

AKADEMIJA ZNANOSTI IN UMETNOSTI V LJUBLJANI
MATEMATIČNO - PRIRODOSLOVNI RAZRED

D E L A

4

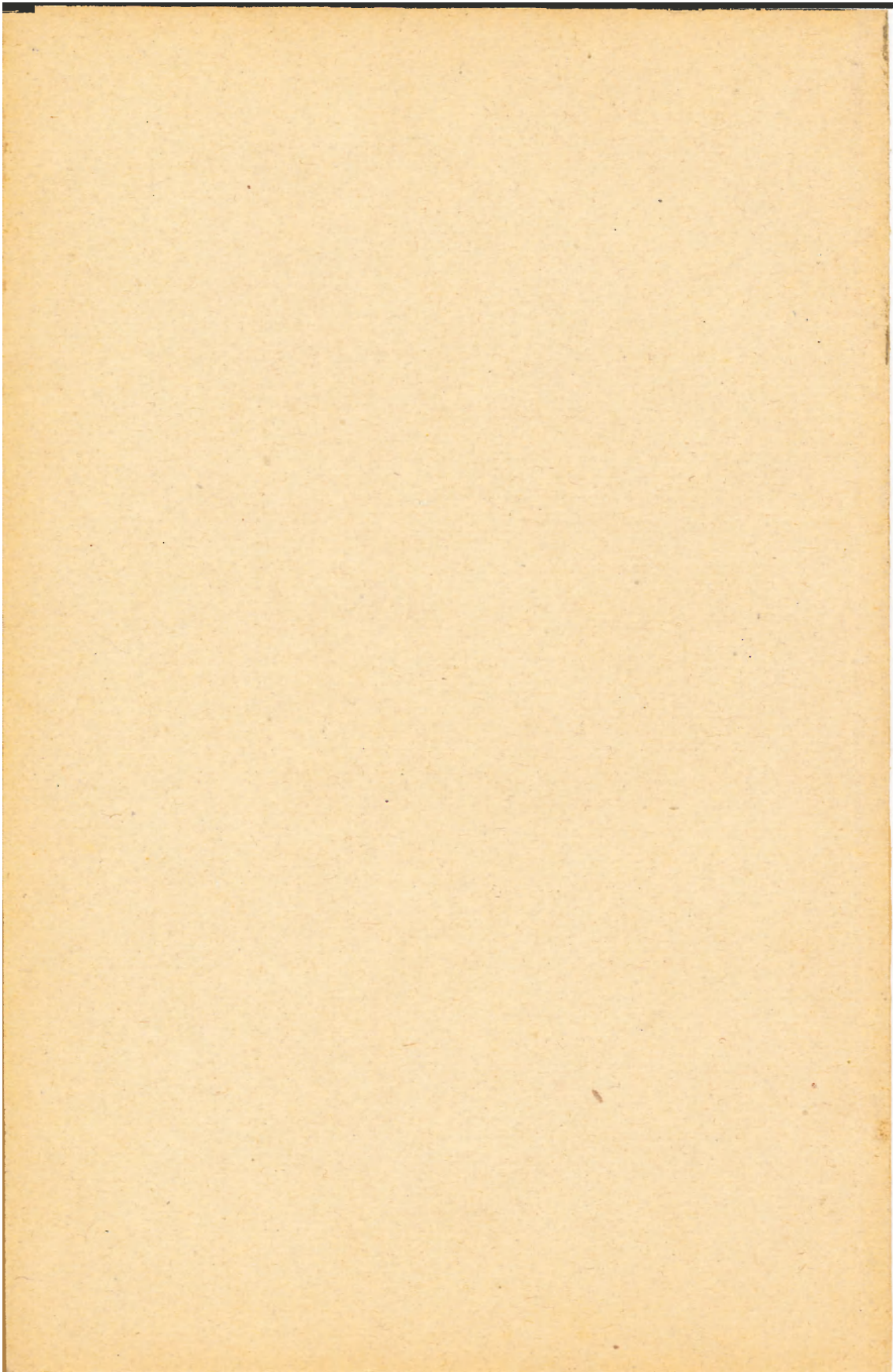
ELEKTRIČNE
VELEPRENOSNE PROGE
V SVETLOBI
TELEGRAFSKE ENAČBE

MILAN VIDMAR



L J U B L J A N A

1947



ELEKTRIČNE
VELEPRENOSNE PROGE
V SVETLOBI
TELEGRAFSKE ENAČBE

MILAN VIDMAR

1947

IZDALA AKADEMIJA ZNANOSTI IN UMETNOSTI V LJUBLJANI

ELEKTRIČNE
VELEPRENOSNE PROGE
V SVETLOBI
TELEGRAFSKE PISAČBE

*Soglasno sprejeto na seji razreda za matematične, prirodoslovne,
medicinske in tehnične vede dne 7. novembra 1946*

MILAN VIDMAR

Received November 7, 1946

1946

INSTITUT ZA FIZIKO IN TEHNIŠKE VEDE AKADEMIA ZNANOSTI IN UMETNOSTI SLOVENIJE

Tisk Triglavske tiskarne v Ljubljani

U V O D

Elektrifikacijski problemi nove Jugoslavije so me že pred leti zvalili iz ozke transformatorske panoge v svoj kompleks, in posvetil sem jim skoraj vse svoje delo zadnjih let.

Ko sem jeseni 1945. l. prevzel na ljubljanski univerzi predavanja o prenosu električne energije, sem kaj kmalu opazil, da je svetovna literatura te važne elektrotehnične panoge presenetljivo preprosta, ker so jo zgradili po vsem videzu empiriki. In spoznal sem, da bom moral sam posvetiti v vodilne probleme prenosne tehnike.

Tako je nastala ta študija kot plod raziskavanj v ožjem okviru, ki je dostopen telegrafski enačbi. Kot praktik, ki si je v dolgih letih priboril nekaj teoretske spretnosti, sem uporabil telegrafsko enačbo v poenostavljeni obliki kot raziskovalno orodje.

Morda bi teh vrstic ne bil napisal, če bi ne bil našel po vsem videzu nove poti do poenostavljene telegrafske enačbe in preprostega modela veleprenosne proge. Ko se mi je pa še posrečila, kakor se mi zdi, elegantna rešitev stabilnostnega problema veleprenosne proge, sem z vnemo začel pisati.

Študija, ki jo s temi uvodnimi besedami pošiljam v svet, je nekakšna izvidnica. Odločil sem se namreč napisati obsežnejše delo o problemih energijskega prenosa. V njem bom seveda uveljavil te in številne druge svoje študije. Ravno ta študija pa zasluži svoj poseben okvir. Upam, da se ne motim.

Ljubljana, 22. maja 1946.

Milan Vidmar.

I. TELEGRAFSKA ENAČBA

1. Silna brzina, ki odlikuje širjenje elektromagnetnih pojavov po prostoru, je že zgodaj usmerila elektrotehniko v prenašanje znakov čez velike razdalje. Telegraf je najstarejša pomembna pridobitev najmlajše velike tehniške panoge. Sledil mu je telefon. Obema je bila delovna razdalja osnovni problem.

Žična telegrafija in telefonija uporabljata razmeroma slabotne električne toke. Saj znaki ne potrebujejo pomembnih naporov, ki bi trošili znatne energijske množine. Tok pa, ki preteče dolgo progo, da odda znak, najde v prenosni žici marsikaj, kar mu ovira izvrševanje postavljene naloge. Predvsem upor, ki se pojavlja tudi v najboljšem vodniku.

Upornost prenosnih vodnikov je bila elektrotehniku že zgodaj znana. Njeni problemi so bili vedno in so še danes preprosti. Toda vodniki imajo poleg upornosti še druge, zahrbtnejše lastnosti. Induktivnost je dokaj nevšečna. Ko pa se je v mladi tehniki šibkih tokov poleg induktivnosti začela občutno javljati še kapacitivnost, so nastali zamotani problemi. Njim velja tako imenovana telegrafska enačba.

Prenosna proga uporablja v svoji osnovni obliki dva vzporedna vodnika. Seveda raste upornost proge ravno tako kakor njena dolžina, če se prerez vodnikov ne spremeni. Prav tako se ji večata induktivnost in kapacitivnost. Toda omski upor je neposreden odraz upornosti in isto velja o induktivnem uporu vodnika. Kapacitivni upor pa je vedno tem večji, čim manjša je kapacitivnost. Ko torej dolžina prenosne proge raste, rasteta njen omski in njen induktivni upor, kapacitivni pa se ji hkrati manjša.

To prihajanje kapacitivnih uporov iz velikih višin, induktivnih in omskih pa iz skromnih nižin, ko progi raste dolžina, ustvarja čudovite zapletljaje. Kapacitivni upor leži med obema vzporednima vodnikoma, induktivni in omski pa ležita seveda vzdolž proge. Ko postaja kapacitivni upor manjši in manjši, uhaja rastoči del toka, ki se je podal na pot, da prenese znak, prenosni progi. Hkrati se bori ostanek toka z naraščajočimi ovirami.

Toda padajoči kapacitivni upor pomeni, da prehajajo po vsej dolgi fronti med vzporednima vodnikoma delci toka, da prenosni tok neprestano pojema, ko prodira, kot da bi se izmikal oviram v progi. Zato se mu spreminjata oblika in ja-

kost. Zato dospel drugačen, kot se je podal na pot in zato ne more pravilno izvršiti svoje naloge.

Telegrafski, prav posebno pa seveda telefonski tehniki so se iz dolgih prog nujno dvignili težavni problemi. Znano je, da je naš rojak M. P u p i n ukrotil nadležno kapacitivnost telefonskih prog, in še danes govorimo o pupiniziranju. Znano je tudi, da se je teorija mnogo sukala okoli problemov, ki se odpro, ko postanejo prenosne proge dovolj dolge.

Dokler imamo opravka z razmeroma kratkimi progami, smemo še govoriti o omskem, induktivnem in kapacitivnem upor. kot da bi jih imeli nekje med začetkom in koncem proge zgoščene in skrbno ločene. V resnici pa ima seveda vsak košček proge svojo upornost, induktivnost in kapacitivnost. Da so ustrezni upori porazdeljeni vzdolž proge in povsod med seboj povezani, postane praktično važno, kakor hitro dosežemo zadostno prenosno dolžino. Na tem kritičnem mestu je treba poseči po telegrafski enačbi.

Elektrotehnika se seveda ni zadovoljila s prenašanjem znakov. Zgodaj je spoznala, da z močnimi toki lahko prenaša uporabljivo energijo. Pa je začela graditi razdeljevalna omrežja, ki naj služijo razsvetljavi in motornemu pogonu. Kasneje je posegla po prenašanju energije iz energijskih virov — premo govnikov in vodnih sil — v konzumna središča. In ko je premagala začetne ovire, je postala še podjetnejša.

V dveh smereh prodira tehnika jakih tokov že desetletja: večjo in večjo moč poskuša prenašati, in dolžina prenosne proge ji neprestano raste. Če ji je bil ob prehodu iz devetnajstega v dvajseto stoletje prenos energije čez dvajset kilometrov problem, ji je pomenilo dvajset let kasneje sto kilometrov zmogljivo prenosno razdaljo, in danes ji je pet sto kilometrov zanimiva in važna naloga.

Po ovinkih je tedaj vdrl tudi v tehniko jakih tokov problem dolgih prenosnih prog. Oglasil se ji je sicer razmeroma kasno, ker je ta elektrotehniška panoga položila poudarek na moč in ne na razdaljo, toda v velikih elektrotehniških napravah postane nujno vse veliko, tudi prenosne razdalje.

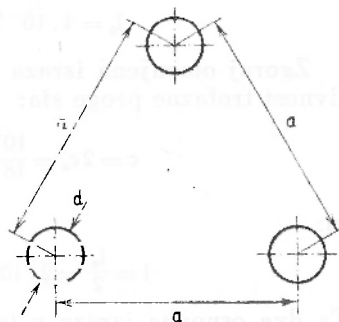
Ko pa je prenašanje električne energije dospelo do dovolj dolgih prenosnih prog, se je znašlo pred istim problemom, ki je svoj čas zavrl prodirajočo tehniko šibkih tokov. Saj se fizikalni pojavi ne menijo za človeške potrebe. Dolga prenosna proga ne spremeni svojih fizikalnih lastnosti, če se toku, ki potuje po nji, spremeni naloga, če naj začne prenašati energijo, namestu da bi prenašal znake. Zato je postala stara telegrafska enačba važno orodje tudi v teoriji veleprenosnih prog, prog, ki zanimajo sodobno elektrotehniko.

Seveda: telegrafska enačba je sicer izsledek, ki velja povsod v elektrotehniko, toda v tehniki šibkih tokov nam gradi drugačne slike ko v tehniki jakih tokov. Če prenašam znake, me zanimajo drugačne potankosti ko v primeru, da prenašam energijo. Zato postavljam telegrafski enačbi drugačna vprašanja.

Kdor še ni izdatno uporabljal telegrafске enačbe, ugotovi kmalu, da nekako nerada odgovarja. Spretnemu izpraševalcu pa postane nenadoma izredno zgovorna, in marsikateri odgovor, ki ga potem dá, je vlit v čudovito obliko. Znano je, da ji je pred desetletji sloviti teoretik O. Heaviside prilagodil poseben raziskovalni kalkul, ki uporablja svojstvene operatorje. Danes uporabljamo preprostejša sredstva. Pa tudi danes, ko je telegrafska enačba važno orodje teoriji veleprenosnih prog, še nimamo dovolj prozornih slik iz tega njenega posebnega območja. Nekaj teh slik naj zgrade naslednje vrstice.

2. Teorija veleprenosa električne energije mora že v svojih osnovah upoštevati dejstvo, da sta na njenih dolgih progah induktivnost in kapacitivnost močno povezani, in da hodi hkrati upornost po svojih potih. Kdor to dejstvo prezre, si nakopava nepotrebne praktične težave, ko poskuša izkoriščati telegrafsko enačbo.

Sodobne veleprenosne proge so trofazne in zato na videz onim dvožilnim, ki so svoj čas vodile do telegrafске enačbe, močno odmaknjene. Slika 1. kaže prerez skozi sodobno veleprenosno progo, ki uporablja tri simetrično razmeščene vzporedne in seveda enake vodnike, razpete med nosilnimi stebri v prostem zraku. V tej sliki sta važna zunanji premer vodnika d in razdalja osi dveh vzporednih vodnikov a .



Slika 1.

Zaradi vsestranske simetrije trofaznih sistemov ni težko reducirati trofazno, trožilno progo na tri enofazne, dvožilne. Treba je le zamenjati napetost med dvema vodnikoma, tako imenovano *zvezano* napetost, *sfazno*, ki je v simetričnih trofaznih sistemih $\sqrt{3}$ -krat manjša in nadomestiti induktivnost ter kapacitivnost dveh vzporednih vodnikov s tako imenovano *obrtno* induktivnostjo, oziroma kapacitivnostjo trofazne proge. Po tej redukciji je uporaba telegrafске enačbe takoj mogoča, in vse njene slike veljajo neposredno eni sami fazi prenosnega sistema, s tem pa seveda posredno tudi vsemu sistemu.

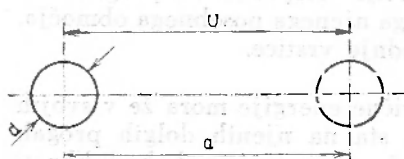
Kapacitivnost dveh vzporednih vodnikov s krožnim prere-
zom (slika 2.), ki se vzdolž proge ne spreminja, znaša:

$$c_0 = \frac{10^{-6}}{36} \cdot \frac{1}{\ln \frac{2a}{d}} \text{ faradov/km,} \quad \dots \quad 1)$$

induktivnost pa:

$$l_0 = 4 \cdot 10^{-4} \left[\ln \frac{2a}{d} + 0,25 \right] \text{ henrijev/km.} \quad \dots \quad 2)$$

Oba izraza predpostavljata prav za prav, da sta vzporedna
vodnika v praznem prostoru, ostaneta pa dovolj natančna tudi
v primeru, če zamenjamo praznino z ozračjem.



Slika 2.

