менен аныктоого болот. Төрт уюлдуулук үчүн өз ара ылайыкташтыруу шартын канагаттандыруучу коэффициенттер төмөнкү катыш менен байланышкан

$$AD - BC = 1, \quad (4.2)$$



4.3-чийме.

(4.1) теңдемелер системасын далилдейли. Ушул максатта mn кысыкчтарына  $\dot{E} = \dot{U}_{mn} = \dot{U}_1$  ЭКК булагын, ал эми pq кысыкчтарына  $Z_2$  нагруканы туташтырабыз (4.3 а-чийме).

$$\text{Нагрукандагы чыңалуу } \dot{U}_2 = \dot{I}_2 Z_2 = \dot{U}_{pq}$$

Компенсация теоремасына ылайык  $Z_2$  нагрукасы ЭКК булагы менен алмаштырабыз  $E_2 = U_2$  жана  $I_2$  агынга каршы багытталган (4.3, б-чий-меси).  $I_1$  жана  $I_2$  агындары үчүн билдирүүлөрдү жазабыз, буларды  $E_1, E_2$  ЭКК аркылуу туюндурабыз жана кирүүчү өз ара байланышкан бутактардын өткөргүчтүктөрү  $y_{11}, y_{12}, y_{21}, y_{22}$ ,

$$\dot{I}_1 = \dot{E}_1 y_{11} - \dot{E}_2 y_{12} \quad (a)$$

$$\dot{I}_2 = \dot{E}_1 y_{21} - \dot{E}_2 y_{22} \quad (б)$$

Эгер  $\dot{I}_1$  жана  $\dot{I}_2$  агындары чөйрөсызыктык агындар деп карасак, анда чөйрөсызыктардын ЭКК, чөйрөсызыктык агындардын багыттарына дал келип оң белги менен теңдемелерге, ал эми ЭКК боюнча дал келбеген ылайык келүүчү чөйрөсызыктык агындар терс белги менен киришет.

$\dot{E}_1$  ЭКК  $\dot{I}_1$  ылайыкталып багытталган, ошондуктан бул (а) жана (б) теңдемелерине оң белги менен кирген;  $\dot{E}_2$  ЭКК  $\dot{I}_2$  каршы багытталган, ошондуктан бул теңдемелерде терс белгиде берилген.

Сызыктуу эмес элементтерди кармабаган (өз ара төрт уюлдуулуктар) сызыктуу төрт уюлдуулук үчүн, өз ара бирдей принцибине ылайык,  $y_{12} = y_{21}$  (б)дан табабыз

$$\dot{E}_1 = \dot{E}_2 \frac{y_{22}}{y_{21}} + \dot{I}_2 \frac{1}{y_{21}} \quad (в)$$

(в) таризин (а)га коюп, төмөнкүнү алабыз:

$$\dot{I}_1 = \dot{E}_2 \frac{y_{11}y_{22} - y_{12}y_{21}}{y_{21}} + \dot{I}_2 \frac{y_{11}}{y_{21}} \quad (г)$$

Белгилөө жүргүзөбүз:

$$A = y_{22} / y_{21}, \quad B = 1 / y_{21}, \quad C = (y_{11}y_{22} - y_{12}y_{21}) / y_{21},$$

$$D = y_{11} / y_{21} \quad (д)$$

(в) дан (г) теңдемелерине  $\dot{E}_1$  ди  $\dot{U}_1$  жана  $\dot{E}_2$  ни  $\dot{U}_2$  алмаштырабыз, анан (д) белгилөөлөрүнүн негизинде А-формадагы теңдемени алабыз:

$$\dot{U}_1 = A\dot{U}_2 + B\dot{I}_2;$$

$$\dot{I}_1 = C\dot{U}_2 + D\dot{I}_2$$

(4.2) катышынын аткарылышын өз ара уюлдуулук үчүн текшеребиз:

$$AD - BC = \frac{y_{11}y_{22}}{y_{21}^2} - \frac{y_{11}y_{22} - y_{12}y_{21}}{y_{21}} = 1$$

өз ара уюлдуулук үчүн жана  $AD - BC = y_{12} / y_{21} \neq 1$

Мындан ары  $\dot{U}_1$  жана  $\dot{I}_1$ , ошондой эле  $\dot{U}_2$  жана  $\dot{I}_2$ , араларында орун алган катыштарды, эгер  $\dot{E}$  ЭКК рк-кыскачтарына, ал эми кабыл алган  $m$  - кыскачтарына туташтырылса (4.3-чиймеси) талкуулайбыз.

Алдыда айтылган жыйынтык сыяктуу эле  $Z_2$  кабыл алгычты ЭКК булагына  $E_2$  ЭКК менен багыты боюнча  $\dot{I}_2$  агынына каршы, жана  $\dot{I}_1, \dot{I}_2$ , агындары үчүн билдирүүнү жазалы:

$$\dot{I}_2 = -\dot{E}_2 y_{11} + \dot{E}_1 y_{12}; \quad (е)$$

$$\dot{I}_1 = -\dot{E}_2 y_{21} + \dot{E}_1 y_{22}; \quad (ж)$$

(е) формуласынан  $\dot{E}_1$  тапсак

$$\dot{E}_1 = \dot{E}_2 \frac{y_{11}}{y_{12}} + \dot{I}_2 \frac{1}{y_{12}} \quad (з)$$

(з) формуласын (ж) га коебуз:

$$\dot{I}_1 = \dot{E}_2 \frac{y_{11}y_{22} - y_{12}y_{21}}{y_{12}} + \dot{I}_2 \frac{1}{y_{12}}$$

$\dot{E}_1$  ди  $\dot{U}_1$  ошондой эле  $\dot{E}_2$  ни  $\dot{U}_2$  алмаштырып жана (д) белгилөөлөрүн колдонуп эки акыркы сапты төмөнкүчө жазалы:

$$\dot{U}_1 = D\dot{U}_2 + B\dot{I}_2; \quad (4.3)$$

$$\dot{I}_2 = C\dot{U}_2 + A\dot{I}_2 \quad (4.3')$$



Ошентип, (4.1) теңдемеси төрт уюлдуулуктун  $m$  кысыкчтары жагынан азыктандырып жана кабыл алгычка  $p$  кысыкчтарына туташтыруудагы иштөөсүн мүнөздөйт. Ал эми (4.3) жана (4.3') теңдемелери, аны  $p$  кысыкчтары жагынан азыктандырууну жана  $m$  кысыкчтарын кабыл алгычка туташтыруусун көрсөтөт.

Төрт уюлдуулукту симметриялуу деп, эгер азыктандыруу булагын жана азыктандыруу булагындагы кабыл алгычтын агынын орун алмаштырууда, ошондой эле кабыл алгыч өзгөрүлбөсө айтабыз.

Симметриялуу төрт уюлдуулукка  $A=D$ .

(4.1) теңдемеси кээ бир учурда төмөнкүчө жазылат:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_1 &= A_{11}\dot{U}_2 + A_{12}\dot{I}_2 \\ \dot{I}_2 &= A_{21}\dot{U}_2 + A_{22}\dot{I}_2 \end{aligned} \right\} \quad (4.1)$$

мында  $A_{11}=A; A_{22}=B; A_{21}=C; A_{12}=D$ .

#### §4.3 Төрт уюлдуулуктун теңдемелерин жазууда А-формасынын коэффициенттерин аныктоо

(4.1) теңдемелер системасына кирүүчү  $A, B, C, D$  комплекстик коэффициенттерин (д) таризи (§4.2) менен аныктоого болот, эгер төрт уюлдуулуктун түзмөгүнүн ички туташтыруулары жана анын параметрлери белгилүү болсо, же болбосо тажрыйба же эсептөө менен алынган төрт уюлдуулуктун кирүү каршылыгын колдонуу менен.

Комплекстүү кирүү каршылыктары ваттметрдин, амперметрдин жана вольтметрдин жардамы менен схема боюнча тажрыйба жолу аркылуу табылат.

Төрт уюлдуулуктун комплекстүү кирүү каршылыгын ар кандай үч иштөө режиминде аныктоого болот.

1.  $m$  кысыкчтары жагынан азыктандырып жана  $p$  булагы ажыратылган убакта ( $p$  бутагы бош жүрүштө,  $\dot{I}_2 = 0$ , индекси нөл)

$$Z_{10} = \dot{U}_{10} / \dot{I}_{10} = Z_{10} = ze^{j\varphi_{10}} = A/C \quad (u)$$

2.  $m$  кысыкчтары тарабынан азыктандырууда жана  $p$  бутагынын чукул туташуусунда (ч.т.  $\dot{U}_2 = 0$ ,  $k$ -индекс)

$$Z_{1k} = \dot{U}_{1k} / \dot{I}_{1k} = z_{ik} e^{j\varphi_{ik}} = B/D \quad (k)$$

3.  $p$  кысыкчтары тарабынан азыктандырууда жана  $m$  кысыкчтары чукул туташуусунда ( $\dot{U}_2 = 0$ ),

$$Z_{1k} = z_{2k} e^{j\varphi_{2k}} B/A \quad (л)$$

ошентип, төрт белгисиз  $A, B, C, D$  коэффициенттерин аныктоо үчүн төрт теңдемелер бар болушу:

$$AD-BC=1, \quad Z_{10}=A/C, \quad Z_{1k}=B/D, \quad Z_{2k}=B/A$$

Айырмасын түзөбүз:

$$1 - \frac{Z_{1k}}{Z_{10}} = 1 - \frac{BC}{AD} = \frac{1}{AD} \quad \text{же} \quad \frac{Z_{10} - Z_{1k}}{Z_{10}} = \frac{1}{AD} \quad (м)$$

$$\text{Бар болушу} \quad Z_{2k} / Z_{1k} = D/A \quad (н)$$

(м) формуласын (н) ге көбөйтөбүз:

$$\frac{(Z_{10} - Z_{1k})Z_{1k}}{Z_{10}Z_{2k}} = \frac{1}{A^2}$$

Мындан

$$A = \sqrt{\frac{Z_{10} - Z_{1k}}{Z_{2k}(Z_{10} - Z_{1k})}} \quad (4.4)$$

(4.4) формуласы  $Z_{10}, Z_{1k}$  жана  $Z_{2k}$  аркылуу  $A$  коэффициентин табууга мүмкүнчүлүк берет; андан кийин  $C$  ( $u$ ) формуласынан,  $B$ -(л) жана  $D$ -(к) табылат.

$A$  жана  $D$  коэффициенттери нөлдүк ченемге ээ,  $B$  коэффициенти Ом;  $C$  коэффициенти См ченелет

4.1-маселе. Тажрыйба жолу менен

$$Z_{10} = 7,815 e^{-j51^{\circ}12'} \text{ Ом} \quad Z_{1k} = 12,5 e^{j66^{\circ}23'} \text{ Ом} \quad Z_{2k} = 3,33 e^{j27^{\circ}33'} \text{ Ом}$$

табылган. Төрт уюлдуулуктун  $A, B, C, D$  коэффициенттерин аныктагыла. Чыгаруу. Табабыз:

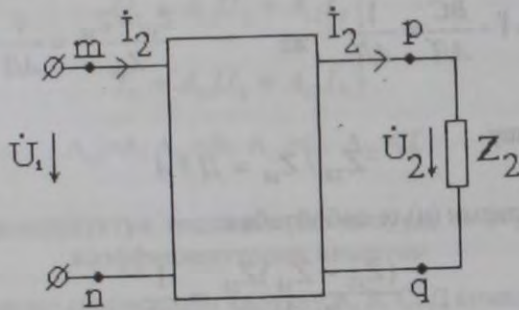
$$Z_{10} - Z_{1k} = 5 - 6j - 5 - 12j = -18j = 18e^{-j90^{\circ}}$$

(4.4) формуласы аркылуу эсептейбиз:

$$A = \sqrt{\frac{7,815e^{-j15^\circ 12'} \cdot 12,5e^{j66^\circ 23'}}{3,33e^{j27^\circ 33'} \cdot 18e^{-j90^\circ}}} \approx 1,28e^{j39^\circ 40'}$$

$$C = A/Z_{10} = 1,28e^{j39^\circ 40'} / 7,815e^{-j51^\circ 12'} \approx 0,166e^{j90^\circ} \text{ Ом}$$

$$B = AZ_{2k} \approx 4,26e^{j67^\circ} \text{ Ом} \quad D = B/Z_{1k} = 0,34$$



4.4-чйме.

4.2-маселе. Төрт уюлдуулуктун рқ кыскычтарына (4.4-чйме) алдыдагы эсептегидей кабыл алгычта  $Z_2 = 6 + j6$  Ом; мпн кыскычтарына-ЭКК

булагы туташтырылган. Эгер  $\dot{I}_2 = 1A$  жана  $\dot{I}_1$  ни табуу керек.

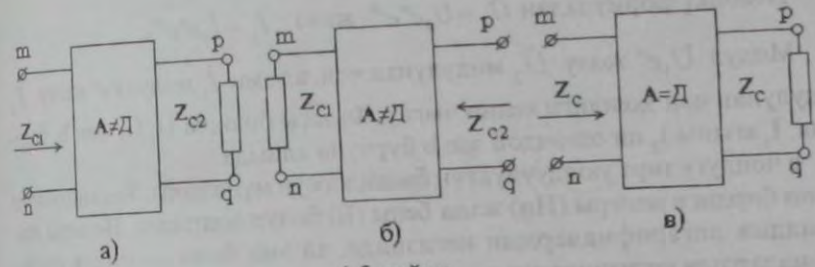
Чыгаруу. (4.1) тендемелер системасында

$$\dot{U}_1 = A\dot{U}_2 + B\dot{I}_2 = \dot{I}_2(AZ_2 + B) = 1(1,28e^{j39^\circ 40'} \cdot 6\sqrt{2} e^{j45^\circ} + 4,26e^{j67^\circ}) = 14,85e^{j79^\circ 45'} \text{ В}$$

$$\dot{I}_1 = C\dot{U}_2 + D\dot{I}_2 = \dot{I}_2(CZ_2 + D) = 1,165e^{j123^\circ} \text{ А}$$

#### §4.4 Төрт уюлдуулуктун мүнөздөөчү каршылыктары

Симметриялуу эмес төрт уюлдуулук үчүн ( $A \neq D$ ) эки мүнөздөөчү  $Z_{c1}$  жана  $Z_{c2}$  каршылыктары тууралуу сөз болот, мында  $Z_{c1}$ -кирүүчү каршылыгы мпн кыскычтары тарабынан, качан кабыл алгыч рқ кыскычтарына кошулганда  $Z_{c2}$  ге барабар (4.4, а-чйме).



4.5 чйме.

$$Z_{c1} = \frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_1} = \frac{A\dot{U}_2 + B\dot{I}_2}{C\dot{U}_2 + D\dot{I}_2} = \frac{AZ_{c2} + B}{CZ_{c2} + D} \quad (4.5)$$

$Z_{c2}$  кирүүчү каршылыгы рқ кыскычтары тарабынан, качан  $Z_{c1}$  кабыл алгычы мпн (4.4, б-чймеси) кыскычтарына кошулганда; мындан А жана D коэффициенттери орун алмашышат:

$$Z_{c2} = \frac{D\dot{I}_2 + B\dot{I}_2}{C\dot{U}_2 + A\dot{I}_2} = \frac{DZ_{c1} + B}{CZ_{c1} + A} \quad (4.6)$$

(4.5) жана (4.6) тендемелерин чогуу чыгарып,  $Z_{c1}$  жана  $Z_{c2}$  ни табыз:

$$Z_{c1} = \sqrt{AB/CD}; \quad Z_{c2} = \sqrt{DB/CA}$$

$$A/C = Z_{10}, \quad B/D = Z_{1k}, \quad B/A = Z_{2k}, \quad D/C = Z_{20} \text{ экендигин эске алсак,} \\ Z_{c1} = \sqrt{Z_{10}Z_{1k}}; \quad Z_{c2} = \sqrt{Z_{20}Z_{2k}} \quad (4.8)$$

Эгер төрт уюлдуулук симметриялуу ( $A = D$ ) болсо, анда,

$$Z_{c1} = Z_{c2} = Z_c = \sqrt{B/C} \text{ мында } Z_c \text{ артылганда (4.4, в-чймеси).}$$

#### § 4.5 Өткөрүү турактуулугу жана басандоонун ченем бирдиги

Симметриялуу төрт уюлдуулук үчүн,  $Z_c$  каршылыгына артылган,

$$\dot{U}_1 = A\dot{U}_2 + B\dot{I}_2 = \dot{U}_2(A + \sqrt{BC}); \quad \dot{I}_1 = \dot{I}_2(A + \sqrt{BC})$$

$A + \sqrt{BC}$  комплекстик санын  $e^g$  ге барабарлайбыз, мында

$$g = a + jb = \ln(A + \sqrt{BC}) \text{ — өткөрүү турактуулугу.}$$

Төмөнкү формуладан  $\dot{U}_1 = U_2 e^a e^{jb}$  жана  $\dot{I}_1 = \dot{I}_2 e^a e^{jb}$ .

Модул  $\dot{U}_1 e^a$  жолу  $\dot{U}_2$  модулуна чоң, ал эми  $\dot{I}_1$  модулу  $e^a$  жолу  $\dot{I}_2$  модулуна чоң экендиги келип чыгат. Фазасы боюнча  $U_1$   $U_2$  ден  $b$ , бурчуна,  $I_1$  агыны  $I_2$  ни ошондой эле  $b$  бурчуна алдыда.

а чоңдугу төрт уюлдуулуктун басандоосун мүнөздөйт. Басандоонун ченөө бирдиги неперы (Нп) жана белы (Б) болуп эсептелет. Неperы натуралдык логарифмалардын негизинде, ал эми белы — ондук логарифмалардын негизинде аныкталышкан. Басандоо непера менен

$$a_{Нп} = \frac{1}{2} \ln \left| \frac{S_1}{S_2} \right| = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\dot{U}_1}{\dot{U}_2} \right)^2$$

Эгер  $\dot{U}_1 / \dot{U}_2 = e$  болсо, анда басандоо 1 Нп барабар. Басандоо бела менен

$$a_B = 1g |S_1 / S_2| = 1g |\dot{U}_1 / \dot{U}_2|^2 = 21g |\dot{U}_1 / \dot{U}_2|$$

ал эми дэцибела менен

$$a_{дБ} = 201g |\dot{U}_1 / \dot{U}_2|^2$$

Эгер  $\dot{U}_1 / \dot{U}_2$  ден 10 жолу чоң болсо, анда басандоо 20<sub>дБ</sub> га барабар, эгер  $\dot{U}_1 / \dot{U}_2 = 100$  болсо, анда  $a = 40$  дБ. Неperаны бела аркылуу туюндурабыз. Эгер  $|S_1 / S_2| = 10$  болсо, анда  $|\dot{U}_1 / \dot{U}_2| = \sqrt{10}$  мындан  $a_{Нп} = \frac{1}{2} \ln 10 = 1,15$ ;  $a_B = 1n 10 = 1$  ошентип, 1Б=1,15 Нп, ал эми 1 Нп=0,868 Б=8,68 дБ болот.

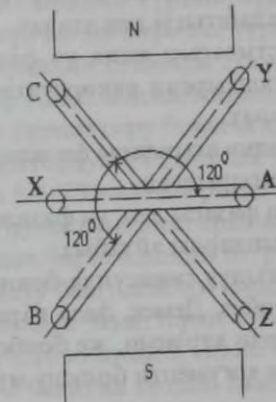
## БЕШИНЧИ БАП

### ҮЧ ФАЗАЛЫК ТИЗМЕКТЕР

#### §5.1. Негизги катыштар жана үч фазалык тизмектерди туташтыруучу түзмөктөрү

Үч фазалык ЭКК симметриялык системасы деп, жыштыктары жана амплитудалары бирдей үч синусоидалык ЭКК жыйындысын ал эми фазлары боюнча 120° ка жылышса айтабыз.

5.1- чиймеде эң жөнөкөй үч фазалык генератордун түзмөгү көрсөтүлгөн, анын жардамы менен үч фазалык ЭКК алуунун эң оңой принциби түшүндүрүлөт. Бир тектүү турактуу магнит майданында турактуу бурчтук  $\omega$  ылдамдыгы менен мейкиндикте бири-бирине салыштырмалуу 120° жылышкан үч рамка айланат.



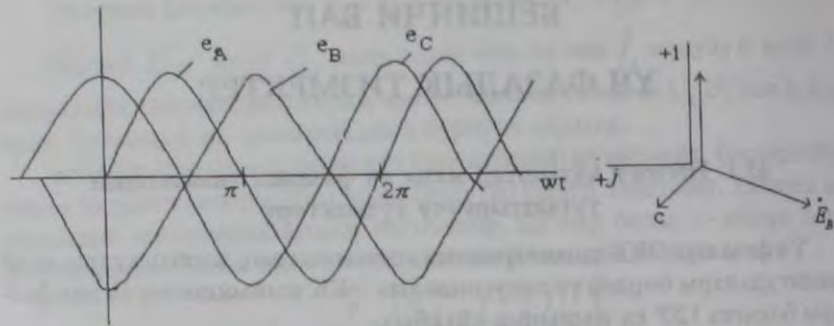
5.1-чийме.

Убакыттын  $t=0$  моментинде АХ рамкасы горизонталдуу жайгашкан, анда  $e_A = E_m \sin \omega \cdot t$  ЭКК пайда болот. Так ушундай эле ВУ рамкасында ЭКК пайда болот, качан бул 120° бурулуп АХ рамкасынын ордун ээлесе. Демек,  $t=0$   $e_B = E_m \sin(\omega t - 120^\circ)$ .

Ушул сыяктуу эле, улап СZ рамкасынын ЭКК табабабыз:

$$e_C = E_m \sin(\omega \cdot t - 240^\circ) = E_m \sin(\omega \cdot t + 120^\circ)$$

ЭКК заматтык маанилеринин графиги 5.2-чиймесинде сүрөттөлгөн вектордук диаграммасы 5.3-чиймеде көрсөтүлгөн.



5.2-чийме.

5.3-чийме.

Үч фазалык генератордун ЭКК төмөнкүчө белгиленет: ЭКК бирин,  $\dot{E}_A$ , мында  $\dot{E}_B$  ЭКК  $120^\circ$  артта, ал эми  $\dot{E}_C$  ЭКК  $120^\circ$  алдыда жүрөт.

ЭКК бирдей маанилерде удаалаш өтүшү (мисалы нөл маанилери аркылуу) фазалардын удаалаштыгы деп аталат.

Үч фазалык ЭКК системасын жана үч фазалык нагрузкаларды, ошондой эле буларды туташтырган өткөргүчтөрдүн жыйындысын үч фазалык тизмектер деп аталат.

Үч фазалык тизмектердин агындары фазалары боюнча бири-бирине салыштырмалуу жылыштырылган.

Үч фазалык тизмектин фазасы деп, үч фазалык тизмектин кертими аркылуу өтүүчү бирдей агындарды айтабыз.

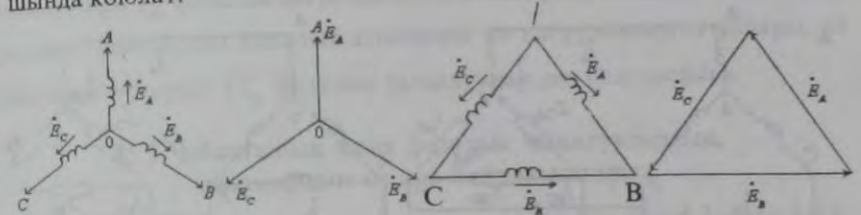
Ошондой эле фаза аркылуу синусунда боюнча өзгөрүүчү чондуктардын аргументин түшүнөбүз. Демек, фаза каралуучу суроолорго карата үч фазалык тизмектерди кертими, же болбосо синусоида боюнча өзгөрүлүүчү чондуктардын аргументи болушу мүмкүн.

### §5.2 Үч фазалык тизмектерди туташтыруу түзмөгү. Чубалгылык жана фазалык чондуктарды аныктоо

Генератордун түрмөктөрү менен нагрузканы туташтыруунун ар кандай ыкмалары орун алган. Экономикалык жактан генератордун ар бир түрмөктөрүнүн нагрузка менен эки өткөргүч аркылуу туташтыруу эң ыңгайсыз болмок, анткени алты туташтыруучу өткөргүч керектелмек.

Үч фазалык генератордун түрмөктөрүнүн үнөмдөө максатында жылдызча же үч бурчтук түрүндө туташтырылат. Мындан, туташтыруучу өткөргүчтөрдүн саны генератордон нагрузкага алтыдан үчкө же төрткө чейин азаят.

Үч фазалык генератордон электр түзмөгүндө бири-биринен  $120^\circ$  бурч боюнча жайланышкан үч түрмөк түрүндө сүрөттөлөт. Үч түрмөктүн бир аттуу кыскачтарын (мисалы, X, Y, Z аяктарын) бир чекитке (5.4-чиймеси) чогултуп, жылдызча түрүндө туташтырып бул чекитти генератордын нөл деп аташат. Генератордун түрмөктөрүн A, B, C тамгалары менен белгилеп: A-биринчи, B-экинчи, C-үчүнчү фазаларынын башталышында коюлат.



5.4-чийме.

5.5-чийме.

Генератордун түрмөктөрү үч бурчтук түрүндө (5.5-чиймеси) туташтырууда генератордун биринчи түрмөгүнүн аягын экинчи түрмөктүн башы, үчүнчү түрмөктүн аягын биринчи түрмөктүн башы менен туташтырылат. ЭКК геометриялык суммасы туюк үч бурчтукта нөлгө барабар. Ошондуктан, эгер A, B, C кыскачтарына нагрузка туташтырылбаса, анда генератордун түрмөктөрү боюнча агын өтпөйт.

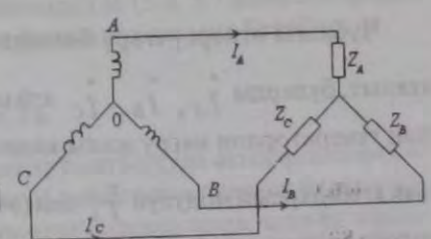
Үч фазалык генератордун үч фазалык нагрузкага туташтыруунун беш жөнөкөй ыкмасы 5.6-5.9-чиймелеринде көрсөтүлгөн.

Үч фазалык нагрузканын аяктарынын бир чекитке жылдызча түрүндө туташтырылып биригишинин нагрузканын нөлдүк чекити деп атап, аны нөл  $0^1$  аркылуу белгилейбиз. Нөлдүк өткөргүч деп, генератор менен нагрузканын нөлдүк чекиттерин туташтыруучу өткөргүчтү аташат. Нөлдүк өткөргүчтүн агынын  $I_0$  менен белгиленет. Агынын оң багыты  $0^1$  чекитинен нөл чекитин көздөй алынат.

Генератордун A, B, C чекиттерин нагрузкага туташтыруучу өткөргүчтү чубалгылык деп аташат.

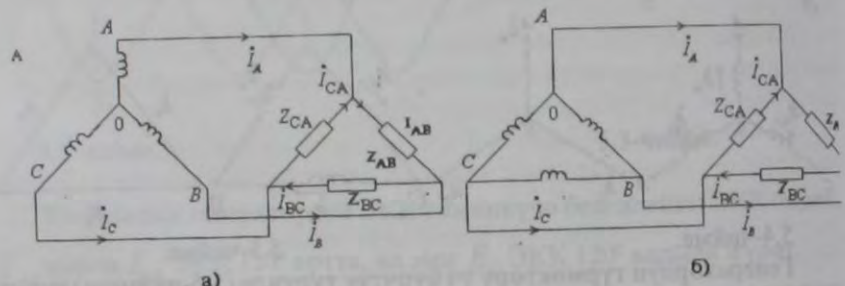


5.6-чийме.

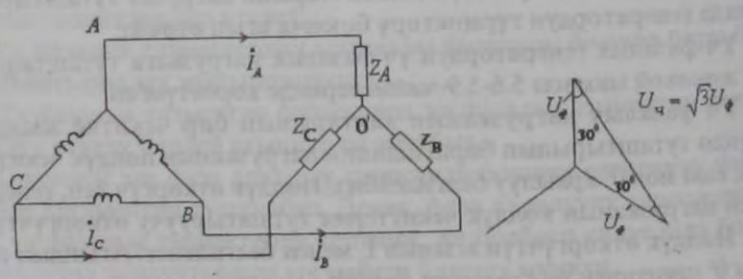


5.7-чийме.

- 5.6-чиймедеги түзмөк жылдызча-жылдызча нөлдүк өткөргүч менен;
- 5.7-чиймеде жылдызча-жылдызча нөлдүк өткөргүчү жок;
- 5.8,а-чиймеде жылдызча-үч бурчтук;
- 5.8,б-чиймеде үч бурчтук-үч бурчтук;
- 5.9-чиймеде үч бурчтук-жылдызча туташтыруулары келтирилген.



5.8-чийме.



5.9-чийме.

5.10-чийме.

Чубалгы өткөргүчтөрү боюнча өтүүчү агын чубалгылык агын деп аталыт, буларды  $\dot{I}_A, \dot{I}_B, \dot{I}_C$  аркылуу белгилеп. Агындын оң багытын генератордон нагрузканы көздөй багытты шарттайбыз. Чубалгылык агындардын модулу  $\dot{I}_A$  деп (эч бир кошумча индексти көрсөтпөй), өзгөчө калган гана чубалгылык агындарынын багыты бирдей болгондо белгилейбиз.

Чубалгылык өткөргүчтөрдүн ортосундагы чыңалууну чубалгылык  $\dot{U}_{AB}$  тамгасы менен белгиленет (А жана В чекиттеринин ортосундагы чубалгылык чыңалуу); Чубалгылык чыңалуунун модулу -  $\dot{U}_A$

Генератордун ар бир түрмөгүн генератордун фазасы үч нагрузканын ар бири  $\dot{I}_\phi$  фазалык нагрузка деп аталат. Булар аркылуу өткөн агындарды генератордун фазалык агындары же нагрузканын агындары, ал эми чыңалууларды  $U_\phi$  фазалык чыңалуулар деп белгилейбиз.

### §5.3 Чубалгылык жана фазалык чыңалуулардын, агындардын өз ара байланыштары

Генераторду жылдызча түрүндө туташтырууда (5.6,5.7 жана 5.8,а-чиймелери) чубалгылык чыңалуу модулу боюнча  $\sqrt{3}$  жолу генератордун фазалык чыңалуусунан ( $U_\phi$ ) жогору. Бул жыйынтык мындан келип чыгат.  $U_\phi$  бирдей капталдуу кырду бурчтары  $30^\circ$  га барабар болгон үч бурчтуктун нгизи болуп эсептелет (5.10-чийме).

$$U_\phi = U_{AB} 2 \cos 30^\circ = \sqrt{3} U_\phi$$

Чубалгылык  $\dot{I}_A$  агыны генераторду жылдызча түрүндө туташтырганда генератордун фазалык агынына барабар болот.

$$\dot{I}_\phi = \dot{I}_\phi$$

Генератордун үч бурчтук түрүндө туташтырганда чубалгылык чыңалуу генератордун фазалык чыңалуусуна барабар (5.8,б жана 5.9-чиймелери)

$$U_\phi = U_\phi$$

нагрузканы жылдызча түрүндө туташтырууда (5.6, 5.7 жана 5.9-чиймелери) чубалгылык агын нагрузканын фазалык агынына барабар:

$$\dot{I}_\phi = \dot{I}_\phi$$

Нагрузканын үч бурчтук түрүндө туташтырууда агындардын оң багытын сааттын жебеси боюнча алынат. Агындын индекси булар үчүн алынган оң багытка туура келет: биринчи индекси агын чыккан чекитке, экинчи индекс агын кирген чекитке туура берет.

Нагрузканы үч бурчтук түрүндө туташтырганда (5.8 а, б-чийме) чубалгылык агымдар нагрузканын фазалык агындарына барабар эмес жана булар Кирхгофтун биринчи мыйзамы боюнча аныкталат:

$$\dot{I}_A = \dot{I}_{AB} - \dot{I}_{CA}; \dot{I}_B = \dot{I}_{BC} - \dot{I}_{AB}; \dot{I}_C = \dot{I}_{CA} - \dot{I}_{BA}$$

Үч фазалык системалардын артыкчылыктары.

Үч фазалык системанын кеңири таралышын, негизинен төмөнкү төрт себептер аркылуу түшүндүрүлөт:

1) Зардени алыскы аралыктарга үч фазалык агын менен берүү эң экономдуу жана өтө пайдалуу, өзгөрүлмөлүү агындардын бир нече фазаларына караганда.

2) Системанын элементтери болгон үч фазалык асинхрондуу кыймылдаткыч жана үч фазалык трансформатор өндүрүштө колдонууда эң жөнөкөй, экономдуу жана иштөөдө ишенимдүү.

3) Система синусоидалык агындын мезгили ичинде заматтык кубаттуулуктун чыңалуу чоңдуктары өзгөрбөө касиеттерине ээ болот.

4) Үч фазалык агындардын системасы үч кыймылсыз түрмөктөрдүн жардамы менен айлануучу магнит майданына алууга мүмкүнчүлүк берет да үч фазалык кыймылдаткычты эксплуатациялоодо жана өндүрүштө иштөөдө эң жөнөкөй.

#### §5.4 Жылдызча-жылдызча түрүндө нөлдүк өткөргүч менен туташтыруу

Эгер 5.6-чиймедеги түзмөктө нөлдүк өткөргүч эң кичине каршылыкка ээ болсо, анда  $0^1$  чекитинин потенциалы практикалык жактан нөл чекитинин потенциалына барабар;  $0^1$  жана  $0$  чекиттери чындыгында бир чекит болуп эсептелинет. Түзмөктө агындар өтүүчү үч өзгөчөлүнгөн чөйрө сызык пайда болот.

$$\dot{I}_A = \dot{E}_A / Z_A; \dot{I}_B = \dot{E}_B / Z_B; \dot{I}_C = \dot{E}_C / Z_C$$

Кирхгофтун биринчи закону боюнча, нөлдүк өткөргүчтөгү агын фазалык агындардын геометриялык суммасына барабар:

$$\dot{I}_0 = \dot{I}_A + \dot{I}_B + \dot{I}_C;$$

Эгер  $Z_A = Z_B = Z_C$  (мындай нагрузканы тең өлчөмдүү), анда  $\dot{I}_0$  агыны нөлгө барабар жана түзмөктүн иштөө режимин өзгөртпөй нөлдүк өткөргүчтү алып таштоо керек.

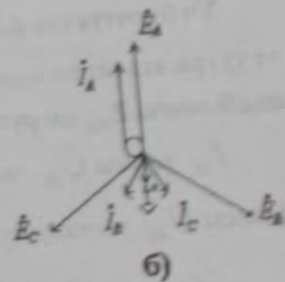
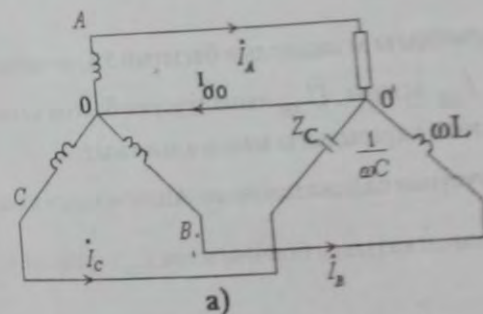
Нагрузканын фазалары тең өлчөмдүү эмес болсо  $\dot{I}_0$  агыны жалпы учурда нөлгө барабар эмес.

Нөлдүк өткөргүчтө кандайдыр бир каршылыктын болушу түзмөктүн эки түйүндөр методу боюнча эсептөөгө алып келет.

5.1-маселе. 5.11-чиймедеги түзмөктө үч фазалык генератордун ар бир фазасынын ЭКК 127В барабар. Нагрузканын фазаларынын каршылыктары маанилери боюнча (6,35 Ом), бирок мүнөздөмөлөрү боюнча ар кандай:

$$Z_A = R; \quad Z_B = j\omega L; \quad Z_C = -j/\omega C$$

Нөлдүк өткөргүчтөгү агынды аныктагыла.