V enačbi 2) ustreza su-
mand 0,25 v oklepaju ma-
gnetnemu polju v notranjo-
sti vodnika in predpostavlja
vodnik s polnim prerezom.
V praktičnih računih ga sme-
mo zanemarjati, ker uporab-
ljajo veleprenosne, v prostem
zraku razpete proge

razmeroma velike razdalje med vodniki (a) in ker se sodobne
veleprenosne proge zatekajo k votlim vodnikom. Tako nastane
preprostejši izraz:

$$l_0 = 4 \cdot 10^{-4} \ln \frac{2a}{d} \text{ henrijev/km.} \quad \dots \quad 2a)$$

Zgoraj omenjena izraza za obratno induktivnost in kapaci-
tivnost trofazne proge sta:

$$c = 2c_0 = \frac{10^{-6}}{18} \cdot \frac{1}{\ln \frac{2a}{d}} \text{ faradov/km} \quad \dots \quad 3)$$

in:

$$l = \frac{l_0}{2} = 2 \cdot 10^{-4} \cdot \ln \frac{2a}{d} \text{ henrijev/km.} \quad \dots \quad 4)$$

Ta dva osnovna izraza v teoriji trofaznih veleprenosnih prog
veljata pod istimi pogoji kakor izraza 1) in 2 a).

Povezanost induktivnosti in kapacitivnosti se očituje že v
obeh osnovnih enačbah 3) in 4), prozorneje pa v zmnožku:

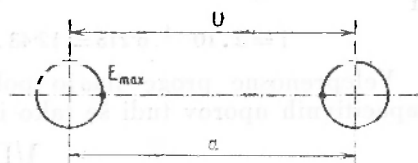
$$c \cdot l = \frac{10^{-6}}{18} \cdot \frac{1}{\ln \frac{2a}{d}} \cdot 2 \cdot 10^{-4} \cdot \ln \frac{2a}{d} = \left(\frac{1}{3 \cdot 10^7} \right)^2 \quad \dots \quad 5)$$

ki ima dimenzijo hitrosti (km/sek) na negativno drugo potenco.
V tem zmnožku se očitno skriva svetlobna hitrost.

Toda induktivnost in kapacitivnost veleprenosne proge no-

sita še močnejše okove. Najdemo jih, če upoštevamo važne obratne zahteve sodobnih naprav, pred vsem vpliv potrebnih prenosnih napetosti, ki so se postopoma dvigale, ko so rastle prenosne razdalje.

Znano je, da so električna polja v okolici vodnikov trožilne prenosne proge zelo zamotane tvorbe. Teorija jim ne pride zlepa do živega, ugotovila pa je, da sme praktično opisovati nastopajoče električne sile tako, kot da bi imela opravka s tremi pari vzporednih vodnikov iste oblike in z istimi razdaljami, kot jih ima proga, če so le resnične razdalje vodnikov dovolj velike. Tudi ta postopek je nekakšna redukcija trožilnega sistema.



Slika 5.

Če se pojavi med dvema vodnikoma, ki ustrezata sliki 2, napetost U (voltov), nastopi največja električna sila na onem mestu cilindrične površine, ki je površini drugega vodnika najbližja (slika 5.). Njen iznos je, kakor znano:

$$E_{\max} = \frac{U}{d \cdot \ln \frac{2a}{d}} \text{ voltov cm.} \quad \dots \dots \dots 6)$$

Bogate izkušnje nas uče, da prenese zrak pod barometerskim pritiskom 760 mm in v temperaturi 20°C nekako 21.000 efektivnih voltov/cm. Nadalje smo našli, da gradimo veleprenosne proge dovolj varčno, če uporabljamo odnos:

$$\frac{2a}{d} \doteq 500 \quad \dots \dots \dots 7)$$

Iz enačbe 6) sledi potem potrební premer prenosne žice:

$$d = \frac{U}{21.000 \cdot \ln 500}$$

Izledek velja le, če je površina žice čista in popolnoma gladka. Toda pod vplivom ozračja se površina žice kvari, in vreme je muhasto. Izkušnje nas uče, da moramo biti previdni, da smemo računati le nekako z dvema tretjinama zračne odpornosti, to pa tem bolj, ker se dvigne v trofazni prenosni progi prebojna električna sila v razmerju $2 : \sqrt{3}$ nad ustrezno silo med dvema osamljenima vodnikoma. Tako dospemo, če izražamo iz praktičnih razlogov premer žice (d) v milimetrih, zvezano prenosno napetost (U) pa v efektivnih kilovoltih, do znane enačbe:

$$d^{(\text{mm})} = \frac{U^{(\text{kV})}}{9} \quad \dots \dots \dots 8)$$

Če se z njeno pomočjo uspešno branimo nevšečne k o r o n e, priznavamo enačbo 7), oziroma veljavnost izraza:

$$\ln \frac{2a}{d} \doteq 6.215. \dots \dots \dots 9)$$

Hkrati pa pribijamo obratno induktivnost in kapacitivnost kilometra trofazne prenosne proge na:

$$c = \frac{10^{-6}}{18} \cdot \frac{1}{6.215} \doteq 0.895 \cdot 10^{-8} \text{ faradov/km} \dots \dots 3a)$$

in

$$l = 2 \cdot 10^{-4} \cdot 6.215 \doteq 12.43 \cdot 10^{-4} \text{ henrijev/km.} \dots \dots 4a)$$

Veleprenosne proge imajo poleg omskih, induktivnih in kapacitivnih uporov tudi še tako imenovani v a l o v n i upor:

$$z = \sqrt{\frac{l}{c}}, \dots \dots \dots 10)$$

ki ga dobimo v omih. Ta upor je našla teorija potujočih valov, kasneje pa se je presenetljivo uveljavil na dolгих prenosnih progah. Tudi valovni upor je v okovih enačb 8) in 9). S pomočjo izrazov 3a) in 4a) dobimo namreč:

$$z = \sqrt{\frac{12.43 \cdot 10^{-4}}{0.895 \cdot 10^{-8}}} \doteq 373 \text{ omov.} \dots \dots \dots 11)$$

V praktičnih računih uporabljamo zaokroženi iznos 373 omov.

3. Omski upor prenosne žice se ne meni za razdaljo med vzporednimi vodniki (a) in je le tedaj odvisen od premera (d) vodnika, če ne uporabljamo votlih žil. V sodobnih veleprenosnih progah ne potrebujemo polnih krožnih prereзов, ki jih ponujajo z enačbo 8) določeni potrebni premeri, razen tega bi jih zaradi nevšečnega k o ž n e g a p o j a v a takó ne smeli izkoriščati. Zato se nam omski upori popolnoma prosto razvijajo; prilagodevajo se le gospodarskim ozirom, ki usmerjajo energijske izgube na prenosni progi.

Gospodarska teorija sodobnega veleprenosa zahteva v bakrenih prenosnih vodnikih gostoto toka, ki se suče nekako okoli $g = 1.7 \text{ A/mm}^2$. Zato dobi vodnik prerez:

$$F = \frac{I}{g} \doteq \frac{I}{1.7} \text{ kvadratnih milimetrov,} \dots \dots \dots 12)$$

če naj služi toku I amperjev.

Denimo, da bi imel pod vplivom polnega obratnega bremena segreti bakreni vodnik specifično upornost:

$$\rho = 0.0195 \left(\frac{\Omega \cdot \text{mm}^2}{\text{m}} \right) \dots \dots \dots 13)$$

Za vsak svoj kilometer bi potem potreboval:

$$\rho \cdot \frac{1000}{l} \cdot g \cdot I = \rho \cdot \frac{1000 \times 1.7}{l} = 33.2 \text{ voltov,} \quad \dots \quad 14)$$

da bi potisnil obratni tok čez omski upor.

V isti progi pa mu leži tudi induktivni upor. Enačba 4a) zahteva pri običajni frekvenci:

$$2\pi \times 50 \times 12.45 \times 10^{-3} = 0.59 \text{ omov/km}$$

in s tem:

$$0.59 \cdot I \text{ voltov}$$

za premaganje induktivnega upora na kilometer dolgem kosu daljnovoda.

Nekako 85 amperjev prenosnega toka spravi torej omski in induktivni napetostni padec na isto višino. Ustrezni prerez prenosne žice bi bil:

$$F = \frac{85}{1.7} = 50 \text{ kvadratnih milimetrov.}$$

Že v razmeroma skromnih razmerah postaja torej induktivni upor prenosni tehniki važnejši od omskega.

Po vsem tem teoriji vleprenosnih prog praktično ne bo treba upoštevati omskega upora poleg induktivnega. Pozabiti namreč ne smemo, da omski in induktivni napetostni padec nista v fazi. Če prenašam na pr. 850 amperjev, pričakujem na vsakem kilometru 55.2 voltov omskega in 35.2 voltov induktivnega napetostnega padca, v celoti pa le:

$$33.2 \cdot \sqrt{1^2 + 0.1^2} \text{ voltov.}$$

Če v tem primeru zanemarim omski padec, sem zanemaril le en odstotek celotnega.

V starih časih smo zahtevali za vsako miljo nekako 1000 voltov prenosne napetosti. To praktično pravilo, ki je zrastle iz izkušenj, obeta skladno z enačbo 14) približno 5 odstotkov omskih napetostnih izgub in v takratnih skromnih razmerah morda 7 odstotkov celotnih. Če bi ga danes uporabljali, bi dobili po vsem videzu strahotne induktivne napetostne izgube. Očitno postaja induktivnost prenosne proge z rastočim obsegom naprave vse težji in težji problem. Poleg nje izgublja upornost bolj in bolj svoj nekdanji pomen za napetostne izgube.

Kapacitivni upor kilometer dolgega kosa prenosne proge bi obsegal, če uveljavimo enačbo 5a) in običajno frekvenco:

$$\frac{1}{2\pi \times 50} \cdot \frac{10^8}{0.895} = 0.355 \cdot 10^8 \text{ omov.}$$

Torej uide ob obratni napetosti 100.000 voltov na vsakem kilometru proge 0,163 amperjev vprek od vodnika k vodniku. Če bi zopet za vsako miljo razdalje zahtevali 1000-voltov prenosne napetosti, bi morali računati z nekako 168 kilometri in zato s celotno izgubo 27,5 amperjev.

Pa slika, čeprav je le zelo surova, pripoveduje marsikaj. Če raste prenosna napetost res tako kakor dolžina prenosne proge, se mora tokovna izguba večati s kvadratom prenosne dolžine. Zato se uveljavlja induktivnost praktično šele v dolgih progah, in zato posegamo šele danes, ko smo dospeli do velikih prenosnih problemov, zaskrbljeni po telegrafski enačbi, da si gradimo natančnejše slike.

Kam pa naj postavimo v sliki raznolikih uporov, ki se pojavljajo v prenosni progi, valovni upor? Vse ostale upore reduciramo radi na kilometer proge, ker vemo, da se ji oblika po vsi dolgi poti ne spremeni, in ker stremimo po izsledkih, ki naj veljajo za poljubno dolge proge. Toda valovni upor je že v svojem bistvu popolnoma neodvisen od prenosne razdalje. Če pomnožimo dolžino proge (L) x-krat, se ji valovni upor prav nič ne spremeni:

$$z = \sqrt{\frac{I}{c}} = \sqrt{\frac{I \cdot L}{c \cdot L}} = \sqrt{\frac{I \cdot L \cdot x}{c \cdot L \cdot x}}$$

Za tem, v prvem trenutku presenetljivim dejstvom se očitno skriva važen problem. Teorija veleprenosnih prog ga ne sme zanemarjati. Saj bi zanemarjala pomemben del osnov, na katerih gradi svoje slike. Če si poenostavlja delo s tem, da omalovažuje omske upore dolgih prog, se sme sklicevati na skrbno pridobljene ugotovitve, ki opravičujejo navidezno pomanjkljivost poenostavljenih računov. Če bi pa gradila, ne da bi mislila na valovni upor in ne da bi skrbno raziskala njegovo morebitno poseganje v nastajajoče slike, bi svoje zgradbe nujno postavljala na pesek. Kaj pomeni tedaj valovni upor veleprenosni progi?

Posezimo po enačbah 3) in 4)! Iz njih dobimo izraz:

$$z = \sqrt{\frac{I}{c}} = 60 \cdot \ln \frac{2a}{d} \text{ omov, (1a)}$$

ki pripoveduje, da je valovni upor nekaj, kar zavisi le od oblike prenosne proge. Toda tudi induktivni in kapacitivni upor sta odvisna le od oblike prenosne proge, pa še celo od istega izraza za to obliko. Valovni upor je skoraj tisočkrat večji od induktivnega upora na kilometer dolgem kosu prenosne proge.

Valovni upor pa je tudi popolnoma neodvisen od frekvence, medtem ko je induktivni frekvenci sorazmeren, kapacitivni

obratno sorazmeren. Ta dodatna samostojnost mu daje še večjo zagonetnost. Raziskovalec vleprenosnih problemov zasluti za popolno neodvisnostjo valovnega upora od dolžine prenosne proge in njene obratne frekvence nehoté prav poseben pomen te skrivnostne veličine v sklopu osnovnih lastnosti velikih prenosnih prog.

4. Iz teorije potujočih valov vemo, da je treba v dolgih prenosnih progah upoštevati brzino, s katero prodirajo elektromagnetni vplivi, sproženi na začetku proge. Če pritisnem na začetek proge neko napetost, ne morem pričakovati, da bo v istem trenutku že ves daljnovod pod napetostjo. Med dvema vodnikoma se pojavi napetost šele takrat, ko se na njuni površini nabereta ustrezni elektrinini. Daljnovod moram pač napolniti z elektrinino, da ga električno napnem. Polnjenje pa se vrši v času.



Slika 4.

Iz skice 4. je razvidno, da prodira na začetku voda vsiljena napetost s strmim čelom, čigar višina ustreza napetosti U (volto). Valovna teorija je ugotovila, da napreduje val z brzino:

$$v = \frac{1}{\sqrt{l \cdot c}}, \dots \dots \dots 15)$$

ki je praktično enaka svetlobni hitrosti, če leži vod v zraku in če v njegovi okolici ni paramagnetne snovi. Val polni vod z elektrinino. Dotekanje elektrinine je seveda istovetno z električnim tokom. Jakost polnilnega toka pa je po ugotovitvah teorije potujočih valov:

$$I = \frac{U}{z} \dots \dots \dots 16)$$

Valovni upor je potemtakem razmerje med prodirajočo napetostjo in tokom, ki polni vod z napetosti potrebno elektrinino. Kolikšno elektrinino potrebuje napetost, pové, kakor znano, kapacitivnost proge. Ker pa se obda vsak električni tok z magnetnim poljem, čigar jakost je izražena v vsakem primeru z induktivnostjo vodnika, je valovni upor nujno povezan tako s kapacitivnostjo kakor z induktivnostjo vodnika, po katerem val prodira.

Iz te površne slike je takoj razvidno, da dolžina proge ne more imeti vpliva na valovni upor. Saj val ne vé, kam potuje. Iz slike pa je prav tako razvidno, da morebitna frekvenca prodirajoče napetosti ne more vplivati na valovni upor: dogajanje ob čelu potujočega vala je bežno, času odmaknjeno.

Če se napetost ob začetku proge v času spreminja:

$$U_t = U(t), \dots \dots \dots 17)$$

vdirajo seveda neprestano novi in novi valovi v progo. Val, ki se poda v trenutku t na pot, ustreza napetosti U_t . Po preteku časovnega odlomka dt se pojavi ob začetku proge dodatna napetost:

$$\frac{dU_t}{dt} \cdot dt = \frac{d[U(t)]}{dt} \cdot dt,$$

in nji ustreza dodaten potujoči val, ki krene nemudoma v progo. V razdalji x (km) od začetka proge se torej nujno pojavlja ista napetost kakor ob začetnih sponkah, toda:

$$\frac{x}{v} = x \cdot \sqrt{1/c} \text{ sekund} \dots \dots \dots 18)$$

kasneje. Torej je:

$$U_{xt} = U(t - x \cdot \sqrt{1/c}). \dots \dots \dots 19)$$

Isto velja kajpak tudi za prodirajoči tok.

Po vsem tem moramo v dolgih progah tudi normalno obratovanje gledati v sliki potujočih valov. S to ugotovitvijo pa stopa valovni upor v ospredje vsega elektromagnetnega dogajanja na dolgih prenosnih progah, in vse slike, ki opisujejo obratovanje s pomočjo induktivnih ter kapacitivnih uporov, slike, ki smo jih vajeni iz časov, ko so bile prenosne proge še dovolj kratke, blede in stopajo v ozadje.

Vrnimo se za bežen trenutek k osnovni sliki potujočega vala! Val ima strmo čelo in obdrži ga, dokler ne zadene na nov kos proge, ki ima drugačen valovni upor. Strmo čelo pa se kvari, če vsebuje proga omski upor. To je popolnoma naravno. Prodirajoči tok troši v omskem uporu džaulsko toploto. Ustrezno energijo pobira seveda iz električnega in magnetnega polja, ki spremljata val. Torej se čelo valu nenehoma brusi, če se uveljavlja omski upor.

Teorija, ki se ne meni za omske upore, računa z neobrušenimi čeli potujočih valov in zato sme uporabljati iznose, kakršen je na primer oni v enačbi 19). Ugotovili smo, da igra omski upor v sodobnih veleprenosnih progah le še nevažno vlogo. Potujoči valovi dospevajo torej v njih do konca skoraj nepoškodovani. V poenostavljeni, praktično pa vendarle dovolj natančni teoriji veleprenosne proge smemo po vsem tem vse dogajanje videti v sliki neokrnjenih potujočih valov.

In kje ostane telegrafska enačba, od katere smo pričakovali ves potreben opis elektromagnetnega dogajanja na dolgih veleprenosnih progah? Ali ji je teorija potujočih valov izpodkopala

nekdanjo veljavo in pomembnost? So li morda slike sodobnih prenosnih prog, ki služijo energiji, bistveno različne od slik onih prenosnih prog, ki so služile električnim prenašalcem znakov?

Na vsa ta vprašanja smemo pričakovati samo en odgovor: upoštevanje dejstva, da so induktivni in kapacitivni upori dejansko porazdeljeni vzdolž prenosne proge in upoštevanje dejstva, da se elektromagnetni vplivi vzdolž proge ne uveljavijo takoj, temveč šele v točno odmerjenem času, mora nujno pomeniti isto. Čez slike potujočih valov moramo nujno doseči isti smoter kakor čez slike vzdolž proge porazdeljenih uporov.

Ta logična nujnost pa nam odpira novo pot do telegrafске enačbe, pot, po kateri dosedanja teorija dolgih prenosnih prog še ni hodila. Za sodobno elektrotehniko je izredno važno, da preusmeri svoje gledanje na elektromagnetna dogajanja v dolgih prenosnih progah. Iztrgati ga mora starim pojmom in starim okovom. Le če zagledamo prenašanje energije v okviru potujočih valov, moremo najti pravilno mero za bremena, ki naj jih prevzemajo varčno delujoče prenosne proge. Varčno, gospodarsko neoporečno prenašanje energije ne dopušča nepotrebnih in zato kvarnih energijskih transportov.

Kam te ugotovitve merijo, naj pojasni naslednja prispevka, ki meče ostro svetlobo na ves pravilno postavljeni problem dolgih prenosnih prog. Vsako takšno progo smemo primerjati z železniško progo, ki tudi prenaša tovore. Železnica služi seveda potrebam človeškega gospodarstva in mora zato varčno prenašati, kar gospodarstvo potrebuje. Jasno je, da prenese potrebni tovor T lahko na zelo različne načine, s tem pač, da prenese tovor T_1 v eno, tovor T_2 pa v nasprotno smer, toda tako, da ostane:

$$T = T_1 - T_2.$$

Čemu bi prenašali tovor T_2 v nezaželeno smer? Le malomarno gospodarstvo bi dovoljevalo kaj takega. Saj je jasno, da je samo rešitev:

$$T_2 = 0, \quad T_1 = T$$

gospodarsko neoporečna.

Ali ne velja isto za električne prenosne proge? Seveda. Toda, kdor ne gleda dogajanj na veleprenosnih progah v slikah potujočih valov, ne vidi nesmiselnih energijskih transportov. Kar so na železnicah vlaki, so na veleprenosnih progah potujoči valovi. Varčno prenašanje električne energije izključuje potujoče valove, ki imajo napačno smer, namreč od konca proge proti njenemu začetku. Torej mora teorija veleprenosnih prog skrbno zasledovati nevšečne valove in zato si mora gra-

diti slike, katerim neplodno in škodljivo prenašanje energije ne more uiti. Na zastarelih slikah, ki so nas doslej vodile do telegrafске enačbe, se nam izmikajo najvažnejše potankosti.

5. V sodobnih napravah za jake toke uporabljamo gonilne izmenične napetosti, ki so skrbno očiščene vseh tujefrekvenčnih dodatkov, ki so, drugače povedano, enobarvno sinusne. Ustali smo se na frekvenci $f = 50$ period v sekundi, kar ustreza tako imenovani električni kotni hitrosti:

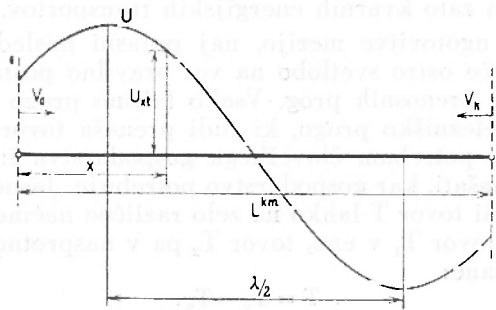
$$\omega = 2\pi f = 2\pi \cdot 50 \text{ (sek}^{-1}\text{)}. \quad 20)$$

Denimo, da vsilimo veleprenosni progi napetost:

$$U_{0t} = U_0 \sin \omega t! \quad 17 \text{ a)}$$

V sliki potujočih valov vidimo skladno z enačbo 19), da niha napetost v razdalji x (km) od začetka proge po časovnem zakonu:

$$U_{xt} = U_0 \sin \omega(t - x \cdot \sqrt{1 \cdot c}). \quad 19 \text{ a)}$$



Slika 5.

Vidimo pa tudi (slika 5.), da se pojavi vzdolž proge napetostni sinusni val. Njegova dolžina λ (km) sledi iz nastavka:

$$\frac{\omega x}{\sqrt{1 \cdot c}} = \frac{\omega \lambda}{\sqrt{1 \cdot c}} = 2\pi$$

in doseže:

$$\lambda = \frac{2\pi \cdot \sqrt{1 \cdot c}}{2\pi f} = \frac{300.000}{50} = 6000 \text{ kilometrov.} \quad 21)$$

Seveda potujejo vozlišča tega napetostnega vala s hitrostjo:

$$\frac{1}{\sqrt{1 \cdot c}} = 300.000 \text{ kilometrov v sekundi}$$

vzdolž proge. Zato govorimo tudi v tem primeru z vso pravico o potujočem valu.

Iz starejše elektrotehnike smo navajeni na bremenske toke ob začetku prenosne proge, ki zaostajajo za tako imenovani fazni kot (φ) za gonilno napetostjo, torej skladno z enačbo 17 a):

$$I_{0t} = I_0 \sin(\omega t - \varphi) \dots \dots \dots 22)$$

V razdalji x od začetka proge pričakujemo potemtakem tok:

$$I_{xt} = I_0 \sin \omega \left(t - \frac{\varphi}{\omega} - x \cdot \sqrt{L \cdot C} \right) \dots \dots \dots 25)$$

Toda teorija potujočih valov zahteva odnos:

$$\frac{U_{xt}}{I_{xt}} = Z, \dots \dots \dots 24)$$

ki ga enačbi 19 a) in 25) nikakor ne priznavata. Obratne slike, katerih smo vajeni, očitno ne ustrezajo preprostim slikam potujočih valov.

Ta važna ugotovitev nam postavlja nalogo, ki jo moramo nemudoma rešiti, če hočemo ostati v okviru valovne teorije. Vsiljuje nam predpostavko, da vdira tudi s konca prenosne proge v napravo potujoči val, ki uporablja nasprotno smer, ki je torej prenašanju energije nepotreben in škodljiv.

Poskus, ki naj vodi do razčiščene prenosne slike, bi po vsem tem dopuščal val z napetostjo:

$$V_{0t} = V_0 \sin(\omega t + \alpha_0) \dots \dots \dots 25)$$

ob začetku in v nasprotno smer potujoči val z napetostjo:

$$V_{kt} = V_k \sin(\omega t + \alpha_k) \dots \dots \dots 25 a)$$

ob koncu daljnovoda.

V razdalji x (km) od začetka L kilometrov dolge proge bi v trenutku t morali pričakovati napetost:

$$V_{xt} = V_0 \sin \omega \left(t + \frac{\alpha_0}{\omega} - x \cdot \sqrt{L \cdot C} \right) + \\ + V_k \sin \omega \left(t + \frac{\alpha_k}{\omega} - [L - x] \sqrt{L \cdot C} \right) \dots \dots \dots 26)$$

in po valovni teoriji skladno s sliko 5. tok:

$$I'_{xt} = \frac{1}{Z} \left[V_0 \sin \omega \left(t - \frac{\alpha_0}{\omega} - x \cdot \sqrt{L \cdot C} \right) - \right. \\ \left. - V_k \sin \omega \left(t - \frac{\alpha_k}{\omega} - [L - x] \sqrt{L \cdot C} \right) \right] \dots \dots \dots 27)$$

Ta tok bi imel kot razlika obeh valovnih tokov smer od začetka proti koncu proge.

Zdaj moramo seveda zahtevati:

$$V_{xt} = U_{xt} \dots \dots \dots 28)$$

in

$$i'_{xt} = I_{xt}, \dots \dots \dots 29)$$

ali tudi preprosteje:

$$V_0 \sin(\omega t + \alpha_0) + V_k \sin(\omega t + \alpha_k - \omega L \sqrt{l \cdot c}) = U_0 \sin \omega t \quad 28 a)$$

oziroma:

$$V_0 \sin(\omega t + \alpha_0) - V_k \sin(\omega t + \alpha_k - \omega L \sqrt{l \cdot c}) = I_0 z \sin(\omega t - \varphi), \quad 29 a)$$

če se omejimo na primer:

$$x = 0.$$

Enačbi 28 a) in 29 a) pa lahko uveljavimo v splošni označbi 26), ki se v zvezi s pogojno enačbo 28) poenostavi v:

$$U_{xt} = U_0 \sin \omega t \cdot \cos(\omega x \sqrt{l \cdot c}) - I_0 z \sin\left(\frac{\pi}{2} + \omega t - \varphi\right) \cdot \sin(\omega x \sqrt{l \cdot c}), \dots \dots \dots 30)$$

ker je izraz 29 a) seveda tudi četrt periode po trenutku t še pravilen, ali drugače povedano, ker je tudi:

$$V_0 \sin\left(\frac{\pi}{2} + \omega t + \alpha_0\right) - V_k \sin\left(\frac{\pi}{2} + \omega t + \alpha_k - \omega L \cdot \sqrt{l \cdot c}\right) = I_0 z \sin\left(\frac{\pi}{2} + \omega t - \varphi\right) \dots \dots \dots 29 b)$$

Na isti način se poenostavi enačba 27) v:

$$I_{xt} = I_0 \sin(\omega t - \varphi) \cdot \cos(\omega x \sqrt{l \cdot c}) - \frac{U_0}{z} \sin\left(\frac{\pi}{2} + \omega t\right) \cdot \sin(\omega x \sqrt{l \cdot c}) \dots \dots \dots 31)$$

S tem je predpostavljeno električno breme ob začetku prenosne proge (U_0, I_0, φ) zanesljivo povezano z dvema v nasprotnih smereh potujočima valoma in vsa obratna slika zavarovana. Z enačbama 30) in 31) smo hkrati dospeli do obeh oblik telegrafске enačbe, ki se ne meni za omski upor proge.

V vsakem potujočem valu je tok v fazi s svojo napetostjo, kar je iz enačbe 24) takoj razvidno. Oba v nasprotnih smereh potujoča vala, ki se pojavita v splošnem primeru, nosita potem-

takem energijo. Nedvomno je tisti, ki prodira od konca proge proti njenemu začetku, nepotreben in gotovo škodljiv. Torej si želimo na podlagi enačb 28 a) in 29 a):

$$V_k = 0, \quad V_0 = U_0, \quad \alpha_0 = 0, \quad \varphi = 0,$$

hkrati pa seveda:

$$I_0 = \frac{U_0}{z} \dots \dots \dots 52)$$

Enačba 52) določa tako imenovano »n a r a v n o o b t e ž b o« veleprenosne proge, ki jo sodobna tehnika dobro pozna in skrbno uveljavlja. Ta obtežba ne pozna jalovih tokov, kar je vpricho silnih induktivnih in zmernih kapacitivnih uporov dolgih daljnovodov čudovita pridobitev.

6. Raziskovalec, ki ugotovi, da je mogoče opisati vsak obratni primer dolge prenosne proge s sliko dveh potujočih valov, ki vdirata vsak s svojega konca v progo in se združujeta v resničnem elektromagnetnem dogajanju, se ne more zadovoljiti s telegrafsko enačbo, ki se presenetljivo pojavi kot prvi izsledek ustrezne teorije. Zanima ga in zanimati ga mora vse, kar spremlja oba potujoča vala, prav posebno pa želi zvedeti, kakšni in kolikšni morejo biti nezaželeni, v napačni smeri potujoči vali, ki se pojavljajo v onih obratnih primerih, katerim starejša elektrotehnika ni mogla, oziroma ni znala dokazati, da in kako so izboljšljivi.

Če predpostavljamo na začetku prenosne proge neko določeno sinusno napetost običajne frekvence z viškom U_0 (voltov), določen sinusni tok iste frekvence z največjo jakostjo I_0 (amperjev) in določeno fazno razliko med napetostjo in tokom φ , moramo povsod na prenosni progi in seveda tudi na njenem koncu pričakovati določene ustrezne obratne veličine. Telegrafska enačba v obeh svojih oblikah 50) in 51) nam jih določa. Telegrafska enačba pa ne pripoveduje ničesar o obeh potujočih valih, ki sta obratni sliki nove teorije osnova. Zato komaj začetih raziskavanj ne smemo zaključiti, ko nam vržejo staro telegrafsko enačbo na mizo.

Potujoča vala, ki stopata po vsem tem v ospredje nove teorije, nastajata pod vplivom sinusnih napetosti obratne frekvence. Kakšna viška V_0 oz. V_k dosežeta te dve napetosti in s kakšnima faznima kotoma α_0 in α_k prehitvata predpostavljeno obratno napetost na začetku prenosne proge [glej enačbi 25) in 25 a)!] $U_0 \sin \omega t$, mora nova teorija predvsem dognati.

Če uveljavimo v enačbah 28 a) in 29 a) ona dva obratna trenutka, ki ustrezata:

$$\omega t = 0 \quad \text{in} \quad \omega t = \frac{\pi}{2},$$

dobimo štiri nove enačbe. Iz njih je mogoče izračunati V_0 , V_k , α_0 in α_k :

$$V_0 = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{(U_0 + I_0 z \cos \varphi)^2 + I_0^2 z^2 \sin^2 \varphi}, \dots \quad (53)$$

$$V_k = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{(U_0 - I_0 z \cos \varphi)^2 + I_0^2 z^2 \sin^2 \varphi}, \dots \quad (54)$$

$$\sin \alpha_0 = \frac{+I_0 z \sin \varphi}{\sqrt{(U_0 + I_0 z \cos \varphi)^2 + I_0^2 z^2 \sin^2 \varphi}}, \dots \quad (55)$$

$$\sin(\alpha_k - \omega L \sqrt{1\epsilon}) = \frac{-I_0 z \sin \varphi}{\sqrt{(U_0 - I_0 z \cos \varphi)^2 + I_0^2 z^2 \sin^2 \varphi}}, \dots \quad (56)$$

Na višku svoje napetosti (V_0) nosi od začetka proge proti njenemu koncu prodirajoči val moč:

$$N_{0 \max} = \frac{V_0^2}{z} = \frac{1}{4z} \left\{ [U_0 - I_0 z \cos \varphi]^2 + I_0^2 z^2 \sin^2 \varphi + 4U_0 I_0 z \cos \varphi \right\}. \quad (57)$$

Drugi val pa, ki prihaja od konca proge, zmore na svojem višku moč:

$$N_{k \max} = \frac{V_k^2}{z} = \frac{1}{4z} \cdot \left\{ [U_0 - I_0 z \cos \varphi]^2 + I_0^2 z^2 \sin^2 \varphi \right\}. \quad (58)$$

Torej je:

$$N_{0 \max} - N_{k \max} = U_0 I_0 \cos \varphi,$$

kar pomeni dvojno moč enakomernega prenosnega energijskega toka, hkrati pa tudi največjo trenutno moč tega energijskega toka.