5.11-чийме.

Чыгаруу: вектордук диаграмманы түзөбүз (5.11, б-чийме)

Фазалардын агындары модулдары боюнча бирдей  $127/6,35 = 20\text{A}$ .  $\dot{I}_A$

агыны фазасы боюнча  $\dot{E}_A$ , менен дал келет. Агын  $\dot{I}_B$  фазасы боюнча

$\dot{E}_B$   $90^\circ$  артта жүрөт. Ал эми  $\dot{I}_C$  агыны фазасы боюнча  $\dot{E}_C$  дан  $90^\circ$  алды-

да жүрөт.  $\dot{I}_A + \dot{I}_B + \dot{I}_C$  суммасы  $\dot{I}_0$  векторун берет. Модулу боюнча бул 14,6А барабар.

5.2 маселе. 5.11, а-чиймедеги түзмөктө А фазасындагы R каршылыгынын мааниси кандай чоңдукта болушу керек, нөлдүк өткөргүчтөгү агын нөлгө барабар болушу үчүн.

Чыгаруу:  $\dot{I}_0 + \dot{I}_C$  агындарынын геометриялык суммасы модулу боюнча  $2 \cdot 20 \cdot \cos 30^\circ = 20\sqrt{3} \text{ A}$

Нөлдүк өткөргүчтөгү агын нөлгө барабар болот, эгер  $\dot{I}_A$  агыны  $\dot{I}_B + \dot{I}_{AC}$  суммасына багыты боюнча карама-каршы, модулу боюнча  $20\sqrt{3}$  барабар. А фазасынын каршылыгы

$$R = E / 20\sqrt{3} = 127 / 20\sqrt{2} = 3,66 \text{ Ом.}$$

### §5.5 Нагрузканы үч бурчтук түрүндө туташтыруу. Үч фазалык системадагы $\alpha$ - оператору

Үч бурчтуктун фазаларындагы агындардын багытын 5.8,  $\alpha$ -чиймеге туура келтирип алабыз.  $\dot{I}_{AB}$  агыны  $\dot{U}_{AB}$  чыңалуусуна болгон катышы боюнча  $Z_{AB}$  нагрузкасынын каршылыгы менен аныкталат.

$\dot{I}_{BC}$  агыны  $\dot{U}_{BC}$  чыңалуусунан пайда кылынган. Анын чоңдугу жана фазасы  $\dot{U}_{BC}$  чыңалуусуна болгон катышы боюнча жана  $Z_{CA}$  каршылыгы

менен ошондой эле  $\dot{I}_{CA}$  агыны  $\dot{U}_{CA}$  чыңалуусунан пайда болуп жана булардын катышы  $Z_{CA}$  каршылыгы аныкталат.

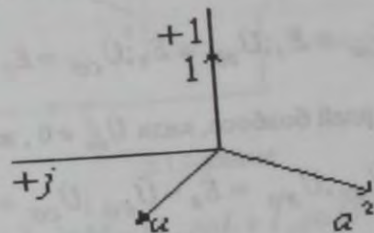
Чубалгылык агындарды фазалык агындар боюнча Кирхгофтун биринчи мыйзамы боюнча аныктайбыз:

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_A &= \dot{I}_{AB} - \dot{I}_{CA} \\ \dot{I}_B &= \dot{I}_{BC} - \dot{I}_{AB} \\ \dot{I}_C &= \dot{I}_{CA} - \dot{I}_{BC} \end{aligned} \right\}$$

(5.4)

Фазалардын нагрузкалары бирдей болгон чубалгылык агындар модулдар боюнча  $\sqrt{3}$  жолу нагрузканын фазалык агындардан жогору. Нагрузканы бирдей болбосо чубалгылык агындар нагрузканын фазалык агындарынан жогору же төмөн болушу мүмкүн.

Комплекстик сан  $e^{j20^\circ}$  модулу боюнча бирге барабар деп шарттайлы да а аркылуу белгилеп, үч фазалык системасынын оператору деп атайбыз, анда  $e^{j20^\circ} = (e^{j20^\circ}) = \alpha^2$  үч вектордук  $1, \alpha$  жана  $\alpha^2$  симметриялуу үч фазалык системаны түзөт.



5.12-чийме

$$1 + \alpha + \alpha^2 = 0 \quad (5.5)$$

Кандайдыр бир векторду  $\alpha$  көбөйткөндө аны өзгөртпөстөн модулу  $120^\circ$  бурчка саат жебесине каршы бурат. Векторду  $\alpha^2$  көбөйткөндө  $240^\circ$  бурчка саат жебесине каршы бурат, же болбосо ошондой эле аны саат жебээси боюнча  $120^\circ$  бурат.  $\alpha$ -операторунун жардамы менен  $\dot{E}_B$  жана  $\dot{E}_C$  ЭКК симметриялык үч фазалык системада  $\dot{E}_A$ , ЭКК туюндурууга болот:

$$\dot{E}_B = \alpha^2 \dot{E}_A, \dot{E}_C = \alpha \dot{E}_A \quad (5.6)$$

§ 5.6 Жылдызча - жылдызча түрүндө нөлдүк өткөргүчү жок туташтыруу. Өз ара эпкени бар үч фазалык тизмектер

5.6-чиймеде эки түйүнү бар түзмөк (0 жана 0<sup>1</sup> чекитери) көрсөтүлгөн. Мындагы агындарды эсептөө үчүн эки түйүндөр ыкмасын колдонуу ылайыктуу. Эки түйүндүн ортосундагы чыңалуу:

$$\dot{U}_{o'o} = \frac{\dot{E}_A Y_A + \dot{E}_B Y_B + \dot{E}_C Y_C}{Y_A + Y_B + Y_C} = \frac{\dot{E}_A (Y_A + \alpha^2 Y_B + \alpha Y_C)}{Y_A + Y_B + Y_C} \quad (5.7)$$

эгер нагрузка бирдей мааниде болсо ( $Y_A = Y_B = Y_C$ ), анда (5.7) катышы

$$\dot{U}_{o'o} = \frac{\dot{E}_A Y_A (1 + \alpha + \alpha^2)}{3Y_A} = 0$$

жана нагрузканын ар бир фазасындагы чыңалуу туура келген ЭКК ба-  
рабар:

$$\dot{U}_{AO'} = \dot{E}_A; \dot{U}_{BO'} = \dot{E}_B; \dot{U}_{CO'} = \dot{E}_C$$

Эгер нагрузка бирдей болбосо, анда  $\dot{U}_{o'o} \neq 0$ , жана

$$\dot{U}_{AO'} = \dot{E}_A - \dot{U}_{o'o}; \dot{U}_{BO'} = \dot{E}_B - \dot{U}_{o'o}; \dot{U}_{CO'} = \dot{E}_C - \dot{U}_{o'o};$$

Нагрузканын фазаларындагы агындар:

$$\dot{I}_A = \dot{U}_{AO'} / Z_A; \dot{I}_B = \dot{U}_{BO'} / Z_B; \dot{I}_C = \dot{U}_{CO'} / Z_C;$$

Эгер нагрузкадагы эки фазада бирдей болуп мисалы:

$Z_B = Z_C \neq Z_A$ ? анда 5.7 формуласы өзгөртүүлөрдөн кийин төмөндөгүдөй мааниге ээ.

$$\dot{U}_{o'o} = \dot{E}_A \cdot \frac{Z_B - Z_A}{Z_B + 2Z_A} \quad (5.8)$$

Магниттик байланышкан түрмөктөрдү өзүнө камтыган үч фазалык тизмектерди эсептөө, мындайча магниттик байланышкан бир фазалуу синусоидалык агындын тизмеги сыяктуу эле жүргүзүлөт.

5.3- маселе. 5.13-чийменин түзмөгүндөгү амперметр жана вольтметрдин көрсөтүүлөрүн аныктагыла. Топографиялык диаграмманы, агындардын вектордук диаграммасы менен орундаштырып түзгүлө.

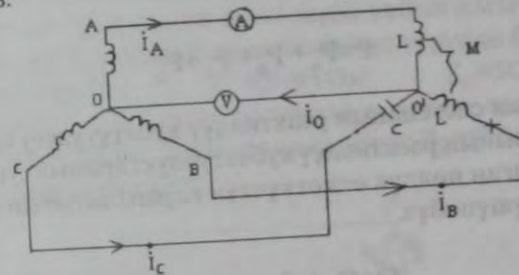
Берилди:  $E_\phi = 127\text{В}$ ,

$$\omega L = 1/\omega C = 40\text{М}; \omega M = 20\text{М}$$

Чыгаруу: 5.13-чиймеге туура келүүчү агындардын оң багытын тандап алабыз.

Кирхгофтун биринчи мыйзамы боюнча  $\dot{I}_A + \dot{I}_B + \dot{I}_C = O_0 \dot{E}_A$  ЭКК +1 огу боюнча багытталды деп алабыз.

Кирхгофтун экинчи мыйзамы боюнча  $O A O' B O$  чөйрө сызыгына тендеме түзөбүз:



5.13-чийме.

$$I_A j\omega L + I_B j\omega M - (I_B j\omega L + I_A j\omega M) = \dot{U}_{AB}.$$

Сандык маанилер ордуна коюп  $2j(I_A - I_B) = 220e^{j30^\circ}$  же болбосо

$$I_A - I_B = \frac{120e^{j30^\circ}}{2e^{j90^\circ}} = 110e^{-j60^\circ} \text{ А}$$

О  $CO' BO$  чөйрөсызыгы үчүн (5.13-чийме)

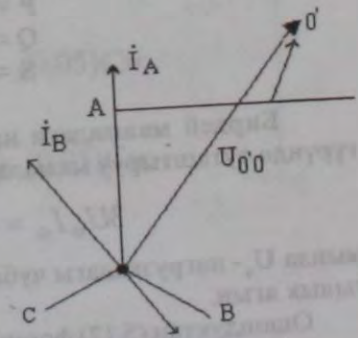
$$I_C \left(-\frac{j}{\omega C}\right) - (I_B j\omega \alpha - I_A j\omega M) = \dot{U}_{CB} \text{ же } -4jI_A - 2jI_B - 4jI_C = 220j$$

Үч тендемени чогуу чыгарууда:

$$I_A = 110; I_B = 110 e^{j60^\circ}; I_C = 110\sqrt{3}e^{-j150^\circ} \text{ А}$$

Топографиялык диаграмманы вектордук диаграмма менен орундаштыруу 5.14-чиймеде сүрөттөлгөн. Амперметр 110 А, вольтметр 640В. Акыркы жыйынтыкты  $\dot{\Phi}_0$  төмөнкү формула менен эсептөөдөн алабыз.

$$\dot{\Phi}_{O'} = \dot{\Phi}_0 + \dot{E}_A - \dot{I}_A j\omega L - \dot{I}_B j\omega M$$



5.14 - чийме.



### §5.7 Үч фазалык системадагы аракеттүү, реактивтүү жана жалпы кубаттуулуктар

Үч фазалык системанын аракеттүү кубаттуулугу деп фазанын нагрузкаларынын аракеттүү кубаттуулуктарынын суммасынын жана буларга кошулган нөлдүк өткөргүчтүн каршылыгынын аракеттүү кубаттуулугун айтабыз.

$$P = P_A + P_B + P_C + P_0, \quad (5.9)$$

Үч фазалык системанын реактивдүү кубаттуулугу аркылуу нагрузканын фазаларынын реактивдүү кубаттуулуктарынын суммаларын жана буларга кошулган нөлдүк өткөткүчтүн каршылыгынын реактивдүү кубаттуулугун түшүнөбүз.

$$Q = Q_A + Q_B + Q_C + Q_0 \quad (5.10)$$

Жалпы кубаттуулук

$$S = \sqrt{P^2 + Q^2} \quad (5.11)$$

Эгерде нагрузка бирдей мааниде болсо, анда  $P_0 = Q_0 = 0$ ;

$$P_A = P_B = P_C = U_\phi I_\phi \cos \varphi_\phi, \quad Q_A = Q_B = Q_C = U_\phi I_\phi \sin \varphi_\phi$$

Мында,  $\varphi_\phi$  - нагрузканын фазасындагы  $U_\phi$  чыңалуусу менен нагрузканын фазасынын  $I_\phi$  агынынын ортосундагы бурч.

Нагрузканын фазалары бирдей мааниде болгондо,

$$\begin{aligned} P &= 3U_\phi I_\phi \cos \varphi_\phi \\ Q &= 3U_\phi I_\phi \sin \varphi_\phi \\ S &= 3U_\phi I_\phi \end{aligned} \quad (5.12)$$

Бирдей маанидеги нагрузкаларды жылдызча же үч бурчтук түрүндө туташтыруу ыкмаларына көз каранды болбостон.

$$3U_\phi I_\phi = \sqrt{3} \sqrt{3} U_\phi I_\phi = \sqrt{3} U_\nu I_\nu \quad (5.13)$$

мында  $U_\nu$  - нагрузкадагы чубалгылык чыңалуу;  $I_\nu$  - нагрузкадагы чубалгылык агын.

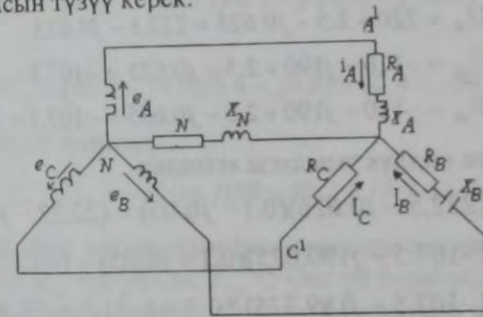
Ошондуктан (5.12) формуласынын ордуна көпчүлүк учурда колдонулуучу формула:

$$\left. \begin{aligned} P &= \sqrt{3} U_\nu I_\nu \cos \varphi_\phi \\ Q &= \sqrt{3} U_\nu I_\nu \sin \varphi_\phi \\ S &= \sqrt{3} U_\nu I_\nu \end{aligned} \right\} \quad (5.14)$$

5.4-маселеси. Нөлдүк зымы бар жылдызча түрүндө туташтыргыла тизмектин фазалык чыңалуусун жана зарде кабыл алгычындагы агындарды аныктагыла. Каршылыктары комплекс түрүндө берилген:

$$Z_A = (8 + j4) \text{ Ом}; \quad Z_B = (8 - j4) \text{ Ом}; \quad Z_C = 5 \text{ Ом}.$$

Симметриялуу үч фазалык системанын аракет кылуучу мааниси болгон ЭКК 220В. Нөлдүк зымдын каршылыгы  $Z_N = (0.5 + j1) \text{ Ом}$ . Вектордук диаграммасын түзүү керек.



5.15-чийме.

Чыгаруу: Маселенин шартына туура келген схема, 5.15-чийменде көрсөтүлгөн. Бутактардын өткөргүчтүктөрү жана түйүндөрдүн ортосундагы өткөргүчтүк төмөнкүдөй:

$$Y_A = \frac{1}{Z_A} = \frac{1}{8 + j4} = (0.1 - j0.05) \text{ См};$$

$$Y_B = \frac{1}{Z_B} = \frac{1}{8 - j4} = (0.1 + j0.05) \text{ См};$$

$$Y_C = \frac{1}{Z_C} = \frac{1}{5} = 0.2 \text{ См};$$

$$Y_N = \frac{1}{Z_N} = \frac{1}{0.5 + j1} = (0.4 + j0.05) \text{ См}.$$

ЭКК булагынын комплекстери:

Жылдызчы түрүндө туташтырылган симметриялуу эмес кабыл алгычтар үчүн түрмөктөгү фазалык агын  $I_A$  ЭКК  $E_B$   $26^\circ$  артта, ал эми сыйымдуулуктагы  $I_B$  ЭКК  $E_B$   $26^\circ$  алдыда жүрөт.

$$\dot{E}_A = 220V; \dot{E}_B = 220e^{-j120^\circ} = (-110 - j190)V; \dot{E}_C = 220e^{-j240^\circ} = (-110 + j190)V;$$

Түйүндүк чыналуу

$$U_N = \frac{E_A Y_A + E_B Y_B + E_C Y_C}{Y_A + Y_B + Y_C + Y_N} = \frac{220(0.1 - j0.05) + (-110 - j190)(0.1 + j0.05) + (-110 + j190)0.2}{0.1 - j0.05 + 0.1 + j0.05 + 0.2 + 0.4 - j0.8} = (-2.5 + j0.6525)V$$

Фазалык чыналуулар:

$$U^1_A = \dot{E}_A - \dot{U}_N = 220 + 2.5 - j0.625 = 222.5 - j0.625$$

$$U^1_B = \dot{E}_B - \dot{U}_N = -110 - j190 + 2.5 - j0.625 = -107.5 - j190.625$$

$$U^1_C = \dot{E}_C - \dot{U}_N = -110 + j190 + 2.5 - j0.625 = -107.5 + j189.775$$

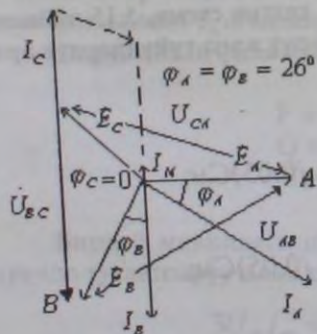
Фазадагы жана нөлдүк зымдагы агындар

$$\dot{I}_A = \dot{U}^1_A Y_A = (222.5 - j0.625)(0.1 - j0.05) = (22.22 - j11.19)A;$$

$$\dot{I}_B = \dot{U}^1_B Y_B = (-107.5 - j190.625)(0.1 + j0.05) = (-1.22 - j24.44)A;$$

$$\dot{I}_C = \dot{U}^1_C Y_C = (-107.5 + j189.775) \cdot 0.2 = (-21.5 + j37.88)A;$$

$$\dot{I}_N = \dot{U}^1_N Y_N = (-2.5 + j0.625)(0.4 - j0.8) = (-0.5 + j2.25)A$$



5.16-чийме.

Чыналуулардын жана агындардын вектордук диаграммасы 5.16-чиймеде көрсөтүлгөн.  $U_N$ -Чондугу кичине, ошондуктан нейтралдык зымдын жылышы диаграммада көрсөтүлгөн эмес

5.5 маселеси. 5.15-чиймедеги тизмекте С фазасында чубалгы зымы үзүлүп калды тизмектеги агындарды жана фазалык чыналууларды анык-

тагыла. Алгачкы берилген маанилери мурунку 5.4-маселедегилей.

Чыгаруу. Түйүндөрдүн чыналуусу

$$\dot{U}_{N'N} = \frac{\dot{E}_A Y_A + \dot{E}_B Y_B}{Y_A + Y_B + Y_N} = \frac{220(0.1 - j0.05) + (-110 - j190)(0.1 + j0.05)}{0.1 - j0.056 + 0.1 + j0.05 + 0.4 - j0.8} = (40.7 - j4.9)V$$

Кабыл алгычтагы фазалык чыналуу

$$\dot{U}^1_A = \dot{E}_A - \dot{U}_{N'N} = 220 - 40.7 + j4.9 = (179.3 + j4.9)V$$

$$\dot{U}^1_B = \dot{E}_B - \dot{U}_{N'N} = -110 - j190 - 40.7 + j4.9 = (-150.7 - j4.9)V$$

Фазадагы агындар

$$\dot{I}_A = \dot{U}^1_A Y_A = (179.3 + j4.9)(0.1 - j0.05) = (18.2 - j8.3)A;$$

$$\dot{I}_B = \dot{U}^1_B Y_B = (-150.7 - j185.1)(0.1 + j0.05) = (-5.8 - j26)A;$$

$$I_C = 0;$$

$$\dot{I}_N = \dot{U}^1_N Y_N = (40.7 - j4.9)(0.4 - j0.8) = 12.4 - j34.5$$

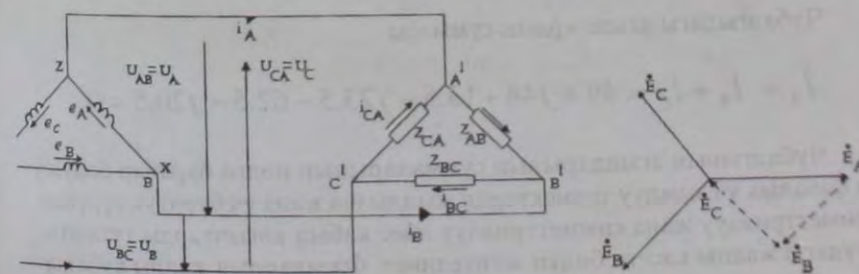
Үзүлгөн жердеги чыналуу

$$\dot{U}_{C'N} = \varphi_C - \varphi_{C'} = \dot{E}_C - \dot{U}_{N'N} = -110 + j190 - 40.7 + j4.9 = (-150.7 + j194.9)V$$

5.6- маселе. Кабыл алгычытын фазаларындагы каршылыктар

$Z_{AB} = (8 + j4)$  Ом;  $Z_{BC} = (8 - j4)$  Ом;  $Z_{CA} = 5$  Ом; үч бурчтук боюнча туташтырылып, ошондой эле оромдору үч бурчтук түрүндө туташтырылган үч фазалык генераторго кошулган. Симметриялуу системадагы генератордун ЭКК чыныгы маанилери 220В барабар. Чубалгынын зымдарынын жана генератордун оромдорунун каршылыктарын эске албай фазалык жана чубалгылык ари бир фазанын жана тизмектин жалпы агындырын, аракеттүү, реактивдүү жана жалпы кубаттуулуктарды эсептегиле. Вектордук диаграмма түзүү керек.

$$\dot{E}_C = 220(-\sin 30^\circ + j \cos 30^\circ) = 220(-0.5 + j0.866) = (-110 + j190.52)V;$$



5.17-чийме.

Чыгаруу. 5.17-чиймедеги түзмөккө маселенин шарттары туура келет. Эгер чубалгынын зымдарынын генератордун оромдорунун каршылыктарын нөлгө барабар десек, анда кабыл алгычтын фазалык чынылуулары туура келүүчү ЭКК барабар.

$$\dot{U}_{AB} = j220B;$$

$$\dot{U}_{BC} = 220e^{-j30^\circ} = (190 - j110)B;$$

$$\dot{U}_{CA} = 220e^{-j150^\circ} = (-190 - j110)B;$$

Кабыл алгычтагы фазалык агындар

$$\dot{I}_{AB} = \frac{\dot{U}_{AB}}{Z_{AB}} = \frac{j220}{8 + j4} = (11 + j22)A;$$

$$\dot{I}_{BC} = \frac{\dot{U}_{BC}}{Z_{BC}} = \frac{190 - j110}{8 - j4} = (24.5 - j1.5)A;$$

$$\dot{I}_{CA} = \frac{\dot{U}_{CA}}{Z_{CA}} = \frac{-190 - j110}{5} = (-38 - j22)A.$$

Чубалгыдагы агындар

$$\dot{I}_A = \dot{I}_{AB} - \dot{I}_{CA} = 11 + j22 - 38 + j22 = (49 + j44)A;$$

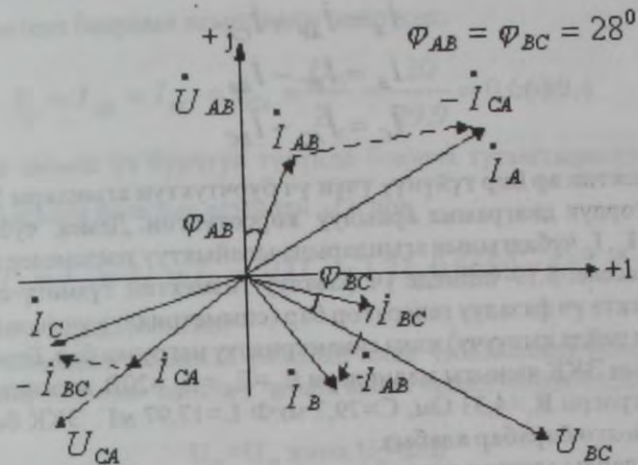
$$\dot{I}_B = \dot{I}_{BC} - \dot{I}_{AB} = 24.5 - j1.5 - 11 - j22 = (13.5 - j23.5)A;$$

$$\dot{I}_C = \dot{I}_{CA} - \dot{I}_{BC} = -38 - j22 - 24.5 + j1.5 = (-62.5 - j20.5)A.$$

Чубалгыдагы агындардын суммасы

$$\dot{I}_A + \dot{I}_B + \dot{I}_C = 49 + j44 + 13.5 - j23.5 - 62.5 - j20.5 = 0$$

Чубалгынын агындарынын суммаларынын нөлгө барабар болушу үч фазалык үч зымдуу тизмектерди жылдызча жана үч бурчтук түрүндө, симметриялуу жана симметриялуу эмес кабыл алгычтарды туташтыруудагы жалпы касети болуп эсептелинет. Фазалардын жалпы кубаттуулуктары



5.18-чийме.

$$\tilde{S}_{AB} = \dot{U}_{AB} \dot{I}_{AB} = j220(11 - j22) = (4840 + j2420)BA;$$

$$\tilde{S}_{BC} = \dot{U}_{BC} \dot{I}_{BC} = (190 - j110)(24.5 + j1.5) = (4840 - j2420)BA;$$

$$\tilde{S}_{CA} = \dot{U}_{CA} \dot{I}_{CA} = (-130 - j110)(-38 + j22) = 12000 \text{ VA};$$

Системанын жалпы аракеттүү кубаттуулугу

$$P = 4840 + 4840 + 12000 = 21680 \text{ Вт}$$

Жалпы реактивдүү кубаттуулук

$$Q = 2420 - 2420 = 0$$

5.17-чиймедеги тизмектин 5.18-чиймеде вектордук диаграммасы көрсөтүлгөн.  $A^1, B^1$  жана  $B^1 C^1$  фазалары бирдей маанидеги, бирок ар кандай элементерге (L, C) кошулган.  $A^1, B^1$  фазасында агын чыңалуудан  $\varphi_{AB} = 28^\circ$  артта жүрөт, ал эми  $B^1 C^1$  фазасында чыңалуудан  $\varphi_{BC} = 28^\circ$  алдыда жүрөт.

Чубалгынын агындары ( $\dot{I}_A, \dot{I}_B, \dot{I}_C$ ) туура келүүчү фазалык артта жүрүшөт  $\dot{I}_{AB}, \dot{I}_{BC}, \dot{I}_{CA}$ . Кирхгофтон биринчи мыйзамы боюнча  $A^1, B^1, C^1$  агындарын аныктасак

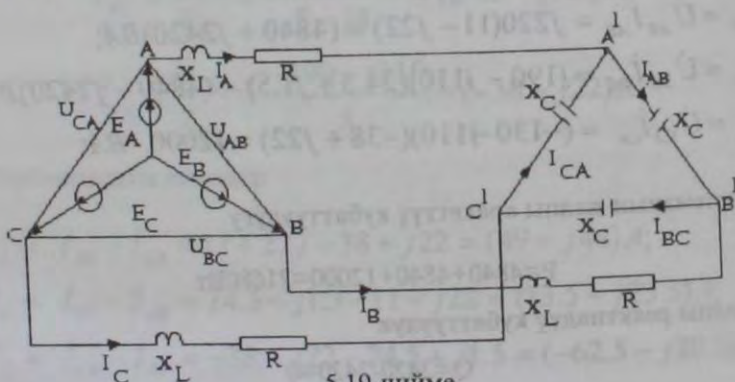
$$\begin{aligned} \dot{I}_A &= \dot{I}_{AB} - \dot{I}_{CA} \\ \dot{I}_B &= \dot{I}_{BC} - \dot{I}_{BA} \\ \dot{I}_C &= \dot{I}_{AC} - \dot{I}_{BC} \end{aligned}$$

Тизмектин ар бир түйүнүү үчүн үч бурчтуктун агындары 5,18 -чиймеде вектордук диаграмма аркылуу көрсөтүлгөн. Демек чубалгынын агыны  $I_A, I_B, I_C$  чубалгынын агындарына ылайыктуу теңдемелер түзүлгөн.

5.7 маселе. 5.19-чиймеде үч фазалуу тизмектин түзмөгү келтирилген. Тизмекте үч фазалуу генератор бар (симметриялуу үч фазалык ЭКК системасы пайда кылуучу) жана симметриялуу нагрузка бар. Генератордо фазалардын ЭКК чыныгы маанилери  $E_A = E_B = E_C = 20\text{В}$ , мезгили  $T = 0,015\text{с}$ , параметрлери  $R_1 = 4,33\text{ Ом}$ ,  $C = 79,7\text{ мкФ}$   $L = 17,97\text{ мГ}$ . ЭКК баштапкы фазасын нөлгө барабар алабыз.

Агындарды эсептөө керек жана вектордук диаграмманы түзгүлө.

Берилген чекиттердин ортосундагы заматтык чыңалууну аныктагыла. Үч фазалык системаны аракеттүү кубаттуулугун эсептегиле.



Чыгаруу: Бурчтук жыштыгын тапсак

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{3 \cdot 3,14}{0,015} = 419 \text{ рад/с}$$

Мында чубалгы зымдарында аракеттүү жана эпкинүү каршылыктар кабыл алгычтарга таасир кылбайт. Муну вектордук диаграмманын жардамы менене тактоого болот, андыктан:

$$Z_\phi = \sqrt{R^2 + X^2} = \sqrt{0^2 - X^2} = \sqrt{(-29,9)^2} = 29,9 \text{ Ом}$$

Тизмектеги баардык агындарды эсептесек:

$$I_\phi = I_{AB} = I_{BC} = I_{CA} = \frac{U_\phi}{Z_\phi} = \frac{20}{29,9} = 0,6689 \text{ А}$$

Качан тизмек үч бурчтук түрүндө боюнча туташтырылганда, чубалгынын агыны фазалык агындан  $\sqrt{3}$  чон

$$I_\psi = I_A = I_B = I_C = \sqrt{3} I_\phi = 1,73 \cdot 0,6689 = 1,17 \text{ А}$$

Чыңалууларды эсептөө:

5,19-чиймедеги тизмекте фазанын жана чубалгынын чыңалуулары бар.  $U_\phi = 20\text{В}$  фазалык чыңалуу чубалгынын чыңалуусуна барабар:

$$U_\phi = U_{10} \text{ жана } U_\psi = 20\text{В}$$

Чыңалуунун заматтык мааниси

$U_{BC} = U_m \sin(\omega t + \phi)$ , мында  $U_{BC}$  - Чыңалуунун заматтык мааниси

$$U_m = U\sqrt{2} = 20\sqrt{2} = 28,4\text{В};$$

$$\phi = 90^\circ;$$

$$U_{BC} = 28,4 \sin(\omega t + 90^\circ) \text{ В}$$

Кубаттуулуктарды чыгаруу:  $P_\phi$  нөлгө барабар

$$P_\psi = I_\psi^2 Z_A = 1,17^2 \cdot 8,674 = 11,87 \text{ Вт};$$

$$Z_A = \sqrt{R^2 + X_L^2} = \sqrt{4,33^2 + 7,517^2} = 8,674 \text{ Ом}$$

комплектүү фазалык жана чубалгынын агындарынын маанилери текшерүүдө комплектик фазалык же чубалгылык агындардын суммаларынын касиеттерин колдонуп, мисалы фазалык агындар үчүн, генератордун оромдорунун ички каршылыктарын эске албаса, анда фазалык ЭКК туура келүүчү фазалык чыңалуулар  $U_A, U_B, U_C$  барабар.

$$E_A = U_A, E_B = U_B, E_C = U_C$$

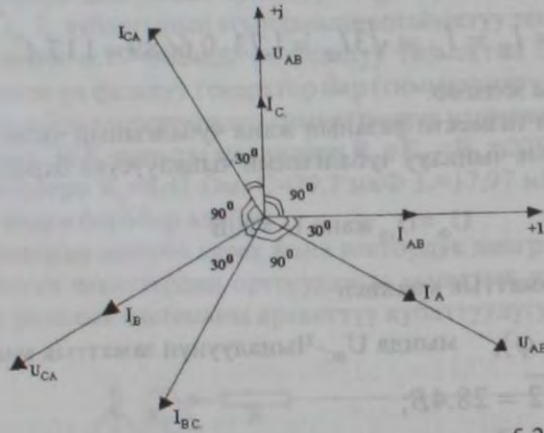
5.20 чийме. 5.19-чиймеде көрсөтүлгөн тизмеги үчүн вектордук диаграмма. Симметриялуу үч фазалык системада фазалык чыңалуулар бир-бирине барабар

$$U_\phi = U_A = U_B = U_C = 20\text{В}$$

$U_\Phi$  — фазалык чыңалуу. Ушул сыяктуу эле фазалык ЭКК өз ара барабар

$$E_A = E_B = E_C = E_\Phi$$

Тизмектин фазалык каршылыктарын эсептөөдө: аракеттүү, эпкинүү жана сыйымдуулук каршылыктарын табабыз.



5.20-чийме.

$$X_L = L \cdot \omega = 17.94 \cdot 10^{-3} \cdot 419 = 7,517 \text{ Ом}$$

$$X_C = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{79.7 \cdot 10^{-6} \cdot 419} = 29,9 \text{ Ом}$$

$$R_1 = 4,33 \text{ Ом}$$

Үч бурчтук түрүндө туташтырылган симметриялуу кабыл алгычта чубалгынын агындары өз ара барабар жана  $\sqrt{3}$  кө фазалык агындардан чоң, ошондуктан чубалгынын агындары туура келүүчү фазалык агындардан  $30^\circ$  артта жүрөт (5.20 чийме)

Жалган сандардын (+j) огу комплекстик чыңалуу  $U_{AB}$  менен бириктирилип (5.20 чийме), мында чыныгы сандардын (+1) огу горизонталдуу жайгашкан.

Кабыл алынган комплекстик ордината үчүн фазалык агындар:

$$\dot{I}_{AB} = \dot{I}_{AB} e^{j0} = 0.6689(\cos 0^\circ + j \sin 0^\circ) = 0.6689 \text{ A};$$

$$\dot{I}_{BC} = \dot{I}_{BC} e^{-j120^\circ} = -0.6689(-\cos 60^\circ - j \sin 60^\circ) = (-0.33445 + j0.5792) \text{ A};$$

$$\dot{I}_{CA} = \dot{I}_{CA} e^{j120^\circ} = 0.6689(-\cos 60^\circ + j \sin 60^\circ) = (-0.33445 + j0.5792) \text{ A};$$

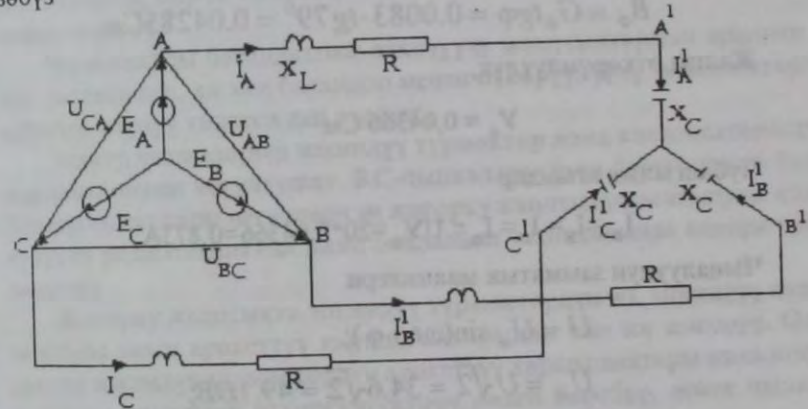
Комплекстик фазалык агындарды текшерүүдө комплекстик вазалык же чубалгынын агындарынын суммаларынын нөлгө барабар деген кассеттерин колдонуп

$$\dot{I}_{AB} + \dot{I}_{BC} + \dot{I}_{CA} = 0$$

$$\dot{I}_{AB} + \dot{I}_{BC} + \dot{I}_{CA} = 0.6689 - 0.33445 - 0.33445 + j(0.5792 - 0.5792);$$

$$\dot{I}_{AB} + \dot{I}_{BC} + \dot{I}_{CA} = 0 + j0 = 0$$

Үч бурчтук туташтыруунун (5.19-чийме) жылдызчага өзгөртүп түзөбүз



5.21-чийме.