Ta izsledek je posebno zanimiv, ker napetostna viška obeh valov ne nastopata v istem trenutku in tudi ne na istem mestu. Očitno je val, ki se vrača od konca proge, prenosni tehniki nepotreben in nezaželen: val, ki prodira od začetka proge, bi nedvomno opravil vse sam, kar potrebuje prenosna tehnika.

Energijska slika postane prozornejša, če opazujemo moč obeh valov na istem mestu, na pr. ob začetku proge, in v istem trenutku t . Tam in takrat je:

$$N_{0, t, x=0} = \frac{V_0^2}{z} \sin^2(\omega t + \alpha_0),$$

$$N_{k, t, x=0} = \frac{V_k^2}{z} \sin^2(\omega t + \alpha_k - \omega L \sqrt{1\epsilon}),$$

oziroma, če uporabimo enačbe 55) do 56):

$$N_{0,t,x=0} = \frac{1}{4z} \left\{ [U_0 \sin \omega t - I_0 z \sin(\omega t - \varphi)]^2 + 4 U_0 I_0 z \sin \omega t \sin(\omega t - \varphi) \right\}, \dots \dots \dots 59)$$

$$N_{k,t,x=0} = \frac{1}{4z} [U_0 \sin \omega t - I_0 z \sin(\omega t - \varphi)]^2, \dots \dots \dots 40)$$

Prvi val. $N_{0,t,x=0}$, nosi obratno moč:

$$N = U_0 I_0 \sin \omega t \cdot \sin(\omega t - \varphi)$$

v progo. Neplodno, ker v nasprotnih smereh, pa nosita oba vala moč:

$$N' = \frac{[U_0 \sin \omega t - I_0 z \sin(\omega t - \varphi)]^2}{4z} \dots \dots \dots 41)$$

To dodatno, neplodno prenašanje energije sem in tja izgine, če naredimo:

$$\varphi = 0 \dots \dots \dots 42)$$

in

$$I_0 z = U_0$$

S tem dospemo do »naravne moči«.

Višek napetosti:

$$\frac{U_0 \sin \omega t - I_0 z \sin(\omega t - \varphi)}{4}$$

je seveda V_k . Torej je res:

$$N' = \frac{V_{k,t,x=0}^2}{z}$$

7. Prenosno tehniko zanima samo enosmerni energijski tok, ki ima moč:

$$\frac{U_0 I_0 \cos \varphi}{2}$$

Zato je zavrgla enofazni prenosni sistem, ki ima tudi še dodaten, izmeničen energijski tok:

$$N_{\omega} = \frac{U_0 I_0}{2} \cos(2\omega t - \varphi),$$

in ga nadomestila s trofaznim sistemom, v katerem se fazni izmenični toki zlijejo v nič.

Toda, dokler uporabljamo nezadostno opremljene in nepravilno obremenjene trofazne sisteme, moramo misliti na

neprodno premetavanje energije po dolgi progi, ustrezno moči N , ki jo določa enačba 41). Fazni kot med prenosnimi napetostmi in prenosnimi toki (φ) morajo izginiti: kompenzacija bremena veleprenosne proge dandanes gotovo ni več problem.

Pa tudi kompenzirano breme je treba še pravilno dozirati, to se pravi, »naravno moč« je treba dati prenosnemu energijskemu toku. Potemtakem je odnos:

$$I_0 = \frac{U_0}{z}$$

med bremenskim tokom (I_0) in prenosno napetostjo (U_0) ob začetku proge in s tem vzdolž vse proge izredno važno obratno pravilo.

Sodobna veleprenosna tehnika študira z vneto uporabo prenosne zvezane napetosti 400.000 efektivnih voltov. Seveda se zaveda dejstva, da misli hkrati na prenosni tok:

$$\frac{400.000}{\sqrt{3} \times 370} \doteq 615 \text{ efektivnih amperjev}$$

in na moč prenosnega energijskega toka:

$$\frac{400}{\sqrt{3}} \times 615 \times 3 \doteq 430.000 \text{ kilovatov.}$$

Torej ni več napetostni padec v prenosni progi določevalec prenosne napetosti, temveč prenosna moč! Torej bomo prenosno napetost prilagodili prenosni moči, uporabljajoč odnos:

$$U_0 = \sqrt{375 \cdot N}$$

oziroma:

$$U_0^{(kV)} = \sqrt{0,375 \cdot N^{(kW)}} \doteq 0,61 \sqrt{N^{(kW)}}. \quad \dots \quad 45)$$

In silne induktivne napetostne izgube, ki jih pričakujemo na dolgih prenosnih progah, če se oklepamo starih obratnih slik, ki so polne najrazličnejših uporov, toda brez valovnega? Telegrafska enačba se v obeh svojih oblikah 50) in 51) izredno poenostavi, če predpišemo:

$$\varphi = 0 \quad \text{in} \quad U_0 = I_0 z,$$

namreč v izraza:

$$U_{x,t} = U_0 \sin(\omega t - \omega x \sqrt{lc}) \quad \dots \quad 50a)$$

in:

$$I_{x,t} = \frac{U_0}{z} \sin(\omega t - \omega x \sqrt{lc}) \quad \dots \quad 51a)$$

Vzdolž vse proge ostaneta napetost in tok v fazi in neokrnjena. Pojavi se le fazni kot:

$$\psi = \omega x \cdot \sqrt{L \cdot C}$$

med napetostima ob začetku in koncu prenosne proge in hkrati med tokoma na obeh koncih proge: induktivnih napetostnih izgub ni nikjer več in tok ne uhaja po vsem videzu nikjer vprek od prenosne žile do njene sosede!

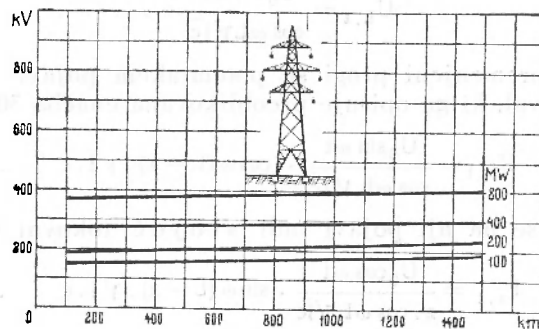
Ker pomeni 6000 km prenosne razdalje ob običajni frekvenci fazni kot:

$$\psi = 2\pi \cdot 50 \cdot 6000 \cdot \sqrt{L \cdot C} = 2\pi,$$

se zakasni vsa obratna slika le za 50 stopinj, če prepotuje 500 km. Pa tudi ta zakasnitev ne pomeni praktično nič: na koncu proge je obratna slika vendarle ista kakor ob začetku proge!

Vse to velja seveda le, če proga res nima omskih uporov. Ker jih pa vsekakor ima, postane zanemarjeni omski upor prenosnega vodnika naknadno zopet važen. Z njim se vnovič oglasi ustrezni napetostni padec, ki ga praktik mora upoštevati. Prenosna razdalja, ki je v novi poenostavljeni sliki energijskega prenosa izgubila vso veljavo, dobi na ta način vendarle vpliv na veleprenosni problem.

Ta vpliv je neznaten. V poročilu o diskusijskem zborovanju švicarskega elektrotehniškega društva, ki se je vršilo 13. de-



Slika 6.

cembra 1941. leta v Curihu, prinaša predavanje W. Wangerja (Baden) o prenosnih problemih trofaznih sistemov z velikimi močmi in razdaljami zanimivo sliko povezanosti, ki jo je sodobno elektrotehniško gospodarstvo ugotovilo med prenosnimi napetostmi, močmi in razdaljami. Tej sliki, ki jo tu reproduciramo (slika 6.), je naša enačba 45) po vsem videzu temelj.

Omski upor, ki se uveljavlja na gospodarski tehtnici z ustreznimi energijskimi izgubami, posega tako rahlo v sliko, da se vpliv prenosne razdalje na prenosno napetost v nji komaj očituje.

Iz enačb 50a) in 51a) je takoj razvidno, da obeta naravna moč en sam val, ki vdira od začetka proge proti njenemu koncu. Z njo je idealna oblika energijskega prenosa popolnoma dosežena. Toda primer prenosnega bremena z naravno močjo ni edini, ki zelo poenostavlja sliko dveh potujočih valov v novi teoriji veleprenosa. Proga brez bremena je prav gotovo zanimiv in važen obratni primer, ki prinaša zelo preprosto obratno sliko.

Če vnesemo v enačbo 51) pogoj:

$$I_{x,t} = 0, \quad x = L,$$

dobimo odnos:

$$I_0 z \sin(\omega t - \varphi) = U_0 \cos \omega t \cdot \operatorname{tg}(\omega L \sqrt{l \cdot c}),$$

ki velja seveda tudi v trenutku:

$$\omega t' - \omega t + \frac{\pi}{2}.$$

Torej je:

$$I_0 z \cos(\omega t - \varphi) = -U_0 \sin \omega t \cdot \operatorname{tg}(\omega L \sqrt{l \cdot c}).$$

Ustrezno napetost na koncu proge dobimo iz enačbe 50):

$$U_{L,t} = \frac{U_0 \sin \omega t}{\cos \omega L \sqrt{l \cdot c}} \quad \dots \quad 44)$$

Na neobremenjeni progi se potemtakem pojavi stoječ napetostni val, ki ga opisuje preoblikovana enačba 50):

$$U_{x,t} = \frac{U_0 \sin \omega t}{\cos \omega L \sqrt{l \cdot c}} \cdot \cos \omega(L - x) \cdot \sqrt{l \cdot c} \quad \dots \quad 45)$$

Hkrati pa se na nji pojavi tudi stoječ tokovni val:

$$I_{x,t} = \frac{U_0 \cos \omega t}{z \cdot \cos \omega L \sqrt{l \cdot c}} \cdot \sin \omega(L - x) \cdot \sqrt{l \cdot c} \quad \dots \quad 46)$$

Le na svojem koncu je torej neobremenjena proga brez toka, povsod drugod pa se po nji pretakajo jalovi toki in tudi v začetek proge vstopa jalovi tok:

$$I_{0,t} = \frac{U_0 \cos \omega t}{z} \cdot \operatorname{tg} \omega L \cdot \sqrt{l \cdot c} \quad \dots \quad 47)$$

Vozlišča napetostnega vala leže nepremično tam, kjer je:

$$\cos \omega(L - x) \cdot \sqrt{l \cdot c} = 0,$$

prevzel vodilno vlogo in proga bi prenašala energijo v nasprotno smer!

Predstavljajmo si, da v sliki fazni kot φ raste! Takoj postane jasno, da mora hkrati V_k naraščati, V_n pa padati. V skrajnem primeru:

$$\varphi = \frac{\pi}{2}$$

postaneta \hat{V}_n in \hat{V}_k enako velika, proga pa neha prenašati energijo. To je primer neobremenjene proge, ki nas je zgoraj v posebni obliki presenetil s stoječim napetostnim in tokovnim valom. Toda znano je, da razpada vsak stoječi val na dva enaka potujoča vala.

Če proga ne prenaša energije, če je torej:

$$I_0 \cos \varphi = 0, \text{ ker } \varphi = \frac{\pi}{2},$$

se enačba 51) poenostavi:

$$z \cdot I_{L,t} = -\cos \omega t [I_0 z \cos \omega L \sqrt{l \cdot c} + U_0 \sin \omega L \sqrt{l \cdot c}], \quad 51 \text{ c)}$$

hkrati pa seveda tudi enačba 50):

$$U_{L,t} = \sin \omega t [U_0 \cos \omega L \sqrt{l \cdot c} - I_0 z \sin \omega L \sqrt{l \cdot c}] \quad 50 \text{ c)}$$

S pomožnim izrazom:

$$\frac{I_0 z}{U_0} = \operatorname{tg} \beta \quad \dots \quad 48)$$

dobimo:

$$z I_{L,t} = -\frac{U_0}{\cos \beta} \sin(\omega L \sqrt{l \cdot c} + \beta) \cos \omega t, \quad \dots \quad 51 \text{ d)}$$

$$U_{L,t} = \frac{U_0}{\cos \beta} \cos(\omega L \sqrt{l \cdot c} + \beta) \sin \omega t. \quad \dots \quad 50 \text{ d)}$$

Le v primeru:

$$\beta = -\omega L \sqrt{l \cdot c} \quad \dots \quad 49)$$

izgine tok $I_{L,t}$ na koncu proge, kar ustreza pravkar omenjeni posebni obliki neobremenjene, namreč odprte proge. V tem posebnem primeru je:

$$U_{L,t} = \frac{U_0 \sin \omega t}{\cos \omega L \cdot \sqrt{l \cdot c}},$$

skladno z enačbo 44), in:

$$V_{k,t} = \frac{1}{2} \sqrt{U_0^2 + I_0^2 z^2} \sin \omega t$$

$$V_{n,t} = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{U_0^2 + I_0^2 z^2} \sin(\omega t + \omega L \sqrt{l \cdot c})$$

ustrezno faznima kotoma:

$$\alpha_0 = \omega L \sqrt{1c}$$

in

$$\alpha_k = 0.$$

Zanimiv je primer neobremenjene proge, ki oddaja takšno jalovo moč, da ostane začetek proge brez toka. Zaradi:

$$I_0 = 0$$

je v enačbi 48):

$$\beta = 0$$

in enačbi 51 d) ter 50 d) se poenostavita v:

$$z \cdot I_{L,t} = -U_0 \cdot \sin \omega L \sqrt{1c} \cdot \cos \omega t \quad \dots \quad 51 c)$$

$$U_{L,t} = U_0 \cos \omega L \sqrt{1c} \cdot \sin \omega t \quad \dots \quad 50 c)$$

Višek toka $I_{L,t}$ in napetosti $U_{L,t}$, namreč I_k in U_k , stopita v odnos:

$$\frac{-I_k \cdot z}{U_k} = + \operatorname{tg} \omega L \cdot \sqrt{1c},$$

kar popolnoma ustreza enačbi 48), ker v d i r a s konca proge seveda tok $-I_k$. Začetek in konec proge sta očitno povsem enakopravna.

To enakopravnost pa očituje tudi telegrafska enačba v obeh svojih oblikah. Če imenujemo:

$$U_0 \sin \omega t = U_{0,t}, \quad U_0 \cos \omega t = U_{0,t + \frac{\pi}{2\omega}},$$

$$I_0 \sin(\omega t - \varphi) = I_{0,t}, \quad I_0 \cos(\omega t - \varphi) = I_{0,t + \frac{\pi}{2\omega}},$$

dobimo obrnjeni enačbi:

$$U_{0t} = U_{x,t} \cos(\omega x \sqrt{1c}) + I_{x,t} + \frac{\pi}{2\omega} \cdot z \cdot \sin(\omega x \sqrt{1c}),$$

$$I_{0t} = I_{x,t} \cos(\omega x \sqrt{1c}) + \frac{U_{x,t} + \frac{\pi}{2\omega}}{z} \cdot \sin(\omega x \sqrt{1c}),$$

torej:

$$U_{0,t} = U_k \sin \omega t' \cdot \cos(\omega x \sqrt{1c}) + I_k \cdot z \sin\left(\frac{\pi}{2} + \omega t' - \varphi\right) \cdot \sin(\omega x \sqrt{1c}), \quad \dots \quad 50)$$

$$I_{0,t} = I_k \sin(\omega t' - \varphi) \cdot \cos(\omega x \sqrt{1c}) + \frac{U_k}{z} \sin\left(\frac{\pi}{2} + \omega t'\right) \cdot \sin(\omega x \sqrt{1c}), \quad \dots \quad 51)$$

če začnemo čas meriti tako, da je:

$$U_{x,t} = U_k \sin \omega t' \quad \text{in} \quad I_{x,t} = I_k \sin(\omega t' - \varphi) \quad 52)$$

Enačbi 50) in 51) pa bi dobili natančno isto obliko, kakor jo imata enačbi 50) in 51), če bi še razdaljo od začetka proge x nadomestili z razdaljo od konca proge. Torej sta oba konca proge fizikalno res popolnoma enakopravna in slika dveh z obeh koncev proge prihajajočih valov je v vseh smereh in vseh obratnih primerih neoporečna.

II. OBRATNE SLIKE Z VELEPRENOSNIH PROG

9. Teorija, ki opisuje elektromagnetno dogajanje na veleprenosni progi s pomočjo dveh potujočih valov, vdirajočih vsak s svojega konca proge, vodi, kakor smo videli, do telegrafске enačbe, oziroma do dvojice telegrafskih enačb. Poenostavljena s tem, da se ne meni za omski upor proge, je postavila poenostavljeni enačbi 30) in 31) v ospredje. V teh dveh enačbah tiče nedvomno poenostavljene slike, ki jih živi obrat potrebuje.