Фазадагы агындарды эсептейли. Жылдызча түрүндө туташтырылган симметриялуу кабыл алгычтар үчүн фазадагы чыңалуулар

$$U_\Phi = U_\varepsilon / \sqrt{3}$$

$$U_\Phi = U_\varepsilon * \sqrt{3} = 20 * \sqrt{3} = 34,6 \text{ A}$$

Фазалардагы агындар

$$I_\Phi = \dot{I}_A^1 = \dot{I}_B^1 = \dot{I}_C^1 = \frac{U_\Phi}{Z_\Phi} = \frac{20}{22,79} = 0,877 \text{ A}$$

$$Z_\Phi = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} = \sqrt{4.33^2 + (7.517 - 29.9)^2} = 22.79 \text{ Ом}$$

Фазалык агындар фазалары боюнча

$\varphi = \arccos R/Z = \arccos 4.33/22.79 = \arccos 0.19 = 79^\circ$  бурчуна салыштырмалуу туура келүүчү фазалык чыңалуудан алдыда жүрүшөт.

Фазалардын аракеттүү өткөрүмдүүлүгү,

$$G_\varphi = \frac{R}{R^2 + X^2} = \frac{4.33}{4.33^2 + (7.517 - 29.9^2)} = 0.00833 \text{ См}$$

Реактивтүү өткөрүмдүүлүк,

$$B_\varphi = G_\varphi \operatorname{tg} \varphi = 0.0083 \cdot \operatorname{tg} 79^\circ = 0.04285 \text{ См}$$

Жалпы өткөрүмдүүлүк,

$$Y_\varphi = 0,04366 \text{ См}$$

Чубалгылык агындар

$$I_\varphi = I_B = I_C = I_\varphi = U Y_\varphi = 20 \cdot 0.04366 = 0.873 \text{ А}$$

Чыңалуунун замматтык маанилери

$$U = U_m \sin(\omega t + \varphi);$$

$$U_m = U \sqrt{2} = 34.6 \sqrt{2} = 49.1 \text{ В};$$

$$U_{BC} = 49.1 \sin(\omega t + 79^\circ) \text{ В}$$

Тизмектин жалпы реактивдүү кубаттуулугу

$$P = 3P_\varphi = 3U_\varphi I_\varphi \cos \varphi = 3 \cdot 20 \cdot 0.873 \cdot 0.19 = 29,86 \text{ Вт}$$

Комплекстиктүү чубалгынын агыдарынын маанилерин текшерүү.

$$\dot{I}_C = I_C e^{j41^\circ} = 0.873(\cos 41^\circ + j \sin 41^\circ) = 0.873(0.7547 + j0.656) = (0.65588 + j0.5727) \text{ А};$$

$$\dot{I}_B = I_B e^{+j161^\circ} = 0.873(-\cos 19^\circ + j \sin 19^\circ) = 0.873(-0.9455 + j0.3256) = (-0.8254 + j0.2842) \text{ А};$$

$$\dot{I}_A = I_A e^{-j79^\circ} = 0.873(\cos 79^\circ - j \sin 79^\circ) = 0.873(0.1908 - j0.9816) = (0.1666 - j0.8569) \text{ А};$$

$$\dot{I}_A + \dot{I}_B + \dot{I}_C = 0.655 - 0.8254 + 0.1666 + j(0.5727 + 0.2842 - 0.8569) = 0 + j0 = 0$$

## ЧЫПКАЛАР ЖАНА ЧЫПКАЛАРДЫН ТИПТЕРИ

### § 6.1 Чыпкалардын типтери жана аткарган жумушу

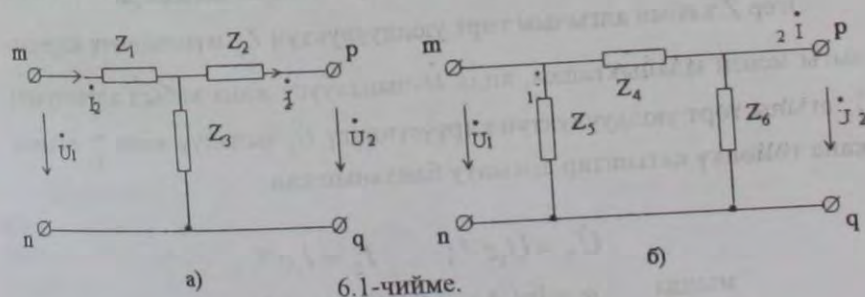
Электр чыпкалары аркылуу камсыздандыруу булак менен кабыл алгычтын (нагрузка) ортосунда жайгашкан төрт уюлдуулукту түшүндүрүүгө болот. Электр чыпкаларынын аткарган жумушу мындай, кабыл алгычка тоскоолдуксуз бир жыштыктагы агындарды басаңдатпай өткөрүп, бирок башка жыштыктагы агындарды чоң кечиктирүү менен өткөзөт.

Чыпкаларды басаңдатпай өткөзүүчү жыштыктардын арымын тунук тилкеси деп, ал эми басаңдоо менен өткөрүүлүүчү жыштыктардын арымын өчүчү тилкеси деп аташат.

Электр чыпкаларын эпкинүү түрмөктөр жана конденсаторлордун жардамы менен чогултушат. RC-чыпкалары гана башка түрдө болот. Электр чыпкалары негизинен эң жогорку жыштыктагы агындар колдонулуучу радиотехникада жана байланыш техникасында кенири пайдаланылат.

Жогорку жыштыкта эпкинүү түрмөктөрдүн  $wL$  эпкинүү каршылыктары анын аракеттүү каршылыктарынан көп эсе жогоруу. Ошондуктан эпкинүү түрмөктөрдүн аракеттүү каршылыктары жана конденсатордун аракеттүү өткөргүчтүктөрү нөлгө барабар, демек чыпкалар идеалдуу реактивдик элементтерден гана түзүлгөн.

Чыпкаларды симметриялуу T-же П-түзмөктөр түрүндө туташтырышат (6.1, а, б-чийме), же болбосо  $Z_2 = Z_1$ ; жана  $Z_6 = Z_5$ ,



6.1-чийме.

Чыпкаларды изилдөөдө басаңдоо жана фаза коэффициенттери деген түшүнүктөрдү колдонобуз.

6.1,а-чиймедеги түзмөктө  $Z_1$  каршылыгы жана 6.1,б-чиймесиндеги схемада  $Z_4$  каршылыктын узатасындагы каршылыктар, ал эми 6.1,а-чиймедеги түзмөктө  $Z_2$  каршылыгын жана 6.1,б-чиймедеги түзмөктө  $Z_3$  каршылыгын туурасындагы каршылыктар деп кабыл алабыз. Чыпкалардын узатасындагы каршылыктын ага туура келген туурасындагы каршылыкка болгон көбөйтүндүсү берилген чыпка үчүн кандайдыр бир турактуу санды берет (К-саны), бул жыштыктан көз каранды эмес, аны К-чыпкалары деп кабыл алынган. Чыпкаларда бул көбөйтүндү жыштыктан көз каранды болсо  $m$ -чыпкалар деп аташат. Чыпканын чыгуусуна туташтырылса  $Z_n$  кабыл алгычтын каршылыгы мүнөздөчү каршылык менен ылайыкташ керек.

К-чыпкаларында  $Z_c$   $w$  жыштыктан көз каранды болуп, тунуктук тилкесинде орун алып, чоң өзгөрүүлөргө дуушар болот. Бул жагдай кабыл алгычтын каршылыгын жыштыктан функция катары өзгөртүүнү талап кылат (өзгөчө тунуктук тилкесинин чегине жакындаганда), бирок бул керексиз болуп эсептелет.  $m$ -чыпкаларында  $m$ -коэффициентинин маанилери кээ бир учурларда,  $Z_c$  каршылыгы жыштыктан эң аз өзгөрүлөт (тунуктук бөлүгүнүн чегинде), ошондуктан практикада кабыл алгыч чоңдугу боюнча  $w$  ар кандай маанилери үчүн бул чектерде туруп бирдей болушу мүмкүн.

Чыпканын сапаттуулугу жогору болушу мүмкүн, эгер чыпкалоочу касиеттери тез көрүнүп жогору болсо, анда өчүү тилкесинде өчүүлөр тез жогорулайт.

Төрт уюлдуктуулардын чыпкалоочу касиеттер физикалык жактан буларда резонанстык режимдер пайда болушуна шарттарды түзөт (агындардын же чыңалуулардын резонанстары)

### § 6.2 К-чыпкаларынын назариятынын негиздери

Эгер  $Z$  кабыл алгычын төрт уюлдуулуктун  $Z_c$  мүнөздөөчү каршылыгы менен ылайыкташса, анда  $\dot{U}_2$  чыңалуусу жана кабыл алгычтагы  $\dot{I}_2$  агыны төрт уюлдуулуктун кирүүсүндөгү  $\dot{U}_1$  чыңалуу жана  $\dot{I}_1$  агыны жана төмөнкү катыштар аркылуу байланышкан:

$$\begin{aligned} \dot{U}_2 &= \dot{U}_1 e^{-g}; & \dot{I}_2 &= \dot{I}_1 e^{-g} \\ \text{мында } g &= \ln(A + \sqrt{BC}) = a + jb \\ \text{анда } \dot{U}_2 &= \dot{U}_1 e^{-a} e^{-gb}; & \dot{I}_2 &= \dot{I}_1 e^{-a} e^{-gb} \end{aligned}$$

көбөйтүүчү  $e^{-a}$  чыңалуу (агындын) модулу чыпкадан чыгууда чыпкага кирүүчү чыңалуудан (агындан) канча эсе аз экендигин аныктайт (фаза

боюнча  $\dot{U}_1, \dot{U}_2$  ден  $b$  бурчуна алдыда, агын  $\dot{I}_1, \dot{I}_2$  ден ошондой эле  $b$  бурчуна алдыда.  $a$  чоңдугу төрт уюлдуулуктун басандоосун мүнөздөйт).

Эгерде  $a=0$  анда  $e^{-a}=e^0=1$  чыпка термелүүлөрү өчүрбөй өткөзөт. Демек тунуктук тилкесинде,  $a=0$  басандоо бөлүгүндө  $a>0$ . Көбөйтүүчү  $e^{-a}$  модулу боюнча 1 барабар, бул болсо  $\dot{U}_2$  чыңалуусу жана  $\dot{I}_2$  агыны  $\dot{U}_1$  жана  $\dot{I}_1$   $b$  бурчуна ылайыктуу артта жүрөрүн мүнөздөйт.

Төрт уюлдуулуктун чыпкалоочу касиеттери төрт уюлдуулуктун  $A$  коэффициенттик билдирүүчүсүн ага барабар болгон гиперболалык косинустук  $a+jb$  аргументине салыштыруу жолун карайлы:

$$A = ch(a + jb)$$

Гиперболалык косинусту эки аргументтин суммасынан ( $chjb = \cos b$  жана  $shjb = j \sin b$  эске алуу менен) төмөнкүчө көрсөтүүгө болот:

$$ch(a + jb) = cha \cos b + jsha \sin b$$

каалаган  $T$ -түзмөк түрүндө чогултулган чыпка үчүн  $A=1+(Z_1/Z_3)$ .  $\Pi$ -түзмөк түрүндө чогултулган чыпка үчүн  $A=1+(Z_4/Z_2)$ .

Чыпка кандай гана реактивдүү каршылыктардан чогултулбасын,  $Z_1/Z_3$  катышы  $T$ -түзмөктө жана  $Z_4/Z_2$   $\Pi$ -түзмөктө бардык учурда чыныгы (жалган жана комплекстүү эмес) сан-эки жалган сандардын катышы ар дайым чыныгы сан болот. Эгер  $A$ -коэффициенти чыныгы болсо, ага барабар болгон  $ch(a+jb)$  туюнтма да чыныгы болушу керек:

$$Ch(a+jb) = ch a \cos b + j sh a \sin b = A$$

Бул туюнтма чыныгы, эгер

$$sha \sin b = 0; \quad (6.1)$$

$$cha \cos b = A; \quad (6.2)$$

Мында, (6.1) жана (6.2) теңдемелерин тунуктук тилкесинин чегин жана тунуктук зонасында  $b$  бурчунун өзгөрүү мүнөздөмөсүн, ошондой эле басандоо бөлүктүн өчүү коэффициентинин өзгөрүү мүнөздөмөсүн аныктоо үчүн колдонушат. (6.1) барабарсыздыгы тунуктук тилкеси үчүн ( $a=0$ ) канагаттандырат, анткени  $sh a = sh 0 = 0$ .  $cho = 1$  ылайыктуу, (6.2) теңдемеси тунуктун тилкеси үчүн төмөнкүгө өтөт:

$$\cos b = A \quad (6.3)$$

Тегеректин косинусу  $(\cos b) + 1$  ден  $-1$ ге чейинки пределдерге өзгөрүшү мүмкүн. Ошондуктан,  $A$  коэффициентинин четки маанилери  $[A(\omega)$ -жыштыктын функциясы болот] тунуктун тилкесинде  $\pm 1$  барабар. Жалпысынан алганда тунуктуктун тилкеси жыштыктын  $\omega_1$  деп  $\omega_2$  чейинки арымында турат.  $\omega_1$  жана  $\omega_2$  маанилери төмөнкү жыштыктын (ТЖ) жана жогорку жыштыктын (ЖЖ) чыпкалары үчүн теңдемелерди чыгаруу менен аныкталат.

$$A(\omega) = \pm 1, \quad (6.4)$$

тилкелик жана чектөөчү чыпкаларында  $\omega_1$  жана  $\omega_2$   $A(\omega) = -1$  теңдемесинин тамыры катары табышат. Булар үчүн теңдемеси  $\omega_1$  жана  $\omega_2$  ортосундагы жыштыктын интервалында жайгашкан  $A(\omega) = 1$  резонанстык жыштык деп аталган  $\omega_0$  аныктоо мүмкүндүк берет. Тунуктук тилкеси жана басаңдоо тилкелеринин чегиндеги жыштыкты кескен жери деп аташат.

Бурч  $b$  өзгөрүү мүнөздөмөсү тунуктук зонасы үчүн  $\omega$  функция катары (6.3) теңдемесине туура келет деп төмөнкүчө аныкташат:

$$b = \arccos A(\omega) \quad (6.5)$$

Басаңдоо тилкеси үчүн  $a$  жана  $b$  аныктайбыз. Басаңдоо зонасында  $a > 0$  (6.1) теңдемеси төмөнкү шарт үчүн канагаттандырат:

$$\sin b = 0 \quad (6.6)$$

$$\text{же } b = 0, \quad (6.7)$$

$$\text{жана } b = \pm \pi, \quad (6.8)$$

(6.2) теңдемесине ылайык,  $b = 0$  болгондо

$$\operatorname{sh} a = A(\omega) \quad (6.9)$$

Ал эми  $b = \pm \pi$ , болгондо,

$$\operatorname{ch} a = -A(\omega) \quad (6.10)$$

(6.9) жана (6.10) теңдемелери  $A$  маанилери аркылуу  $\omega$  функциясындай  $\operatorname{ch} a$  басаңдоо тилкесинен табууга мүмкүндүк берет, ал эми  $\operatorname{ch} a$  аркылуу  $a$  табылат, ошентип  $a = f(\omega)$  ийри сызыгы түзүүгө болот. (6.7) жана (6.8) теңдемелеринен басаңдоо тилкесиндеги чыпкандан чыгуучу  $U_2$  чыналасуу чыпкага кирүүчү  $U_1$  чыналуусу менен бирдей  $b = 0$  болгондо, же карама-каршы фазада ( $b = \pm \pi$ , болгондо) орун алышы күтүлөт.

Жыйынтык чыгарууда эки негизги билдирүүнү көрсөтүүгө болот:  
1.  $\omega$  жыштыгынын өзгөрүүсү менен төрт уюлдуулуктун  $B$  жана  $C$

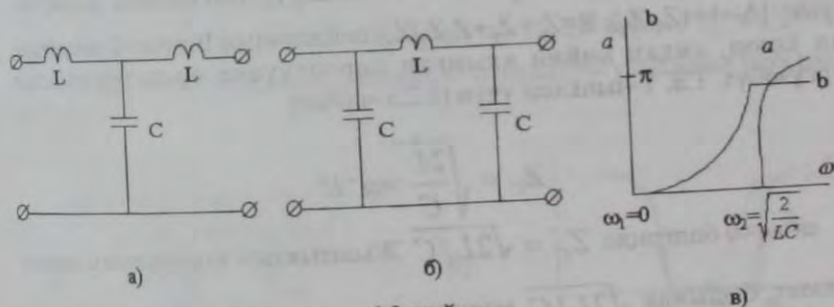
коэффициенттери өзгөрүлөт, ошондуктан мүнөздөлүүчү  $Z_C = \sqrt{B/C}$

каршылыгы өзгөрүлөт. Чыпканын кабыл алгычы менен ылайыкташып иштеши үчүн (ушул учурда гана чыпкалардын назарияты негиздүү айтылышы мүмкүн) жыштыкта өзгөрүү болгондо кабыл алгычтын каршылыгын да, өзгөртүү керек.

2. Тунуктук тилкесинде чыпканын мүнөздөөчү каршылыгы ар убакта аракеттүү, ал эми басаңдоо тилкесинде анык реактивдүү (эпкиндүү же сыйымдуу).

### § 6.3 Төмөнкү жыштыктагы (ТЖ) жана жогорку жыштыктагы (ЖЖ) К-чыпкалары. Тилкеленген жана чектөөчү К-чыпкалары.

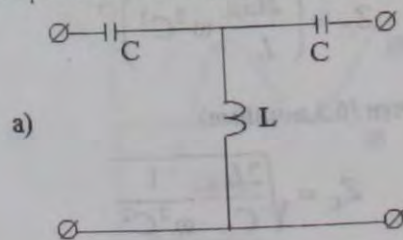
ТЖ чыпкалар деп, кабыл алгычка төмөнкү жыштыкты гана өткөрүүчү чыпкаларды айтабыз:  $\omega_1 = 0$  ден  $\omega_2$  чейинки. Булардын басаңдоо тилкеси  $\omega_2$  ден  $\infty$  чейинки интервалда орун алган. Эки ТЖ чыпкалардын түзмөгү 6.2, а, б-чиймеде келтирилген.



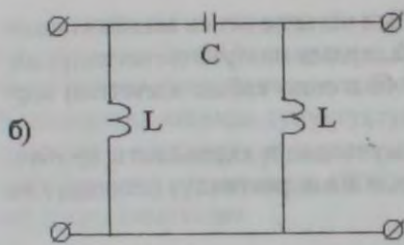
6.2-чийме.

$a$ -басаңдоо коэффициенти жана  $b$ -фаза коэффициентинин өзгөрүү мүнөздөмөлөрү сапаттык түрдө 6.2, в-чиймесинде көрсөтүлгөн.

ЖЖ чыпкалар аркылуу кабыл алгычка жогорку жыштыкты гана өткөрүүчү чыпкаларды түшүнөбүз:  $\omega_1$  ден  $\infty$  чейинки. Булардын басаңдоо тилкеси 0 ден  $\omega_1$  чейинки интервалда орун алган.







6.3-чийме.

Эки ЖЖ чыпкалардын схемасы 6.3,а,б-чиймеде келтирилген. а жана б коэффициенттеринин өзгөрүү мүнөздөмөлөрү 6.3,в-чиймесинде ийри сызыктар аркылуу берилген. Мүнөздөөчү  $Z$  каршылыгынын чоңдугунун тунуктук тилкесинде ГЖ Т-чыпкасы (6.2,а-чийме) үчүн, ошондой эле П-чыпкалар үчүн өзгөрүүсү тууралуу суроону карайлы. Алдыда коюлган максатка жараша  $Z_C = \sqrt{B/C}$  билдирүүсүнө ылайык формулаларын  $[A=1+(Z_1/Z_2); B=Z_1+Z_2+Z_1Z_2/Z_3]$  пайдаланып В жана С маанилерин коюп, андан кийин алынган көрсөтүүлөр аркылуу анализ жүргүзөбүз. ГЖ Т-чыпкасы үчүн (6.2,а-чийме).

$$Z_C = \sqrt{\frac{2L}{C}} = \omega^2 L^2$$

$\omega = \omega_1 = 0$  болгондо  $Z_C = \sqrt{2L/C}$  Жыштыктын жогорулашы менен  $Z_C$  азаят, башында  $\sqrt{2L/C}$  маанилеринен аз-аз айырмаланып. Жыштыктын маанилери  $\omega = \omega_2 \sqrt{2/LC}$  болгондо  $Z_C = 0$

ГЖ П-чыпкасы үчүн (6.2,б-чийме)

$$Z_C = \left( \frac{2C}{L} - \omega^2 C^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

ЖЖ Т-чыпкасы үчүн (6.3,а-чийме)

$$Z_C = \sqrt{\frac{2L}{C} - \frac{1}{\omega^2 C^2}}$$

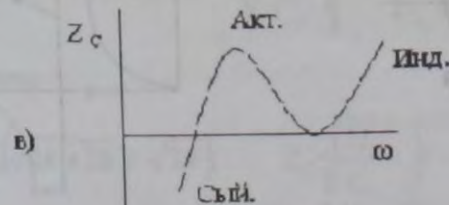
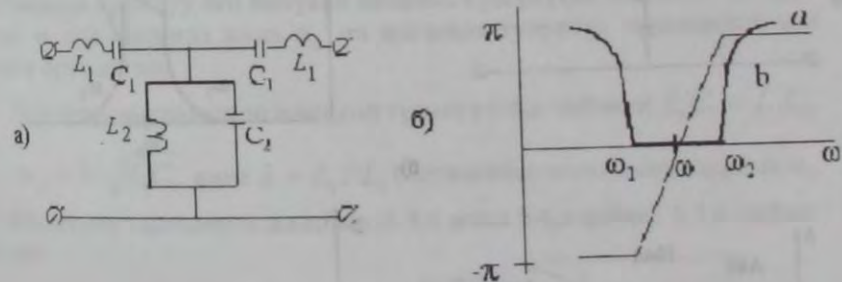
Бул учурда  $Z_C$  өзгөрүү мүнөзү ГЖ Т-чыпкасы үчүн  $Z_C$  өзгөрүү мүнөзүнөн айырмаланат, так эле. Эгер  $\omega = \omega_1 = \sqrt{2/LC}$  болсо  $Z_C = 0$  жогорулашы менен  $Z_C$  каршылыгы жогорулайт жана  $\omega \rightarrow \infty$  умтулганда  $Z_C \sqrt{2L/C}$ .

ЖЖ П-чыпкасы үчүн (6.3,б-чийме)

$$Z_C = \left( \frac{2C}{L} - \frac{1}{\omega^2 L^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Эгер чыпканын иштөө жыштыктары берилген чыпканын ички тунуктук тилкесинде орун алса жана  $\omega$  маанисинен салыштырмалуу алыс жатса,  $Z_C = 0$  болсо, анда кабыл алгычтын  $Z_H$  каршылыгын ГЖ чыпкалардын чыгуусунда  $Z_C$  барабар деп алынат да  $\omega = \omega_1 = 0$  туура келет. ГЖ Т-чыпкасы үчүн (6.2,а-чийме)  $Z_C = \sqrt{2L/C}$ . ЖЖ чыпкалар үчүн болушунча кабыл алгычты  $Z_C$  тин маанилери менен ылайыкташтырылат,  $\omega \rightarrow \infty$  умтулганда. ЖЖ Т-чыпкасы үчүн (6.3,а-чийме)  $Z_C = \sqrt{2L/C}$ .

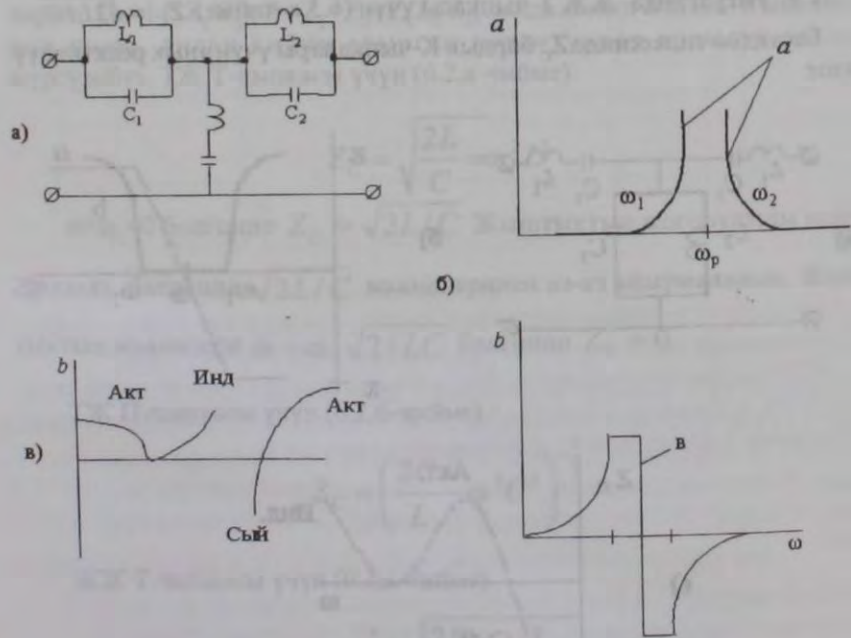
Басандоо тилкесинде  $Z_C$  бардык К-чыпкалары үчүн анык реактивдүү болот.



6.4-чийме.

Басандоо тилкесинде  $Z_C$  эпкиндуу же сыйымдуулук мүнөзгө ээ болорун түшүндүрүү үчүн бул, чыпканы кирүү каршылыгынын мүнөздөмөсүн аныктоо керек (чыпка бардык убакта ылайыкташтырылган кабыл алгычтын режиминде иштейт), пределдик режим үчүн, өзгөчө: ТЖ чыпкалары үчүн (6.2,а,б-чийме) жыштык өтө жогору болгондо, ал эми ЖЖ чыпкалары үчүн (6.3,а,б-чийме) өтө кичине жыштыкта (назарияттык жактан  $\omega \rightarrow 0$  умтулганда), түзмөктүн чыгуу кыскачтары кысканда деп эсептегенде. Ушул эле жыйынтык, эгер буларды ажыратылган деп эсептесек алынат. Жыйынтыктоонун негизинде  $Z$  өчүү зонасында ТЖ Т-чыпкасы үчүн (6.2,а-чиймеси) жана ЖЖ П-чыпкасы үчүн (6.3,б-чийме) эпкиндуу мүнөзгө ээ; ТЖ П-чыпкасы (6.2,а-чийме) сыйымдуулук мүнөзгө ээ болот.

Тилкелерден турган чыпкалар аркылуу кабыл алгычка жыштыктын эң жука бөлөгү болгон  $\omega_1$  ден  $\omega_2$  чейин гана өткөрүүчү чыпкаларды түшүнөбүз. Солдон  $\omega_1$  ден жана оңго  $\omega_2$  ден басандоо тилкесинде орун алган.



6.5-чийме.

Эн жөнөкөй бөлүктүк К-чыпкасынын түзмөгү 6.4,а-чиймеде көрсөтүлгөн. Түзмөктүн мүнөздөгүчтөрү  $L_1 C_1 = L_2 C_2$  шартын канааттандырышы керек. а жана б өзгөрүү мүнөздөмөлөрү тилкелерден турган чыпкалар үчүн 6.4,б-чиймеси ийри сызыктар менен берилген.

Жыйынтыгы чыгарбаган тариздерди бөлүк-бөлүктөн турган чыпкалардын мүнөздөгүчтөрүн аныктоо үчүн беребиз, 6.4,а-чиймесинде берилген жыштыктар  $f_1, f_2$  жана чыпканын кабыл алгычы  $Z_C$  каршылыгы

$f_p = \frac{\omega_p}{2\pi}$ ; резонанстык жыштык болгондо:

$$1) f_p = \sqrt{f_1 f_2}; \quad 2) C_1 = \frac{f_2 - f_1}{2\pi f_1 f_2 Z_C};$$

$$3) L_1 = \frac{Z_C}{2\pi(f_2 - f_1)};$$

$$4) C_2 = \frac{1}{\pi Z_C(f_2 - f_1)}; \quad 5) L_2 = \frac{Z_C(f_2 - f_1)}{4\pi f_1}$$

Чектөөчү чыпкалар туралуу (6.5,а-чийме) тунуктук тилкеси басандоо тилкеси аркылуу эки бөлүккө кесилсе, түшүнүүгө болот (6.4,б-чиймеси).  $\omega_1$  сол жагында жана  $\omega_2$  оң жагында тунуктук тилкесинин эки бөлүгү орун алган.

Чектөөчү чыпканын эң жөнөкөй түзмөгү 6.4,а-чиймеде  $L_1 C_1 = L_2 C_2$

$\omega_p = 1/\sqrt{L_1 C_1}$  жана  $k = L_1 / L_2$  белгилейбиз жана чыпкалардын  $\omega_1, Z_C$  аныктоочу тариздерди жазабыз (6.3,а жана 6.4,ачийме). 6.3,а-чиймеси үчүн

$$\omega_{1,2} = \frac{\omega_p}{\sqrt{2k}} (\sqrt{1+2k} \pm 1); \quad Z_C = \sqrt{\frac{2L_2}{C_1}} \sqrt{1 - \frac{k}{2} \left( \frac{\omega_p - \omega}{\omega} \right)^2}$$

6.4,а-чийме үчүн

$$\omega_{1,2} = 0,25\omega_p (\sqrt{2k+16} \pm \sqrt{2k}); \quad Z_C = \sqrt{\frac{2L_1}{C_2}} \sqrt{1 - \frac{0,5k}{\left( \frac{\omega_p - \omega}{\omega} \right)^2}}$$

6.3,а-чиймедеги чыпка үчүн 0 дон  $\omega_1$  чейин жыштыктын областында  $Z_C$  сыйымдуулук мүнөзгө ээ, ал эми  $\omega_2$  ден  $\infty$  чейинки жыштыктын областында эпкиндуулуккө ээ. 6.4, а-чиймесиндеги чыпкада  $\omega_1$  ден  $\omega_2$  чейинки обласында сыйымдуулукка ээ.

$Z_C$  өзгөрүү мүнөздөмөсү 6.3,в жана 6.4, в-чиймелериндеги ийри сызктар аркылуу көрсөтүлгөн.

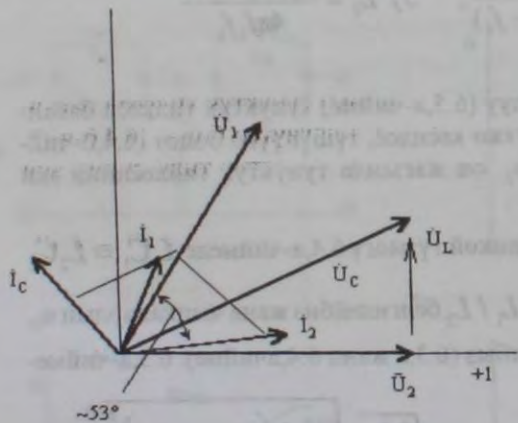
6.1-маселе: 6.2,а-чиймедеги түзмөктө  $L=10\text{мГ}$ ;  $C=10\text{мкФ}$

Тунуктук тилкесинин чегин тунуктук тилкесинде  $b$  коэффициенти өзгөрүү мыйзамы аныктап,  $\omega=2000\text{рад/с}$  жана  $I_2=0,2\text{ А}$  болгондо вектордук диаграмманы тургузула.

Чыгаруу: Т-түзмөк үчүн

$$A = 1 + Z_1 / Z_3 = 1 + j\omega L j\omega C = 1 - \omega^2 LC$$

Аөл болсо  $\omega_1 = 0$   $A = -1$  болсо төмөнкүгө ээ болобуз  $-1 = 1 - \omega^2 LC$ ; мындан  $\omega_2 = \sqrt{2/LC} = 4470\text{ рад/с}$ .



6.6-чийме.

Тунуктук тилкесинде  $\nu = \arccos A = \arccos(1 - \omega^2 LC)$ ;  $\omega = 2000\text{ рад/с}$  жыштыгында, тунуктук тилкесинде орун алган  $Z_C = \sqrt{(2L/C - \omega^2 L^2)} = 40\text{ Ом}$ .

Чыпканын кабыл алгычында мүнөздөөчү каршылыкта чыгуудагы чыналуу

$$\dot{U}_2 = \dot{I}_2 Z_C = 0,2 \cdot 40 = 8\text{ В};$$

Кирүүдөгү чыналуу дагы 8В барабар жана  $\dot{U}_2$  ден  $\nu = \arccos 0,6 \approx 53^\circ$  бурчуна алдыда жүрөт (6.6-чийме).

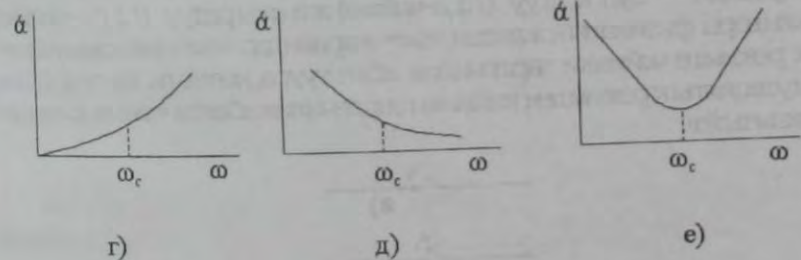
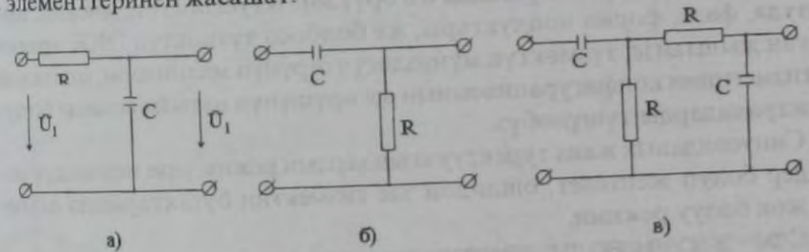
Басандоо тилкесиндеги  $a$  нын өзгөрүү мыйзамы аныктоо үчүн (берилген чыпка үчүн А терс) төмөнкү теңдемени колдонобуз

$$cha = -A = \omega^2 LC - 1$$

а табалы, мисалы  $\omega = 2 \omega_2 = 8940\text{ рад/с}$  болсо,  $ch a = (8940)^2 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-5} - 1 = 7$ ;  $a = 2,64\text{ Нп}$

### § 6.4 RC-чыпкалары

Эгерде кабыл алгычынын каршылыгы эн жогору болсо (мисалы, лампалык күчөткүчтүн кирүү каршылыгы), анда чыпканы кээде R жана C элементтеринен жасашат.



6.7-чийме.

6.7,а,в-чиймелеринде ТЖ, ЖЖ чыпкалардын жана тилкелүү RC-чыпкасынын схемалары көрсөтүлгөн, ал эми 6.7, г,е-чиймелеринде алдыдагыларга тийешелүү  $a = \ln U_1 / U_2 = f(\omega)$  көз карандылыктары берилген. Бардык RC-чыпкалары үчүн жумушчу зонада  $a \neq 0$ . ТЖ чыпкасында жумушчу зона  $\omega = 0$  до  $\omega = \omega_c = 1/RC$  (шарттуу түрдө алынган) чейин созулат,  $a = 0,343\text{ Нп}$ . ЖЖ чыпка үчүн жумушчу зона  $\omega = \omega_c = 1/RC$  тен  $a = 0,343\text{ Нп}$  болгондо  $\omega = \infty$  чейинки аралыкта турат. Тилкелүү чыпкада минималдык басандоо  $\omega = \omega_c = 1/RC$  орун алат.

## ЖЕТИНЧИ БАП

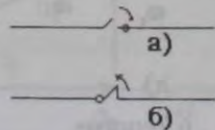
### СЫЗЫКТУУ ЭЛЕКТР ТИЗМЕКТЕРИНДЕГИ ӨТМӨ ЖАРАЯНДАР. КОММУТАЦИЯ МЫЙЗАМДАРЫ ЖАНА БАШТАПКЫ ШАРТТАР

#### § 7.1. Өтмө жараяндардын аныктамалары

Өтмө жараяндар деп, электр тизмегинин бир режимдеги иштөөдөн (мезгилдүү) бошко (ошондой эле мезгилдүү) бир режимге өтүүдө кандайдыр бир мурункуга караганда өзгөрүүлөргө туш болгон, мисалы, амплитуда, фаза, форма чоңдуктары, же болбосо түзмөктүн ЭКК аракет кылган жыштыгы, түзмөктүн мүнөздөгүчтөрүнүн маанилери, ошондой эле тизмегинин конфигурациясынын өзгөрүшүнүн натыйжасында болуучу жараяндарды түшүнөбүз.

Синусоидалык жана турактуу агындардын режимдери мезгилдүү режимдер болуп эсептелет, ошондой эле тизмектин бутактарында агындын жок болуу режими.

Этм= жараяндар тизмектерде коммутация аркылуу пайда болот. Коммутация – бул кош уу (7.1а-чийме) же ажыратуу (7.1б-чийме) жараяндары физикалык жактан этм= жараяндар =зичине коммутациялык режимге чейинки зардечилик абал туура кетпест, ош ондой эле коммутациялык режимден кийинки зардечилик абалга =твь жараяндарын камтыйт.



7.1-чийме.

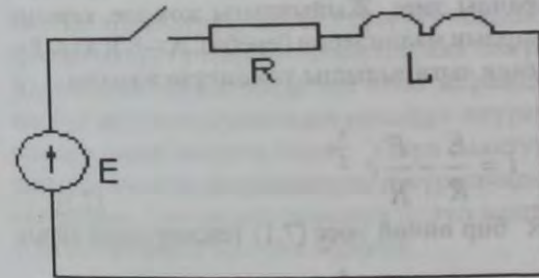
Этм= жараяндар дайыма тезжрвнль жараяндар болуп эсептелет, булардын узактыгы ондун, жвдн кээде миллиарддын бир б=лыгндгть секундата созулат, =тм= жараяндардын узактыгы кээбир учурларда гана секундата, ондогон секундата желиш имгмкн. Уш уга карабай =тм= жараяндарды твр=нть =т= керектвь, анткени бул белгилер формасы жана амплитудасы боюнча кы=ткылдр, чыпкалар жана баш ка твзылш тдр аркылуу =тк=нд= кандайча деформацияланышын тургузууа тмкнчтык берет. Ош ондой эле чыщалуунун тизмектин кээбир кертлрнде жогорулашын алдын ала ачып крс=твгы=ш арттайт, себеби бул

орнотмолордун изоляциялары үчүн абдан коркунучтуу, анткени агындардын амплитудаларынын жогорулашы мезгилдүү белгиленген агындын амплитудасынан он жолу жогору болот, ошондой өтмө жараяндардын узактыгын аныктоо мүмкүнчүлүк берет. Өтмө жараяндар жөнүндө келтирилген маселелер сызыктуу дифференциалдык тизмектерди чыгарууга мүмкүнчүлүк берет.

7.1-чиймедеги түзмөк үчүн Кирхгофтун экинчи мыйзамы боюнча теңдеме түзөлү. Эпкинүүлүк  $L$  жана  $R$  каршылыгындагы чыналуулардын суммаларынын төмөндөшү ЭКК  $E$  барабар:

$$U_L + Ri = E,$$

$$\text{же } L \frac{di}{dt} + Ri = E \quad (7.1)$$



7.2-чийме.

Математика курсунда белгилүү болгондой, белгисиз функцияны (биздин учурда  $i$ ) камтыган теңдеме жана анын туундусун (биздин учур-

да же  $L \frac{di}{dt}$  дифференциалдык теңдеме деп аташат. Ошентип, агын-

дын убакыт боюнча функция катары кароо чынында эле дифференциалдык теңдемени чыгаруу болот. Белгилүү болгондой, дифференциалдык теңдеменин чыгарылышы, бул дифференциалдык теңдемени канагаттандырат. Функцияны табуу болуп эсептелет. Бул функцияны жана анын туундуларын ордуна коюуда дифференциалдык теңдеме теңдештикке айланат.

## §7.2. Агындын жана чыңалуулардын аргасыз жана эркин түзүүчүлөрү

Белгилүү болгондой сызыктуу дифференциалдык теңдеменин жалпы интегралы айрым бир өңчөй эмес жана бир өңчөй жалпы чыгарылыштары, теңдеменин суммасына барабар. (7.1) Айрым теңдемесинин чыгарылышы  $E/R$  ( $E$ - турактуу ЭКК). Бир өңчөй теңдемени баштапкыдан алабыз, эгер анда оң жагын нөлгө барабар деп алсак биздин учурда

$$L \frac{di}{dt} + Ri = 0 \quad (7.2)$$

Бир өңчөй теңдеменин чыгарылышы  $Ae^{pt}$  түрүндөгү көрсөткүчтүү функция эсептелет. Бардык өтмө жараяндар үчүн, убакыттын  $t=0$  моментин коммутациялык моментке чейинки деп шарттайбыз. Турактуу  $A$  жана  $R$  убакыттан көз каранды эмес. Жыйынтыгы жок эле, каралып жаткан маселеге карата булардын маанилерин беребиз:  $A = -E/R$  жана  $P = -R/L$ . Демек, (7.1) теңдемесинин чыгарылышы төмөнкүчө жазылат:

$$i = \frac{E}{R} - \frac{E}{R} e^{-\frac{R}{L}t} \quad (7.3)$$

Мында кошулуучу  $E/R$  бир өңчөй эмес (7.1) теңдемесинин айрым чыгарылышы, ал эми кошулуучу  $-\frac{E}{R} e^{-\frac{R}{L}t}$  бир өңчөй (7.2) теңдемесинин жалпы чыгарылышы. (7.3) теңдемесин (7.1) коюу теңдешикти берет:

$$L \frac{d}{dt} \left( \frac{E}{R} - \frac{E}{R} e^{-\frac{R}{L}t} \right) + R \left( \frac{E}{R} - \frac{E}{R} e^{-\frac{R}{L}t} \right) = -L \frac{E}{R} \left( -\frac{R}{L} \right) e^{-\frac{R}{L}t} + E - E e^{-\frac{R}{L}t} = E$$

Демек, (7.3) чындыгында эле (7.1) дин чыгарылышы болуп эсептелет. Бир тектүү эмес дифференциалдык теңдеменин айрым чыгарылышы деп агындын (чыңалуунун) аргасыздан түзүүчүсүн, ал эми бир өңчөй теңдеменин толук чыгарылышынын эркин түзүүчүсүн эсептейбиз. Анда каралып жаткан маселеге карата агындын аргасыз түзүүчүсү  $E/R$ ге ба-

рабар, ал эми эркин түзүүчүсү  $-\frac{E}{R} e^{-\frac{R}{L}t}$ . Жалпы агын  $i = i_a + i_s$ . Индекстер  $i_a$  аргасыз жана  $i_s$  эркин, тышкары агындар жана чыңалуулар

жардамчы индекстерге ээ болушу мүмкүн, түзмөктүн бутактарынын номерлерине жараша. Агындын (чыңалуунун) аргасыз түзүүчүсү физикалык жактан өзүн ошол эле жыштыкта өзгөрүлүүчү түзүүчүсү жана түзмөктө аракет кылуучу аргасыз ЭКК болуп эсептелет. Турактуу агын сыйымдуулук аркылуу өтпөйт, ошондуктан агындын аргасыз түзүүчүсү турактуу ЭКК булагы бар тизмектерде сыйымдуулук аркылуу өтүүчү агын нөлгө барабар. Мындан тышкары эске алалы эпкинүүлүктө чыңалуунун төмөндөшү убакыт боюнча өзгөрүлбөгөн агындан нөлгө барабар.

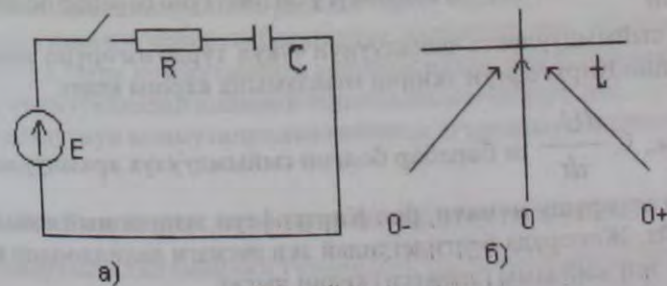
Сызыктуу электр тизмектериндеги агындардын жана чыңалуулардын эркин түзүүчүлөрү убакыт ичинде  $e^{pt}$  көрсөткүчтүү мыйзам боюнча басандайт. Каралып жаткан маселеде агын  $i_s = -\frac{E}{R} e^{-\frac{R}{L}t}$ . Убакыттын  $t$

жогорулашы менен  $e^{-\frac{R}{L}t}$  көбөйтүүчү тез төмөндөйт. «Эркин» деген ата-лыштын түшүндүрүлүшү, бул түзүүчү теңдеменин чыгарылышын берет, аргасыз кылуу күчтөрдөн эркин (оң жак бөлүгү жок бир өңчөй теңдеме). Жалпы агын чындыгында эле өтмө жараяндарда жүрүшүндө тизмектин бул же тигил бутактары аркылуу өтүүчү агындар. Аны осциллограммага ченеп жазууга болот. Ушул сыяктуу жалпы чыңалуу бул чындыгында эле өтмө жараяндардын жүрүшүндө электр тизмектеринин чекиттеринин арасындагы чыңалуу болуп эсептелет. Аны дагы ченеп жана осциллограммага жазууга мүмкүн.

## §7.3. Агындын эпкинүүлүктө жана чыңалуунун сыйымдуулукта чукул өзгөрүшүнүн мүмкүн эместигин негиздөө

Агындын эпкинүүлүк аркылуу чукул өзгөрүшү мүмкүн эместигине далилдөөнү, 7.3-чиймедеги түзмөктүн мисалында көрсөтөлү. Кирх-

гофун экинчи мыйзамы боюнча  $L \frac{di}{dt} + Ri = E$



7.3-чийме.

#### §7.4. Коммутация мыйзамдары (эрежелери)

Агын эпкиндуулук аркылуу коммутацияга чейин  $i_L(0_-)$  ошол эпкиндуулук аркылуу өткөн агынга коммутациядан кийинки  $i_L(0_+)$  өзгөрүүсүз барабар

$$i_L(0_-) = i_L(0_+)$$

$t=0$  убактысы өзүнө коммутацияга чейинки убакыт туура келет,  $t=0_+$  коммутациядан кийинки (7.3,б-чийме), (7.5) барабарсыздыгы коммутациянын биринчи мыйзамын билдирет. Себеби, эпкиндуулук түрмөгү аркылуу өтүүчү агын чукул түрдө өзгөрүшү мүмкүн эмес. Сыйымдуулуктагы агындын коммутацияга чейинки чыңалууну  $U_C(0_-)$  аркылуу, ал эми андагы коммутациядан кийинки чыңалууну  $U_C(0_+)$  деп белгилейбиз. Сыйымдуулуктагы чыңалуунун чукул өзгөрүшү мүмкүн эместигине туура келүүчү

$$U_C(0_-) = U_C(0_+), \quad (7.6)$$

(7.6) барабарсыздыгы коммутациянын экинчи мыйзамын белгилейт.

Өтмө жараяндарды эсептөө ыкмаларын үйрөнүп билүүдө, кээ бир жардамчы аныктамалардын шарты керектүү. Чондуктардын баштапкы маанилери деп (адабияттарда буларды дагы баштапкы шарттар деп аташат) түзмөктө  $t=0$  болгондогу агындардын жана чыңалуулардын маанилерин түшүнүшөт. Белгилеп кеткендей, эпкиндуулуктөгү агындын жана сыйымдуулуктагы чыңалуунун коммутациядан кийинки маанилери коммутацияга чейинкиге туура барабар.

Калган чондуктар: эпкиндуулуктөгү чыңалуу, аракеттүү каршылык-тардагы чыңалуу, сыйымдуулук аркылуу агындар, аракеттүү каршылык-тар аркылуу агындар — чукул түрдө өзгөрүшү мүмкүн, ошондуктан коммутацияга чейинки маанилерине барабар эмес болот.

Ошондуктан, коммутацияга чейинки жана коммутациядан кийинки баштапкы маанилерин айырмалап билүү зарыл.

Коммутацияга чейинки баштапкы маанилер деп, агындын жана чыңалуунун туура коммутацияга чейинки маанилерин аташат ( $t=0_-$  болгондо); коммутациядан кийинки баштапкы маанилери деп, — агындын жана чыңалуунун коммутациядан кийинки туура маанилерин ( $t=0_+$  болсо) аташат.

#### §7.5. Эркин агындар жана чыңалуулар үчүн теңдемелерди түзүү

Коммутациядан кийинки түзмөктөгү толук агындар жана чыңалуулар үчүн мурункудай эле Кирхгофтун экинчи мыйзамы боюнча теңде-

Агын  $i$  жана ЭКК  $E$  акыркы маанилерди (чексиз эмес чоң) кабыл алышы мүмкүн. Мейли,  $i$  тогу чукул өзгөрүшү мүмкүн. Токтун чукулдугу, убакыттын эң чексиз кичине  $\Delta t \rightarrow 0$  интервалында агын  $\Delta i$  акыркы чондугуна өзгөрөрүн билдирет. Мында  $\Delta i / \Delta t \rightarrow \infty$  Эгер (7.1) теңдеме-

синде  $L \frac{di}{dt}$  ордуна  $\infty$  койсок, анда анын сол жагына барабар эмес жана

Кирхгофтун экинчи мыйзамы аткарылбайт. Демек, агындын эпкиндуулук аркылуу чукул түрдө өзгөрүү мүмкүндүгү жөнүндөгү божомол Кирхгофтун экинчи мыйзамына каршы турат.

Эпкиндуулук  $L$  аркылуу агын чукул өзгөрүшү мүмкүн эмес, бирок эпкиндуулуктөгү чыңалуу  $L \frac{di}{dt}$  барабар болгон чукул өзгөрүшү мүмкүн.

Бул Кирхгофтун экинчи мыйзамына каршы болбойт.

Сыйымдуулуктагы чыңалуунун чукул түрдө өзгөрбөстүгүн далилдөө, ушул сыяктуу эле жүргүзүлөт. Эң жөнөкөй сыйымдуулугу бар (7.3,а-чийме) тизмекке кайрылалы. Бул үчүн Кирхгофтун экинчи мыйзамы боюнча теңдеме түзөлү:

$Ri + U_C = E$ , мында  $E$  -булактын ЭКК, акыркы чондук;  $U_C$  -сыйымдуулуктагы чыңалуу. Анткени

$$i = C \frac{dU_C}{dt}, \text{ анда.}$$

$$RC \frac{dU_C}{dt} + U_C = E, \quad (7.4)$$

Эгер,  $U_C$  чыңалуу чукул түрдө өзгөрөт деп мүмкүндүк берсек, анда

$$\frac{\Delta U_C}{\Delta t} \approx \frac{dU_C}{dt} \rightarrow \infty \text{ жана (7.4) сол бөлүгү оң бөлүгүнө барабар болмок эмес.}$$

Мындан, сыйымдуулукта чыңалуунун чукул түрдө өзгөрүшү жөнүндөгү божомолдоо Кирхгофтун экинчи мыйзамына каршы келет.

Бирок,  $C \frac{dU_C}{dt}$  га барабар болгон сыйымдуулук аркылуу агын чу-

кул түрдө өзгөрүшү мүмкүн, бул Кирхгофтун экинчи мыйзамына каршы келбейт. Жогоруда белгилегендей эки негизги далилдөөдөн коммутациянын эки мыйзамы (эрежеси) келип чыгат.

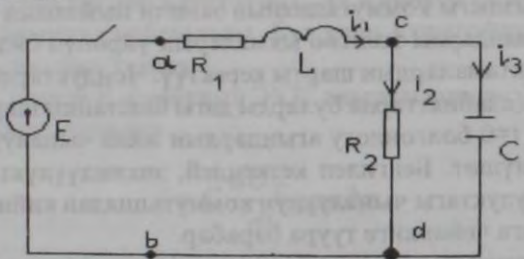
мелер түзүлөт: башында бутактардагы агындарды белгилешет жана булар үчүн каалагандай оң багыттарды кабыл алышат, анан Кирхгоф-тун биринчи жана экинчи мыйзамдары боюнча теңдеме түзүлөт. Анда, 7.4-чиймедеги түзмөктөгү агындар үчүн оң багыттарды тандап алгандан кийин,

$$i_1 - i_2 - i_3 = 0;$$

$$L_1 \frac{di_1}{dt} + R_1 i_1 + i_2 R_2 = E;$$

$$i_2 R_2 - \frac{1}{C} \int i_3 dt = 0$$

Бул теңдемелерде  $i_1, i_2, i_3$  — толук агындар. Булардын ар бири эркин жана аргасыз агындардан турат. Бул теңдемелер системасынан эркин агындар теңдемелерине өтүү үчүн системадагы аргасыз ЭКК (биздин учур үчүн E ЭКК) бошотобуз жана  $i_1$  ордуна  $i_{13}, i_2$  ордуна  $i_{23}$ , ж.у.с. жазабыз да төмөнкүнү алабыз:



7.4-чийме.

$$\left. \begin{aligned} i_{13} - i_{23} - i_{33} &= 0 \\ L_1 \frac{di_{13}}{dt} + i_{13} R_1 + i_{23} R_2 &= 0 \\ i_{23} R_2 - \frac{1}{C} \int i_{33} dt &= 0 \end{aligned} \right\}$$

(7.7)

Каралган электр тизмектеринин, каалаган чөйрөсызык үчүн агындардын эркин түзүүчүлөрүнүн, чыңалуулардын суммаларынын төмөндөшү нөлгө барабар.

### §7.6. Эркин агындар үчүн теңдемелер системасын алгебраизациялоо

§7.2де айтылгандай, эркин агын бир түрдүү дифференциалдык теңдемелердин (оң жак бөлүгү жок теңдеме) чыгарылышын көрсөтөт.

Математика курсунда белгилүү болгондой, бир түрдүү дифференциалдык теңдеме  $Ae^{Pt}$  көрсөткүчтүү функция түрүндө жазылат. Демек, ар бир эркин агын үчүн теңдемени төмөнкү түрдө көрсөтүүгө болот:

$$i_3 = Ae^{Pt}.$$

Ар бир эркин агын үчүн өзүнүн интегралдоо А турактуулугу бар. Ал эми басандоонун көрсөткүчү бутактардын эркин агындары үчүн бирдей. Мунун физикалык түшүндүрмөсү, чөйрөсызык бардык жактан өтмө жараян менен жалпы камтылган.

Эркин агындан туунду алабыз:

$$\frac{di_3}{dt} = \frac{d}{dt}(Ae^{Pt}) = PAe^{Pt} = Pi_3$$

Демек, эркин агындан алган туундуну  $P$  а, ал эми экинчүлүктөгү чыңалууну  $L \frac{di_3}{dt} \rightarrow LPi_3$  алмаштырууга болот.

Эркин агындан интеграл алабыз  $\int i_3 dt = \int Ae^{Pt} = Ae^{Pt}/P = i_3/P$  Бул жактан интегралдоо турактуулугу нөлгө барабар деп алынган, себеби эркин түзүүчүлөрдүн убакыттан көз каранды болбогон кошулуучу кармабайт.

Демек, эркин агындан алынган интегралды  $i_3/P$ , ал эми сыйымдуулуктагы эркин чыңалууну  $\frac{1}{C} \int i_3 dt \rightarrow i_3/(CP)$  алмаштырууга болот. Эркин агындар үчүн дифференциалдык теңдемелердин системасынын  $LPi_3$  ордуна  $L \frac{di_3}{dt}$  ди жана  $\frac{i_3}{CP}$  нин ордуна  $\frac{1}{C} \int i_3 dt$  ны коебуз.

Төмөнкүнү алабыз:

$$\left. \begin{aligned} i_{13} - i_{23} - i_{33} &= 0 \\ (L_1 P + R_1) i_{13} + i_{23} R_2 &= 0 \\ i_{23} R_2 - i_{33} / (CP) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (7.8)$$

(7.8) теңдемелери  $i_{13}, i_{23}, i_{33}$  салыштырмалуу алгебралык теңдемелер системасын көрсөтөт жана баштапкы системалардан айырмаланып туундуларды жана интегралдарды кармабайт.

Сызыктуу дифференциалдык теңдемелер системасынан алгебралык теңдемелер системасына өтүү дифференциалдык теңдемелер системасын алгебраизациялоо деп аталат. (7.8) системасы (7.7) дифференциалдык теңдемелер системасын алгебраизациялоонун жыйынтыгы деп айтууга болот.

### §7.7. Системанын мүнөздөөчү теңдемесин түзүү

Алгебралык теңдемелердин саны белгисиз эркин агындардын санына барабар. Мейли,  $P$  белгилүү (чыңдыгында бул азырынча табыла элек, бирок кийин аныкталат) жана (7.8) системасын  $i_{13}, i_{23}$  жана  $i_{33}$  салыштырмалуу чыгарып, төмөнкүнү алабыз:

$$i_{13} = \Delta_1 / \Delta; \quad i_{23} = \Delta_2 / \Delta; \quad i_{33} = \Delta_3 / \Delta$$

мында  $\Delta$  — системанын аныктагычы. Каралган мисалда

$$\Delta = \begin{vmatrix} 1 & -1 & -1 \\ L_1 P + R_1 & R_2 & 0 \\ 0 & R_2 & -\frac{1}{Cp} \end{vmatrix}$$

$\Delta_1$  аныктагычты  $\Delta$  аныктагыч үчүн билдирүүдөн (7.8) теңдемесинин оң бөлүгүнүн биринчи тилкесин алмаштыруу аркылуу алабыз:

$$\Delta_1 = \begin{vmatrix} 0 & -1 & -1 \\ 0 & R_2 & 0 \\ 0 & R_2 & -\frac{1}{Cp} \end{vmatrix}$$

$\Delta_2$  аныктагычты  $\Delta$  үчүн билдирүүдөн (7.8) системасынын оң бөлүгүнүн экинчи тилкесин алмаштыруу аркылуу алабыз ж.у.с.

Анткени (7.8) системасынын оң бөлүгүндө нөлдөр орун алган, анда ар бири  $\Delta_1, \Delta_2$  жана  $\Delta_3$  аныктагычтардын тилкелеринин бири нөлдөрдөн турат.

Белгилүү болгондой, эгер аныктагычтын тилкелеринин бири нөлдөрдөн турса, анда бул аныктагыч нөлгө барабар. Демек,  $\Delta_1 = 0$ ;  $\Delta_2 = 0$ ;  $\Delta_3 = 0$ .

Физикалык түшүнүктөрдөн айкын, эркин агындардын ар бири нөлгө барабар болушу мүмкүн эмес, себеби мындай учурда коммутациянын мыйзамдары аткарылбайт. Бирок, мурункулардан

$$i_{13} = 0 / \Delta; \quad i_{23} = 0 / \Delta; \quad i_{33} = 0 / \Delta$$

келип чыгат.

Эркин агындар нөлгө барабар болушу мүмкүн, качан гана системанын аныктагычы

$$\Delta = 0, \tag{7.9}$$

Мында агындын ар бири аныксыздыкты көрсөтөт.  $i_{13} = \Delta_1 / \Delta = 0/0$ ;  $i_{23} = \Delta_2 / \Delta = 0/0 \dots$ , агынды ар бир эркин агынды чыныгы маанилеринен алууга болот.

Аныксыздыктарды ачууга көңүл бурулбайт, алгебраизацияланган теңдемелер системасынын  $\Delta$  аныктагычы нөлгө барабар болушу керек деген жыйынтыкты кийинки учурлар үчүн колдонобуз.

$\Delta = 0$  теңдемесин мүнөздөөчү теңдеме деп аташат. Мындан бирден бир белгисиз  $P$  эсептелет.

7.1 - маселеси: (7.8) теңдемени колдонуп, 7.4 - чиймедеги түзмөк үчүн мүнөздөөчү теңдеме түзүп, анын тамырларын тапкыла.

Чыгаруу:

$$\frac{R_2}{Cp} + R_2(L_1 p + R_1) + \frac{L_1 p + R_1}{Cp} = 0,$$

же,

$$\frac{p^2 R_2 L_1 C + p(R_1 R_2 C + L_1) + R_1 + R_2}{pC} = 0$$

Эгер бөлчөк нөлгө барабар болсо, анда анын алымы нөлгө барабар.



Демек,

$$P^2 R_2 L_1 C + p(R_1 R_2 C + L_1 + R_1 R_2) = 0 \quad (7.10)$$

Квадраттык теңдеменин тамыры

$$P_{1,2} = \frac{-(R_1 R_2 C + L_1) \pm \sqrt{(R_1 R_2 C + L_1)^2 - 4(R_1 + R_2) R_2 L_1 C}}{2 R_2 L_1 C} \quad (7.11)$$

§ 7.6 башында эркин агынды чыгаруу үчүн  $Ae^{pt}$  түрүндө берилери жөнүндө айтылган. Эгер мүнөздөөчү теңдеме бир гана тамыр эмес, мисалы бир нече  $n$  ээ болсо, анда ар бир эркин агын үчүн төмөнкүнү алуу керек:

$$\sum_{k=1}^n A_k e^{P_k t}$$

7.2-маселе. 7.4- чиймедеги түзмөк үчүн мүнөздөөчү теңдеменин тамырын  $C$  үч мааниси үчүн тапкыла:

1)  $C=1$  мкФ; 2)  $C=10$  мкФ; 3)  $C=100$  мкФ;

$R_1=R_2=100$  Ом;  $L_1=1$  Г.

Чыгаруу:  $C=1$  мкФ болгондо,

$$R_1 C R_2 + L_1 = 100 \cdot 100 \cdot 10^{-6} + 1 = 1,01;$$

$$4(R_1 + R_2) R_2 L_1 C = 4$$

$$200 \cdot 100 \cdot 10^{-6} = 0,08;$$

$$2 R_2 L_1 C = 2100 * 10^{-6} = 2$$

$$10^{-4};$$

$$P_{1,2} = \frac{1,01 \pm \sqrt{1,01^2 - 0,08}}{2 \cdot 10^{-4}};$$

$$P_1 = -$$

$$250 c^{-1}; \quad P_2 = -9850 c^{-1}.$$

$C=10$  мкф болгондо  $P_1 = -230 c^{-1}; \quad P_2 = -870 c^{-1}$

$C=100$  мкФ болгондо  $P_1 = -100 + 100j; \quad P_2 = -100 - 100j.$

## §7.8. Мүнөздөөчү теңдеменин көрсөткүчүн аныктоо

Тизмектин мүнөздөөчү теңдемесинин көрсөткүчүн качан өтмө жараян изилденип жатканда түзмөктү карап, баалап билүү өтө зарыл. Бул суроодо батыраак багыт алуу, алдыдагы эсептөөдө эмгекти көп талап кылуучулукту аныктоого мүмкүндүк берет жана жаңылыштыкты ачууну шарттайт, эгер бул мүнөздөөчү теңдемени түзүүдө пайда болсо.

Мүнөздөөчү теңдеменин көрсөткүчү коммутациядан кийинки түзмөктү максималдуу жөнөкөйлөткөндөгү баштапкы негизги көз каранды эмес маанилердин санына барабар жана түзмөктөгү ЭКК булактарынын ЭКК түрлөрүнөн көз каранды эмес.

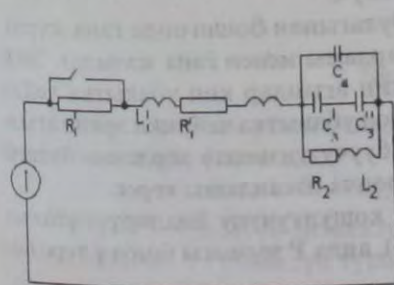
Эскертилген жөнөкөйлөтүүнүн мааниси төмөнкүдөй, эпкиндрүүлүктү удаалаш туташтыруу бир тең маанилүүлүк менен алмашыш керек; удаалаш жана параллель кошулушкан сыйымдуулуктар да тең маанилүүлүк менен алмашышы керек.

Демек, 7.5- чиймедеги түзмөктө удаалаш туташтырылган

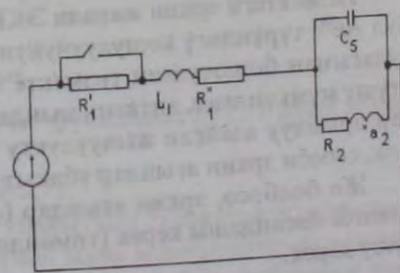
$L_1^I$  жана  $L_1^{II}$  ни  $L_1 = L_1^I + L_1^{II} \pm 2M$  алмаштыруу туура келет, эгер булардын арасында магниттик байланыш болсо, (эгер магниттик байланыш жок болсо, анда  $M=0$ ), ал эми сыйымдуулуктар  $C_3^I, C_3^{II}$  жана  $C_4$

$$C_5 = C_4 + \frac{C_3^I C_3^{II}}{C_3^I + C_3^{II}}$$

сыйымдуулугуна алмаштыруу керек.  $C_5$  сыйымдуулугундагы чыңалуунун баштапкы мааниси  $C_4$  чыңалуунун баштапкы маанисине барабар. 7.5- чиймедеги түзмөктү жөнөкөйлөтүүнүн жыйынтыгында 7.6- чиймедеги түзмөктү алабыз, мында эки эпкиндрүүлүк жана бир сыйымдуулук бар. Бардык үч баштапкы көз каранды эмес маанилер — негизги деп эсептелет. Демек, мүнөздөөчү теңдеме үчүнчү көрсөткүчтө болот.



7.5-чийме



7.6-чийме

Мүнөздөөчү теңдеменин көрсөткүчү түзмөктөгү эпкиндрүүлүктөрдүн арасында магниттик байланыш бар же жок экендигине көз каранды эместигине көңүл буралы.

Дагы бир эскертүү жасайлы: эгер түзмөктү максималдык жөнөкөйлөткөндө сыйымдуулуктардан гана, айталы  $n$  - түйүндөрдүн арасында  $n$  — сыйымдуулуктардан турган чөйрөсызык, ал эми бул чөйрөсызыктын узатасында чыңалуулардын суммасы Кирхгофтун экинчи мыйзамы боюнча нөлгө барабар болсо, анда  $n-1$  гана бул чөйрөсызыктын сыйымдуулуктарындагы чыңалуу башкалардан көз каранды эмес берилиши мүмкүн. Мындан мүнөздөөчү теңдеменин көрсөткүчүн  $n$  — сыйымдуулуктардан турган чөйрөсызыкта аныктоодо  $n-1$  гана сыйымдуулук көңүлгө алынуусу зарыл.

Ушул сыяктуу, эгер түзмөктүн кандайдыр бир түйүнүндө аны максималдуу жөнөкөйлөткөндө  $m$ -бутактар кошулушат жана булардын ар биринде эпкиндрүүлүк бар, анда мүнөздөөчү теңдеменин көрсөткүчүн аныктоодо  $m-1$  гана эпкиндрүүлүк эске алынышы керек.

Жадпылоодо, түзмөктү максималдуу жөнөкөйлөткөндө мүнөздөөчү теңдеменин көрсөткүчү  $p_L + p_C - Y_L - K_C$  чоңдуктарын эсептөө жолу менен аныкталышы мүмкүн, мында  $p_L$  — түзмөктөгү эпкиндрүүлүктөрдүн саны,  $p_C$  — сыйымдуулуктардын саны,  $Y_L$  — агындары эркин берилбеген эпкиндрүүлүктөрдүн саны,  $K_C$  — багыты эркин берилбеген сыйымдуулуктардын саны.

### §7.9. Мүнөздөөчү теңдеменин тамырларынын касиеттери

Мүнөздөөчү теңдеменин тамырларынын саны бул теңдеменин көрсөткүчтөрүнө барабар. Эгер, мүнөздөөчү теңдеме өзүндө бир көрсөткүчтүү теңдемени көрсөтсө, анда бул бир тамырдуу, эгер эки көрсөткүчтүү болсо — эки тамырдуу ж.у.с.

Тизмектеги эркин жараян ЭКК булагынан бошогондо гана жүрөт. Бул  $Ae^{pt}$  түрүндөгү кошулуучунун жардамы менен гана жазылат. ЭКК булагынан бошотулган тизмекте эркин агындар көп убакытка чейин өтүшү мүмкүн эмес, анткени мындай көп убакытка чейинки эркин агындар аркылуу азайган жылуулукту жабуучу тизмекте зарденин булагы жок, себеби эркин агындар убакыт боюнча басаңдашы керек.

Же болбосо, эркин агындар ( $e^{pt}$  кошулуучуну билдирүү) убакыт боюнча басаңдашы керек (төмөндөйт), анда  $P$  чыныгы бөлүгү терс болушу керек.

Функциянын мааниси  $e^{at} = f(at)$  (мында  $at=x$ ) 7.1 таблицасында келтирилген. Жөнөкөй өтмө жараяндар үчүн биринчи жана экинчи көрсөткүчтөгү мүнөздөөчү теңдемелер аркылуу эркин түзүүчүлөрдүн өзгөрүү мүнөздөмөлөрүн талкуулоого алалы.

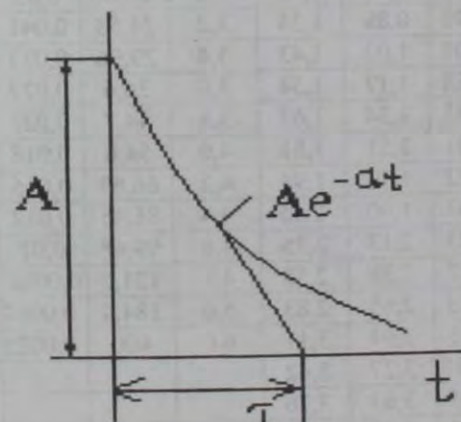
Эгер мүнөздөөчү теңдемелердин саны экиден көп болсо, анда эркин жараян бир нече жөнөкөй жараяндардын түзүлгөн жараян деп берилиши мүмкүн.

**Эркин жараяндын бир тамыгда болгондогу мүнөздөмөсү.**

Качан мүнөздөөчү теңдеме бир тамырга ээ болсо, анда эркин агын

$$i_3 = Ae^{-at}$$

мында  $p=-a$  тизмектин мүнөздөгүчтөрүнөн көз каранды,  $A$  - тизмектин ЭКК жана кошуу моментинен көз каранды,  $i_3$  өзгөрүү мүнөздөмөсү  $A>0$  болгондо, 7.7- чиймеде көрсөтүлгөн.



7.7-чийме.

$t=\tau=1/a$  интервал убактысында  $Ae^{at}$  функциясы  $e=2,71$  жолу азаят. Чынында  $t=\tau=1/a$  болгондо,

$$at = a\tau = a/a = 1; \quad e^{-at} = e^{-a\tau} = e^{-1} = 1/e = 1/2,71.$$

$\tau = 1/a = 1/|P|$  чоңдугун тизмектеги убакыттын турактуулугу деп атап, кабыл алынган;  $\tau$  түзмөктүн түрлөрүнөн жана мүнөздөгүчтөрүнөн көз каранды. Анда 7.2- чиймедеги тизмек үчүн  $\tau = L/P$ , 7.3, а-чиймедеги тизмек үчүн  $\tau = RC$ .

«Убакыттын турактуулугу» деп аталышы экспонентанын алдындагы жаныма турактуу чоңдугун чагылдырат: экспонента  $a \frac{t}{\tau}$  алдындагы жаныма жагынан  $\tau$  га барабар.