Živa elektrotehnika uveljavlja povsod v svoji panogi jakih tokov čiste, enobarvne sinusne časovne oblike. Zato ji ni treba upoštevati trenutnih napetosti in tokov, torej vsega časovnega spreminjevanja obratnih slik. Dovolj ji je, da pozna odnose med tako imenovanimi efektivnimi napetostmi in toki. Nujno sledi iz tega, da ji je telegrafska enačba v prvotni obliki preveč zgovorna.

Elektrotehnika pa uporablja že dolgo tako imenovani simbolični kalkulo, ki se naslanja na znane kazalčne diagrame. Kazalec izmenične napetosti in toka ima vselej dolžino, ki ustreza največji ali pa efektivni jakosti napetosti, oziroma toka, in smer, ki ustreza faznim premaknitvam med napetostmi in toki. V Gaussovi ravnini je kazalec slika neke kompleksne veličine. Če se torej kazalec izmenične veličine zateče v Gaussovo ravnino, dobi simbol v obliki kompleksne veličine, in s temi simboli sme teorija operirati, kot da so resnične kompleksne veličine. Na ta način pa dobi izraze, v katerih nastopajo samo še efektivne jakosti napetosti in tokov ter ustrezni fazni koti. Simbolični kalkulo je potemtakem teoriji izmeničnih tokov in napetosti izredno važno orodje. Njegova pomanjkljivost je le v tem, da zmnožek dveh kompleksnih simbolov ne more pomeniti zmnožka ustreznih dveh izmeničnih veličin, če ne uporabljamo posebnih trikov.

Če se odločimo, da dobe vsi kazalci izmeničnih veličin dolžino največje jakosti, dobe ustrezni kompleksni simboli seveda isti iznos. Simbol napetosti:

$$U_{0t} = U_0 \sin \omega t$$

je torej:

$$U_0 = U_0 (\cos \omega t + j \sin \omega t) = U_0 e^{j\omega t}$$

in simbol toka:

$$I_{0t} = I_0 \sin(\omega t - \varphi)$$

je:

$$I_0 = I_0 [\cos(\omega t - \varphi) + j \sin(\omega t - \varphi)] = I_0 e^{j\omega t} \cdot e^{-j\varphi}$$

Ker so običajni problemi tehnike jakih tokov vsi v okviru določene frekvence $f - \omega = 2\pi f -$, izločujemo v simbolih skupni faktor:

$$e^{j\omega t}$$

Isto očitujejo običajni kazalčni diagrami, ker v njih vsi kazalci mirujejo, projeciramo jih pa, če nas zanimajo trenutne slike, na časovnico, ki se suče s kotno hitrostjo ω v nasprotni smeri naraščajočih faznih kotov. Potemtakem je simbol napetosti $U_0 \sin \omega t$ tudi preprosto U_0 , simbol toka $I_0 \sin(\omega t - \varphi)$ pa:

$$I_0 = I_0 [\cos(-\varphi) + j \sin(-\varphi)] = I_0 e^{-j\varphi}$$

Seveda pomeni:

$$j \cdot \dot{U}$$

napetost, ki prehiteva napetost U_{0t} za četrtno periode in ima njeno jakost.

Ves ta postopek, ki je v elektrotehniški teoriji zelo udomačen, dovoljuje tudi telegrafski enačbi v obeh njenih oblikah 50) in 51) prehod od trenutnih vrednosti do simboličnih. Brez težav dobimo:

$$\dot{U}_x = \dot{U}_0 \cos(\omega x \sqrt{lc}) - j \dot{I}_0 z \sin(\omega x \sqrt{lc}), \quad \dots \quad 53)$$

$$\dot{I}_x = \dot{I}_0 \cos(\omega x \sqrt{lc}) - j \frac{\dot{U}_0}{z} \sin(\omega x \sqrt{lc}), \quad \dots \quad 54)$$

oziroma:

$$\dot{U}_0 = \dot{U}_x \cos(\omega x \sqrt{lc}) + j \dot{I}_x z \sin(\omega x \sqrt{lc}), \quad \dots \quad 55)$$

$$\dot{I}_0 = \dot{I}_x \cos(\omega x \sqrt{lc}) + j \frac{\dot{U}_x}{z} \sin(\omega x \sqrt{lc}), \quad \dots \quad 56)$$

Odslej naj bo časovni kot, ki je v telegrafskih enačbah povezan z razdaljo od začetka proge, preposto:

$$\omega x \sqrt{lc} = \frac{2\pi \cdot 1x}{300.000} = \frac{2\pi}{6000} \cdot x^{(km)} = kx, \quad \dots \quad 57)$$

ker se prenosna tehnika v Evropi zanima le za običajno frekvenco:

$$f = 50 \text{ period v sekundi.}$$

Skoraj vsi praktični problemi veleprenosnih prog opazujejo obratne slike na začetku in na koncu proge, vmesne slike jim niso važne. To pomeni omejitve telegrafskih enačb na posebno vrednost:

$$x = L \text{ kilometrov.}$$

Potemtakem bi potrebovali za opis praktičnih obratnih slik enačbe:

$$\dot{U}_k = \dot{U}_0 \cos(kL) - j \dot{I}_0 z \sin(kL), \quad \dots \quad 53 \text{ a)}$$

$$\dot{I}_k = \dot{I}_0 \cos(kL) - j \frac{\dot{U}_0}{z} \sin(kL), \quad \dots \quad 54 \text{ a)}$$

oziroma:

$$\dot{U}_0 = \dot{U}_k \cos(kL) + j \dot{I}_k z \sin(kL), \quad \dots \quad 55 \text{ a)}$$

$$\dot{I}_0 = \dot{I}_k \cos(kL) + j \frac{\dot{U}_k}{z} \sin(kL) \quad \dots \quad 56 \text{ a)}$$

in pa seveda neke predpise za napetost in tok na začetku ali pa na koncu prenosne proge. V večini primerov določa konec proge, kaj obrat potrebuje. Zato sta enačbi 55 a) in 56 a) osnovno orodje v obratni teoriji veleprenosnih prog.

10. Kako koristni sta telegrafski enačbi v simbolični obliki obratni teoriji veleprenosnih prog, vidimo takoj, če posežemo po onih obratnih slikah, ki jih poznamo že iz prvega poglavja. Opisujejo nam obremenitev proge z naravno močjo in pa neobremenjeno progo.

Naravna moč predpostavlja na koncu proge tok, ki je v fazi z napetostjo in ki je z njo povezan, kot da bi valovni upor v Ohmovem zakonu prevzel vlogo omskega upora. To predpostavko izražamo simbolično preprosto takole:

$$\dot{I}_k = \frac{\dot{U}_k}{z} \quad \dots \quad 58)$$

Iz enačbe 55 a) dobimo takoj:

$$\dot{U}_0 = \dot{U}_k [\cos(kL) + j \sin(kL)] = \dot{U}_k \cdot e^{j \cdot (kL)}, \quad \dots \quad 59)$$

iz enačbe 56 a) pa:

$$\dot{I}_0 = \dot{I}_k [\cos(kL) + j \sin(kL)] = \dot{I}_k \cdot e^{j \cdot (kL)} \quad \dots \quad 60)$$

Torej je tudi:

$$\dot{I}_0 = \frac{\dot{U}_0}{z} \quad \dots \quad 61)$$

in, kakor sledi iz enačb 53) in 54):

$$\hat{U}_x = \hat{U}_0 [\cos(kx) - j \sin(kx)] = \hat{U}_k e^{-j(kx)} \quad \dots \quad 62)$$

$$\hat{I}_x = \hat{I}_0 [\cos(kx) - j \sin(kx)] = \hat{I}_k e^{-j(kx)} \quad \dots \quad 65)$$

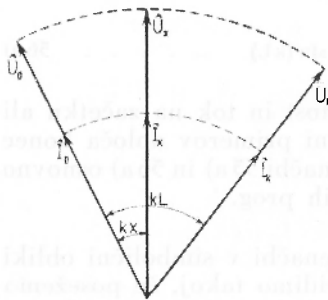
$$\hat{I}_x = \frac{\hat{U}_x}{z}$$

Je pa:

$$\hat{U}_x = \hat{U}_L e^{-j(kx)} \cdot \frac{e^{j(kL)}}{e^{j(kL)}} = \hat{U}_L e^{jk(L-x)} \quad \dots \quad 64)$$

in seveda:

$$\hat{I}_x = \hat{I}_k e^{jk(L-x)} \quad \dots \quad 65)$$



Slika 8.

Vzdolž vse proge imata napetost in tok isto jakost, le faza se obema spreminja in sicer prehitevata napetost in tok v razdalji x od začetka proge za fazni kot $k(L-x)$. To opisuje slika 8.

Kolikšna je naravna moč? Višek napetosti U_k je U_k , največja jakost toka \hat{I}_k pa I_k . Oba sta enobarvno sinusna. Ker sta v fazi, ustrežata moči:

$$\frac{U_k^2}{2z} = \frac{I_k^2 z}{2} \quad \dots \quad 66)$$

Vse to je popolnoma skladno s 7. odsekom. V praktičnem delu računamo seveda z efektivnimi napetostmi in toki, torej z:

$$\frac{U_L}{\sqrt{2}} \quad \text{in} \quad \frac{I_k}{\sqrt{2}}$$

Ker smo vsa raziskavanja omejili na eno fazo trofaznega sistema in zato uvedli fazne napetosti poleg obratnih induktivnosti in kapacitivnosti, moramo pričakovati v živem trofaznem obratu naravno moč:

$$N_n^{(3)} = 3 \cdot \frac{U_k}{\sqrt{2}} \cdot \frac{I_k}{\sqrt{2}} = \frac{3}{2} \cdot \frac{U_L}{z} = \frac{3}{2} I_k^2 z \quad \dots \quad 67)$$

U_k je v tem primeru seveda višek fazne napetosti. Če pa računamo, kakor smo vajeni, z efektivno zvezano napetostjo $\hat{U}_k^{(2)}$, dobimo preprosto:

$$N_n^{(3)} = \frac{U_k^{(z)}}{z} \dots \dots \dots 67a)$$

Temu izrazu ustreza številčni primer na koncu 7. odseka.

Obratni primer neobremenjene proge dopušča na splošno samo jalove toke na koncu proge. Torej je:

$$\hat{i}_k = \pm j \frac{\hat{U}_k}{z} \cdot \xi \dots \dots \dots 68)$$

Pozitivni predznak velja kapacitivnemu, negativni induktivnemu bremenu.

Iz enačbe 55 a) dobimo:

$$\hat{U}_0 = \hat{U}_k [\cos(kL) + \xi \cdot \sin(kL)], \dots \dots \dots 69)$$

iz enačbe 56 a) pa:

$$\hat{i}_0 = j \frac{\hat{U}_k}{z} [\sin(kL) \pm \xi \cos(kL)] \dots \dots \dots 70)$$

V posebnem primeru jalove obremenitve:

$$\xi = \mp \operatorname{tg}(kL)$$

je:

$$\hat{U}_0 = \frac{\hat{U}_k}{\cos(kL)}, \quad \hat{i}_0 = 0.$$

Če pa je proga popolnoma neobremenjena, torej:

$$\xi = 0,$$

dobimo:

$$\hat{U}_0 = \hat{U}_k \cos(kL)$$

in

$$\hat{i}_0 = j \frac{\hat{U}_k}{z} \sin(kL).$$

V vseh primerih neobremenjene proge obdržita tok in napetost vzdolž vse proge svojo fazo. Torej se pojavi na progi stoječ napetostni in tokovni val skladno z izsledki 7. odseka. Prenosna razdalja L se uveljavlja v teh posebnih obratnih slikah na zelo značilen način. Vzdolž vse proge je seveda tok povsod jalov.

Omembe vredna je enakopravnost obeh koncev proge, ki se očituje v slikah neobremenjene proge. V primeru:

$$\xi = 0, \text{ torej } \hat{i}_k = 0$$

je:

$$\hat{U}_k = \frac{\hat{U}_0}{\cos(kL)},$$

v primeru:

$$I_0 = 0$$

pa:

$$\hat{U}_0 = \frac{\hat{U}_k}{\cos(kL)}$$

Na tistem koncu proge tedaj, na katerem izgine tok, se pojavi višja napetost in sicer obakrat v razmerju $1 : \cos(kL)$.

11. S stališča starejše teorije pričakujemo na zelo dolgih progah neznosne induktivne napetostne izgube. Kolikšne so v resnici in kako se uvrščajo v obratne slike? Tudi na to vprašanje nam mora dati telegrafska enačba jasen odgovor.

Košček proge, ki meri dx kilometrov, vodi tok I_x , če leži v razdalji x kilometrov od začetka proge. Njegov induktivni upor je seveda:

$$\omega \cdot l \cdot dx \text{ omov,}$$

njegov prispevek k induktivni napetostni izgubi pa:

$$j \cdot \omega \cdot l \hat{I}_x dx.$$

Torej je:

$$\Delta \hat{U}_1 = \int_0^L j \cdot \omega \cdot l \cdot \hat{I}_x dx$$

induktivna napetostna izguba vse proge.

Iz enačbe 54) dobimo:

$$\Delta \hat{U}_1 = j z \hat{I}_0 \sin(\omega L \sqrt{lc}) - \hat{U}_0 \cos(\omega L \sqrt{lc}) + \hat{U}_0$$

in, če upoštevamo enačbo 53 a):

$$\Delta \hat{U}_1 = \hat{U}_0 - \hat{U}_k \dots \dots \dots 71)$$

Ta izsledek je kajpak trivialen: ker zanemarjamo omski upor proge, moramo vso razliko med začetno in končno napetostjo pripisovati induktivni napetostni izgubi. Toda v obratni sliki obremenitve z naravno močjo smo videli napetost na obeh koncih proge na isti višini in le v fazni razliki, ki ustreza časovnemu kotu $\omega L \sqrt{lc}$. Torej nam v tem idealnem obratnem primeru induktivne napetostne izgube ne delajo prav nobenih preglavic. Saj je tok naravne moči povsod v fazi z napetostjo.

Morda je ta delna obratna slika iz območja zelo dolgih prog najučinkovitejše opozorilo, da so starejša gledanja v problem induktivnih napetostnih izgub popolnoma nezadostna. Toda v ti delni obratni sliki se skrivajo še nadaljnje zanimive potankosti.

V primeru obremenitve z naravno močjo se toku vzdolž proge faza neprestano spreminja. Torej se spreminja tudi faza induktivne napetostne izgube od koščka proge do sosednega. In vsa napetostna izguba je geometrična vsota vseh delnih napetostnih izgub.

To opisuje slika 9., ki niza delne induktivne napetostne izgube vzdolž proge v loku s polmerom $U_0 = U_k$ in središčnim kotom kL . V razmerju tetive do loka, torej v razmerju:

$$\frac{\sin\left(\frac{kL}{2}\right)}{\frac{kL}{2}}$$

je celotna napetostna izguba manjša od aritmetične vsote vseh delnih.

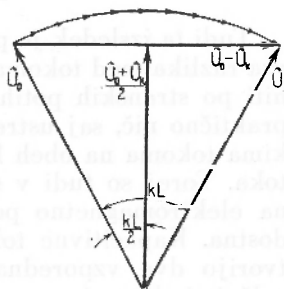
Če bi bila obratna slika, ki smo jo zgradili brez upoštevanja omskega upora, popolnoma neoporečna, bi morali tudi v ustroju omskih napetostnih izgub pričakovati podobno geometrično seštevanje. Seveda bi morali računati s fazno razliko $\pi/2$ med induktivnimi in omskimi napetostnimi izgubami in U_k bi za celotno omsko izgubo postala manjša od U_0 .

V tem primeru, ki izkazuje resnično napetostno izgubo, mislimo nehoté na pravkar omenjeno razliko med tetivo in lokom v kazalčni sliki 9. Mnogo pa si od te razlike ne smemo obežati. Saj ima 1000 kilometrov dolga proga časovni fazni kot $kL = 2\pi/6$, torej ustreza omilitev napetostnih izgub faktorju:

$$\frac{0.5 \times 6}{\pi} = \frac{3.0}{3.14},$$

kar pomeni le nekaj več kakor 4 odstotke.