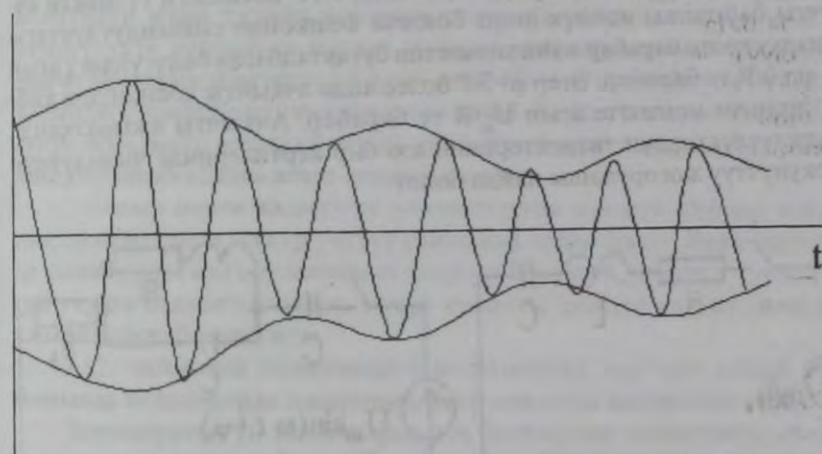
7.1-таблица

x	$e^x$	$e^{-x}$	shx	chx	x	$e^x$	$e^{-x}$	shx	Chx
0	1,0	1,0	0,0	1,0	2,3	9,97	0,100	4,94	5,04
0,1	1,10	0,905	0,10	1,005	2,4	11,02	0,09	5,47	5,56
0,2	1,22	0,819	0,20	1,02	2,5	12,18	0,082	6,05	6,13
0,3	1,35	0,741	0,30	1,04	2,6	13,46	0,074	6,70	6,77
0,4	1,49	0,67	0,41	1,08	2,7	14,88	0,067	7,41	7,47
0,5	1,65	0,606	0,52	1,13	2,8	16,44	0,061	8,19	8,25
0,6	1,82	0,549	0,64	1,18	2,9	18,17	0,055	9,06	9,11
0,7	2,01	0,497	0,76	1,25	3,0	20,08	0,05	10,02	10,07
0,8	2,22	0,449	0,89	1,34	3,2	24,53	0,041	12,25	12,29
0,9	2,46	0,407	1,03	1,43	3,4	29,96	0,033	14,96	15,0
1,0	2,72	0,368	1,17	1,54	3,6	36,6	0,027	18,28	18,31
1,1	3,00	0,333	1,34	1,67	3,8	44,7	0,022	22,34	22,36
1,2	3,32	0,301	1,51	1,81	4,0	54,6	0,018	27,29	27,3
1,3	3,67	0,272	1,70	1,94	4,2	66,69	0,015	33,33	33,35
1,4	4,05	0,247	1,90	2,15	4,4	81,45	0,012	40,72	40,73
1,5	4,48	0,223	2,13	2,35	4,6	99,48	0,01	49,74	49,75
1,6	4,95	0,202	2,38	2,58	4,8	121,5	0,0082	60,75	60,76
1,7	5,47	0,183	2,65	2,83	5,0	184,4	0,0067	74,2	74,21
1,8	6,05	0,165	2,94	3,11	6,0	400	0,0025	200	200
1,9	6,68	0,15	3,27	3,42					
2,0	7,39	0,135	3,63	3,76					
2,1	8,17	0,122	4,02	4,14					
2,2	9,02	0,111	4,46	4,56					

### §7.10. Өтмө жараяндардын кээ бир өзгөчөлүктөрү

Мурунку параграфтарда белгилүү болгондой каалаган чоңдуктардын (агын, чыңалуу, дүрмөт) толук мааниси аргасыз жана эркин түзүүчүлөрдүн суммасына барабар. Эгер мүнөздөөчү теңдемелердин тамырларынын арасында комплекстик бирдей эмес белгидеги  $P_{1,2} = -\delta \pm j\omega_0$  тамырлар жана эркин термелүүлөрдүн  $\omega_0$  бурчтук жыштыгынын мааниси синусоидалык ЭКК булагынын бурчтук  $\omega$  жыштыгы-

на дээрлик барабар болсо, ал эми басандоо  $\delta$  коэффициенти кичине (тизмектин жоготуулары аз), анда аргасыз жана эркин



7.8-чийме.

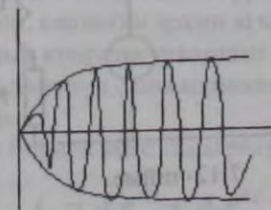
түзүүчүлөр уруу амплитудасына мүнөздүү термелүүнү берет (7.8-чийме). 7.8-чиймедеги термелүүдө көрсөтүлгөндөй термелүүнүн амплитудасынын түзүүчүлөрдүн бирөө аздан кичирее баштайт.

Эгер эркин термелүүнүн бурчтук  $\omega_0$  жыштыгы синусоидалык ЭКК булагынын  $\omega_0$  жыштыгына так барабар болсо, анда жыйынтыктоочу термелүү 7.9-чиймедеги формадагы сүрөттөлүшкө ээ.

Мындай термелүүгө, мисалы 7.10-чийменин түзмөгүндө туташтырылган сыйымдуулуктагы термелүү тиби аргасыз  $U_{cm} \cos \omega t$  термелүүсү менен эркин  $-U_{cm} e^{-\delta t} \cos \omega t$  термелүүсүн кошуунун жыйынтыгында пайда болот:

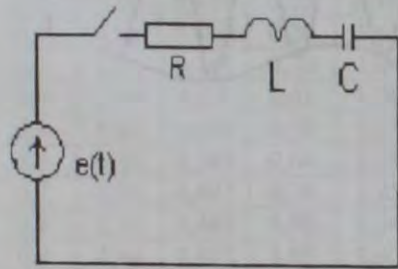
$$U = U_{cm} (1 - e^{-\delta t}) \cos \omega t$$

Жыйынтыктоочу термелүүнүн амплитудасы экспоненциалык мыйзам боюнча жогорулайт.

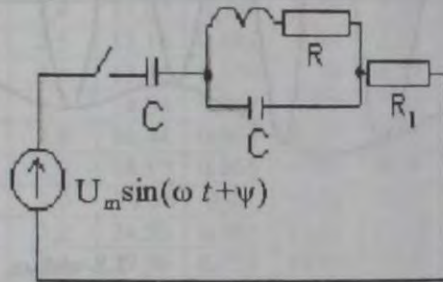


7.9-чийме.

Түзмөктө сыйымдуулук болгондо агындын бир калыптагы режиминин амплитудасынан бир нече жолу жогору болгон агындын чоң баштапкы секирүүлөрү болушу мүмкүн. Анда 7.11-чиймедеги түзмөктө ачкычты баштапкы нөлдүк шарт боюнча кошкондо сыйымдуулуктагы чыңалуу нөлгө барабар жана тизмектин бутакталбаган бөлүгүндөгү агын  $U_m \sin \varphi/R$  ге барабар. Эгер  $\varphi=90^\circ$  болсо анда ачкычты кошкондон кийин биринчи моментте агын  $U_m/R$  ге барабар. Ачкычты ажыратканда эпкиндуулүктөрдүн тизмектеринин кээ бир кертилеринде чыңалуунун коркунучтуу жогорулашы пайда болот.



7.10-чийме.

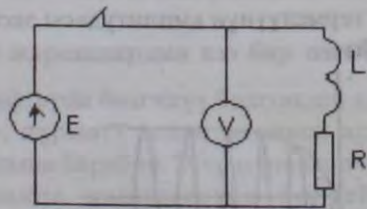


7.11-чийме.

Өтө жогорулаган чыңалуу белгилүү шарттарда изоляциянын күйүшүнө жана ченөөчү аппаратуранын иштен чыгышына алып келет.

7.3 - маселе. Эпкиндуулүк түрмөгүнүн кысыкчтарында  $R=100$  Ом,  $L=10$  Г болгон, ага вольтметр туташтырылган (7.12-чиймеси). Вольтметрдин каршылыгы  $R_v=3000$  Ом;  $E=100$  В,  $t=0$  болгондо вольтметрдин кысыкчтарындагы чыңалууну жакындатып табуу керек, эгер ачкычты ажыратуу заматтык убакытта болот десек жана учкун пайда болбойт.

Чыгаруу: Ачкычты ажыратканга чейин  $L$  аркылуу  $i=E/R=1$  А агыны өтөт. Эпкиндуулүктө топтолгон магниттик зарде  $Li^2/2$ .



7.12-чийме.

Эгер ачкычты ажыратуу заматтык болуп жана учкун пайда болгон жок десек, анда эпкиндуулүктөгү ток 1А боюнча калды деп эске алсак, вольтметр жана түрмөк аркылуу түзүлгөн чөйрөсызык боюнча эпкиндуулүктө топтолгон магнит майданынын зардесинин эсебинен биринчи заматтык убагында 1А агын өтөт. Мында вольтметрде 3000 В катарындагы чыңалуунун жогорулашы пайда болот. Агындын чоң импульсунун вольтметр аркылуу өтүшү прибордун түрмөгүнүн күйүшү менен аны жараксыз абалга алып келиши мүмкүн.

Ачкыч менен ажыроочу контактардын ортосун акыркы ылдамдык ажыратканда электр учкуну (жалыны) пайда болот. Бул вольтметрде чыңалуунун жогорулашынын азыраак болушун, мурунку туташтырган учурга салыштырмалуу, качан ачкычты заматта учкуну (жаа) жок ажыратканда болушунда.

7.12- чийменин тизмегиндеги вольтметрди «өрттөп» албаш үчүн, башында вольтметрди ажыратып, анан ачкычты ажыратыш керек.

Эпкиндуулүктүн тизмектерде чоң болушунан чыңалуунун өтө жогорулашы күчтүүрөк болот. Эпкиндуулүгү бир деген жана ондогон катардагы генри кармаган турактуу агындын тизмегинде булар өзгөчө коркунучтуу болот. Мындай тизмектерди ажыратууда атайын сактыкты колдонушат(тизмек кошумча аракеттүү каршылыктарды киргизүү менен ачкыч ажыратылат).

### §7.11. Өтмө жараяндарды эсептөөдө классикалык ыкманы аныктоо

Өтмө жараяндарды эсептөөнүн классикалык ыкмасы деп, дифференциалдык теңдемелерди чыгаруу, бул аргасыз жана эркин түзүүчүлөрдүн эсептөө ыкмасын айтабыз. Ал эми эркин агындын (чыңалуунун) туюнтмасына кирген интегралдоо турактуулуктарын аныктоону сызыктуу алгебралык теңдемелер системасын мүнөздөөчү теңдеменин белгилүү тамырларынын маанилери менен бирдикте чыгаруу жүргүзүлөт. Ошондой эле агындын (чыңалуунун) эркин түзүүчүлөрүнүн белгилүү маанилери жана анын  $t=0_+$  болгондо алынган туундусу менен аныкташат.

**Классикалык ыкмада интегралдоо турактуулуктарын аныктоо.**

Белгилүү болгондой, каалаган эркин агын (чыңалуу) үчүн чыгарылышты экспоненциалдык кошулуучулардын суммасы түрүндө кароого болот. Сумманын мүчөлөрүнүн саны мүнөздөөчү теңдеменин тамырларынын санына барабар.

Анда эки чыныгы бирдей эмес тамырлар болгондо

$$i_s = A_1 e^{p_1 t} + A_2 e^{p_2 t};$$

үч чыныгы бирдей эмес тамырлар үчүн:

$$i_3 = A_1 e^{P_1 t} + A_2 e^{P_2 t} + A_3 e^{P_3 t}$$

Каалаган түзмөктөр үчүн Кирхгофтун эрежелери жана коммутациянын мыйзамдарынын жардамы менен төмөнкүлөрдү табууга болот: 1)  $t=0$  болгондо, эркин агындын изденүүчү сандык маанилерин  $i_3(0_+)$  деп белгилейбиз; 2) биринчи туундунун сандык маанилери, эгер керек болсо, эркин агындын жогорку туундуларын  $t=0_+$  болгондо алуу.  $t=0_+$  болгондо эркин агындан биринчи туундунун сандык маанилерин  $i_3^1(0_+)$  белгилейбиз; экинчи туунду -  $i_3^{11}(0_+)$  ж.у.с.

$A_1, A_2, \dots$ , интегралдоо турактуулуктарын аныктоо ыкмасын карайлы,  $i_3(0_+), i_3^1(0_+), i_3^{11}(0_+)$

жана  $P_1, P_2, \dots$  тамырларынын маанисин белгилүү деп эсептейбиз.

Эгер тизмектин мүнөздөөчү теңдемесин биринчи даражадагы теңдеме көрсөтө алса, анда  $i_3 = A e^{P_1 t}$ . Интегралдоо  $A$  турактуулугу эркин агындын  $i_3(0_+)$  мааниси менен аныкталат.

$$A = i_3(0_+). \quad (7.12)$$

Эгер экинчи даражадагы мүнөздөөчү теңдеме берилсе жана анын тамырлары чыныгы болуп, барабар болушса. Анда

$$i_3 = A_1 e^{P_1 t} + A_2 e^{P_2 t} \quad (7.13)$$

Бул теңдемени убакыт боюнча дифференциалдасак

$$i_3' = P_1 A_1 e^{P_1 t} + P_2 A_2 e^{P_2 t} \quad (7.13^1)$$

(7.13) жана (7.13<sup>1</sup>) теңдемелерин  $t=0$  үчүн жазабыз ( $t=0$  болгондо  $e^{P_1 t} = e^{P_2 t} = 1$  эске алабыз).

$$i_3(0_+) = A_1 + A_2; \quad (7.14)$$

$$i_3^1(0_+) = P_1 A_1 + P_2 A_2 \quad (7.14^1)$$

Бул теңдемелер системасында  $i_3(0_+)$ ,  $i_3^1(0_+)$ ,  $P_1$  жана  $P_2$  белгилүү болуп эсептелет; ал эми  $A_1$  жана  $A_2$  белгисиздер. (7.14) жана (7.14<sup>1</sup>) чогуу чыгаралы:

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{i_3^1(0_+) - P_2 i_3(0_+)}{P_1 + P_2} \\ A_2 &= i_3(0_+) - A_1 \end{aligned} \right\} \quad (7.14^{11})$$

Эгер мүнөздөөчү теңдеменин тамырлары комплекстик - байланыштуу болсо, анда эркин агын

$$i_3 = A e^{-\delta t} \sin(\omega_0 t + \nu) \quad (7.15)$$

Бурчтук  $\omega_0$  жыштыгы жана басаңдоо  $\delta$  коэффициенти мүнөздөөчү теңдемени чыгарууда белгилүү. Эки белгисиз  $A$  жана  $\nu$  аныктоону  $i_3(0_+)$  жана  $i_3^1(0_+)$  маанилери аркылуу, бул учурда да жүргүзүлөт. Убакыт боюнча (7.18) теңдемесин дифференциалдап

$$i_3^1 = -A\delta e^{-\delta t} \sin(\omega_0 t + \nu) + A\omega_0 e^{-\delta t} \cos(\omega_0 t + \nu), \quad (7.15^1)$$

ну алабыз.

(7.14<sup>1</sup>) теңдемесин  $t=0_+$  жазабыз:

$$i_3^1(0_+) = A\delta \sin \nu + A\omega_0 \cos \nu$$

Демек, белгисиз  $A$  жана  $\nu$  ну табууда эки теңдемеге ээ болобуз:

$$\left. \begin{aligned} i_3(0_+) &= A \sin \nu \\ i_3^1(0_+) &= -A\delta \sin \nu + A\omega_0 \cos \nu \end{aligned} \right\} \quad (7.16)$$

Үчүнчү даражадагы мүнөздөөчү теңдемеге ээ болгон электр тизмеги үчүн эркин агын,

$$i_3 = A_1 e^{P_1 t} + A_2 e^{P_2 t} + A_3 e^{P_3 t} \quad (7.17)$$

(7.17) теңдеменин сол жана оң бөлүктөрүнөн биринчи, андан кийин экинчи туундуларын табабыз:

$$i_3' = P_1 A_1 e^{P_1 t} + P_2 A_2 e^{P_2 t} + P_3 A_3 e^{P_3 t} \quad (7.18)$$

$$i_3^{11} = P_1^2 A_1 e^{P_1 t} + P_2^2 A_2 e^{P_2 t} + P_3^2 A_3 e^{P_3 t} \quad (7.19)$$

$t=0_+$  болгондо (7.17), (7.18) жана (7.19) теңдемелерин жазабыз:

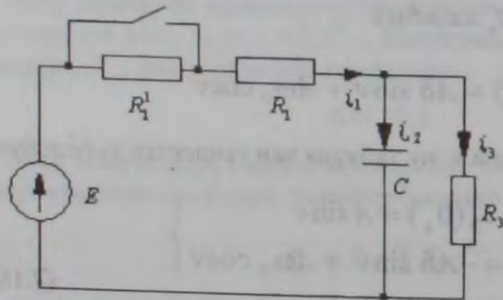
$$\left. \begin{aligned} i_3(0_+) &= A_1 + A_2 + A_3; \\ i_1'(0_+) &= P_1 A_1 + P_2 A_2 + P_3 A_3; \\ i_3''(0_+) &= P_1^2 A_1 + P_2^2 A_2 + P_3^2 A_3; \end{aligned} \right\} (7.20)$$

(7.20) теңдемелер системасы үч белгисиз  $A_1, A_2$  жана  $A_3$  бар үч сызыктуу алгебралык теңдемелер системасынан турат. Буларга кирген башка  $[P_1, P_2, P_3, i_3(0_+), i_1'(0_+), i_3''(0_+)]$  чоңдуктар белгисиз.

Башында  $t=0$  болгондо чоңдуктарды жана булардын туундуларын табууну жеңилдетүү үчүн агынды  $L$  болбосо, чыңалууну  $C$  аркылуу салыштырып чыгарып, анан Кирхгофтун мыйзамдарын колдонуу сунуш кылынат. Каалаган башка чоңдуктар белгилөөлөр аркылуу табылат.

Биринчи жана экинчи катардагы турактуу жана нөлдүк эмес баштапкы шарттардагы синусоидалдык ЭКК булактары бар тизмектердеги өтмө жараяндарды классикалык ыкма менен эсептөөгө бир нече маселе карайлы.

7.4- маселе. 7.13-чиймедеги түзмөктө ачкычты кошконго чейин



7.13-чийме.

калыптанып калган режим болду:

$$R_1 = R_1^1 = R_3 = 50 \text{ Ом}; \quad C = 100 \text{ мкФ}; \quad E = 150 \text{ В},$$

Талап кылынат:

1) агындын аргасыз, эркин жана толук бөлүктөрүн  $i_1, i_2$  жана  $i_3$  жана  $t=0_+$  болгондо  $U_C$ , ошондой эле сыйымдуулуктагы эркин чыңалуудан туундунун баштапкы маанилерин табуу керек;

2)  $i_1, i_2$  жана  $i_3$  агындарын жана убакыт функциясындагы  $U_C$  чыңалуусун аныктагыла.

Маселенин биринчи бөлүгүнүн чыгарылышы. Коммутацияга чейин

$$i_2(0) = 0 \text{ жана } i_1(0) = E / (R_1 + R_1^1 + R_3) = 150 / 150 = 1 \text{ А}$$

Сыйымдуулуктагы чыңалуу  $R_3$  каршылыгындагы чыңалууга барабар болду:

$$U_C(0) = i_3(0) R_3 = 1 \times 50 = 50$$

коммутациядан кийинки агындын жана чыңалуунун эркин маанилерин табалы

$$i_{1a} = i_{3a} = E / (R_1 + R_2) = 150 / 100 = 1,5 \text{ А};$$

$$U_{Ca}(0_+) = i_{3a}(0_+) R_3 = 1,5 \cdot 50 = 75 \text{ В}.$$

Кирхгофтун экинчи мыйзамы боюнча биринчи жана экинчи бутактардын болгон чөйрөсызык үчүн  $t=0_+$  болгондо теңдеме түзөбүз:

$$i_1(0_+) R_1 + U_C(0_+) = E, \quad \text{бирок} \quad U_C(0_+) = U_C(0_-).$$

Ошондуктан,

$$i_1(0_+) = \frac{E - U_C(0_-)}{R_1} = \frac{150 - 50}{50} = 2 \text{ А}.$$

Теңдеменин

$$U_C(0_+) = i_3(0_+) R_3$$

$$i_3(0_+) = U_C(0_+) / R_3 = 1 \text{ А}$$

Кирхгофтун биринчи мыйзамы боюнча,

$$i_1(0_+) = i_2(0_+) + i_3(0_+)$$

Демек,

$$i_2(0_+) = i_1(0_+) - i_3(0_+) = 2 - 1 = 1 \text{ А}$$

Агындын жана чыңалуунун эркин түзүүчүлөрүн толук жана аргасыз чоңдуктардын ортосундагы айырмачылык катары аныктайбыз:

$$U_{C\varepsilon}(0_+) = U_C(0_+) - U_{Ca}(0_+) = 50 - 70 = -25 \text{ В};$$

$$i_{1\varepsilon}(0_+) = i_1(0_+) - i_{1a}(0_+) = 2 - 1,5 = 0,5 \text{ А};$$

$$i_{2\varepsilon}(0_+) = i_2(0_+) - i_{2a}(0_+) = 1 - 0 = 1 \text{ А};$$

$$i_{3\varepsilon}(0_+) = i_3(0_+) - i_{3a}(0_+) = 1 - 1,5 = -0,5 \text{ А}.$$

Анткени, сыйымдуулук аркылуу эркин агын

$$i_3 = C \frac{dU_{C3}}{dt}, \quad \text{анда} \quad dU_{C3}/dt = i_3/C$$

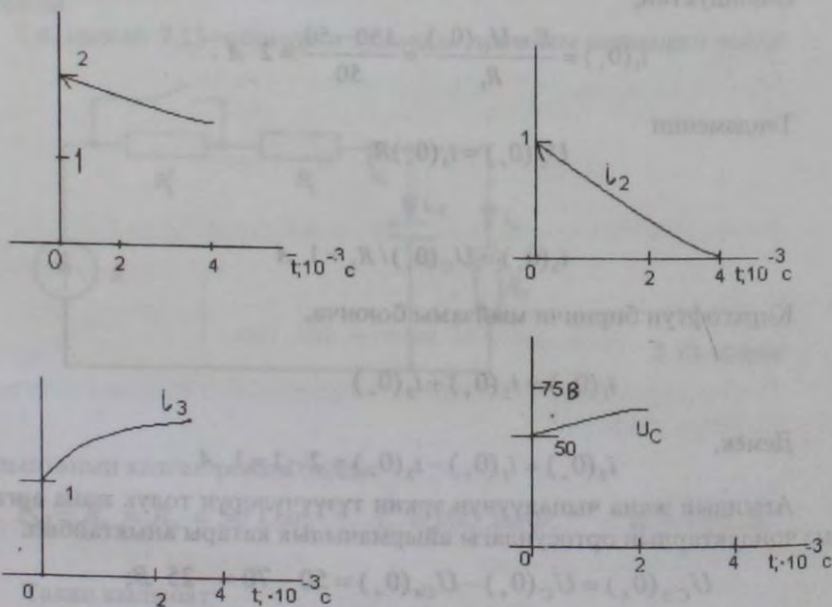
Каралган маселеде:

$$(dU_{C3}/dt)_{t=0+} = i_{23}(0+)/C = 1/(100 \cdot 10^{-6}) = 10^4 \text{ В/с}$$

Маселенин экинчи бөлүгүнүн чыгарылышы. Коммутациядан кийинки түзмөк үчүн мүнөздөөчү тендеме  $P R_1 R_3 C + R_1 + R_3 = 0$  бир тамырга ээ:

$$P = -\frac{R_1 + R_3}{R_1 R_3 C} = -400 \text{ с}^{-1}$$

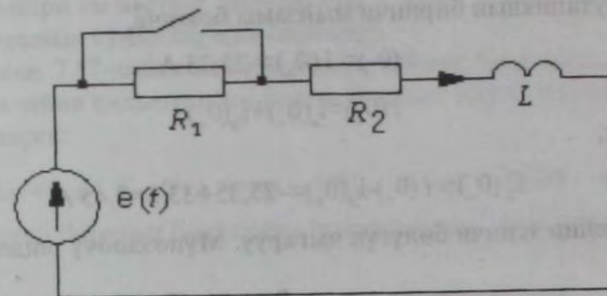
Ар бир агын  $Ae^{pt}$  аргасыз жана эркин түзүүчүлөрүнүн суммасына барабар, мында  $t=0_+$  болгондо эркин түзүүчүсүнүн маанисине барабар (7.14-чийме):



7.4-чийме.

$$i_1 = 1,5 + 0,5e^{-400t} \text{ А}; \quad i_2 = e^{-400t} \text{ А};$$

$$i_3 = 1,5 - 0,5e^{-400t} \text{ А}; \quad U_C = 75 - 25e^{-400t} \text{ В}.$$



7.15-чийме.

7.5-маселе. 7.15-чиймедеги түзмөктө ачкычты кошконго чейин калыптанган режим болгон:  $R_1 = R_2 = 2 \text{ Ом}$ ;  $\omega \cdot L = 3 \text{ Ом}$

$$e(t) = 127 \sin(\omega t - 50^\circ) \text{ В}; \quad \omega = 314 \text{ с}^{-1}$$

Талап кылынат: 1)  $i_3(0_+)$  табуу керек;

2) Тизмекте коммутациядан кийинки агындын өзгөрүү мыйзамын аныктагыла.

Маселенин биринчи бөлүгүн чыгаруу. Коммутацияга чейинки тизмектеги агындын комплекстик амплитудасы:

$$I_m = \frac{127e^{-j50^\circ}}{4 + 3j} = 25,4e^{-j86^\circ 50'} \text{ А}$$

Коммутацияга чейинки агындын заматтык мааниси.

$$i = 25,4 \sin(\omega t - 86^\circ 50') \text{ А}.$$

Коммутация моментинде ( $\omega t = 0$  болгондо)

$$i(0) = 25,4 \sin(-86^\circ 50') = -25,35 \text{ А}$$

Коммутациядан кийинки аргасыз агын.

$$I_m = \frac{127e^{-j50^\circ}}{2 + 3j} = 35,2e^{-j106^\circ 20'} \text{ А}$$

Аргасыз агындын заматтык мааниси.

$$i_e = 35,2 \sin(\omega t - 106^\circ 20') \text{ A};$$

$$i_a(0_+) = 35,2 \sin(-106^\circ 20') = -33,8 \text{ A}.$$

Коммутациянын биринчи мыйзамы боюнча,

$$i(0_-) = i(0_+) = -25,35 \text{ A}.$$

бирок,

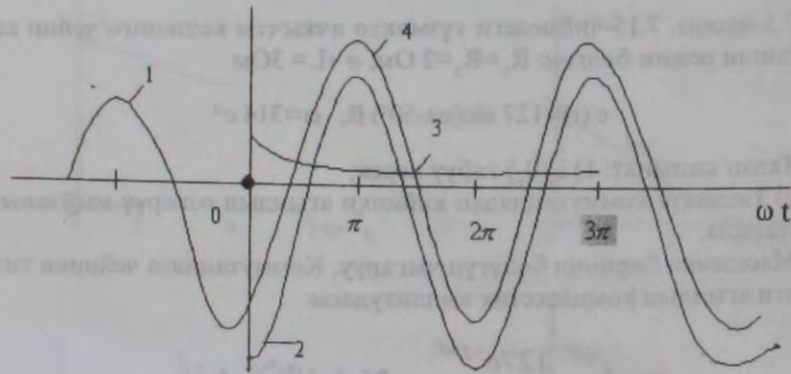
демек,

$$i(0_+) = i_a(0_+) + i_3(0_+).$$

$$i_3(0_+) = i(0_+) - i_a(0_+) = -25,35 + 33,8 = 8,45 \text{ A}.$$

Маселенин экинчи бөлүгүн чыгаруу. Мүнөздөөчү теңдеме

$$PL + R_2 = 0 \quad \text{тамыры бар} \quad p = -\frac{R_2}{L} = -\frac{R_2}{m \cdot L/m} = -\frac{2 \cdot 3,14}{3} \approx -210 \text{ c}^{-1}.$$



7.16-чийме.

Коммутацияга чейинки тизмектеги агын, маселенин биринчи бөлүгүндө берилгендер боюнча (7.16-чиймедеги 1-ийри сызыгы  $\omega t = 0$  чейинки)

$$i = 25,4 \sin(\omega t - 86^\circ 50')$$

Коммутациядан кийинки аргасыз агындын заматтык мааниси (7.16-чиймедеги 2-ийри сызык)

$$i_a = 35,2 \sin(\omega t - 106^\circ 20') \text{ A}; \quad i_3(0_+) = 8,45 \text{ A}.$$

демек,

$$i = i_a + i_3 = 35,2 \sin(\omega t - 106^\circ 20') + 8,45 e^{-210t} \text{ A}.$$

7.16-чиймедеги 3-ийри сызык эркин агындын өзгөрүү мүнөзүн, ал эми 4-ийри сызык коммутациядан кийинки толук агынды аныктайт ( $\omega t = 0$  болгондо 4-ийри сызыктын ординатасы 2 жана 3 ийри сызыктардын ординаталарынын суммаларына барабар).

7.6-маселе. 7.17-чиймеин түзмөгүнүн үчүнчү бутагында ачкыч кошулат. Буга чейин калыптанган режим болгон:  $e(t) = E = 120 \text{ В}$ .

Табуу керек:

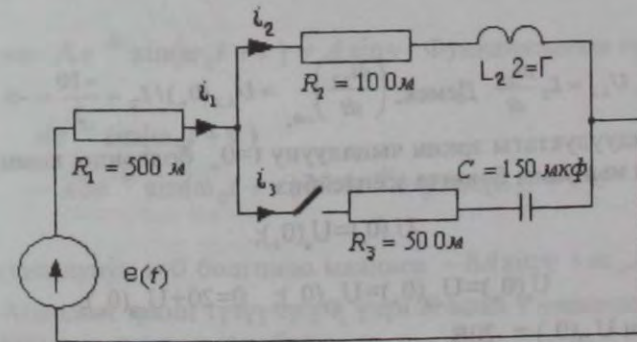
$$1) i_{23}(0_+); (di_{23}/dt)_{t=0}; U_{C3}(0_+) \text{ жана } (dU_{C3}/dt)_{t=0}; \quad 2) i_2(t) \text{ жана } U_C(t)$$

Маселенин биринчи бөлүгүнүн чыгарылышы. Ачкычты кошконго чейин:

$$i_1(0) = i_2(0) = E/(R_1 + R_2) = 120/(50 + 10) = 2 \text{ A}.$$

Коммутацияга чейинки аргасыз агын  $i_{1a} = i_{2a} = 2 \text{ A}$ . Сыйымдуулук

аркылуу турактуу агын өтпөйт, ошондуктан  $i_{3a} = 0$ .



7.17-чийме.

Турактуу агындан эпкиндүүлүктө чыңалуунун төмөндөшү болбойт демек,  $U_{L2a} = 0$ . Сыйымдуулуктагы аргасыз чыңалуу  $i_{2a}$  агынынын  $R_2$  каршылыгындагы чыңалуунун төмөндөшүнө барабар:

$U_{C3} = 2 \cdot 10 = 20 \text{ В}$ . Коммутациянын биринчи мыйзамы боюнча,

$$i_2(0) = i_2(0_+) = 2 \text{ A}. \quad \text{Бирок, } i_2(0_+) = i_{2a}(0_+) + i_{2a}(0_+), \text{ мындан } i_{23}(0_+) = i_2(0_+) - i_{2a}(0_+) = 2 - 2 = 0;$$

$$i_1(0_+) = i_2(0_+) + i_3(0_+), \text{ же болбосо } i_1(0_+) = 2 + i_3(0_+)$$



Биринчи жана экинчи бутактардан түзүлгөн туюк чөйрөсызык үчүн Кирхгофтун экинчи мыйзамы боюнча теңдеме түзөбүз:

$$i_1(0_+)R_1 + i_3(0_+)R_3 + U_c(0_+) = E.$$

Анткени,  $U_c(0_+) = 0$  жана  $i_1(0_+) = 2 + i_3(0_+)$ , анда

$$i_3(0_+) = \frac{E - 2R_1}{R_1 + R_3} = \frac{120 - 2 \cdot 50}{50 + 50} = 0,2 \text{ A.}$$

Эркин түзүүчүлөр

$$i_{3a}(0_+) = i_3(0_+) - i_{3a}(0_+) = 0,2 - 0 = 0,2 \text{ A.}$$

$U_{L_1}(0_+)$  аныктоо үчүн, биринчи жан экинчи бутактар аркылуу түзүлгөн чөйрөсызык боюнча эркин түзүүчүлөр үчүн теңдеме түзөбүз:

$$i_{1a}(0_+)R_1 + i_{2a}(0_+)R_2 + U_{L_3}(0_+) = 0,$$

мындан

$$U_{L_3}(0_+) = -i_{1a}(0_+)R_1 - i_{2a}(0_+)R_2 = -0,2 \cdot 50 - 0 = -10 \text{ B}$$

Бирок,  $U_{L_3} = L_2 \frac{di_{2a}}{dt}$ . Демек,  $\left(\frac{di_{2a}}{dt}\right)_{t=0_+} = U_{L_3}(0_+)/L_2 = \frac{-10}{2} = -5 \text{ A/c}$

Сыйымдуулуктагы эркин чыңалууну  $t=0_+$  болгондо, коммутациянын экинчи мыйзамы боюнча эсептейбиз:

$$U_c(0) = U_c(0_+);$$

$$U_c(0_+) = U_{c3}(0_+) = U_{c2}(0_+); \quad 0 = 20 + U_{c3}(0_+);$$

Мындан  $U_{c3}(0_+) = -20 \text{ B}$ .

Сыйымдуулуктагы чыңалуунун эркин түзүүчүсүнүн өзгөрүү ылдамдыгын  $t=0_+$  болгондо аныктайбыз. Ушул максатта  $i_{3a} = C \frac{dU_{c3}}{dt}$  ни колдонобуз. Демек,

$$\left(\frac{dU_{c3}}{dt}\right)_{t=0_+} = \frac{i_{3a}(0_+)}{C} = \frac{0,2}{150 \cdot 10^{-6}} = 1333 \text{ B/c.}$$

Маселенин экинчи бөлүгүнүн чыгарылышы. Мүнөздөөчү теңдеме

$$P^2 L_2 C (R_1 + R_2) + P [C (R_2 R_3 + R_1 R_2 + R_1 R_3) + L_2] + R_1 + R_2 = 0$$

Эки комплекстик-байланышкан тамырга ээ:

$$P_1 = -42,1 + j15,2c^{-1} \quad \text{жана} \quad P_2 = -42,1 - j15,2c^{-1}$$

Ошондуктан, эркин түзүүчүсү төмөнкү түрдө алынышы керек.

$$Ae^{-\delta t} \sin(\omega_0 t + \nu),$$

Мында  $\delta = 42,1$ ;  $\omega_0 = 15,2$ ;  $A$  жана  $\nu$  эркин түзүүчүнүн мааниси боюнча жана анын биринчи туундусу  $t=0$  болгондо аныкталат.