Zdaj, ko vidimo, da ostanejo v obratu z naravno močjo induktivne napetostne izgube popolnoma brez vpliva, čeprav smo se jih, v okovih zastarelih slik, izredno bali, se nam vsiljuje vzporedno vprašanje, kakšne so tokovne izgube, s katerimi grozi kapacitivnost proge. Ugotovitev, da ostane v primeru obratovanja z naravno močjo tok vzdolž vse proge neokrnjen, obeta popolnoma neškodljiv poseg kapacitivnosti v obratno sliko.



Slika 9.

Košček proge, ki meri dx kilometrov, ima kapacitivno upornost:

$$\frac{1}{\omega \cdot c \cdot dx}$$

in zato tokovno izgubo:

$$j \cdot U_x \cdot \omega c dx$$

Celotna tokovna izguba vse proge je seveda:

$$\Delta i_c = \int_0^L j \cdot U_x \cdot \omega c dx,$$

torej, če upoštevamo enačbo 53):

$$\Delta i_c = j \frac{\hat{i}_0}{z} \sin(\omega L \sqrt{1c}) - \hat{i}_0 \cos(\omega L \sqrt{1c}) + \hat{i}_0$$

in, če pritegnemo še enačbo 54 a):

$$\Delta \hat{i}_c = \hat{i}_0 - i_k \dots \dots \dots 72)$$

Tudi ta izsledek je prav za prav trivialen. Seveda je morala vsa razlika med tokoma na obeh koncih proge nekje vmes izginiti po stranskih potih. Vsa ta tokovna izguba pa ne pomeni praktično nič, saj ustreza le fazni razliki med sicer enako jakima tokoma na obeh koncih proge, ki sta stoo odstotno žlahtna toka. Torej so tudi v smeri tokovnih izgub starejša gledanja na elektromagnetno pozornico dolge proge popolnoma nezadostna. Kapacitivne tokovne in induktivne napetostne izgube tvorijo dva vzporedna pojava s popolnoma podobnimi kazalčnimi slikami.

12. Izredne prednosti, ki jih obeta prenašanju električne energije naravna moč, nalagajo obratnemu inženirju naloge, katerim se mora posvetiti z vso pazljivostjo in skrbnostjo. Breme na koncu prenosne proge očitno ne sme neočiščeno zadeti naprave, ki je nekakšen most med proizvajališčem in odjemališčem električne energije.

Neštetim odjemalcem, ki zajemajo energijo v razdeljevalnih omrežjih onkraj konca prenosne proge, ni mogoče odrekati jalovih tokov. Motorji jih potrebujejo. V področjih, v katerih je poleg razsvetljave močan motorni pogon, nastajajo neizbežno bremena, ki vsiljujejo prenosni progji poleg žlahtnih tudi močne jalove toke. Jalovih tokov pa prenos z naravno močjo ne dopušča.

Če hočeš očistiti breme, ki ga razdeljevalna omrežja kopičijo ob koncu prenosne proge, da postane prenosno z naravno

močjo, mu moraš odvzeti ves jalovi del, preden doseže daljnovid. Ta naloga ne pozna teoretskih težav. Jalova bremena razdeljevalnih omrežij so induktivna, ker so sestavljena po večini iz vzbujalnih potreb asinhronskih motorjev. Kompenziraš jih prav lahko s tem, da jim umetno dodajaš vzporedna enako močna kapacitivna bremena.

Znano je, da opravlja sinhronski stroj, ki je prevzbujen, vlogo kondenzatorja. Toda mnogo preprostejša postane slika sinhronskega stroja, ki je prevzel ob koncu prenosne proge vlogo bremenskega kompenzatorja, če si predstavljamo, da jalovih bremen sploh ne prenašamo, da proizvajamo pred začetkom proge le žlahtno moč, na koncu proge pa dodatno jalovo. Saj za proizvajanje jalove moči ne trosimo energije. Torej se z njim lahko odmaknemo viru energije, premogovniku, vodni sili. Dozdevni kondenzator je v tej sliki sinhronski generator, ki proizvaja potrebno jalovo moč.

Teorija, ki postavlja naravno moč v ospredje prenosnih problemov, vodi potemtakem do naprav, ki imajo na obeh koncih prenosne proge elektrarne: ob začetku žlahtno, ob koncu jalovo. Jalove so seveda dokaj preprostejše od žlahtnih, ker obratujejo brez energijskega gospodarstva in ne potrebujejo ne turbin ne vodnih zgradb ne kotlišč.

V sodobnem električnem vlegospodarstvu, ki vpreza številne elektrarne v skupni delovni okvir, ni težko omejiti žlahtno breme, ki naj ga prevzame prenosna proga, na naravno moč. Res je sicer, da tudi najskrbnejša regulacija ne more doseči matematično natančne in popolnoma stalne naravne moči. Pač pa bo dosegla znosna nihanja žlahtnih prenosnih bremen okoli naravne moči. Prenos z naravno močjo je v živem obratu ideal, ki se prav nič ne razlikuje od vseh idealov človeškega sveta.

Teže je doseči popolno kompenzacijo bremen, ki jih prinaša konzum. Jalova bremena so neizbežni spremljevalci žlahtnih. Žlahtnih bremen ne moremo in ne smemo odklanjati, dokler jih zmoremo. Toda kolikšna bodo poleg njih jalova, ko bo izčrpana zmogljivost žlahtne elektrarne, je nemogoče vedeti. Ko gradimo poleg žlahtne elektrarne ustrezno jalovo na koncu prenosne proge, tavamo v temi. Seveda bi teoretik priporočal kar se dá močno jalovo elektrarno, ki bo kos vsakemu presenečenju. Praktik pa vidi gospodarske posledice prevelike previdnosti in okleva.

Prenos energije z naravno močjo je v živem obratu še iz nekega drugega vzroka nedosegljiv ideal. Teorija, ki ga priporoča, zanemarja omske upore prenosnih vodnikov. Daljnovid troši v resnici tudi sam energijo, v obliki džaulske toplote

seveda. Torej spreminja vzdolž proge mero svoje naravne moči, česar teorija ne more upoštevati.

Po vsem tem morajo obratnega inženirja zanimati slike, ki jih gradi teorija — seveda tudi poenostavljena teorija — v primeru, da prevzame prenosna proga na svojem koncu poleg žlahtnega bremena, ki ustreza njeni naravni moči, še jalovo breme. In ker je nemogoče vedeti, kolikšno utegne postati neodrinljivo jalovo breme, zanima obratnega inženirja vse območje nezaželenih dodatnih jalovih prenosnih bremen. Saj si obeta iz ustreznih jasnih obratnih slik vpogled v pravilno dimenzioniranje jalovih elektraren na koncih veleprenosnih prog in izpopolnitev slike naravne moči. Teoretskim idealom izkušeni inženir nikoli ne zaupa preveč. Vselej hoče vedeti, kolikšno je dopustno delovno območje v njihovi okolici, ker pozna težave, ki jih kopiči živi obrat.

Telegrafska enačba je v svoji simbolični obliki izredno prikladno orodje osrednjemu problemu veleprenosne proge, ki smo ga pravkar opisali in utemeljili. Če si razkosa simbol toka I_k na koncu proge na dva dela, ustrezno žlahtnemu bremenu z naravno močjo in dodatnemu jalovemu, ki naj se poljubno spreminja, da lahko nastane obsežna obratna slika, bo takoj posegla v postavljeni problem.

Žlahtnemu bremenu z naravno močjo ustreza, kakor že vemo, na koncu proge tok:

$$i_{kz} = \frac{\hat{U}_k}{z} \dots \dots \dots 73)$$

Dodatni jalovi tok ga prehiteva ali pa zaostaja za njim za četrtno periode. Če predpostavljamo, da je ξ -krat jačji, mu moramo dati simbol:

$$\hat{I}_{kj} = \pm j\xi \frac{\hat{U}_k}{z} \dots \dots \dots 74)$$

Torej je:

$$\hat{I}_k = \frac{\hat{U}_k}{z} (1 \pm j\xi), \dots \dots \dots 75)$$

in zapomniti si je treba, da velja zgornji predznak v primeru kapacitivnega, spodnji pa v primeru induktivnega jalovega bremena. Vodilna spremenljivka problema je seveda ξ , ki določa razmerje med jalovim in žlahtnim bremenom:

$$\xi = \frac{I_{kj}}{i_{kz}} \dots \dots \dots 76)$$

Osrednji obratni problem veleprenosne proge, ki mu pravkar polagamo računске temelje, mora predpostavljati, da je

napetost na koncu proge, U_k , stalna. Zato se morajo vsi izsledki tega problema opirati nanjo, oziroma na njen simbol \dot{U}_k . S tem pa postane napetost ob začetku proge, U_0 , nujno spremenljiva. Žlahtna elektrarna mora biti pripravljena, da bo svojo napetost (U_0) tako regulirala, da bo konzum res smel računati s stalno napetostjo (U_k). Iz razumljivih vzrokov je spreminjanje razmerja $U_0 : U_k$ v obratni sliki, ki jo gradimo, izredno važno. Smemo ga celo potisniti v njeno ospredje.

15. Če uveljavimo v enačbi 55a) izraz 75) za tok na koncu proge, dobimo takoj:

$$\dot{U}_0 = \dot{U}_k [\cos(kL) + j \sin(kL)] + \dot{U}_k \xi \cdot \sin(kL) \quad . . . \quad 77)$$

Prvi člen tega izsledka ustreza enačbi 59), pomeni torej napetost, ki jo potrebuje obtežba z naravno močjo na začetku proge. Dodatno, jalovo breme prinaša potemtakem vselej dodatek k tej napetosti. Zato se mora $U_0 : U_k$ spreminjati, če se spreminja ξ , razmerje med jalovim in žlahtnim bremenom.

Zmotno bi bilo sklepati, da potrebuje jalovo breme samo zase napetost na začetku proge, ki ustreza drugemu členu enačbe 77). Če žlahtnega bremena sploh ni, je potrebna začetna napetost:

$$\dot{U}_{00} = \dot{U}_k [\cos(kL) + \xi \sin(kL)],$$

skladno z enačbo 69). Jalovo in žlahtno breme imata torej skupno začetno delno napetost:

$$\dot{U}_k \cos(kL),$$

Iz enačbe 77) dobimo razmerje $U_0 : U_k$ ne glede na fazno razliko teh dveh napetosti:

$$\left(\frac{U_0}{U_k}\right)^2 = [\cos(kL) + \xi \sin(kL)]^2 + \sin^2(kL) \quad . . . \quad 78)$$

oziroma:

$$\frac{1}{\sin^2(kL)} \cdot \left(\frac{U_0}{U_k}\right)^2 - [\cot(kL) + \xi]^2 = 1 \quad . . . \quad 79)$$

Odnos napetostnega razmerja $U_0 : U_k$ do bremenskega faktorja ξ opisuje potemtakem zelo pregledno hiperbola, ki ima ustrezni osi $\sin(kL)$ in 1. Ta hiperbola je nedvomno važen del obratne slike, ki jo sestavljamo.

Vzemimo primer 600 kilometrov dolge prenosne proge! Enačba 57) določa z:

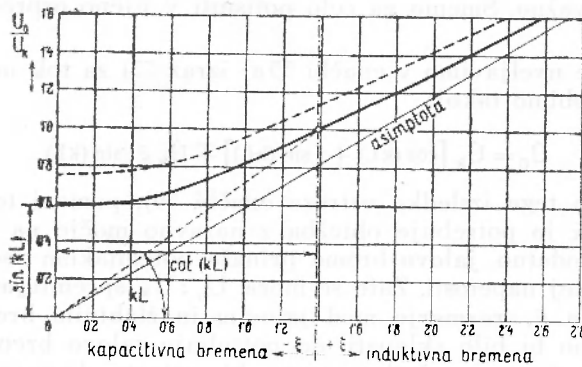
$$L = 600 \text{ (km)}$$

razdaljni kot:

$$kL = \frac{2\pi}{6000} \times 600 = \frac{2\pi}{10} = 36^\circ.$$

Zato je:

$$\cot(kL) = \cot\left(\frac{2\pi}{10}\right) \doteq 1.38.$$



Slika 10.

Temu primeru ustreza slika 10. Najmanjše ujemovo možno napetostno razmerje:

$$U_0 : U_k = \sin(kL) = \sin\left(\frac{2\pi}{10}\right) = 0.59$$

določa hiperboli prvo os. Druga je v merilu ξ -jev enaka 1. Združeni dajeta asimptoti smer.

V razdalji $\cot(kL)$ od osi, na kateri merimo razmerja $U_0 : U_k$ je:

$$\xi = 0.$$

Tam dobimo novo, praktično uporabno os koordinatnega sistema. V smeri rastočih abscis leži območje induktivnih dodatnih bremen, v nasprotni smeri pa seveda območje kapacitivnih. Induktivna dodatna bremena prinašajo očitno zvišane napetosti na začetku prenosne proge, kapacitivna pa znižane.

Slika zanemara kajpak omski upor proge, z njim pa ustrezne napetostne izgube. V neoporečni sliki napetostnih razmerij bi se te napetostne izgube občutno uveljavile. Zaradi njih mora biti napetost na začetku proge višja, kot bi bila brez njih, in zato je resnično razmerje $U_0 : U_k$ večje od idealnega.

V veleprenosnih progah moramo pričakovati deset odstotkov omske napetostne izgube, tudi če uveljavimo čisto naravno moč brez jalovih dodatkov. Ti dodatki večajo vpliv

omskega upora. Zato bi bilo zmotno povečati vsa idealna razmerja $U_0 : U_k$ za nekako deset odstotkov. Pravilno sliko prinaša črtkana krivulja v sliki 10.

Slika 10. pripoveduje, da se spreminja napetostno razmerje v okolici čiste naravne moči, ki zahteva $U_0 : U_k = 1 : 1$, skoraj sorazmerno z jalovim bremenskim dodatkom: dvajsetodstotno jalovo breme prinese nekako desetodstotno povečanje napetostnega razmerja. Toda ta odnos je povezan z dolžino proge.

Če povečamo prenosno razdaljo, postane $\cot(kL)$ manjša, in os, od katere merimo bremenske faktorje ξ -jev, se približa osi napetostnih razmerij. Hkrati poraste $\sin(kL)$ in asimptota hiperbole postane strmejša. Pričakovati moram torej, da bo na daljših progah isti odstotni jalovi bremenski dodatek zahteval občutnejšo spremembo v napetostnem razmerju.

V tej ugotovitvi ni nič presenetljivega. V napetostnem razmerju se skrivajo prenosne napetostne izgube, ki jih le v primeru idealnega prenosa z naravno močjo ni. Seveda pričakujemo na daljših prenosnih progah občutnejše napetostne izgube kakor na krajših, čeprav mislimo na isto obremenitev.

Vse to pa podčrtuje izredni pomen naravne moči za prenašanje električne energije. Res je sicer, da se tudi prenos s čisto naravno močjo ne more otresti vseh napetostnih izgub, ker je nemogoče zatreti vpliv omskih uporov prenosnih žil. Toda zanemarjanje prednosti, ki jih obeta naravna moč, vodi neizbežno v nepotrebne napetostne izgube.

Zanimiv je posebni primer:

$$\cot(kL) = 0,$$

ki ustreza kotu:

$$kL = \frac{\pi}{2}$$

in prenosni razdalji 1500 kilometrov. V tem primeru postane napetostna hiperbola enakostranična:

$$\left(\frac{U_0}{U_k}\right)^2 - \xi^2 = 1.$$

Napetostno razmerje je zdaj za enako močna induktivna in kapacitivna bremena enako občutljivo ter se sploh ne pogrezne pod 1 : 1.

14. Če prinaša obrat poleg žlahtnega bremena z naravno močjo še ξ -krat tolikšno jalovo, je važno vedeti, kolikšno postane ustrezno induktivno breme na začetku prenosne proge. Jasno je namreč, da se mora žlahtno breme neokrnjeno javiti tudi na drugem koncu daljnovođa, isto pa gotovo ne velja za jalovi bremenski dodatek.

Enačba 56a) zahteva, če velja enačba 75):

$$i_0 = \frac{\hat{U}_k}{z} \left\{ \cos(kL) + j [\sin(kL) \pm \xi \cos(kL)] \right\} \dots 80)$$

in zopet ustreza zgornji predznak kapacitivnim, spodnji pa induktivnim dodatnim bremenom na koncu proge.

Seveda velja hkrati odnos 77), ki nam pomaga do izsledka:

$$i_0 = \frac{\hat{U}_0}{z} \cdot \frac{1 + j \left[\pm \xi \cos(2kL) - \frac{\xi^2}{2} \sin(2kL) \right]}{[\cos(kL) \pm \xi \sin(kL)]^2 + \sin^2(kL)} \dots 81)$$

S pomočjo enačbe 78) pa dobimo:

$$i_0 = \frac{U_0}{z} \cdot \left(\frac{U_k}{U_0} \right)^2 \cdot \left\{ 1 + j \left[\pm \xi \cos(2kL) - \frac{\xi^2}{2} \sin(2kL) \right] \right\} \dots 81 a)$$

Žlahtna komponenta toka na začetku proge:

$$\frac{U_0}{z} \cdot \left(\frac{U_k}{U_0} \right)^2$$

obeta seveda žlahtno bremensko moč:

$$U_0 \cdot \frac{U_0}{z} \cdot \left(\frac{U_k}{U_0} \right)^2 = \frac{U_k^2}{z},$$

ki jo zahteva konec proge. Jalova komponenta:

$$j \frac{U_0}{z} \cdot \left(\frac{U_k}{U_0} \right)^2 \cdot \left[\pm \xi \cos(2kL) - \frac{\xi^2}{2} \sin(2kL) \right]$$

pa prinaša jalovo dodatno breme:

$$\frac{U_k^2}{z} \cdot \left[\pm \xi \cos(2kL) - \frac{\xi^2}{2} \sin(2kL) \right] = \varepsilon \cdot \frac{U_k^2}{z}, \dots 82)$$

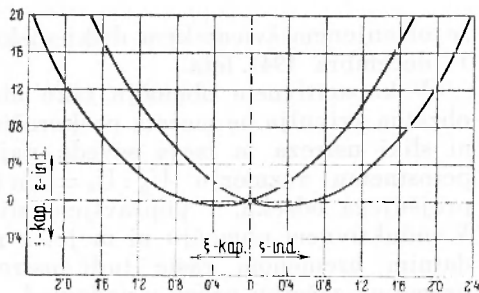
ki ga lahko primerjamo z žlahtnim. Očitno pomeni ε na začetku proge isti odnos kakor ξ na koncu proge, toda med posebnosti dolgih prenosnih vodov sodi tudi dejstvo, da hodita ξ in ε po ločenih potih.

Izsledku:

$$\varepsilon = \pm \xi \cos(2kL) - \frac{\xi^2}{2} \sin(2kL) \dots 82 a)$$

ustreza seveda paraboličen odnos med ξ in ε , dokler se dolžina L prenosne proge in pa seveda višina obratne frekvence ne spremenita (slika 11.).

Zanimivejša je slika, ki prikazuje ε v odvisnosti od napetostnega razmerja $U_0 : U_k$. Dobimo jo, če pritegnemo enačbo 78) in izločimo z njeno pomočjo bremensko razmerje ξ . Najkrajša pot do nje vodi v praktičnem delu čez vrsto različnih bremenskih razmerij (ξ), katerim izračunamo ustrezna razmerja $U_0 : U_k$ in ε .



Slika 11.

Po tej poti je nastala slika 12., ki velja v primeru prenosne razdalje $L = 600$ kilometrov. Iz nje je takoj razvidno, da moramo na začetku proge pričakovati predvsem induktivna dodatna bremena. Kapacitivna so možna, kakor pripoveduje enačba 82 a), le v območju:

$$\xi = 0 \quad \text{do} \quad \xi = 2 \cot(2kL)$$

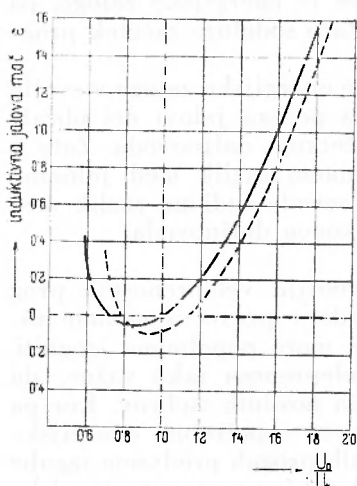
in sicer le tedaj, če ustreza ξ kapacitivnemu dodatnemu bremenu.

Pa tudi v tem območju je kapacitivno dodatno breme na začetku proge omejeno. Največje se pojavi v primeru:

$$\xi = \cot(2kL) \quad \dots \quad 84)$$

in doseže odnosno vrednost:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \cot(2kL) \cdot \cos(2kL) \quad 85)$$



Slika 12.

Obratna slika 12. je zgrajena s pomočjo teorije, ki zanemarja omske upore prenosne proge. V nji nastopajo napetostna razmerja, ki ne upoštevajo neizbežnih omskih napetostnih izgub. Zato so vsa ustrezno premajhna in resnična obratna slika bi bila očitno proti idealni premaknjena, seveda v smer rastočih napetostnih razmerij.

Tako premaknjeno krivuljo najdemo v sliki 12. črtkano. Posneta je po sliki, ki jo prinaša za 600 kilometrov dolgo progo W. Wangerjevo poročilo o problemih energijskega prenosa z vrtilnim tokom na zelo velike razdalje in z velikimi močmi na

že omenjenem švicarskem diskusijskem zborovanju v Curihu 13. decembra 1941. leta.

V kapacitivnem območju tako idealna kakor popravljena obratna krivulja ne moreta prekoračiti določene meje. V idealni sliki ustreza ta meja seveda najmanjšemu možnemu napetostnemu razmerju $U_0 : U_k = \sin(kL)$, ki ga poznamo iz prejšnjega odseka, v popravljeni sliki pa nekoliko večjemu. V induktivnem območju ni meje: z rastočim induktivnim dodatnim bremenom raste tudi ustrezno induktivno dodatno breme na začetku proge v nedogled.

Vse to prikazuje dolgo prenosno progo v okovih dokaj zamotanah energijskih premikanj. V jalovih bremenih se pač skriva prekladanje energije iz električnih v magnetna polja in obratno, zelo dolge proge pa imajo obsežna električna in magnetna polja. Iz njih niha energija po obratnih potrebah v razdeljevalna omrežja in se vrača. Jalova bremena pač ne potrebujejo energijskih virov, temveč le energijske zaloge, pa jih uporabljajo, kjer jih najdejo. Zato sodeluje začetek proge v jalovem delu obrata le delno.

Kratke proge imajo tako slabotne energijske zaloge v svojih električnih in magnetnih poljih, da posega jalovi del obrata nujno čez nje v centralo pred začetkom daljnovoda. Zato v starejših prenosnih slikah ne poznamo razlik med jalovimi bremenimi na obeh koncih proge in seveda tudi ne razlik med prenosnima tokoma na začetku in koncu daljnovoda.

15. Čeprav se poenostavljena teorija veleprenosnih prog izogiba omskim uporom, da ne zaide v preveč zamotane račune, se jim nazadnje vendarle ne more popolnoma izogniti. Energijske izgube so seveda v veleprenosu tako važne, da usmerjajo vse oblikovanje vodov in nosilnih stebrov. Ker pa sodobna tehnika skrbno izločuje vse nepotrebne energijske izgube iz svojih naprav, na prenosnih progah predvsem izgube zaradi možne korone, mora vedeti, kolikšne postanejo džaulske izgube, ki jih povzročajo omski upori prenosnih prog. In zato mora nazadnje le priznati, da ni veleprenosne proge brez njih.

V nekoliko mučnem položaju, v katerega zaide poenostavljena teorija zelo dolgih prenosnih prog zaradi gospodarskih problemov, ki v tehniki povsod spremljajo fizikalne, se ji obeta možnost, ki jo mora izkoristiti. Poenostavljene slike so, kakor smo videli, zelo bližnje resničnim, tistim namreč, ki upoštevajo zanemarljive omske upore. Če tedaj iz poenostavljenih slik potegnemo tok vzdolž proge, upoštevamo kvadrat njegove jakosti in prilagodimo temu kvadratu neizbežno džaulsko toploto, določeno seveda s pomočjo omskega upora, ki tiči v dolžinski enoti prenosnega voda, smemo pričakovati, da bo

tako zgrajena slika džaulskih energijskih izgub sicer obdržala značaj nekakšne idealne slike, da pa bo ostala ravno tako v bližini popolnoma neoporečne slike kakor vse ostale idealne obratne slike.

Ta raziskovalni načrt vodi seveda v vsakem obratnem primeru do drugačne slike energijskih izgub. Zato ga bomo uporabili v okviru osrednjega obratnega primera, ki predpostavlja žlahtno breme z naravno močjo in dodatno ξ -krat tolikšno jalovo.

Temu primeru ustreza enačba 80). Uveljavljena v telegrafski enačbi 54a) prinaša izraz:

$$i_x = \frac{U_k}{z} \left\{ \cos(kL) \cdot \cos(kx) + j \cos(bx) \cdot [\sin(kL) + \xi \cos(kL)] \right\} - j \frac{U_0}{z} \sin(kx).$$

Ker pa velja v predpostavljjenem obratnem primeru tudi enačba 77), dobimo:

$$i_x = \frac{U_k}{z} \left\{ \cos(kL - kx) + j [\sin(kL - kx) \pm \xi \cos(kL - kx)] \right\}. \quad 86)$$

Tok v razdalji x od začetka proge razpade očitno na dve komponenti, ki imata fazno razliko četrtnine periode. V tem primeru oblikujeta komponenti svoji džaulski energijski izgubi popolnoma samostojno in njuna prispevka se preprosto seštevata.

Če vsebuje kilometer prenosnega vodnika omski upor r , bo v dx kilometrov dolgem koščku proge prva komponenta prenosnega toka prispevala džaulsko toploto:

$$r \cdot \frac{U_k^2}{z^2} \cdot \cos^2(kL - kx) dx,$$

druga komponenta pa:

$$r \cdot \frac{U_k^2}{z^2} \cdot [\sin(kL - kx) + \xi \cos(kL - kx)]^2 dx.$$

Teorijo zanima seveda predvsem odnos energijskih izgub do prenesene energije. Zato bo svoje raziskovanje usmerila na izraz:

$$w = \frac{rL}{z} \cdot \int_0^L [1 \pm \xi \sin 2(kL - kx) + \xi^2 \cos^2(kL - kx)] dx, \quad 87)$$

ki vodi do izsledka:

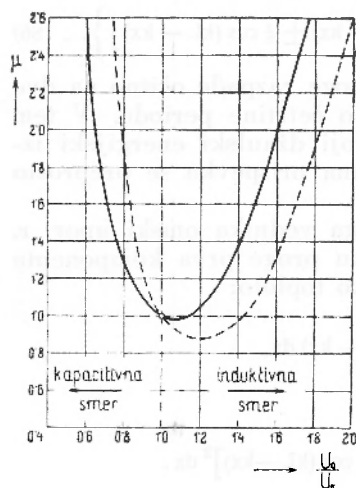
$$w = \frac{rL}{z} \left\{ 1 \pm \frac{\xi}{2kL} [1 - \cos(2kL)] + \frac{\xi^2}{2} \left[1 + \frac{\sin(2kL)}{2kL} \right] \right\}. \quad 88)$$

V njem je rL omski upor vse proge, z pa dozdevno omsko breme na njenem koncu. Razmerje $rL : z$ določa seveda razmerje med džaulsko toploto v progi in v istem času preneseno energijo. To razmerje določi graditelj proge po izsledkih svojih gospodarskih računov, uveljavi ga pa obratni inženir z naravno prenosno močjo. Ko pa se poleg naravnega žlahtnega bremena pojavijo še dodatna ξ -krat tolikšna jalova, se odnosne energijske izgube μ -krat povečajo in sicer je:

$$\mu = 1 \pm \frac{\xi}{2kL} \left[1 - \cos(2kL) \right] + \frac{\xi^2}{2} \left[1 + \frac{\sin(2kL)}{2kL} \right]. \quad 88a)$$

V tem važnem izrazu ustreza pozitivni predznak kapacitivnim, negativni pa induktivnim dodatnim jalovim bremenom.

Vnovič imamo parabolično razmerje med obratnima činiteljima μ in ξ . Iz enačbe 88a) pa je razvidno, da so možna dodatna jalova bremena, ki potlačijo odnosne energijske izgube celo pod one, ki jih obeta čisti prenos z naravno močjo. Ta ugotovitev ima nedvomno velik praktični pomen.



Slika 13.

Praktika zanima odnos energijskih izgub do napetostnega razmerja $U_0 : U_k$. Če vnovič posežemo po primeru 600 kilometrov dolgega daljnovoda, si lahko sestavimo obratno sliko 15, ki stoji poleg teh vrstic. Takoj vidimo, da se μ v tem primeru pogrezne pod idealno vrednost (1.0) le za dober odstotek. Predvsem pa vidimo, da energijske izgube hitro naraščajo, če se z dodatnimi jalovimi obtežbami preveč oddaljujemo od najugodnejše bremenske slike.

Ta ugotovitev je za električno gospodarstvo tako važna, da jo je treba natančneje opisati.

Znano je, da naj v gospodarsko neoporečni prenosni progi energijske izgube prevzamejo polovico vseh prenosnih stroškov. Zato pomeni desetodstotno povečanje džaulske toplote v daljnovodu nekako petodstotno povečanje prenosnih stroškov. Ker pa nastanejo ti dodatni stroški zaradi dodatnih jalovih bremen, jih mora prevzeti neizpremenjeno žlahtno breme, ki se zaradi tega v vsaki svoji kilovatni uri ustrezno podraži. Po vsem tem je treba desetodstotno povečanje džaulske toplote v veleprenosni progi potisniti v zelo

ostro svetlobo, in ustreznim dodatnim jalovim bremenom je vsekakor treba dati značaj skrajno še dopustnih, če ne že nedopustnih bremen.

Razpredelnica št. 1.

	s_r	μ	$U_0 : U_k$
↑ induktivna smer	0.5	1.097	1.25
	0.4	1.042	1.195
	0.3	1.005	1.144
	0.2	0.986	1.096
	0.1	0.984	1.046
↓ kapacitivna smer	0.0	1.0	1.0
	0.1	1.055	0.955
	0.2	1.084	0.907

Iz razpredelnice št. 1 je razvidno, da se povečajo v 600 kilometrov dolgi progi džaulske izgube za deset odstotkov, če dodamo žlahtnemu bremenu z naravno močjo jalovi induktivni dodatek, ki doseže polovični obseg žlahtnega, ali pa kapacitivni dodatek, ki doseže nekako petino žlahtnega. V prvem primeru je treba napetost na začetku proge povečati za 25 odstotkov, v drugem pa zmanjšati za 10. V prvem primeru ima breme $\cos \varphi = 0.89$, v drugem pa 0.98. Torej je res treba obratovati v razmeroma ozkem območju jalovih bremenskih dodatkov.

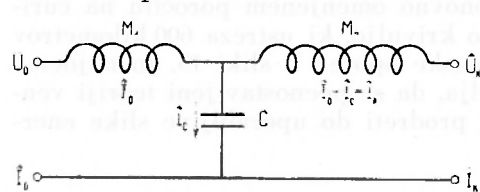
Seveda je tudi obratna slika 15. nenatančna. Zgradila jo je pač teorija, ki zanemarja omske upore, čeprav jih naknadno upošteva, ko raziskuje prenosne energijske izgube. Popravljena slika bi morala premakniti »idealno« krivuljo v smeri rastočih razmerij $U_0 : U_k$. V že ponovno omenjenem poročilu na curiškem zborovanju najdemo krivuljo, ki ustreza 600 kilometrov dolgi progi in upošteva omske upore. V sliki 15. jo najdemo črtkano. Zgovorno ugotavlja, da se poenostavljeni teoriji vendarle zadovoljivo posreči prodreti do uporabljive slike energijskih prenosnih izgub.

MODEL VELEPRENOSNE PROGE

16. V obratnih slikah električnih naprav, ki združujejo proizvodnjanje, prenašanje in razdeljevanje električne energije v skupnem okviru, si često želimo videti veleprenosno progo nekako zgoščeno, torej njene porazdeljene induktivne in kapacitivne upore stisnjene v točke in hkrati njeno dolžino izločeno. Radi bi pač vedeli, kakšen induktiven, oziroma kapacitiven upor, ali pa kakšna spretna kombinacija obeh bi lahko nadomestovala vso zamotano elektromagnetno tvorbo, ki jo imenujemo veleprenosna proga.