Маселенин биринчи бөлүгүнүн берилгендиги боюнча,

$$i_{2a}(0_+) = 2 \text{ A}; \quad i_{2a}(0_+) = 0; \quad i_{2a}'(0_+) = -5 \text{ A/c};$$

$$U_{c3} = 20 \text{ B}; \quad U_{c3}(0_+) = -20 \text{ B}; \quad U_{c3}'(0_+) = 1333 \text{ B/c}$$

$t=0$  болгондо  $Ae^{-\delta t} \sin(\omega_0 t + \nu) = A \sin \nu$ . Функциясынын туундусу

$$Ae^{-\delta t} \sin(\omega_0 t + \nu)$$

$$-A\delta e^{-\delta t} \sin(\omega_0 t + \nu) + Ae^{-\delta t} \omega_0 \cos(\omega_0 t + \nu).$$

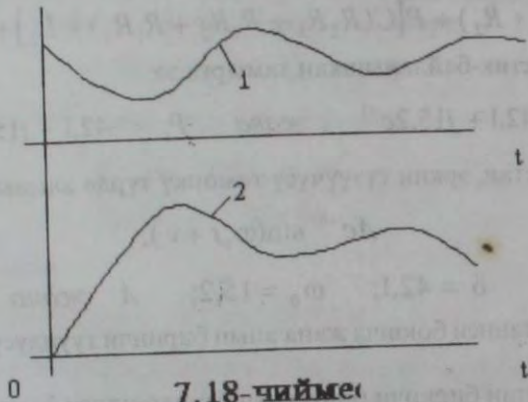
Бул туундунун  $t=0$  болгондо мааниси  $-\delta A \sin \nu + \omega_0 A \cos \nu$  га барабар. Агындын эркин түзүүчүсү  $i_2$  үчүн  $A$  жана  $\nu$  маанилерин табабыз. Бул үчүн эки теңдеме түзөбүз:

$$i_{2a}(0_+) = 0, \text{ же } A \sin \nu = 0;$$

$$i_{2a}'(0_+) = -5, \text{ же } -\delta A \sin \nu + \omega_0 A \cos \nu = -5$$

буларды бирге чыгаруу  $\nu=0$  жана  $A=-0,328 \text{ A}$  берет. Демек,

$$i_2 = i_{2a} + i_{2a}' = 2 - 0,328e^{-42,1t} \sin 15,2t \text{ A.}$$



7.18-чийме

7.18-чиймедеги 1-ийри сызыгы  $i_2 = f(t)$  графигин көрсөтөт. Чыналуунун эркин түзүүчүсү  $U_C$  үчүн  $A$  жана  $\nu$  ну табабыз:

$$U_{C3}(0_+) = -20, \quad \text{же} \quad A \sin \nu = -20;$$

$$U_{C3}^1(0_+) = 133, \quad \text{же} \quad -\delta A \sin \nu + \omega_0 \nu + \omega_0 A \cos \nu = 1333$$

мында,  $A=37,9$  жана  $\nu = -31^\circ 52'$ .

Ошентип,

$$U_C = U_{Ca} + U_{C3} = 20 + 37,9e^{-42,1t} \sin(12,2t - 31^\circ 52') \text{ В}$$

7.18-чиймедеги 2-ийри сызыгы  $U_C = f(t)$  ны сүрөттөйт.

7.7-маселе. 7.17-чийменин түзмөгүндө  $e(t) = 127 \sin(314t + 40^\circ)$  В. Түзмөктүн параметрлери, мурунку маселеде берилгендер. Түзмөктөгү ачыкты кошконго чейин бир калыпка келген режим болгон:  $U_C(0) = 0$ . табуу керек:

$$1) i_{23}(0_+); \quad (di_{23}/dt)_{t=0_+}; \quad U_{C3}(0_+)$$

$$(dU_{C3}/dt)_{t=0_+}; \quad 2) i_2(t) \quad \text{жана} \quad U_C(t).$$

Маселенин биринчи бөлүгүнүн чыгарылышы. Коммутацияга чейин

$$\dot{I}_{1m} = \dot{I}_{2m} = \frac{127e^{j40}}{60 + j628} = 0,202e^{-j44^\circ 30'} \text{ А};$$

$$i_1 = i_2 = 0,202 \sin(\omega t - 44^\circ 30');$$

$$i_1(0_-) = i_2(0_-) = 0,202 \sin(-44^\circ 30') = -0,1415 \text{ А}.$$

коммутациядан кийинки сыйымдуулуктагы аргасыз агынды жана чыналууну аныктайбыз.

Чыналуунун кирүү каршылыгы

$$Z_k = R_1 + \frac{(R_2 + j\omega L_2) \left( R_3 - \frac{j}{\omega C} \right)}{R_2 + j\omega L_2 - R_3 - \frac{j}{\omega C}} = 104,8e^{-j9^\circ 50'} \text{ Ом};$$

анда,

$$\dot{I}_{1m} = E_{1m} / Z_k = 127e^{j40^\circ} / 104,8e^{-j9^\circ 50'} = 1,213e^{j49^\circ 50'} \text{ А}.$$

Коммутациядан кийинки аргасыз агындын заматтык мааниси

$$i_{1a} = 1,213 \sin(\omega t + 49^\circ 50') \text{ А};$$

$$i_{1a}(0_+) = 1,213 \sin 49^\circ 50' = 0,923 \text{ А}.$$

Параллель туташтырылган экинчи жана үчүнчү бутактардын комплекстик каршылыгы:

$$Z_{23} = \frac{(R_2 + j\omega L_2) \left( R_3 - \frac{j}{\omega C} \right)}{R_2 + j\omega L_2 + R_3 - \frac{j}{\omega C}} = 56,3e^{-j18^\circ 35'} \text{ Ом}$$

Параллель участкастогу комплекстик чыналуу:

$$\dot{U}_{23m} = \dot{I}_{1m} Z_{23} = 1,213e^{j49^\circ 50'} \cdot 56,3e^{-j18^\circ 35'} = 68,2e^{j31^\circ 15'} \text{ В};$$

Мында,

$$\dot{I}_{2m} = \dot{U}_{23m} / Z_2 = 68,2e^{j31^\circ 15'} / (10 + j628) = 0,1085e^{-j58^\circ 45'}$$

$$\dot{I}_{3m} = \dot{U}_{23m} / Z_3 = 68,2e^{j31^\circ 15'} / (50 + j21,3) = 1,253e^{j51^\circ 20'}.$$

Коммутациядан кийин  $i_1$  жана  $i_2$  аргасыз агындарынын заматтык маанилери:

$$i_{2a} = 0,1085 \sin(\omega t - 58^\circ 45^1);$$

$$i_{3a} = 1,253 \sin(\omega t - 54^\circ 20^1);$$

$$i_{2a}(0_+) = 0,1085 \sin(-58^\circ 45^1) = -0,0928 A;$$

$$i_{3a}(0_+) = 1,253 \sin 54^\circ 20^1 = 1,016 A.$$

Сыйымдуулуктагы аргасыз чыңалуу

$$\dot{U}_{C3m} = \dot{I}_{3m}(-j/\omega C) = 1,253 e^{j54^\circ 20^1} \cdot 21,3 e^{-j90^\circ} = 26,7 e^{-j35^\circ 40^1} B$$

Коммутациядан кийинки сыйымдуулуктагы аргасыз чыңалуунун заматтык мааниси:

$$U_{Ca} = 26,7 \sin(\omega t - 35^\circ 40^1);$$

$$U_{C3}(0_+) = 26,7 \sin(-35^\circ 40^1) = -15,57 B$$

Коммутациянын биринчи мыйзамы боюнча,

$$i_2(0_-) = i_2(0_+) = -0,1415 = i_{2a}(0_+) + i_{2a}(0_+);$$

$$i_{2a}(0_+) = -0,0928 A;$$

$$i_{2a}(0_+) = -0,1415 + 0,0928 = -0,0487 A.$$

Сыйымдуулуктагы  $U_{C3}(0_-)$  эркин чыңалууну коммутациянын экинчи мыйзамы боюнча табабыз:

$$U_C(0_-) = U_{Ca}(0_+) + U_{C3}(0_+);$$

$$U_{C3}(0_+) = U_C(0_-) - U_{Ca}(0_+) = 0 - (-15,57) = 15,57 B.$$

Биринчи жана үчүнчү бутактар түзгөн чөйрөсызыкта  $i_{33}(0_+)$  аныктоо үчүн теңдеме түзөбүз:

$$i_{13}(0_+)R_1 + i_{33}(0_+)R_3 + U_{C3}(0_+) = 0$$

Мында  $i_{13}(0_+) [-0,0487 + i_{33}(0_+)]$

алмаштырабыз жана

$$U_{C3}(0_+) = 15,57 B,$$

эске алып,

$$i_{33}(0_+) = \frac{-15,57 + 2,43}{50 + 50} = -0,1314 A;$$

$$i_{13}(0_+) = i_{23}(0_+) + i_{33}(0_+) = -0,18 A.$$

$U_{L3}(0_+) = L(di_{23}/dt)_{t=0_+}$  аныкташ үчүн, биринчи жана экинчи бутактар түзгөн чөйрөсызык үчүн теңдеме түзөбүз:

$$i_{13}(0_+)R_1 + i_{23}(0_+)R_2 + U_{L3}(0_+) = 0,$$

мындан

$$U_{L3}(0_+) = 9,487 B;$$

$$(di_{23}/dt)_{t=0_+} = U_{L3}(0_+)/L = 9,487/2 = 4,74 A/c;$$

$$(dU_{C3}/dt)_{t=0_+} = i_{33}(0_+)/c = -0,1314/(150 \cdot 10^{-6}) = -876 B/c$$

Маселенин экинчи бөлүгүнүн чыгарылышы. Маселенин биринчи бөлүгүнүн чыгарылышынан алынган белгилөөлөр боюнча,

$$i_{2a} = 0,1085 \sin(\omega t - 58^\circ 45^1), \quad i_{23}(0_+) = -0,0487 A;$$

$$i_{23}^1(0_+) = 4,74 A/c;$$

$$U_{Ca} = 26,7 \sin(\omega t - 35^\circ 40^1), \quad U_{C3}(0_+) = 15,57 B;$$

$$U_{C3}^1(0_+) = -876 B/c.$$

Мүнөздөөчү теңдеменин тамырлары, мурунку алынган маселе сыяктуу эле. А жана  $v$  ну аныктоодо эки теңдеме түзөбүз:

$$A \sin v = -0,0487; \quad -\delta A \sin v + \omega_0 A \cos v = 4,74,$$

мындан  $A = 0,184 A$  жана  $v = -15^\circ 20^1$ .

Демек,

$$i_2 = i_{2a} + i_{23} = 0,1085 \sin(\omega t - 58^\circ 45^1) + 0,184 e^{-42,1t} \sin(15,2t - 15^\circ 20^1) A$$

$U_{C3}$  үчүн  $A$  жана  $v$  ну табабыз да эки теңдеме түзөбүз:

$$A \sin v = 15,57; \quad -\delta A \sin v + \omega_0 A \cos v = -876$$

Булардын чогуу чыгарылышы  $A=21,3$  жана  $v=136^{\circ}50'$ .

Ошентип,

$$U_C = U_{Ca} + U_{C\beta} = 26,7 \sin(\omega t - 35^{\circ}40') + 21,3e^{-42,1t} \cdot \sin(15,2t + 136^{\circ}50') \text{ В}$$

### §7.12. Синусоидалык функциялардын комплекстик сүрөттөлүшү

#### Оператордук ыкмага киришүү

Синусоидалдык агындын тизмектерин символикалык ыкма менен окуп үйрөнүүдө «сүрөттөө» деген түшүнүк кездешет. Символикалык ыкмасына ылайык комплекстик амплитуда синусоидалдык функциянын сүрөттөлүшү болуп эсептелет. Демек,  $\dot{I}_m$  синусоидалдык агын

$\dot{I}_m \sin(\omega t + \psi)$  нын сүрөттөлүшү. Логарифма түрүндө сандын сүрөттөлүшү жана синусоидалдык функциянын убакыт боюнча комплекстик сан түрүндө сүрөттөлүшү ортосунда негиздүү айырмачылык бар. Биринчи учурда сандын (функциясы эмес) сүрөттөлүшү тууралуу, экинчиден функциянын убакыт боюнча сүрөттөлүшү.

Оператордук ыкма мындан тышкары функциянын убакыт боюнча сүрөттөлүшү тууралуу түшүнүктү колдонууга негизделген. Оператордук ыкмада ар бир функциянын убактысына  $P$  тамгасы менен белгиленген жаңы өзгөрүлмөлүү функция туура келет жана тескерисинче функциядагы өзгөрүлмөлүү  $P$  аныкталуучу функциянын убактысы жооп берет.

Функциянын убактысынан  $P$  функциясына өтүү Лапластын өзгөртүп түзүүсүнүн (түздөн түз) жардамы менен аткарылат.

Демек, өтмө жараяндарды эсептөөнүн оператордук ыкмасы Лапластын өзгөртүп түзүүсүнө негизделген ыкманы көрсөтөт.

Оператордук ыкма дифференциалоону көбөйтүү операциясына, ал эми интегралдоону бөлүү операциясына келтирүүгө мүмкүнчүлүк берет. Бул дифференциалдык теңдемелерди интегралдоого женилдик берет.

### §7.13. Лапластын өзгөртүп түзүүсү

Комплекстик сан  $P$  аркылуу төмөнкү шартты түшүнөлү

$$P = a + jb \quad (7.21)$$

мында,  $a$  - чыныгы, ал эми  $jb$  - жалган комплекстик сандардын бөлүктөрү. Мындан ары практикадагы билдирүүлөргө туура келүүчүнү эске алып

$b$  коэффициентинин белгисин комплекстик жалган бөлүгү деп шарттайлы. Функциянын убактысы (агын, чыналуу, ЭКК, дүрмөт)  $f(t)$  аркылуу белгилеп оригинал деп аташат. Ага туура келүүчү функция  $F(p)$  сүрөттөлүшү деп аталып төмөнкүдөй аныкталат:

$$F(p) = \int_0^{\infty} f(t)e^{-pt} dt, \quad (7.22)$$

$F(p)$  жана  $f(t)$  функцияларынын ортосундагы туура келүүчүлүктүн жазылышы мындай:

$$F(p) \stackrel{\cdot}{=} f(t) \quad (7.23)$$

$\stackrel{\cdot}{=}$  белгисин туура келүүчү белги деп аташат. (7.22) интегралынын жогорку предели  $\infty$  ге барабар. Жогорку предели чексиздик болгон интегралдарды өздүк эмес деп аташат. Эгер интегралдап жана пределдерди коюу жыйынтыгында акыркы чексиздик эмес сан алынса, анда интеграл туура келет деп айтылат.

Математика курсунда аныкталгандай (7.22) интегралынын курамына кирген функция  $e^{-pt} = e^{-at} e^{-jbt}$  туура келиши качан гана  $f(t)$  функциясынын модулу  $t$  өсүшү менен жогоруласа, анда  $e^{at}$  ге барабар болгон  $e^{at}$  функциясынын модулуна караганда жайыраак болот.

Практикалык жактан  $f(t)$  бардык функциялары электротехниканын назариятык негиздерине тиешелүү болсо, бул шарттарды канааттандырат.

Кээ бир жөнөкөй функциялардын сүрөттөлүшүн табалы.

Турактуулуктун сүрөттөлүшү.  $f(t)=A$  функциясынын сүрөттөлүшүн табуу керек, мында  $A$ -турактуу чоңдук, (7.22) формуладагы  $f(t)$  ордуна Аны коёбуз жана интегралдайбыз:

$$F(P) = \int_0^{\infty} A \cdot e^{-Pt} dt = A \left( -\frac{1}{P} \right) \int_0^{\infty} d(e^{-Pt}) = -\frac{Ae^{-Pt}}{P} \Big|_0^{\infty} = \frac{A}{P}$$

Демек, турактуулуктун сүрөттөлүшү турактуулук  $A$  ны  $P$  бөлгөнгө барабар

$$A \stackrel{\cdot}{=} \frac{A}{P}, \quad (7.24)$$

§ 7.14 Көрсөткүчтүү  $e^{at}$  функциясынын жана биринчи туундунун сүрөттөлүштөрү

Эми (7.22) интегралдагы  $f(t)$  нын ордуна  $e^{at}$  ны коёбуз

$$F(p) = \int_0^{\infty} e^{at} e^{-pt} dt = \int_0^{\infty} e^{-t(p-a)} dt = \left( -\frac{1}{p-a} \right) \int_0^{\infty} e^{-t(p-a)} d[-t(p-a)] =$$

$$= \frac{-1}{p-a} e^{-t(p-a)} \Big|_0^{\infty} = -\frac{1}{p-a} (0-1) = \frac{1}{p-a}$$

Демек,

$$e^{at} \cdot = \frac{1}{(p-a)} \quad (7.25)$$

(7.25) таризин жыйынтыктап чыгарууда (пределдерин ордуна коюуда) оператор  $P$  чыныгы бөлүгү  $a$  салыштырмалуу чоң деп эске алынган, анткени  $a > a$ . Ушул учурда гана интеграл жалгашат (колдонулат).

(7.25) таризинен бир топ керектүү натыйжалар келип чыгат. Буга  $\alpha = i\omega$  ны коюу

$$e^{i\omega t} \cdot = \frac{1}{(P-j\omega)} \quad (7.26)$$

ны алабыз. (7.26) формуласы синусоидалдык агындын комплексинин сүрөттөлүшүн табууга мүмкүндүк берет:

$$\dot{I}_m e^{i(\omega t + \psi)} = \dot{I}_m e^{i\omega t}$$

Ушул максат менен (7.26) эки жагын тең турактуу  $\dot{I}_m$  санына көбөйтүп, төмөнкүнү алабыз:

$$\dot{I}_m e^{i\omega t} \cdot = \dot{I}_m \frac{1}{P-j\omega} \quad (7.27)$$

Ушул сыяктуу эле синусоидалдык чыңалуунун комплексинин сүрөттөлүшү

$$\dot{U}_m e^{i\omega t} \cdot = \dot{U}_m \frac{1}{P-j\omega} \quad (7.28)$$

$e^{-at}$  функциясына  $1/(P+\alpha)$  сүрөттөлүшү туура келет:

$$e^{-at} \cdot = \frac{1}{(p+\alpha)}$$

Биринчи туундунун сүрөттөлүшү.  $f(t)$  функциясына  $F(p)$  сүрөттөлүшүнүн туура келүүсү белгилүү. Биринчи туунду  $df(t)/dt$  нын сүрөттөлүшүн табуу керек, эгер  $f(t)$  функциясынын мааниси  $t=0$  болгондо  $f(0)$  барабар экендиги белгилүү болсо,  $df(t)/dt$  функциясын Лапласдын өзгөртүп түзүүсүнө өткөрөбүз

$$\int_0^{\infty} \frac{df(t)}{dt} e^{-pt} dt = \int_0^{\infty} e^{-pt} d[f(t)]$$

Интегралдоону бөлүк - бөлүк кылып чыгарбыз.  $e^{-pt} = u$  жана  $d[f(t)] = d\vartheta$  белгилеп алып жазалы.

$$\int u d\vartheta = u\vartheta - \int \vartheta \cdot du$$

Демек,

$$\int_0^{\infty} e^{-pt} d[f(t)] = e^{-pt} f(t) \Big|_0^{\infty} - \int_0^{\infty} f(t) d[e^{-pt}]$$

Бирок,

$$e^{-pt} f(t) \Big|_0^{\infty} = 0 - f(0) = -f(0)$$

ал эми,

$$- \int_0^{\infty} f(t) d[e^{-pt}] = P \int_0^{\infty} f(t) e^{-pt} dt = dF(p)$$

демек,

$$\int_0^{\infty} \frac{df(t)}{dt} e^{-pt} dt = PF(p) - f(0), \quad (7.30)$$

же болбосо,

$$df(t)/dt \cdot = pF(p) - f(0), \quad (7.30')$$

§ 7.15 Эпкиндуулуктөгү жана конденсатордогу чыңалуулардын сүрөттөлүштөрү

Агын  $i$  сүрөттөлүшү  $I(p)$  га барабар. Эпкиндуулуктөгү чыңалуунун сүрөттөлүшүн жазабыз:

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

(8.30<sup>1</sup>) формуласы боюнча  $di/dt = pI(p) - i(0)$ , мында  $i(0) \quad t=0$  болгондогу  $i$  агынын мааниси.

Демек,

$$L \frac{di}{dt} = LpI(p) - Li(0) \quad (7.30)$$

Эгер  $i(0) = 0$ , анда,

$$L \frac{di}{dt} = LpI(p) \quad (7.31')$$

Конденсатордогу чыңалуунун сүрөттөлүшү. Конденсатордогу  $U_C$  чыңалууну көпчүлүк учурда  $U_C = \frac{1}{C} \int idt$ , мында интегралдоонун убакыт боюнча пределдери белгиленген эмес. Төмөнкүдөй жазуу эң жалпы болуп эсептелет:

$$U_C = U_C(0) + \frac{1}{C} \int_0^t idt,$$

мында конденсатордогу чыңалуу убакыт  $t$  моментинде конденсатор боюнча 0 дөн  $t$  га чейинки убакыт интервалында өтүүчү агын менен гана аныкталбастан, ошондой эле андагы  $t=0$  болгондогу чыңалуу  $U_C(0)$  аркылуу да аныкталат.

$$\int_0^t f(t) dt = F(p) / P \quad (7.32)$$

(7.32) формуласына туура келүүчү сүрөттөлүш  $\frac{1}{C} \int_0^t idt = \frac{I(p)}{CP}$  га барабар, ал эми  $U_C(0)$  турактуулугунун сүрөттөлүшү турактуулукту  $P$  га

бөлүү эсептелинет. Ошондуктан конденсатордогу чыңалуунун сүрөттөлүшү төмөнкүдөй жазылат.

$$U_C = \frac{I(p)}{CP} + \frac{U_C(0)}{P} \quad (7.33)$$

Оператордук катыштардын жөнөкөйлөрүн келтирели.

Булардын кээ бирөөлөрү мурун келтирилген, калгандары чыгарылышы жок берилет:

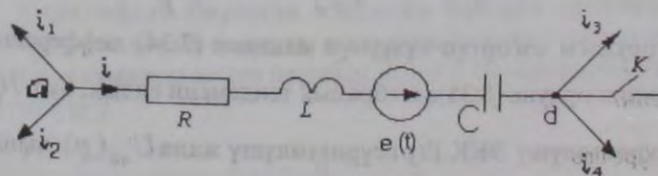
1.  $\frac{1}{p-\alpha} = e^{\alpha t}$ ;
2.  $\frac{1}{p+\alpha} = e^{-\alpha t}$ ;
3.  $\frac{1}{p-i\omega} = e^{j\omega t}$ ;
4.  $\frac{\alpha}{P(p+\alpha)} = 1 - e^{-\alpha t}$
5.  $\frac{1}{(p+\alpha)^2} = te^{-\alpha t}$
6.  $\frac{P}{(p+\alpha)^2} = (1-\alpha \cdot t)e^{-\alpha t}$
7.  $\frac{1}{p(p+\alpha)^2} = \frac{1}{\alpha^2} [1 - e^{-\alpha t} (1 + \alpha \cdot t)]$
8.  $\frac{1}{P^2(P+a)} = \frac{t}{a} - \frac{1}{a^2} + \frac{e^{-at}}{a^2}$
9.  $\frac{P}{(p+a) \cdot (p+b)} = \frac{1}{a-b} (ae^{-at} - be^{-bt})$ .
10.  $\frac{1}{(p+a) \cdot (p+b)} = \frac{1}{a-b} (e^{-bt} - e^{-at})$ .
11.  $\frac{1}{p(p+a) \cdot (p+b)} = \frac{1}{ab} + \frac{1}{b-a} \left( \frac{e^{-bt}}{b} - \frac{e^{-at}}{a} \right)$
12.  $\frac{1}{p^2} = t$ .

§ 7.16. Омдун мыйзамынын оператордук формада жазылышы.

Функциялардын  $f(p)$  жана  $f(t)$  арасындагы туура келүүчүлүктүн негизинде

$$F(p) = f(t) \quad (7.34)$$

Татаал бутакталган электр тизмегинин бөлүгү 7.19-чиймедеги түзмөктө көрсөтүлгөн.



7.19-чийме.

Бул тизмектин а жана б түйүндөрүнүн арасындагы бутакка R, L, C жана ЭКК булагы e(t) туташтырылган. Бутактагы агынды i аркылуу белгилейли. Ачкыч K жабылганда түзмөктү өтмө жараянга алып келет. Коммутацияга чейинки агын  $i = i(0_-)$  жана конденсатордогу чыналуу  $U_c = U_c(0_-)$  а чекитинин потенциалын б чекитинин потенциалы аркылуу коммутациядан кийинки режимди көрсөтөлү:

$$\varphi_a = \varphi_b + U_c + U_L + U_R - e(t)$$

$$U_{ab} = \varphi_a - \varphi_b = U_R + U_L + U_c - e(t)$$

$U_L$  дин ордуна  $L \frac{di}{dt}$  жана  $U_c$  ордуна  $U_c(0) + \frac{1}{C} \int_0^t idt$  ны жа-

$$\text{забыз. Анда, } U_{ab} = iR + L \frac{di}{dt} + U_c(0) + \frac{1}{C} \int_0^t idt - e(t), \quad (7.35)$$

(7.34) теңдемесине Лапластын өзгөртүп түзүүсүн колдонолу. Лапластын өзгөртүп түзүүсү сызыктуу болуп эсептелет, ошондуктан суммалардын сүрөттөлүшү ар бир сумманын сүрөттөлүшүнө барабар (7.34) теңдемесинин ар бир кошулуучусун оператордук сүрөттөлүштөргө алмаштырабыз:

$$iR \Rightarrow Ri(p), \quad \text{ал эми } U_{ab} \Rightarrow U_{ab}(p) \\ L \frac{di}{dt} = LpI(p) - Li(0); \quad U_c(0) = \frac{U_c}{p}; \quad \frac{1}{C} \int_0^t idt = \frac{I(p)}{Cp}; \quad e(t) = E(p)$$

Анда,

$$U_{ab}(p) = I(p) \cdot \left( R + pL + \frac{1}{Cp} \right) - Li(0) + \frac{U_c(0)}{p} - E(p), \quad (7.35^1)$$

Жогорудагы өзгөртүп түзүүнүн мааниси (7.34) дифференциалдык теңдемесинин ордуна (8:35) алгебралык теңдемени алдык, бул  $I(p)$  агындын сүрөттөлүшү ЭКК E(p) сүрөттөлүшү жана  $U_{ab}(p)$  чыналуунун сүрөттөлүшү менен байланыштырат. (7.35<sup>1</sup>) теңдемесинен

$$I(p) = \frac{U_{ab}(p) + Li(0) - \frac{U_c(0)}{p} + E(p)}{Z(p)}, \quad (7.36)$$

келип чыгат. Мында

$$Z(p) = R + pL + \frac{1}{Cp}$$

$Z(p)$  тизмектин кертисинин а жана б чекиттериндеги оператордук каршылык. Мунун структурасы тизмектин кертисиндеги өзгөрүлмөлүү агындын комплекстик каршылыгынын структурасына окшош болот, эгер  $j\omega$  ны  $p$  га алмаштырсак.

Комплекстик сан  $p = a + jb$   $p = j(b - ja) = j\Omega$  түрүндө жазабыз, мында  $\Omega = b - ja$  - комплекстик жыштык;  $Z(p) = Z(j\Omega)$  каралып жаткан тизмектеги  $\dot{U}e^{j\Omega t} = \dot{U}e^{pt}$  аракет кылуучу каршылык,  $Z(j\omega)$  каршылыгы  $Ue^{i\omega t}$  аракет кылган сыяктуу.

Теңдеме (7.36) тизмектин ЭКК кошулган кертиси үчүн Омдун мыйзамы деп аталышы мүмкүн.

Кошулуучу  $Li(0)$  ЭКК ички каршылыгын көрсөтөт, бул L эпкиндрүлүктө магнит майданын зардесинин топтолушун билдирет. Ушундан улам  $i(0)$  агынынын коммутацияга чейин эпкиндрүлүк аркылуу өтүшүн көрсөтөт.

Кошулуучу  $U_c(0)/p$  ички ЭКК конденсатордо топтолгон электр майданынын энергиясы аркылуу көрсөтүп коммутацияга чейин  $U_c(0)$  чыналуунун конденсатордо болушун билгизет.

### § 7.16. Кирхгофтун мыйзамдарын оператордук формада жазуу

#### Кирхгофтун биринчи мыйзамын оператордук формада жазуу

Кирхгофтун биринчи мыйзамы боюнча түзмөктүн каалаган түйүндөрүнө кирип-чыгуучу агындардын заматтык маанилеринин алгебралык суммасы нөлгө барабар. Анда 7.19-чиймесиндеги түзмөктүн а түйүнү үчүн

$$i_1 + i + i_2 = 0, \quad (7.37)$$

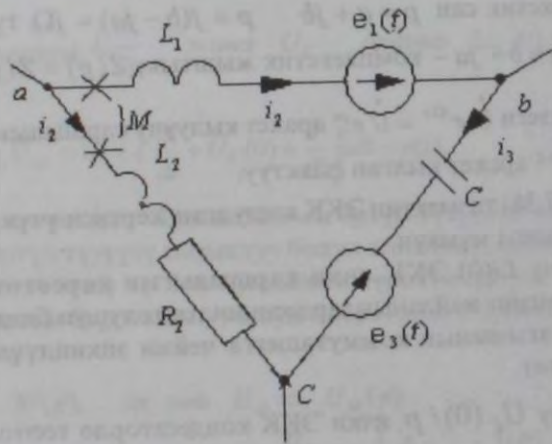
(7.37) тендемесине Лапластын өзгөртүп түзүүсүн колдонуп, анан сүрөттөлүштөрдүн суммасы ар бир сүрөттөлүш суммаларына барабар экендигин пайдаланып,

$$\dot{I}_1(p) + \dot{I}(p) + \dot{I}_2(p) = 0$$

$$\text{Жалпы учур үчүн } \sum \dot{I}(P) = 0, \quad (7.38)$$

(7.38) тендемеси Кирхгофтун биринчи мыйзамынын оператордук формасын билдирет.

Кирхгофтун экинчи мыйзамын оператордук формада жазуу. Заматтык маанилер үчүн Кирхгофтун экинчи мыйзамы боюнча тендемени калаган туюк чөйрөсызык жана электр тизмектери үчүн түзүүгө болот.



7.20-чийме.

Кирхгофтун экинчи мыйзамын 7.20-чиймедеги чөйрөсызык үчүн тендеме кылып жазыбыз. Чөйрөсызыкты саат жебеси боюнча айланабыз.

$L_1$  жана  $L_2$  эпкиндуулүктөрүнүн магниттүү байланышын эске аламы. Алынган оң багыттар  $i_1$  жана  $i_2$  агындары үчүн  $L_1$  жана  $L_2$  ортосунда биргелешкен кошулуу бар.  $L_1$  чыңалуунун төмөндөшү  $L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt}$

барабар. Тендеме түзүүдө конденсатордогу баштапкы чыңалуу  $U_C(0)$  барабар деп эске аламы. Мунун агын  $i_3$  менен болгон аракетин бирдиктүү болсун. Агындын баштапкы маанилери  $i_1 = i_1(0)$  жана  $i_2 = i_2(0)$

Төмөнкүнү алабыз:

$$L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt} + U_C(0) + \frac{1}{C} \int_0^t i_3 dt - i_2 R_2 - L_2 \frac{di_2}{dt} - M \frac{di_1}{dt} = e_1(t) - e_3(t), \quad (7.39)$$

(7.39) ар бир кошулуучусун оператордук сүрөттөлүш менен алмаштырабыз:

$$\left. \begin{aligned} L_1 \frac{di_1}{dt} &= L_1 p \dot{I}_1(p) - L_1 i_1(0) \\ M \frac{di_2}{dt} &= M p \dot{I}_2(p) - M i_2(0) \\ \frac{1}{C} \int_0^t i_3 dt &= \frac{\dot{I}_3(p)}{Cp} \\ i_2 R_2 &= R_2 \dot{I}_2(p) \\ L_2 \frac{di_2}{dt} &= L_2 p \dot{I}_2(p) - L_2 i_2(0) \\ M \frac{di_1}{dt} &= M p \dot{I}_1(p) - M i_1(0) \\ e_1(t) &= E_1(p); \quad e_3(t) = E_3(p) \end{aligned} \right\} \quad (7.40)$$

(7.40) ты (7.39) га коюуп,  $\dot{I}_1(p)$ ,  $\dot{I}_2(p)$ ,  $\dot{I}_3(p)$  кошулуучуларды чогултуп  $U_C(0)/P$ ,  $L_1 i_1(0)$  жана башка ЭКК оң бөлүгүнө алып барып,

$$\dot{I}_1(p) Z_1(p) + \dot{I}_2(p) Z_2(p) + \dot{I}_3(p) Z_3(p) = E_1(p) - E_3(p) + E_U(p), \quad (7.41)$$

ны алабыз, мында  $Z_1(p) = p(L_1 - M)$ ,  $Z_2(p) = p(M - L_2) - R_2$ ;  $Z_3(p) = \frac{1}{Cp}$ ;

$$E_U(p) = (L_1 - M) \cdot i_1(0) + (M - L_2) i_2(0) - \frac{U_C(0)}{p}$$

(7.41) тендемесин жалпы түрдө төмөнкүдөй жазууга болот.

$$\sum \dot{I}_K(p) Z_K(p) = \sum E_K(p), \quad (7.42)$$

(7.42) тендемесин Кирхгофтун экинчи мыйзамын оператордук формада математикалык жазылышын көрсөтөт.  $E_K(p)$  курамына жалпы учурда ички ЭКК да кирет.



ЭЛЕКТР ЖАНА МАГНИТ ТИЗМЕКТЕРИНИН  
КУРАМЫНДАГЫ МҮНӨЗДӨГҮЧТӨРҮ БӨЛҮНГӨН  
ЧУБАЛГЫЛАРДАГЫ КАЛЫПТАНГАН ЖАРАЯНДАР

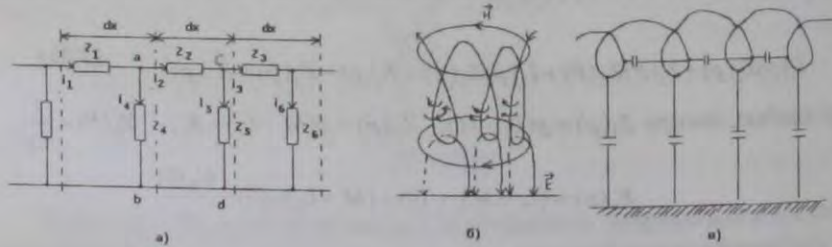
§ 8.1. Негизги аныктамалар

Алдыдагы бапта электр жана магнит тизмектеринин курамындагы мүнөздөгүчтөрү бөлүштүрүлгөн калыптанган жараяндардын назария-тынын негиздери каралат.

Мүнөздөгүчтөрү бөлүштүрүлгөн электр чубалгылары деп, мындай чубалгыларды, бир эле убакыт моментинде агын жана чыңалуу чубалгынын бир чекиттен (кесилиш) экинчи бир кошуна чекитке өткөндө үзгүлтүксүз өзгөрсө айтабыз.

Мүнөздөгүчтөрү бөлүштүрүлгөн магнит чубалгылар аркылуу, мындай чубалгыларды, магнит агымы жана магнит чыңалуусу чубалгынын узатасынын бир чекитинин экинчи бир кошуна чекитке өткөндө үзгүлтүксүз алмашса түшүнөбүз.

Чубалгылардын узатасынан агындын (агымдын) жана электр (магнит) чыңалууларынын үзгүлтүксүз өзгөрүү эффектисинин болушу чубалгылардын узатасынан жана туурасынан кеткен каршылыктардын орун алышы себеп болот (8.1, а-чиймеси).



8.1-чийме.

8.1, а-чиймедеги түзмөктөгү мүнөздөгүчтөрү бөлүштүрүлгөн чубалгынын кертиси көрсөтүлгөн,  $dx$  аркылуу чубалгынын узундугунун чексиз кичине элементи белгиленген.

$Z_1, Z_2, Z_3, \dots$  каршылыктарын узаталык кеткен каршылыктар деп аташат, буларда өткөргүчтөрдүн түз жана артка кеткен каршылыктары туташтырылган,  $Z_4, Z_5, Z_6, \dots$  каршылыктарын туурасынан кеткен каршылыктар деп аташат.

$Z_4$  каршылыгы аркылуу агындын агып азайышынын негизинде  $i_2 \neq i_1$ . Ушул сыяктуу, агын  $i_3 \neq i_2$  ж.б.у.с.  $a$  жана  $b$  чекиттеринин аралыгында чыңалуу  $c$  жана  $d$  ортосундагы чыңалууга барабар эмес ж.у.с.

Электр чубалгыларында мүнөздөгүчтөрү бөлүштүрүлгөн узаталык каршылыктары чубалгынын өткөргүчтөрүнүн аракеттүү каршылыктарынан жана эки бири-бири менен карама-каршы  $dx$  аралыгындагы чубалгынын эпкиндүү кертилеринен түзүлгөн. Туурасындагы каршылыктар чыгып кетүүчү каршылыктардан турат, чубалгылардагы өткөргүчтөрдүн ортосундагы изоляциялардын жараксыздыгынын негизинде байкалып жана чубалгынын бири-бирине, карама-каршы турган элементтери (кертилери) түзгөн сыйымдуулуктардан турат.

Мүнөздөгүчтөрү бөлүштүрүлгөн магнит чубалгыларында узаталык каршылыктары магнит стержендеринин магниттик каршылыктарын көрсөтүп магнит чубалгыларын түзөт, ал эми туурасынан кеткен каршылыктар бири-бирине карама каршы турган чубалгылардын кертилериндеги магнит агымынын агып кемишине шартталган.

Мүнөздөгүчтөрү бөлүштүрүлгөн чубалгыларды бир тектүү деп аташат, эгер бирдей узундуктагы чубалгынын кертилеринин бардык узаталык каршылыктары бири-бирине барабар жана ошондой эле бирдей узундуктагы чубалгынын кертилеринин бардык туурасындагы каршылыктар бири-бирине барабар болсо айтабыз. Анда 8.1, а-чиймедеги чубалгынын кертиси бир тектүү, эгер  $Z_1=Z_2=Z_3, \dots$  жана  $Z_4=Z_5=Z_6, \dots$  болсо.

Мүнөздөгүчтөрү бөлүштүрүлгөн чубалгыларды бир тектүү эмес деп аташат, эгер буларда узаталык каршылыктар ар кандай же тууралык каршылыктар бирдей болбосо.

Мүнөздөгүчтөрү бөлүштүрүлгөн сызыктуу эмес чубалгылардын узаталык жана тууралык каршылыктары, булар аркылуу өткөн агындардын функциясы болуп эсептелет, ал эми сызыктуу чубалгыларды узаталык жана тууралык каршылыктар, булар аркылуу өткөн агындар функциялык болуп эсептелбейт.

Мисал катары, мүнөздөгүчтөрү бөлүштүрүлгөн сызыктуу эмес электрдик чубалгылар аркылуу жогорку чыңалуудагы берүүчү электр чубалгыларындагы өткөргүчтөрдүн ортосунда тынч электр разрядынын өткөргүчтөгү таажы кубулушу болушун түшүнүүгө болот. Бул учурда чубалгынын бири-бирине карама-каршы турган кертисиндеги сыйымдуулук бул кертилердин ортосундагы чыңалуудан функция болуп эсептелет.

Качан мүнөздөгүчтөрү бөлүштүрүлгөн чубалгылар тууралуу сөз болгондо, анда бул термин аркылуу электр зардесин алыс аралыкка бе-

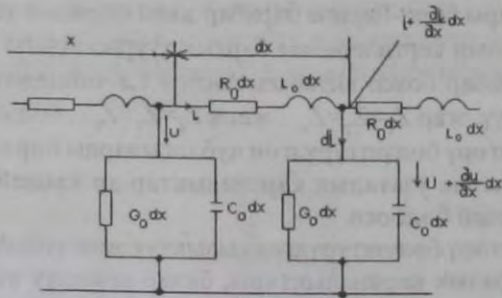
рилүүчү кубаттуу чубалгыларды, телефондук жана абадагы телеграф чубалгылык кабелдери, радиотехникадагы антенналар ж.у.с байланыштырууга болот.

Түрмөктүн электр жана магнит майдандарынын сүрөттөлүшү 8.1, б-чиймеде көрсөтүлгөн. Электр майданынын чыңалышы чубалгыда  $\vec{E}$  үзгүлтүктүү сызык менен, ал эми магнит майданынын чыңалышы чубалгыда  $\vec{H}$  үзгүлтүксүз сызык менен берилген.

Түрмөктү алмаштыруучу схема 8.1, в-чиймеде көрсөтүлгөн. Чиймеде көрсөтүлгөндөй түзмөктө эпкиндуулуктөн тышкары оромдордун ортосундагы сыйымдуулуктар жана прибордун (жерге кетүүчү) корпусундагы сыйымдуулук бар.

### §. 8.2. Мүнөздөгүчтөрү бөлүштүрүлгөн бир тектүү чубалгылар үчүн дифференциалдык теңдемелерди түзүү

Мейли чубалгынын узундук бирдигиндеги  $R_0$  узаталык аракеттүү каршылык;  $L_0$ -чубалгынын узундук бирдигинин эпкиндуулугу;  $G_0$ -чубалгынын узундук бирдигиндеги сыйымдуулук.



8.2-чийме.

Тууралык өткөргүчтүк  $G_0$  узаталык каршылык  $R_0$  тескери чоңдук болуп эсептелбейт.

Сызыкты узундугу  $dx$  участкаларга бөлөлү (8.2-чийме), мында  $x$ -чубалгынын башталышынан эсептелүүчү аралык.

$dx$ -узундугундагы аракеттүү каршылык-  $R_0 dx$ , эпкиндуулук- $L_0 dx$ , азаюу өткөргүчтүгү-  $G_0 dx$  жана сыйымдуулугу  $C_0 dx$  барабар. Каралып жаткан чубалгынын кертисинин башталышындагы агынды  $i$  жана чубалгынын башталышындагы өткөргүчтөрдүн ортосундагы чыңалуу  $U$ . Анда чыңалуу жалпысынан айтканда чубалгынын узатасынан кеткен аралыктагы  $x$  жана убакыт  $t$  функция болот. Ошондуктан, кийинки учур-

ларда теңдемелерде  $u$  жана  $i$  ден убакыт  $t$  жана аралык  $x$  боюнча жекече туундулар колдонулат.

Эгер убакыт  $t$  кандайдыр бир momenti үчүн агын каралып жаткан участок үчүн  $i$  барабар болсо, анда тууралык элементтен азаюнун натыйжасында агын кертисин аягында ошол эле убакыт бирдиги үчүн

$$i + \frac{\partial i}{\partial x} dx, \text{ мында } \frac{\partial i}{\partial x} \text{ агындын жана чыңалуунун } x \text{ багыты боюнча}$$

өзгөрүү ылдамдыгы. Ылдамдыктын аралык  $dx$  болгон көбөйтүндүсү агындын  $dx$  жолу боюнча өсүшүн билгизет.

Ушул сыяктуу, эгер кертисин башталышындагы чыңалуу  $U$ , анда участкактун аягындагы убакыттын ошол эле моментиндеги чыңалуу

$$u + \frac{du}{dx} dx \text{ ке барабар. Кирхгофтун биринчи жана экинчи мыйзамдары}$$

боюнча узундугу  $dx$  болгон чубалгынын кертисинен түзүлгөн туюк чөйрөсызык үчүн теңдемелерди түзөбүз, чөйрөсызыкты саат жебесинин багыты боюнча айланып:

$$-u + R_0 dx i + L_0 dx \frac{\partial i}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} dx = 0$$

жөнөкөйлөтүп жана теңдемени  $dx$  бөлүп,

$$-\frac{\partial u}{\partial x} = L_0 \frac{\partial i}{\partial t} + R_0 i \quad (8.1)$$

алабыз.

Кирхгофтун биринчи мыйзамы боюнча,

$$i = di + i + \frac{\partial i}{\partial x} dx, \quad (8.2)$$

Агын  $di$  (8.2-чийме) өткөргүчтүк  $G_0 dx$  жана сыйымдуулук  $C_0 dx$  аркылуу өткөн агындардын суммаларына барабар:

$$di = \left( u + \frac{\partial u}{\partial x} dx \right) G_0 dx + \frac{\partial}{\partial t} C_0 dx \left( u + \frac{\partial u}{\partial x} dx \right)$$

Экинчи тартиптеги аздыктан кошулуучуну эске албасак, анда

$$di = u G_0 dx + C_0 dx \frac{\partial u}{\partial t} \quad (8.3)$$

(8.3) (8.3) тү (8.2) коюп, жөнөкөйлөтүп жана теңдемени  $dx$  бөлүп

$$-\frac{\partial i}{\partial x} = G_0 u + C_0 \frac{\partial u}{\partial t} \quad (8.4)$$

(8.1) жана (8.4) теңдемелери мүнөздөгүчтөрү бөлүштүрүлгөн чубалгылар үчүн негизги дифференциалдык теңдемелер болуп эсептелет.

### §8.3. Калыптанган синусоидалык жараяндар үчүн мүнөздөгүчтөрү бөлүштүрүлгөн чубалгылардын теңдемелерин чыгаруу

Чубалгыдагы чыңалуу жана агын убакыт боюнча синусоидалык мыйзам боюнча өзгөчүлсүн дейли. Символикалык ыкманы пайдаланабыз.

Агындын сүрөттөлүшү.

$$i = I_m \sin(\omega t + \varphi_i) \rightarrow \dot{I} e^{j\omega t}$$

мында  $\dot{I}_r = I_m e^{j\varphi_i} / \sqrt{2}$

чыңалуунун сүрөттөлүшү

$$u = U_m \sin(\omega t + \varphi_u) \rightarrow \dot{U} e^{j\omega t}$$

мында  $\dot{U} = U_m e^{j\varphi_u} / \sqrt{2}$

$\dot{U}$  жана  $\dot{I}$  комплекстери  $x$  аралыгынан функция болуп эсептелинет, бирок убакыттан функция болбойт.  $e^{j\omega t}$  көбөйтүүчү убакыт  $t$  боюнча функция, бирок  $X$  аралыктан көз каранды эмес.

Агындын жана чыңалуунун эки көбөйтүүчүнүн көбөйтүндүсү түрүндө сүрөттөлүшүнүн берилиши, мында бирөө  $X$  гана боюнча функция болуп, ал эми экинчиси  $t$  убакыт боюнча гана функция болуп эсептелсе, теңдемелердин жекече туундуларынан [(8.1) жана (8.4) теңдемелери] жөнөкөй туундуларга өтүүгө мүмкүндүк берет.

Чынында

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} &\rightarrow e^{j\omega t} \frac{\partial u}{\partial x}; \\ L_0 \frac{\partial i}{\partial t} &\rightarrow L_0 \dot{I} \frac{d}{dt} e^{j\omega t} = j\omega L_0 \dot{I} e^{j\omega t} \end{aligned} \right\}, \quad (8.5)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial i}{\partial x} &\rightarrow j\omega t \frac{d\dot{I}}{dx}; \\ C_0 \frac{\partial u}{\partial t} &\rightarrow j\omega C_0 \dot{U} e^{j\omega t} \end{aligned} \right\} \quad (8.6)$$

(8.5) жана (8.6) системаларын (8.1) жана (8.4) теңдемелерине коюп, алынган теңдемелерди көбөйтүүчү  $e^{j\omega t}$  га кыскартып:

$$-d\dot{U}/dx = Z_0 \dot{I} \quad (8.7)$$

мында  $-d\dot{I}/dx = Y_0 \dot{U} \quad (8.8)$

$$Z_0 = R_0 + j\omega L_0; \quad (8.9)$$

$$Y_0 = G_0 + j\omega C_0 \quad (8.10)$$

(8.7) жана (8.8) теңдемелерин  $\dot{U}$  салыштырмалуу чыгарабыз. Ушул максатта (8.7)  $X$  аралыгы боюнча дифференциал алабыз

$$-\frac{d^2 \dot{U}}{dx^2} = Z_0 \frac{d\dot{I}}{dx} \quad (8.11)$$

(8.11) теңдемесиндеги  $d\dot{I}/dx$  тин ордуна (8.8) теңдемесинин он бөлүгүн коебуз

$$\frac{d^2 \dot{U}}{dx^2} = Z_0 Y_0 \dot{U} \quad (8.12)$$

(8.12) теңдемеси экинчи тартиптеги сызыктуу дифференциалдык теңдемени камтыйт. Анын чыгарылышы

$$\dot{U} = \dot{A}_1 e^{\gamma x} + \dot{A}_2 e^{-\gamma x} \quad (8.13)$$

$\dot{A}_1$  жана  $\dot{A}_2$  комплекстик сандары интегралдоо турактуулуктары, мындан ары чубалгынын башталышындагы агын жана чыңалуу же аягындагы агын жана чыңалуу аркылуу аныктайбыз.

Комплекстик сан

$$\gamma = \sqrt{Z_0 Y_0} \quad (8.14)$$

таралуунун турактуулугу деп атап кабыл алынган; аны төмөнкү түрдө кароого болот

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (8.15)$$

мында  $\alpha$  -басандоо коэффициенти [чубалгынын узундук бирдигинде келип түшкөн толкундун басандоосун мүнөздөйт, айталы  $1\text{м(км)}$ ];  $\beta$  - фазанын коэффициенти; бул чубалгынын узундук бирдигинде келип түшкөн толкундун фазасынын өзгөрүшүн мүнөздөйт [ $1\text{м(км)}$ ]:

$$[\gamma] = [\alpha] = [\beta] = 1/\text{км} \quad (8.7) \text{ теңдемесинен } \dot{I} = -\frac{1}{Z_0} \frac{d\dot{U}}{dx} = \frac{\dot{A}_2 e^{-\gamma x} - \dot{A}_1 e^{\gamma x}}{Z_0 / \gamma} \quad (8.16)$$

$Z_0/\gamma = Z_0/\sqrt{Z_0 Y_0} = \sqrt{Z_0/Y_0}$  катышы каршылыктын чен бирдигиндей  $Z_n$  аркылуу белгилеп толкундук каршылык деп аташат:

$$Z_n = \sqrt{\frac{Z_0}{Y_0}} = \sqrt{\frac{R_0 + j\omega L_0}{G_0 + j\omega C_0}} = Z_n e^{j\varphi_n} \quad (8.17)$$

мында  $Z_n$ -модул;  $\varphi$ -толкундук каршылык  $Z_n$  аргументи. Демек,

$$j = \frac{A_2}{Z_n} e^{-\gamma x} - \frac{A_1}{Z_n} e^{\gamma x} \quad (8.18)$$

#### § 8.4. Таралуунун турактуулугу жана толкундук каршылык

Буга чейинки айтылгандай, таралуунун турактуулугу

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R_0 + j\omega L_0)(G_0 + j\omega C_0)} \quad (8.19)$$

Турактуу агындын чубалгысы үчүн,  $\omega=0$  ошондуктан

$$\gamma = j\omega \sqrt{L_0 C_0} \quad (8.20)$$

Жоготуусу жок синусоидалык агын үчүн ( $R_0=G_0=0$ )

$$\gamma = j\omega \sqrt{L_0 C_0}$$

Жоготуусу аз болгон чубалгы  $\beta$  жана  $\alpha$  жакындатып аныктоо үчүн формулаларды жазабыз, качан  $(R_0/\omega L_0) \ll 1$  жана  $(G_0/\omega C_0) \ll 1$  Ушул максатта (8.19) таризин төмөнкүчө жазабыз:

$$\gamma = j\omega \sqrt{L_0 C_0} \left(1 - j \frac{R_0}{\omega L_0}\right)^{1/2} \left(1 - j \frac{G_0}{\omega C_0}\right)^{1/2}$$

биномдорду катарга ажыратабыз, ар бир катардын эки мүчөсү менен чектелип  $[\sqrt{1+x} = (x:2)]$  туюнтмасын пайдаланабыз].

$$\gamma \approx \frac{R_0}{2} \sqrt{\frac{C_0}{L_0}} + \frac{C_0}{2} \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} + j\omega \sqrt{L_0 C_0} \quad (8.22)$$

ду алабыз.

Демек,

$$\alpha = \frac{R_0}{2} \sqrt{\frac{C_0}{L_0}} + \frac{G_0}{2} \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \quad (8.23)$$

$$\beta = \omega \sqrt{L_0 C_0} \quad (8.23.a)$$

Толкундун каршылыгы тууралуу суроону карайлы. Турактуу агын үчүн ( $\omega=0$ ) (8.17) таризинен келип чыгат

$$Z_n = \sqrt{R_0/G_0} \quad (8.24)$$

Жоготуусуз синусоидалык агындын чубалгысы үчүн ( $R_0=G_0=0$ )

$$Z_n = \sqrt{L_0 C_0} \quad (8.24.a)$$

Жоготуу аз болгон синусоидалык агындын чубалгысы үчүн, качан

$$\frac{R_0}{\omega L_0} \ll 1 \text{ жана } \frac{G_0}{\omega C_0} \ll 1,$$

$$Z_n \approx \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \left[ 1 + j \left( -\frac{R_0}{2\omega L_0} + \frac{G_0}{2\omega C_0} \right) \right] \quad (8.25)$$

#### § 8.5. Чубалгынын каалаган чекитинде чыңалуунун жана агындын комплекстерин чубалгынын башталышындагы чыңалуунун жана агындын комплекстери аркылуу аныктоонун тариздери

Мурун каралгандай,  $x$  аркылуу чубалгынын башталышынан, анын агымынын каалаган чекитине чейинки аралыкты белгилейбиз.

Чубалгынын башында  $X=0$  болгондо чыңалуу  $\dot{U}_1$  жана агын  $\dot{I}_1$  болсун дейли, турактуулуктарын  $A_1$  жана  $A_2$  ни  $\dot{U}_1$  жана  $\dot{I}_1$  аркылуу аныктоочу теңдемелерди түзөбүз. (8.13) жана (8.18) формуласынын ( $X=0$ ) келип чыгат:

$$\dot{U}_1 = \dot{A}_2 + \dot{A}_1; \quad (8.26)$$

$$\dot{I}_1 Z_n = \dot{A}_2 - \dot{A}_1. \quad (8.27)$$

(8.25) дан  $\dot{A}_1$  аныктоо үчүн (8.26) ны алабыз:

$$\dot{A}_1 = 0,5(\dot{U}_1 - \dot{I}_1 Z_n) A_1 e^{j\psi_0} \quad (8.28)$$

$$\dot{A}_2 = 0,5(\dot{U}_1 + \dot{I}_1 Z_n) A_2 e^{j\psi_m} \quad (8.29)$$

мында  $A_1$ -модул,  $\psi_0$   $\dot{A}_1$  аргументинин комплекси;  $\dot{A}_2$  — модул  $\psi_m$   $\dot{A}_2$  комплексинин аргументи «ч» жана «m»-индекстери сөздөгү баш-

тапкы тамгалар "чагылуу" жана "түшүүчү" толкундар (8.28) жана (8.29) тариздерин (8.13) таризин коебуз.

$$\dot{U} = \frac{\dot{U}_1 - \dot{I}_1 Z_a}{2} e^{jx} + \frac{\dot{U}_1 + \dot{I}_1 Z_a}{2} e^{-jx} = \dot{U}_1 \frac{e^{jx} - e^{-jx}}{2} - \dot{I}_1 Z_a \frac{e^{jx} - e^{-jx}}{2}$$

Гиперболалык функцияны киргизебиз. Белгилүү,

$$chx = 0,5(e^x + e^{-x}), \quad shx = 0,5(e^x - e^{-x})$$

Ошондуктан

$$0,5(e^{jx} + e^{-jx}) = chjx; \quad (8.30)$$

$$0,5(e^{jx} - e^{-jx}) = shjx; \quad (8.31)$$

Демек,

$$\dot{U} = \dot{U}_1 chjx - \dot{I}_1 Z_a shjx \quad (8.32)$$

Ушул сыяктуу өзгөртүүлөрдү (9.16) колдонуу төмөнкүнү берет:

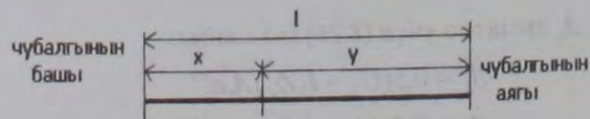
$$\dot{I} = \dot{I}_1 chjx - \frac{\dot{U}_1}{Z_a} shjx \quad (8.33)$$

(8.32) жана (8.33) тариздери чыңалуунун жана агындын комплекс-терин чубалгынын башталышынан X аралыктагы чекиттен табууга мүмкүнчүлүк берет.

Гиперболалык функциялардын аргументи бул формулаларда  $\gamma x = \alpha x + j\beta x$  комплекстик сан болоорун эске алуу керек.

### §8.6 Чыңалууну жана агынды чубалгынын каалаган чекитинде, чубалгынын аягындагы чыңалуунун жана агындын комплекстери аркылуу аныктоонун тариздери

Чубалгынын өтүп жаткан чекитинен чубалгынын аягына чейинки аралыкты у менен белгилейли, ал эми анын жалпы узундугу l (8.3-чийме)



8.3-чийме

$$y = l - x \quad (9.34)$$

Чубалгынын аягындагы чыңалуу  $\dot{U}_2$  жана агын  $\dot{I}_2$  белгилүү дейли. (8.13) жана (8.18) тариздерине  $X=l$ ,  $\dot{U}=\dot{U}_2$ ,  $\dot{I}=\dot{I}_2$  коебуз жана  $\dot{A}_1, \dot{A}_2$  интегралдоо турактуулуктарын аныктоо үчүн эки тендеме түзөлү:

$$\dot{U}_2 = \dot{A}_2 e^{-\gamma l} + \dot{A}_1 e^{\gamma l};$$

$$\dot{I}_2 Z_b = \dot{A}_2 e^{-\gamma l} - \dot{A}_1 e^{\gamma l}$$

Мындан

$$\left. \begin{aligned} \dot{A}_1 &= \frac{\dot{U}_2 - \dot{I}_2 Z_b}{2} e^{-\gamma l} = \dot{A}_1 e^{j\varphi_0} \\ \dot{A}_2 &= \frac{\dot{U}_2 + \dot{I}_2 Z_b}{2} e^{\gamma l} = \dot{A}_2 e^{j\varphi} \end{aligned} \right\} \quad (8.35)$$

Эгер (8.35) ди (8.13) жана (8.18) тариздерине коюп, l-X ти у алмаштырып анан гиперболалык функцияларга өтсөк, анда

$$\dot{U} = \dot{U}_2 ch\gamma y + \dot{I}_2 Z_b sh\gamma y; \quad (8.36)$$

$$\dot{I} = \frac{\dot{U}_2}{Z_b} sh\gamma y + \dot{I}_2 ch\gamma y. \quad (8.37)$$

$\dot{U}_2$  жана  $\dot{I}_2$  (8.36), же (8.37) тариздеринин жардамы менен билип, чубалгынын аяк жагынан у аралыгында турган чекиттеги чыңалуунун жана агындын комплекстери табууга болот.

Чубалгыдагы түшүүчү жана чагылуучу толкундар (8.13) тариздеринен  $\dot{A}_1$  дин ордуна  $\dot{A}_1 e^{j\varphi_0}$ ,  $\dot{A}_2$  ордуна  $\dot{A}_2 e^{j\varphi}$ , ни ордуна [(9.34<sup>1</sup>) карагыла] жана  $\gamma$  ны  $\alpha + j\beta$  алмаштырып, төмөнкүнү алабыз:

$$\dot{U} = \dot{A}_1 e^{\alpha x} e^{j(\varphi_0 + \beta x)} + \dot{A}_2 e^{-\alpha x} e^{j(\varphi - \beta x)} \quad (8.38^1)$$

Ушул сыяктуу операцияны (9.18) тариздерине жазайбыз, бирок кошумчалап,  $Z_b Z_B e^{j\varphi_0}$  ны алмаштырып, [(9.17) тариздерин карагыла]:

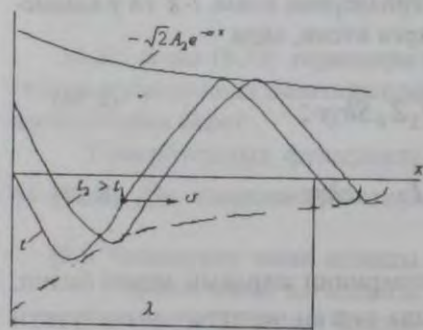
$$\dot{I} = -\frac{\dot{A}_1}{Z_b} e^{\alpha x} e^{j(\varphi_0 + \beta x - \varphi_B)} + \frac{\dot{A}_2}{Z_B} e^{-\alpha x} e^{j(\varphi - \beta x - \varphi_B)} \quad (8.39^1)$$

Чыңалуунун жана агындын комплекстеринен убакыт функциясына өтүү үчүн (8.38<sup>1</sup>) жана (8.39<sup>1</sup>) таризин оң бөлүктөрүнүн:  $\sqrt{2}e^{\alpha x}$  ге көбөйтүп жана көбөйтүндүдөн жалган бөлүгүн алабыз:

$$u = A_1 \sqrt{2} e^{\alpha x} \sin(\omega t + \varphi_u + \beta x) + A_2 \sqrt{2} e^{-\alpha x} \sin(\omega t + \varphi_T - \beta x); \quad (8.38)$$

$$i = \frac{A_1}{Z_b} \sqrt{2} e^{\alpha x} \sin(\omega t + \varphi_i + \beta x - \varphi_b) + \frac{A_2}{Z_h} \sqrt{2} e^{-\alpha x} \sin(\omega t + \varphi_T - \beta x - \varphi_b) \quad (8.39)$$

Түшүүчү электромагниттик толкундар деп, электромагниттик абалдын (электромагниттик толкун) зарде булагынан кабыл алгычты көздөй жылышуу жараянын айтабыз, биздин учурда X координатасынан жогорулоо багыты көздөй. Электромагниттик абал электр жана магнит майдандарынын көптүгү менен аныкталат. Түшүүчү толкун зарде булагынан кабыл алгычты көздөй таралып, электр жана магнит майдандарында кармалган зардени алып жүрөт.



9.4-чийме

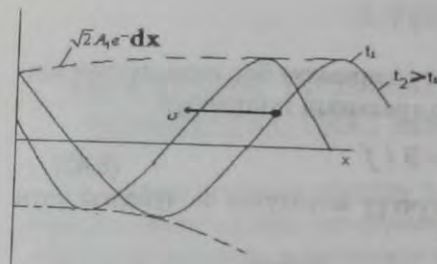
Чагылган электромагниттик толкун деп, электромагниттик абалдан (электромагниттик толкундар) кабыл алгычтан зарде булагын көздөй жылышуу жараянын айтабыз, биздин учурда X координатасынан азаюу жагын көздөй.

Түшүүчү электромагниттик толкун чыңалуунун [(8.38) таризинен 2-кошулуучусу] түшүү толкунунда жана агындын түшүү толкунунда [(8.39) таризинен 2-кошулуучусу] пайда болот. Чагылган электромаг-

ниттик толкун чыңалуу чагылган толкунан [(8.39) таризинен биринчи кошулуучусу] жана агындын чагылган толкунунан [(9.39) таризинен биринчи кошулуучу пайда болот] жана агындын чагылган толкунунан [(9.39) таризинен биринчи кошулуучу пайда болот.]

Агындын чагылган агынынын алдындагы минус белгиси чагылган электромагниттик толкун өзү менен бирге зарденин агымын алып жүрөөрүн, түшүүчү толкун өзү менен зарденин агымын салыштырмалуу каршы багытта кыймылга келерин күбөлөндүрөт.

Түшүүчү толкундун ар бир компоненти (чыңалуу толкуну же агындын толкуну) синусоидалык термелүүгө ээ болуп, X аралыгынын өсүшү менен амплитудасы азаят ( $e^{-\alpha x}$  көбөйтүүчү), ал эми аргументи убакыт жана координата X боюнча функция болуп эсептелет.



9.5-чийме

шун түшүндүрөт.

8.4-чиймеде чыңалуунун түшүү толкунунун чубалгыда узатасынан бөлүнүү графиги убакыттын эки чектеши моменттери  $t_1$  жана  $t_2 > t_1$  үчүн көрсөтүлгөн. Түшүүчү толкун солдон оңго карай таралат. Түзүүдө  $\omega t_1 + \varphi_T = 0$  кабыл алынган.

8.5-чиймеде чыңалуунун чагылган толкунунун бөлүнүү графиги убакыттын эки чектеш моменттери  $t_1$  жана  $t_2 > t_1$  үчүн көрсөтүлгөн. Чагылган толкун ондон солду көздөй таралат.

### §8.7. Чыңалуу коэффициенттери жана фазалык ылдамдык

Чубалгынын аягындагы чыңалуунун чагылган толкунунун чубалгынын аягындагы чыңалуунун түшүү толкунуна болгон катышын чыңалуу боюнча чыңалуу коэффициенти деп аташат жана  $K_u$  менен белгилешет. (9.35) таризине туура келүү эсебинен

$$K_u = \frac{A_1 e^{\gamma e}}{A_2 e^{-\gamma e}} = \frac{Z_n - Z_a}{Z_n + Z_a}$$

Ылайыкталган нагрузкада  $K_u = 0$ , бош (нагрузкасыз) кошууда  $K_u = 1$  Агын боюнча чыңалуу коэффициенти  $K_i = -K_u$

Фазалык ылдамдык. Фазалык ылдамдык деп, чубалгынын узатасынан которулушуп, бир эле фазанын термелүүсүн байкоодогу ылдамдыкты айтабыз, же болбосо, бул фазалык ылдамдык фазалык абалы өзгөрүлбөгөн чубалгыдагы которулуш ылдамдыгы. Эгер чыңалуунун түшүү толкунунун фазасы өзгөрүлбөсө, анда (8.38) таризине туура келүүчү

$$\omega t + \varphi_T - \beta x = const$$

Акыркы барабарсыздыктын эки бөлүгүнөн тен убакыт боюнча туунду алсак:

$$\frac{d}{dt}(\omega t + \varphi_T - \beta x) = 0, \text{ же } \omega - \beta \frac{dx}{dt} = 0$$

Чагылган электромагниттик толкундун ар бир компоненти толкундун чубалгынын аягынан башын көздөй кыймылдаш ченеми менен басаңдайт, ( $e^{-\alpha x}$  көбөйтүүчү). Физикалык жактан түшкөн жана чагылган толкундардын чубалгы боюнча булардын кыймыл ченеми менен амплитудаларынын төмөндөө эффектиси чубалгыда жоготуунун болу-

$$\text{Мында } \vartheta_\phi = dx/dt = \omega / \beta$$

Толкун узундугу. Толкун узундугу  $\lambda$  аркылуу бир термелүүнүн мезгилинде  $T=1/f$  толкундун таралыш аралыгын түшүнөбүз:

$$\lambda = \vartheta T = \vartheta / f \quad (8.40)$$

8.1-маселе. Абадагы эки өткөргүчтүү жоготуусу аз чубалгы үчүн фазалык ылдамдыкты тапкыла.

Чыгаруу. (8.23,а) формуласынан  $\beta = \omega \sqrt{L_0 C_0}$  келип чыгат.

$$\text{Ошондуктан } \vartheta_\phi = \omega / \beta = 1/\sqrt{L_0 C_0} \quad (8.41)$$

Абадагы эки өткөргүчтүү чубалгыдагы узундук бирдигиндеги эпкинүүлүк

$$\left( \alpha = \frac{\phi}{I} = \frac{\mu_0 \cdot l}{\pi} \ln \frac{d}{r} \text{ формуласынан} \right)$$

$$L_0 = \frac{\mu_0}{\pi} \ln \frac{d}{r},$$

мында  $\mu_0$  - магниттик турактуулук;  $d$ -өткөргүчтөрдүн окторунун ортосундагы аралык;  $r$ -ар бир өткөргүчтүн радиусу.

Абадагы эки өткөргүчтүү чубалгынын узундук бирдигиндеги сыйымдуулук

$$C_0 = \frac{\pi \epsilon_0}{\ln(d/r)}, \text{ мында } \epsilon_0 - \text{электрдик турактуулук.}$$

Фазалык ылдамдык,

$$\vartheta = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = \frac{1}{\sqrt{1,256 \cdot 10^{-6} \text{ Г/м} \cdot 8,86 \cdot 10^{-12} (\text{Ф/м})}} \approx 300000 \text{ (км/с)}$$

8.2-маселе.  $f=50$  жана  $50 \cdot 10^6$  Гц болгондо электромагниттик толкундун узундугун тапкыла.

Чыгаруу:  $f=50$  Гц болгондо

$$\lambda = \frac{300000 (\text{км/с})}{50 (\text{с}^{-1})} = 6000 \text{ км}$$

$f=50 \cdot 10^6$  Гц болгондо  $\lambda = 6 \text{ м}$ .

## 1-ТИРКЕМЕ

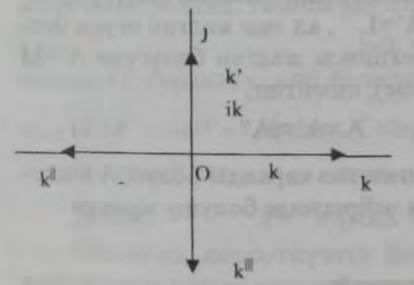
### ЭЛЕКТРДИК ТИЗМЕКТЕРДИ СИМВОЛИКАЛЫК (КОМПЛЕКСТИК) ЫКМА МЕНЕН ЭСЕПТӨӨ

Турактуу агындын чоңдугу толук бир сан менен аныкталат, бирок берилген жыштыктагы өзгөрүлмөлүү агындын чоңдугун аныктоо үчүн убакыттын каалаган моментинде эки санды көрсөтүү керек. Мындай эки сан катары, мисалы: агындын амплитудасы жана анын баштапкы фазасы болушу керек.

Бирок, өзгөрүлмөлүү агын эки чоңдук менен аныкталбастан, бир гана комплекстик сан аркылуу аныкталышы мүмкүн.

Комплекстик сан деп нерселик же болбосо чыныгы сан болгон  $L$  менен жалган санынын суммасын айтабыз. Жалган сан квадраттык тамыр алдындагы терс санга барабар, мисалы,  $\sqrt{-M^2}$ . Жалган сан  $\sqrt{-M^2}$  өзү чыныгы сан  $M$  ди квадраттык тамырдагы  $\sqrt{-1}$  терс бирдигине көбөйткөн түрүндө болот. Аны жалган бирдик деп атап  $j$  тамгасы менен белгилешет.

$$\text{Демек, комплекстик сан } L + \sqrt{-M^2} = L + \sqrt{-1} \cdot M = L + jM, \quad (1.1)$$



1.1 — чийме

Мында  $L$  жана  $M$  чыныгы сандар оң жана терс белгиде болушу мүмкүн.

Жалган сандарды сунуш кылуу мындай түшүнүктөрдөн келип чыгышы мүмкүн. Эгер бизге чыныгы оң  $k$  саны берилсе, анда айтылганга карата, аны  $Ok'$  сызыгы менен чыныгы оң жарым окко жайгаштырабыз. Жалган  $Ik'$  санын  $Ok'$  вектору боюнча жалган оң жарым

окко белгилейбиз.

Демек, муну менен  $j$  санын оң көбөйтүүчү сыяктуу карайбыз, көбөйтүүчү векторго тең барабар  $90^\circ$  бурчка же  $\pi/4$  оң багыты менен, же болбосо саат жебесинин багытына карама-каршы.

Кайталап  $j$  көбөйтүү  $ok$  векторунун  $\pi/2$  бурчуна бурулушунун багыты боюнча туура келет да,  $-k$  терс саны менен сүрөттөп көрсөтүү  $ok''$  векторун берет. Толук ылайыкташуу менен муну менен төмөнкүнү алабыз:

$$j(jk)=j^2k=\sqrt{-1}\sqrt{-1}k=(\sqrt{-1})^2k=-k$$

Акыркы катыштан:

$$j^2=-1$$

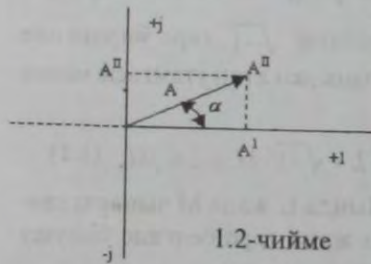
Үчүнчү жолу оң чыныгы  $k$  санын  $j$  көбөйтүү терс жалган санын берет:

$$j(j^2k)=j^3k=j^2jk=-jk$$

жана  $Ok'$  векторду  $\pi/2$  бурчуна оң багыт боюнча бурулуп жалган чоңдуктар болгон терс жарым окко узатасынан орун алат (1.1-чиймедеги  $Ok''$  боюнча).

Акыркы барабарсыздыктан  $j^3=-j$  келип чыгат. Эң акыркы төртүнчү бурулууда вектор өзүнүн баштапкы ордуна келет, буга туура келүүчү барабарсыздык

$$j^4=j^2j^2=(-1)(-1)=1$$



Чыныгы чоңдуктардын огу (“+”, “-” 1.2-чийме) жана жалган чоңдуктардын огу (+j, -j 1.2-чийме), буларды кыскача айтканда чыныгы жана жалган октору деп аташат.

Комплекстик сан  $A'$  векторунун сүрөттөлүшүнүн чыныгы окко болгон проекциясы, анын чыныгы бөлүгүнө барабар  $A'=L$ , ал эми жалган огуна болгон проекциясы жалган бөлүгүнө  $A'=M$  (1.2-чийме), ошентип,

$$A=A'=jA'' \quad (1.2)$$

$A'$  жана  $A''$  сандарынын белгилеринен көз каранды болуп,  $A$  вектору координата системасынын каалаган чейрегинде болушу мүмкүн

Вектордун узундугу же модулу:

$$|A|=\sqrt{(A^1)^2+(A^j)^2} \quad (1.3)$$

$A'$  жана  $A''$  сандарынын белгилерине көз каранды болбойт.  $A$  жана он жарым чыныгы огуна пайда болгон бурчту төмөнкү барабарсыздыктан табууга болот

$$\operatorname{tg}\alpha=\frac{A^j}{A^1} \quad (1.4)$$

Бирок,  $A'$  жана  $A''$  белгилери боюнча координата системасында вектордун оң белгисин оной табууга болот.  $\alpha$  бурчу  $A$  векторунун аргументи деп аталат.

Мүмкүн вектордун аргументи  $2\pi>a\geq 0$  пределдеринде туура келет. Демек, векторду сүрөттөөдө комплекстик санды чыныгы жана жалган бөлүктөрү менен же болбосо модулдун жана аргументтин маанилери аркылуу беребиз.

Башка каралган алгебралык формадан тышкары комплекстик сандар жана чоңдуктар (1.2) тригонометриялык формада да колдонулушу мүмкүн.

1.2 - чиймеден төмөнкүлөр келип чыгат:

$$A'=|A|\cos\alpha, \quad \text{ал эми } A''=|A|\sin\alpha, \quad (1.5)$$

$$\text{Ошондуктан, } A=|A|\cos\alpha+j|A|\sin\alpha=|A|(\cos\alpha+j\sin\alpha), \quad (1.6)$$

Акырында, дагы үчүнчү комплекстик чоңдуктардын колдонулуучу формасы бар, аны алуу үчүн колдонулган (1.6) туюнтмасынан

$$\cos\alpha+j\sin\alpha=e^{j\alpha}$$

мунун туюндусун таап,  $j^2=-1$  экенин эске алып, төмөнкүгө ээ болобуз:

$$\frac{d\vartheta}{d\alpha}=-\sin\alpha+j\cos\alpha=j(\cos\alpha+j\sin\alpha)=jv$$

Алынган теңдемеден өзгөрүүчүлөрдү бөлүп

$$\frac{d\vartheta}{\vartheta}=j d\alpha$$

жана интегралдап, төмөнкүнү алабыз

$$\ln\vartheta=j\alpha+C$$

мында  $C$  - турактуу.  $a=0$  болгондо, биринчиден  $\ln\vartheta_{a=0}=0$ , экинчиден

$v_{a=0}=\cos 0^0+\sin 0^0=1$ , андан  $C=\ln 1=0$ . Ошондуктан,  $\ln\vartheta=j\alpha$ , же  $v=e^{j\alpha}$ .

$$\text{Ошондой эле } \cos\alpha+j\sin\alpha=e^{j\alpha}, \quad (1.7)$$

$$\text{Демек, } A=|A|(\cos\alpha+j\sin\alpha)=|A|e^{j\alpha}, \quad (1.8)$$

Ошентип, көрсөткүчтүү формадагы комплекстик сан модулдун көбөйтүүчүсү жана мындай деп аталган кайталап көбөйтүүчү  $e^{j\alpha}$  катары берилет.

Айрым учурларды кароо маанилүү:

$$e^{j\frac{\pi}{2}}=\cos\frac{\pi}{2}+j\sin\frac{\pi}{2}=0+j1=j;$$

$$e^{-j\frac{\pi}{2}}=\cos(-\frac{\pi}{2})+j\sin(-\frac{\pi}{2})=\cos\frac{\pi}{2}-j\sin\frac{\pi}{2}=0-j1=-j$$

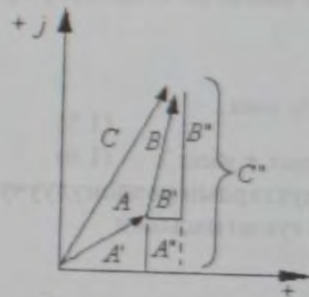
$$e^{j\pi}=(e^{j\frac{\pi}{2}})^2=j^2=-1; \quad e^{j0}=\cos 0+j\sin 0=1$$



### Комплекстик сандарды кошуу жана алуу.

Эки же андан көп комплекстик чоңдуктарды кошууда булардын чыныгы жана жалган бөлүктөрү өз-өзүнчө кошулушат, мисалы:

$$A+B = (A' + jA'') + (B' + jB'') = (A' + B') + j(A'' + B'') = C' + jC'' = C, \quad (1.9)$$



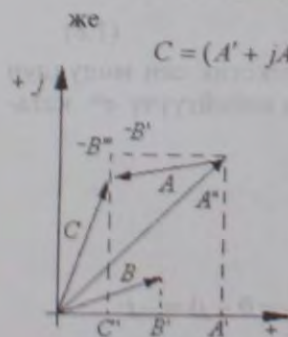
1.3-чийме

Бир комплекстик сандан экинчи бир комплекстик санды кемитүүдө чыныгы жана жалган бөлүктөрүн өз-өзүнчө кемитүү керек, мисалы:

$$A-B = (A' + jA'') - (B' - jB'') = (A' - B') + j(A'' - B'') = C' + jC'' = C, \quad (1.10)$$

Комплекстик сандарды кемитүү булардын векторлорунун сүрөттөлүштөрүнүн кемитүүлөрүнө туура келет. Комплекстик сандарды кемитүүнү азайтылган санга кемитүүчүнү кошуу менен алмаштырууга болот, төмөнкү барабарсыздыктан келип чыгат:

$$C = A - B = A + (-B)$$



1.4-чиймесин

Демек, комплекстик чоңдуктар аркылуу берилген векторлорду кемитүүнү, бул азайтылган векторго терс белги менен алынган кемитилген векторду кошуу жолу менен алмаштырууга мүмкүн. (1.4-чийме).

Маселе:  $A = 100e^{j45^\circ}$  жана  $B = 60e^{-j30^\circ}$  сандардын суммасы эмнеге барабар?

Комплекстик чоңдуктарды алгебралык формада туюндурабыз:

$$A = 100e^{j45^\circ} = 100 \cos 45^\circ + j100 \sin 45^\circ = 70,7 + j70,7$$

$$B = 60e^{-j30^\circ} = 60 \cos 30^\circ - j60 \sin 30^\circ = 52 - j30$$

A менен B кошуп, муну алабыз:

$$? = A + B = (70,7 + j70,7) + (52 - j30) = 122,7 - j40,7$$

Модулдардын суммасы

$$|C| = \sqrt{122,7^2 + 40,7^2} = 129$$

C векторунун тангенс бурчунун чыныгы октун оң багытына салыштырмалуу бурулушу

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{C''}{C'} = \frac{40,7}{122,7} = 0,331; \quad \alpha = 18^\circ 20'$$

Көрсөткүчтүү формада

$$C = 129e^{j18^\circ 20'}$$

Комплекстик сандарды көбөйтүү жана бөлүү.

Мейли, өзүлөрүнүн модулдары A жана B, аргументтери  $\alpha$  жана  $\beta$  берилген эки комплекстик санды көбөйтүү керек болсун дейлик:

$A = |A|e^{j\alpha}$  жана  $B = |B|e^{j\beta}$ . Аягында жаңы комплексти алабыз

$$C = |C|e^{j\gamma} = |A|e^{j\alpha} \cdot |B|e^{j\beta} = |AB|e^{j(\alpha+\beta)} \quad (1.11)$$

Мындан келип чыгат:  $|C| = |A \cdot B|$  жана  $\gamma = \alpha + \beta$ , (1.12)

Эки комплекстик санды көбөйтүү жаңы комплексти берет: модулу модулдардын көбөйтүндүсүнө, ал эми аргументи — аргументтеринин суммасын комплекстерге көбөйткөнгө барабар.

Бир нече айрым учурларды карайлы:

1. Эгер комплекстин бирөө (мисалы, B) чыныгы оң сан  $B' = B$  анда комплекстин көбөйтүндүсү же сүрөттөлгөн мунун вектору  $A = |A|e^{j\alpha}$  жана b саны комплекс же вектор түрүндө алынат

$$C = |A \cdot b| e^{j\alpha}, \quad (1.13)$$

A вектору боюнча багытталган; модулдун көбөйтүндүсү A векторун b санына болгон көбөйтүндүсүнө барабар.

2. Эгер вектор  $A = |A|e^{j\alpha}$  модулу бир, себеби бул  $e^{j\beta}$  (бурулуп көбөйтүүчү) барабар болгон вектор B га көбөйтүлөт, анда C вектору алынат

$$C = |A| e^{j(\alpha+\beta)}, \quad (1.14)$$

модулу  $A$  векторунун модулуна барабар, көбөйтүүнүн аргументи  $A$  векторунун аргументинен  $\beta$  чоңдугуна айырмаланат.

3. Эгер дагы бир көбөйтүүчү бирдей модулда болуп жана чоңдугу боюнча барабар, ал эми аргументтин белгиси боюнча карама-каршы болсо, анда булардын көбөйтүндүсү дагы көбөйтүүчүнүн модулуна чарчысына барабар:

$$C = |A| e^{j\alpha} |A| e^{-j\alpha} = |A|^2 \quad (1.15)$$

Мындай эки комплекс бирдей эмес белгилеги чоңдуктар деп аталат, кээ бир учурдагы белгилеништери

$$A = |A| e^{j\alpha} \quad \text{жана} \quad A = |A| e^{-j\alpha}, \quad (1.16)$$

4. Эгер эки комплекстин көбөйтүндүсү бирге барабар болсо, анда дагы көбөйтүүчү комплекси болуп

$$A = |A| e^{j\alpha} \quad \text{жана} \quad \frac{1}{A} = \frac{1}{|A|} e^{-j\alpha} \quad (1.17)$$

$1/A$  жана  $A$  комплекстери тескери деп аталат.

Дагы көбөйтүүчүлөрү алгебралык формада да берилиши мүмкүн.

$$A = A' + jA'' \quad \text{жана} \quad B = B' + jB''$$

Анда

$$\begin{aligned} A \cdot B &= (A' + jA'')(B' + jB'') = A'B' + A'jB'' + jA''B' + j^2 A''B'' = \\ &= (A'B' - A''B'') + j(A'B'' + A''B') = C' + jC'' = C \end{aligned}$$

1-маселе:  $A = 20e^{j50^\circ}$  жана  $B = 5e^{-j30^\circ}$  комплекстеринин көбөйтүндүсү эмнеге барабар?

$$C = A \cdot B = 20e^{j50^\circ} \cdot 5e^{-j30^\circ} = 100e^{j20^\circ}$$

2- маселе:  $A = 28,2 + j10,3$  жана  $B = 8,7 + j5$  комплекстеринин көбөйтүндүсү эмнеге барабар?

$$C = A \cdot B = (28,2 + j10,3)(8,7 + j5) = (28,2 \cdot 8,7 - 10,3 \cdot 5) + j(28,2 \cdot 5 + 10,3 \cdot 8,7) = 194 + j230$$

$A = |A| e^{j\alpha}$  комплексин  $B = |B| e^{j\beta}$  комплексине бөлүү айырмасы  $A$  комплексин жана  $1/B$  комплексине көбөйткөнгө барабар:

$$\frac{A}{B} = A \cdot \frac{1}{B} = \left| \frac{A}{B} \right| e^{j(\alpha - \beta)}, \quad (1.18)$$

Бир комплексти экинчи бир комплекске бөлүүдөн айырма жаны комплексти берет, модулу бөлүнүүчүнүн модулуна бөлүүчүнүн модулуна бөлүүдөн айырмага, ал эми аргументи бөлүнүүчүнүн жана бөлүүчүнүн аргументтеринин айырмасына барабар.

Эгер бөлүнүүчү жана бөлүүчү алгебралык формада берилсе, анда бөлүүчүнүн жалгандыгын жок кылуу максатту болуп эсептелет; бул бөлүнүүчүнүн жана бөлүүчүнүн белгисине тескери болгон бирдей чоңдуктагы бөлүгүнүн комплексине көбөйтүп жетишүүгө болот:

$$\frac{A}{B} = \frac{A' + jA''}{B' + jB''} \cdot \frac{B' - jB''}{B' - jB''} = \frac{A'B' - A'jB'' + jA''B' - A''B''}{(B')^2 + (B'')^2} = D' + jD'' = D,$$

3-маселе:  $A = 30e^{j20^\circ}$  ны  $B = 10e^{j30^\circ}$  га бөлгөндөгү айырма эмнеге барабар?

$$\frac{A}{B} = \frac{30e^{j20^\circ}}{10e^{j30^\circ}} = 3e^{j(20^\circ - 30^\circ)} = 3e^{-j10^\circ}$$

4- маселе:  $A = 28,2 + j10,3$  тү  $B = 8,7 + j5$  ке бөлгөндөгү айырма эмнеге барабар?

$$\begin{aligned} \frac{A}{B} &= \frac{28,2 + j10,3}{8,7 + j5} \cdot \frac{8,7 - j5}{8,7 - j5} = \frac{28,2 \cdot 8,7 - j28,2 \cdot 5 + j10,3 \cdot 8,7 + j10,3(-j5)}{8,7^2 + 5^2} = \\ &= \frac{28,2 \cdot 8,7 + 10,3 \cdot 5}{100} + j \frac{10,3 \cdot 8,3 - 28,2 \cdot 5}{100} = \frac{235 + 51,5}{100} + j \frac{89,6 - 141}{100} = 296 - j0,514 \end{aligned}$$

Комплекстик сандарды киргизүү өзгөрүлмөлүү агындын тизмектерин эсептөөдө бир топ жеңилдик берет. Ошондуктан өзгөрүлмөлүү агындын тизмектерин эсептөөдө комплекстик сандарга негизделген символикалык ыкма кеңири колдонулат.



## 2-ТИРКЕМЕ

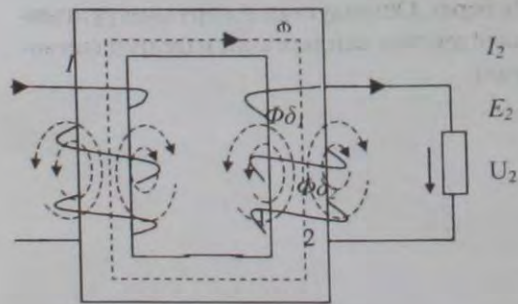
### ТРАНСФОРМАТОРЛОР

Трансформатор деп өзгөрүлмөлүү агындын бир чыналуусун өзгөрүлмөлүү агындын башка чыналуусуна өзгөртүп түзүүчү электромагниттик аппаратты айтабыз.

Трансформаторлор электростанциялардан электр зардесин өндүрүштүк ишканаларга берүүчү системаларда кенири колдонулат. Трансформаторлор электр станциялардын орнотмолордогу өзгөрүлмөлүү агындын булактарынан чыналууну 500-800 кВ ко чейин жогорулатууга мүмкүнчүлүк берет, ошондой эле электр зардесин алыскы аралыкка берүүгө өбөлгө түзөт. Ушунун негизинде зымдарда зардин коромжу болушу абдан азаят жана электр берүүчү чубалгы зымдарынын туура кесилиш аянтынын бир топко азайышына мүмкүнчүлүк түзүлөт.

Электр зардесин берүүчү жана бөлүштүрүүчү системаларда колдонулуучу трансформатор жогорку кубаттуулуктагы трансформаторлор деп аталат. Булар бир фазалуу жана үч фазалуу болушу мүмкүн.

Трансформатордун аракети электромагниттик эпкин кубулушуна негизделген. Трансформаторду булакка туташтырганда (2.1- чийме), анын биринчи түрмөгүнүн оромдорунан өзгөрүлмөлүү агын өтүп өзгөрүлмөлүү  $\Phi$  магнит агымын пайда кылат. Бул агым трансформатордун магнит өткөргүчү боюнча өтүп жана экинчи түрмөктүн оромдоруна кирип буларда өзгөрүлмөлүү  $E_1$  жана  $E_2$  ЭКК дүүлүктүрөт.



2.1- чийме

Эгер экинчи түрмөккө кандайдыр бир электр зардесинин кабыл алгычын туташтырсак, анда  $E_2$  ЭКК аракетинин астында экинчи түрмөктүн тизмеги боюнча  $I_2$  электр агыны өтөт. Трансформатордун биринчи жана экинчи түрмөктөрүнүн ар бир оромунда дүүлүгүүчү ЭКК чондугу электромагниттик эпкин мыйзамына ылайык оромдорго кирүүчү магнит агымынын чондугунан жана анын өзгөрүү ылдамдыгынан көз каранды.

Жогорку чыналуудагы түрмөктүн ЭКК төмөнкү чыналуудагы түрмөктүн ЭКК болгон катышы (же болбосо түрмөктөрдүн оромдорунун болгон катышы) трансформациялоо коэффициенти деген атты алып жүрөт. Бул чоңдук бардык учурда бирден чоң.

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{w_1}{w_2} = k_{12}$$

Эгер трансформатордун түрмөктөрүндөгү чыналуу чондугунун төмөндөшүн эске албасак

$$\frac{U_1}{U_2} \approx \frac{w_1}{w_2} \approx k_{12}$$

Демек, биринчи жана экинчи түрмөктөрдүн оромдорунун санынын ортосундагы өз ара катышын талап кылууну талдасак, анда өзгөрүлмөлүү агындын чыналуусун чоңойтуп же азайтууга болот. Эгер экинчи түрмөктөгү чыналууну биринчи түрмөккө караганда чоңойтуу зарыл болсо, анда жогорулатуучу трансформаторду колдонушат. Мында экинчи түрмөктөгү оромдордун саны, биринчи түрмөктөгүгө караганда көп.

Төмөндөтүүчү трансформаторлордо тескерисинче экинчи түрмөктөгү оромдордун саны биринчи түрмөктөгүгө караганда аз.

Канчалык трансформатордун нагруккасы, же электрдик кубаттуулугу жана керектөөчүгө экинчи түрмөк аркылуу берилүүчү  $I_2$  агыны чоң болсо, ошончолук электр тармагынан биринчи түрмөккө келүүчү электр кубаттуулугу жана  $I_1$  агыны чоң болот. Негизинен трансформатордо кубаттуулуктун жоготулушунун төмөн болушунан, биринчи жана экинчи түрмөктөрдөгү кубаттуулуктарды болжол менен бирдей деп алсак болот. Мындай учурда трансформатордун түрмөктөрүндөгү агындарды жакындаштырып чыналууларга тескери шайкеш деп эсептөөгө болот.

$$\frac{I_1}{I_2} \approx \frac{U_2}{U_1},$$

же трансформатордун түрмөктөрүндөгү агындар болжол менен түрмөктөрдүн биринчи жана экинчи оромдорунун санына тескери шайкеш.

$$\frac{I_1}{I_2} \approx \frac{w_2}{w_1} \approx \frac{1}{k_{12}}$$

Бул жогорулатуучу трансформатордун экинчи түрмөгүндөгү агын, биринчиге караганда аз ( $U_2$  чыңалуу  $U_1$  чыңалуусуна караганда чоң болсо, ошончолук), ал эми төмөндөтүүчүдө экинчи түрмөктөгү агын биринчиге караганда чоң. Ошондуктан, трансформаторлордун жогорку чыңалуудагы түрмөктөгү эң ичке зымдардан, төмөнкү чыңалуудагы түрмөккө салыштырмалуу жасалат.

Бош жүрүш трансформатордун экинчи түрмөгү ажыратылганда бош жүрүш тартибинде иштейт. Бош жүрүштө биринчи түрмөк аркылуу өтүүчү  $I_0$  агыны эки түзүүчүдөн турат:  $I_a$  аракеттүү жана  $I_p$  реактивдүү

$$I_0 = I_a + I_p$$

Реактивдүү түзүүчүсү магниттөөчү агын деп аталып, магниттик өткөргүчтө магнит агымын пайда кылат. Ал эми аракеттүү түзүүчүсү магнит өткөргүчүнүн болотунда керектелүүчү зарденин коромжулашын компенсациялап, трансформаторду электр зардеси менен бир калыпта камсыздандырып турат.

$$I_0 \approx I_p$$

Бош жүрүштө трансформатордун магнит агымы биринчи түрмөктүн магниттөөчү күчүнөн көз каранды

$$F_0 = I_0 w_1$$

жана магниттик каршылык

$$R_M = \frac{l}{\mu \mu_0 S}$$

Биринчи жана экинчи түрмөктөрдөгү дүүлүгүүчү ЭККрү магнит агымынын өзгөрүү ылдамдыгына шайкеш

$$e_1 = -w_1 \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} \quad \text{жана} \quad e_2 = w_2 \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$$

Эгер  $\Phi$  агымы синусоидалдык закон боюнча өзгөрүлсө

$$\Phi = \Phi_0 \sin \omega t$$

$$e_1 = -\omega w_1 \Phi_m \cos \omega t = -2\pi f w_1 \Phi_m \sin(\omega t - 90^\circ)$$

$$e_2 = -\omega w_2 \Phi_m \cos \omega t = -2\pi f w_2 \Phi_m \sin(\omega t - 90^\circ)$$

Демек,  $e_1$  жана  $e_2$  ЭКК  $\Phi$  магнит агымынан  $90^\circ$  бурчуна артта жүрөт. Бул ЭККнүн чыныгы маанилери:

$$E_1 = \frac{2\pi f w_1 \Phi_m}{\sqrt{2}} = 4,44 f w_1 \Phi_m,$$

$$E_2 = \frac{2\pi f w_2 \Phi_m}{\sqrt{2}} = 4,44 f w_2 \Phi_m,$$

$$\dot{E}_1 \approx -\dot{U}_1$$

$$\Phi_m = \frac{E_1}{4,44 f w_1},$$

$$E_1 = U_1$$

$$\Phi_m = \frac{U_1}{4,44 f w_1},$$

Ошондуктан трансформатордун  $\Phi_m$  мааниси коюлуучу  $U_1$  чыңалуусунун чоңдугу менен аныкталат.

### 3-ТИРКЕМЕ

Зардечилик тармагында колдонулуп келе жаткан кээ бир орус тилинен кыргыз тилине которулган атоолор (терминдер):

активный — аракеттүү	принцип — негизги жобо
ветвь — бутак	схема — түзмөк
заряд — дүрмөт	ток — агын
закон — мыйзам	теория — назарият
индукция — эпкин	реальный — чыныгы
индуктивность — эпкиндүүлүк	узел — түйүн
идеальный — ойдогудай	участок — кертим
контур — чөйрөсызык	эквивалент — тең маани
контроль — текшерүү, балылоо	электродинамика — электр күч
метод — ыкма	кыймылдуулугу
мнимый — жалган	электроэнергетика — электрзар-
наложение — каттоо	дечилик
параметр — мүнөздөгүч	энергия — зарде
пассивный — аракетсиз	энергетический баланс — зарде-
поле — майдан	чилик теңдем
процесс — жараян	формулировка — тариздөө
пропорция — шайкеш	цепь — тизмек
проблема — көгөй	

### АДАБИЯТТАР

1. Бессонов Л. А. Теоретические основы электротехники. М.: «Высшая школа», 1978.
2. Нейман Л. Р., Демирчан К. С. Теоретические основы электротехники. Т. I и II. Л.: «Энергия», 1981.
3. Поливанов К. М. Линейные электрические цепи с сосредоточенными параметрами. М.: «Энергия», 1972.
4. Калашников С. Г. Электричество. М.: «Наука», 1977.
5. Савельев И. В. Курс общей физики. Т. I и II. М.: «Наука», 1988.
6. Атабеков Г. И. Теоретические основы электротехники Ч. I. Л.: «Энергия», 1970.
7. Бессонов Л. А. и др. Сборник задач по теоретическим основам электротехники. М.: «Высшая школа», 1980.
8. Зайчик М. Ю. Сборник задач и упражнений по теоретической электротехнике. М.: «Энергоатомиздат», 1988.
9. Мансуров Н. Н., Попов В. С. Теоретическая электротехника. М.: «Энергия», 1968.
10. Жеңишбек Усубалы уулу, Карыпбек Курманалы уулу, Майрам Дүйшөн кызы. Машинелердин механикасы боюнча орусча-кыргызча атоолор сөздүгү. Б.: «Учкун», 1994.
11. Орусча-кыргызча сөздүк. Проф. К. К. Юдахиндин редакциясы астында. М.: «Чет жана улут сөзд. мам. басмасы», 1957.

## Мазмуну

Алгачкы сөз .....	3
Биринчи бап. Сызыктуу электр тизмектеринин касиеттери жана аларды эсептөөнүн ыкмалары. Турактуу агындын электр тизмектери .....	5
§ 1.1. Кириш сөз .....	5
§ 1.2. Электр жана магнит тизмектери .....	8
§ 1.3. Электр тизмектеринин мүнөздөгүчтөрү. Электр кыймылдаткыч күчүнүн (ЭКК) булагы жана агын булагы .....	9
§ 1.4. Тизмек кертиминдеги чыңалуу .....	12
§ 1.5. Кирхгофтун мыйзамдары (эрежелери) .....	14
§ 1.6. Электр тизмектериндеги зардечилик тендем .....	15
§ 1.7. Түзмөктөгү агындарды эсептөөдө Кирхгофтун мыйзамдарынын жардамы менен тендемелерди түзүү .....	16
§ 1.8. Электр тизмектеринин назариясындагы топологиялык түшүнүктөр .....	18
§ 1.9. Турактуу агындын электр тизмектерин эсептөө ыкмалары .....	22
§ 1.10. Кátтоо негизги жобосун колдонуунун ыкмасы .....	25
§ 1.11. Эки түйүн ыкмасы .....	27
§ 1.12. Түйүндөрдөгү потенциалдар ыкмасы .....	30
§ 1.13. Тең маанилүү генератор ыкмасы .....	33
Экинчи бап. Электромагнетизм .....	35
§ 2.1. Электрдик агындын магнит майданы .....	35
§ 2.2. Өздүк эпкин кубулушу жана өздүк эпкиндин ЭКК. Эпкинүүлүк .....	39
§ 2.3. Өздүк эпкин кубулушу жана өз ара эпкиндин ЭКК. Өз ара эпкинүүлүк .....	41
§ 2.4. Өзүнчө айрым түрмөктүн магнит майданынын зардеси. Магнит майданынын зардесинин тыгыздыгы. ....	44
§ 2.5. Магниттик байланышкан чөйрөсызыктардын зардеси .....	46
§ 2.6. Сыйымдуулук электр тизмегинин мүнөздөгүчү катары .....	48
Үчүнчү бап. Бир фазалуу өзгөрүлмөлүү синусоидалык агындын электр тизмеги .....	51
§ 3.1. Синусоидалык агын жана аны мүнөздөөчү негизги чондуктар .....	51

§ 3.2. Синусоида боюнча өзгөрүүчү чондуктардын чыныгы жана орточо маанилери .....	52
§ 3.3. Синусоида боюнча өзгөрүүчү чондуктарды комплекстүү тегиздикте вектор түрүндө сүрөттөп көрсөтүү. ....	53
§ 3.4. R, L жана C ар түрдүү элементтердин жыйнагындагы тизмектер .....	57
§ 3.5. Аракеттүү каршылыктагы синусоидалык агын. ....	57
§ 3.6. Синусоидалык агындын тизмегиндеги эпкинүүлүк .....	58
§ 3.7. Синусоидалык агындын тизмегиндеги конденсатор .....	60
§ 3.8. Синусоидалык агындын тизмектерин эсептөөдө символикалык ыкманын негизи .....	63
§ 3.9. Өзгөрүлмөлүү агындын электр тизмектерин эсептөөнүн комплексттик ыкмасы .....	65
§ 3.10. Кирхгофтун мыйзамдарын символикалык формада жазуу ..	67
§ 3.11. Топографиялык диаграмма .....	68
§ 3.12. Өзгөрүлмөлүү агындын тизмегиндеги кубаттуулук .....	77
§ 3.13. Кубаттуулукту комплекстик формада жазып көрсөтүү .....	79
§ 3.14. Резонанс жөнүндө түшүнүк жана жыштык тууралуу мүнөздөмөлөр .....	80
§ 3.15. Агындардын резонансы .....	82
§ 3.16. Чыңалуунун резонансы .....	86
§ 3.17. Эки уюлдуктун жыштыктык мүнөздөмөсү .....	87
§ 3.18. Тизмектердин байланышы .....	89
§ 3.19. Электр тизмектеринде өз ара магниттик байланышы бар түрмөктөрдү эсептөө .....	91
§ 3.20. Эки магниттик байланышкан түрмөктөрдү удаалаш туташтыруу .....	94
§ 3.21. Эпкинүү байланышкан чөйрөсызыктарындагы резонанс .....	96
§ 3.22. Магниттик байланышкан тизмектерди чечүү .....	99
§ 3.23. Дуалдык(эки жактуу) тизмектерди аныктоо .....	100
§ 3.24. Баштапкы түзмөктү дуалдыкка өзгөртүп түзүү .....	102
Төртүнчү бап. Төрт уюлдуулук .....	105
§ 4.1 Төрт уюлдуулуктун аныктамасы .....	105
§ 4.2. А-формадагы тендемелерди чыгаруу .....	107
§ 4.3. Төрт уюлдуулуктун тендемелерин жазууда А-формасынын коэффициенттерин аныктоо .....	110
§ 4.4. Төрт уюлдуулуктун мүнөздөөчү каршылыктары .....	112
§ 4.5. Өткөрүү турактуулугу жана басандоонун ченем бирдиги .....	113

Бешинчи бап. Үч фазалык тизмектер .....	115
§ 5.1. Негизги катыштар жана үч фазалык тизмектерди туташтыруучу түзмөктөрү .....	115
§ 5.2. Үч фазалык тизмектерди туташтыруу түзмөгү. Чубалгылык жана фазалык чоңдуктарды аныктоо .....	116
§ 5.3. Чубалгылык жана фазалык чыңалуулардын, агындардын өз ара байланыштары .....	119
§ 5.4. Жылдызча-жылдызча түрүндө нөлдүк өткөргүч менен туташтыруу .....	120
§ 5.5. Нагрузканы үч бурчтук түрүндө туташтыруу. Үч фазалык системадагы $a$ - оператору .....	122
§ 5.6. Жылдызча-жылдызча түрүндө нөлдүк өткөргүчү жок туташтыруу. Өз ара эпкинни бар үч фазалык тизмектер .....	123
§ 5.7. Үч фазалык системадагы аракеттүү, реактивдүү жана жалпы кубаттуулуктар .....	126

Алтынчы бап. Чыпкалар жана чыпкалардын типтери .....	137
§ 6.1. Чыпкалардын типтери жана аткарган жумушу .....	137
§ 6.2. К-чыпкаларынын назариятынын негиздери .....	138
§ 6.3. Төмөнкү жыштыктагы (ТЖ) жана жогорку жыштыктагы (ЖЖ) к-чыпкалары. Тилкеленген жана чектөөчү К-чыпкалары .....	141
§ 6.4. RC-чыпкалары .....	147

Жетинчи бап. Сызыктуу электр тизмектериндеги өтмө жараяндар. Коммутация мыйзамдары жана баштапкы шарттар .....	148
§ 7.1. Өтмө жараяндардын аныктамалары .....	148
§ 7.2. Агындардын жана чыңалуулардын аргасыз жана эркин түзүүчүлөрү .....	150
§ 7.3. Агындын эпкиндуулүктө жана чыңалуунун сыйымдуулукта чукул өзгөрүшүнүн мүмкүн эместигин негиздөө .....	151
§ 7.4. Коммутация мыйзамдары (эрежелери) .....	153
§ 7.5. Эркин агындар жана чыңалуулар үчүн теңдемелерди түзүү .....	153
§ 7.6. Эркин агындар үчүн теңдемелер системасын алгебраизациялоо .....	155
§ 7.7. Системанын мүнөздөөчү теңдемесин түзүү .....	156
§ 7.8. Мүнөздөөчү теңдеменин көрсөткүчүн аныктоо .....	159

§ 7.9. Мүнөздөөчү теңдеменин тамырларынын касиеттери .....	160
§ 7.10. Өтмө жараяндардын кээ бир өзгөчөлүктөрү .....	162
§ 7.11. Өтмө жараяндарды эсептөөдө классикалык ыкманы аныктоо .....	165
§ 7.12. Синусоидалык функциялардын комплекстик сүрөттөлүшү .....	180
§ 7.13. Лапластын өзгөртүп түзүүсү .....	180
§ 7.14. Көрсөткүчтүү $e^{at}$ функциясынын жана биринчи туундунун сүрөттөлүштөрү .....	182
§ 7.15. Эпкиндуулүктөгү жана конденсатордогу чыңалуулардын сүрөттөлүштөрү .....	184
§ 7.16. Омдун мыйзамынын оператордук формада жазылышы. ....	185
§ 7.17. Кирхгофтун мыйзамдарын оператордук формада жазуу .....	187

Сегизинчи бап. Электр жана магнит тизмектеринин курамындагы мүнөздөгүчтөрү бөлүнгөн чубалгылардагы калыптанган жараяндар .....	190
--	-----

§ 8.1. Негизги аныктамалар .....	190
§ 8.2. Мүнөздөгүчтөрү бөлүштүрүлгөн бир тектүү чубалгылар үчүн дифференциалдык теңдемелерди түзүү .....	192
§ 8.3. Калыптанган синусоидалык жараяндар үчүн мүнөздөгүчтөрү бөлүштүрүлгөн чубалгылардын теңдемелерин чыгаруу .....	194
§ 8.4. Таралуунун турактуулугу жана толкундук каршылык .....	196
§ 8.5. Чубалгынын каалаган чекитинде чыңалуунун жана агындын комплекстери чубалгынын башталышындагы чыңалуунун жана агындын комплекстери аркылуу аныктоонун тариздери .....	197
§ 8.6. Чыңалууну жана агынды чубалгынын каалаган чекитинде, чубалгынын аягындагы чыңалуунун жана агындын комплекстери аркылуу аныктоонун тариздери .....	198
§ 8.7. Чыңалуу коэффициенти жана фазалык ылдамдык .....	201

Учебное издание

Абдылдаев Обозбек Талипович

# ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОТЕХНИКИ

на кыргызском языке

Окуу китеби

Абдылдаев Обозбек Талипович

# ЭЛЕКТРОТЕХНИКАНЫҢ НАЗАРИЯТТЫК НЕГИЗДЕРИ

Редактору Ж. Мундузбаева  
Сүрөт редактору Б. Тилекматов  
Тех. редактору Жумагүл Сооронкулова  
Компьютердик калыпка салган  
Байыс Жанызакова

Терүүгө 23. 04. 2004-жылы берилди.  
Басууга 25. 04. 2004-жылы кол коюлду.  
Форматы 60x84  $\frac{1}{16}$ . Көлөмү 13,75 б.т. Офсеттик кагазга басылды.  
Нускасы 500 даана. Заказ № 102.

«Бийиктик» басмасы,  
Бишкек шаары, Киев көч., 77,  
тел. 90-08-19, 90-04-79.