Isto željo doživlja praktik, ki bi rad z meritvami preiskal svojo progo, prav posebno pa znanstvenik, ki bi seveda hotel v laboratoriju dognati, ali so njegovi teoretski izsledki pravilni. Model, seveda neoporečen model veleprenosne proge, je nedvomno potreben teoriji in praksi.

Kaj pričakujemo od dobrega modela, ki naj tako rekoč stlači vso sto in sto kilometrov dolgo prenosno progo v omaro s skromnimi prostornimi potrebami? Da bo na tistih svojih sponkah, ki naj ustrezajo koncu veleprenosne proge, pokazal iste obratne veličine (\hat{U}_k in \hat{I}_k) kakor telegrafska enačba, če mu bomo na sponkah, ki pomenijo začetek proge, vsilili določeno napetost \hat{U}_0 in določen tok \hat{I}_0 , pa seveda tudi narobe. Model ne more opisovati pojavov vzdolž proge, ker je to prostorno razsežnost načrtno izločil. Model nadomesti vso progo s štirimi sponkami, z začetkom in koncem daljnovoda, pa seveda še z nečem, kar je vmes in posreduje pravilno med obema dozdevnima koncema.



Slika 14.

Dosedanje raziskovanje te študije, ki zanemarja omsko upornost veleprenosne proge, skoraj vsiljuje kombinacijo dveh induktivnosti v zaporednem stiku in med njima kot nekakšen most neko kapacitivnost. Ta preprosta kombinacija, ki jo prikazuje slika 14., naj gradi model veleprenosne proge.

Zakaj posega prvi poskus po dveh različnih delnih induktivnostih M_1 in M_2 ? Ker je jasno, da bo v prvem delu modela,

tam, kjer hočemo imeti induktivnost M_1 , nastopil tok I_0 , v drugem delu pa tok I_k :

$$\hat{I}_0 = \hat{I}_c + \hat{I}_k,$$

če naj bo model dober, in ker moramo pričakovati na sponkah kondenzatorja s kapacitivnostjo C napetost, ki naj leži nekje v sredi med napetostima \hat{U}_0 in \hat{U}_k .

Seveda ne smemo z gotovostjo pričakovati, da se nam bo model takoj v prvem poskusu posrečil. Še manj smemo pričakovati, da bodo nadomestne induktivnosti in kapacitivnosti ustrezale resničnim, da bo torej:

$$M_1 + M_2 = L.1$$

in:

$$C = L.c.$$

Dolge proge so, kakor že vemo, dokaj zamotano zgrajene elektromagnetne tvorbe in prenosna razdalja L bo gotovo drugače posegala v model kot s pomočjo pravkar napisanih obeh preprostih enačb.

No, denimo, da smo model pravilno sestavili, in pogledjmo, kakšne odnose med napetostmi in toki na obeh koncih proge nam prinaša! Iz slike 14. razvidimo takoj, da bo:

$$U_0 - j\omega M_1 \hat{I}_0 - j\omega M_2 \hat{I}_k = \hat{U}_k \dots \dots \dots 89)$$

Nadalje vidimo na sponkah kondenzatorja s kapacitivnostjo C napetost:

$$\hat{U}_0 - j\omega M_1 \hat{I}_0$$

in pričakujemo zato v njem tok:

$$\hat{I}_c = \hat{I}_0 - \hat{I}_k = j\omega C (\hat{U}_0 - j\omega M_1 \hat{I}_0) \dots \dots \dots 90)$$

Takoj dobimo iz enačb 89) in 90):

$$\hat{U}_0 = \hat{U}_k (1 - \omega^2 M_1 C) + j\hat{I}_k [\omega M_1 + \omega M_2 (1 - \omega^2 M_1 C)] \dots 91)$$

Če pa ta izsledek uveljavimo v enačbi 90), dosežemo izraz:

$$\hat{I}_0 = \hat{I}_k (1 - \omega^2 M_2 C) + j\hat{U}_k \omega C \dots \dots \dots 92)$$

Ustrezni telegrafski enačbi se glasita:

$$\hat{U}_0 = \hat{U}_k \cos(kL) + j\hat{I}_k z \sin(kL)$$

$$\hat{I}_0 = \hat{I}_k \cos(kL) + j \frac{\hat{I}_k}{z} \sin(kL).$$

Model bo potemtakem opravil vse, kar zahtevata telegrafski enačbi, če bo ustrezal zahtevam:

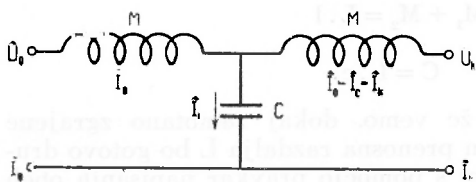
$$1 - \omega^2 M_1 C = 1 - \omega^2 M_2 C = \cos(kL) \quad 93)$$

$$\omega M_1 + \omega M_2 (1 - \omega^2 M_1 C) = z \cdot \sin(kL) \quad 94)$$

$$\omega C = \frac{\sin(kL)}{z} \quad 95)$$

Prva izmed teh treh zahtev je izredno zanimiva. Ugodimo ji z:

$$M_1 = M_2 = M, \quad 96)$$



Slika 15.

kar nam model močno poenostavlja (slika 15.). Kondenzator je treba torej le vklopiti v sredino vsega nadomestnega induktivnega upora!

Ostali dve zahtevi pa tudi nista nemogoči.

Model jima ugoti, če se prilagodi enačbama:

$$M = \frac{z}{\omega} \cdot \operatorname{tg} \left(\frac{kL}{2} \right) \quad 97)$$

in:

$$C = \frac{\sin(kL)}{\omega \cdot z} \quad 98)$$

Po vsem tem je model veleprenosne proge, ki nima omske upornosti, mogoč, pa še celó v preprosti in popolnoma neporečni obliki. Na svojih dveh parih sponk bo v vsakem obratnem primeru točno pokazal vse, kar obetata ustrezni dve telegrafski enačbi.

17. Teoretika, pa tudi prakcija, zanima vprašanje, kolikšna sta nadomesna induktivnost $2M$ in nadomestna kapacitivnost C v primeri z resnično celotno induktivnostjo L in resnično celotno kapacitivnostjo L c veleprenosne proge.

V območju $-\pi/2$ do $+\pi/2$ je:

$$\operatorname{tg} \left(\frac{kL}{2} \right) = \frac{kL}{2} + \frac{1}{3} \left(\frac{kL}{2} \right)^3 + \frac{2}{15} \left(\frac{kL}{2} \right)^5 + \quad 99)$$

hkрати:

$$\sin(kL) = kL - \frac{(kL)^3}{3!} + \frac{(kL)^5}{5!} - \quad 100)$$

Ker pa je:

$$kL := \omega L \cdot \sqrt{1/c} \quad \text{in} \quad z = \sqrt{\frac{1}{c}}$$

ter:

$$kL = \frac{2\pi f \cdot L}{300.000} = \frac{2\pi L}{6000}, \quad \text{če je } f = 50 \text{ (sek}^{-1}\text{)},$$

dobimo iz enačbe 97) odnos:

$$2M = L \cdot l \cdot \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\pi L}{6000} \right)^2 + \dots \right], \quad \dots \quad 97 \text{ a)}$$

iz enačbe 98) pa:

$$C = L \cdot c \cdot \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{\pi L}{6000} \right)^2 + \dots \right]. \quad \dots \quad 98 \text{ a)}$$

Nadomestna induktivnost $2M$ je potemtakem večja od resnične, $L \cdot l$, medtem ko je nadomestna kapacitivnost C manjša od $L \cdot c$. Če doseže prenosna razdalja 300 km, se obe razliki sučeta okoli enega odstotka. Zato sme praktik prenosne proge, ki so krajše od 300 km, mirno nadomestiti z modelom, ki ima isto induktivnost in isto kapacitivnost kakor vsa proga.

Enačbi 97) in 98) lahko po vsem tem prelijemo v prozornejši obliki:

$$2M = L \cdot l \cdot \frac{\operatorname{tg} \left(\frac{kL}{2} \right)}{\frac{kL}{2}} \quad \dots \quad 97 \text{ b)}$$

in

$$C = L \cdot c \cdot \frac{\sin(kL)}{kL} \quad \dots \quad 98 \text{ b)}$$

Zdaj pripovedujeta neposredno, da uveljavlja dolga proga razmerji tangente polovičnega razdaljnega kota kL do ustreznega loka, oziroma sinusa celega razdaljnega kota do ustreznega loka. 300 km pomeni običajni frekvenci (50 sek^{-1}) kot in lok $\pi/10$, torej polovični kot in lok $\pi/20$. V območju tako majhnih kotov je seveda razlika med tangento, oziroma sinusom in ustreznim lokom praktično neznatna.

Zelo dolge prenosne razdalje prinašajo kajpak močno spremenjene slike. 1500 km na primer pomeni razdaljni kot $\pi/2$. Torej bo:

$$2M^{(1500)} = L \cdot l \cdot \frac{4}{\pi} \quad \dots \quad 97 \text{ c)}$$

in

$$C^{(1500)} = L \cdot c \cdot \frac{2}{\pi} \quad \dots \quad 98 \text{ c)}$$

V primeru prenosne razdalje 5000 km, kateri ustreza kot π , pa postane model nemogoč, njegova nadomestna induktivnost bi se morala neskončno povečati. Hkrati bi njegova nadomestna kapacitivnost sploh izginila. Tako dolge prenosne proge imajo očitno svoje notranje nepremostljive težave.

Kakšne? Neskončno velik nadomestni induktivni upor pomeni, da je proga postala nepropustna: najslabotnejši tok bi potreboval neizmerno gonilno napetost, da bi prodril. Torej je za običajno frekvenco ($f = 50 \text{ sek}^{-1}$) 5000 km kritična prenosna razdalja. Seveda je treba upoštevati dejstvo, da zanemarja teorija, ki je izsledila to kritično prenosno razdaljo, ves omski upor v progi. Kljub tej svoji pomanjkljivosti je izsledek zelo zanimiv.

Ce je za 50 period 5000 km kritična prenosna razdalja, ima najnujno 1000 km za 5×50 period isti pomen, ravno tako pa 600 km za 5×50 , 428,57 km za 7×50 , 333,3 km za 9×50 , 272,73 km za 11×50 , 230,77 km za 13×50 period. Vsaka izmed možnih višjih frekvenc ima svojo kritično prenosno razdaljo.

Tehnika jakih tokov se trudi že desetletja, da bi odpravila vse tujefrekvenčne pojave iz svojih naprav. Res se ji je posrečilo urediti sinhronske generatorje, proizvajalce električne energije, tako, da praktično ne motijo živega obrata z nepotrebnimi tujefrekvenčnimi napetostmi. Toda transformatorji in asinhronski motorji, ki sodelujejo v vseh napravah sodobne tehnike jakih tokov, potrebujejo vzbujalne toke, ki ravno zato niso enobarvno sinusni, ker je obratna napetost skoraj brez tujefrekvenčnih valov. Tujefrekvenčni vzbujalni toki so tedaj nevšečni, toda neizbežni gosti veleprenosnih prog. Prav lahko se primeri, da naleti ta ali oni tujefrekvenčni vzbujalni tok na nepremagljive težave. Kopičijo se mu seveda v bližini ustrezne prenosne razdalje.

Analiza vzbujalnega toka sodobnega transformatorja, ki ni zgrajen po posebnih vidikih, prikazuje vselej poleg osnovnega toka močne dodatne toke. Najmočnejši med njimi ima trikratno, nekoliko slabotnejši petkratno, še šibkejši sedemkratno frekvenco. Jakost dodatnih vzbujalnih tokov pojema torej ob rastoči frekvenci. Zato je vzbujanje transformatorjev, pa tudi asinhronskih motorjev, tem manj ogroženo, čim krajša je prenosna proga.

Pred desetletji se je prenosna tehnika izživljala v skromnih razmerah, in 200 km ji je bila mogočna prenosna razdalja. V tem okviru je pretiila morebitna nevarnost le tujefrekvenčnim vzbujalnim tokom, ki nihajo z več kot 15-kratno obratno frekvenco. Znano je, da so ti dodatni vzbujalni toki izredno šibki: analiza jih komaj še ugotovi. Zato starejša prenosna tehnika ni poznala tujefrekvenčnega vzbujalnega problema.

Danes nas zanimajo prenosne razdalje, ki ogrožajo vzbujalne toke sedemkratne in petkratne obratne frekvence. Vzbujalne težave v območju trikratne frekvence stopajo seveda tudi že v območje sodobnih prenosnih razdalj, sodijo pa v posebno poglavje prenosne teorije: trofazne proge evropskega kova načelno ne propuščajo tokov trikratne osnovne frekvence. Ravno tako pa ne propuščajo tokov $3 \times 3 = 9$ -kratne, $5 \times 3 = 15$ -kratne itd. frekvence.

Vzbujalni tok sedemkratne obratne frekvence doseže nekako sedminko jakosti osnovnega vzbujalnega toka, tok petkratne frekvence nekako petinko. Potemtakem moramo biti dandanes pripravljeni na neznosne vzbujalne nepravilnosti.

Iz tega spoznanja se je rodila zamisel transformatorja, ki je očiščen tujefrekvenčnih vzbujalnih tokov. Res se je sodobni tehniki posrečilo graditi transformatorska jedra tako, da ne potrebujejo dodatnih vzbujalnih tokov sedemkratne in petkratne obratne frekvence. Da je ravno ti dve frekvenci mogoče krotiti, je prav za prav čudovito naključje. Globlje raziskovanje tega problema pa vodi do spoznanja, da je dozdevno naključje zasidrano v osnovnih lastnostih trofaznega sistema, v katerih imajo tudi posebnosti tistih tujefrekvenčnih pojavov, ki se sučejo okoli trojne obratne frekvence, svoje korenine.

18. Čeprav opozarja model veleprenosne proge, ki nima omskega upora, zelo nazorno na kritične dolžine prenosnih prog, bi bilo zmotno, iskati v njegovem preprostem sestavu nadomestnih induktivnosti in kapacitivnosti opor za raziskovalne račune, ki bi se hoteli izogniti telegrafski enačbi. Res je sicer, da obeta model zanesljive računske izsledke vsem tistim problemom, ki sprašujejo le po napetostih in tokih na obeh koncih proge, toda iste izsledke prinaša telegrafska enačba brez ovinkov. Model ima predvsem nalogo, omogočiti laboratoriju kontrolo nad teoretskim raziskovanjem prenosnih pojavov.

Mikavno bi bilo na primer naprtiti modelu omski upor proge, ki ga njena poenostavljena telegrafska enačba zanemarja, in na ta način naknadno, po ovinkih, obračunati neizbežno džaulsko toploto. Podoben poskus se je v prejšnjem poglavju s pomočjo telegrafske enačbe dobro posrečil. Model pa uspešnih računov ne omogoča. O tem se kritični raziskovalec kaj lahko prepriča.

Ni težko dognati, zakaj je v tem primeru model tako neuporaben. Predvsem je treba premisliti, da nadomestne induktivnosti in kapacitivnosti v modelu niso enake celotnim resničnim. Gotovo je tedaj, da bi model ne smel prevzeti nespremenjenega resničnega omskega upora v svoj sestav, če

bi hotel biti natančen. Razen tega je džaulska toplota odsev kvadrata jakosti, ki jo doseže prenosni tok. Zdolž proge se v resnični prenosni napravi tok močno in zvezno spreminja, v modelu pa čisto drugače. Problem džaulske toplote posega v notranjost prenosne proge, kateri se model načelno izogiba. Zato ga ne smemo vpreči v račune tega problema.

Model obeta verne slike resničnih obratnih pojavov na obeh koncih proge, molči pa o njenem valovnem uporu, ki določa naravno prenosno moč. Zakaj? Valovni upor je najvažnejši činitelj v pojavu potujočih valov. Teh valov v modelu ni, vsaj načelno jih ni.

Ker pa je naravna prenosna moč za vso teorijo veleprenosnih prog nedvomno najvažnejša veličina, mora model vsaj vedeti, kolikšen je valovni upor proge. Iz enačb 97 b) in 98 b) sledi s pomočjo izraza 95):

$$z = \sqrt{\frac{2M}{C} \cdot \left(1 - \frac{\omega^2 MC}{2}\right)}. \dots \dots \dots 99)$$

Model po vsem videzu nima pravega odnosa do naravne prenosne moči.

V laboratoriju je seveda lahko naprtiti prenosni progi čisto žlahtno breme. Poljuben omski upor R med končnima sponkama modela omogoči žlahtno breme. Naravna moč predpostavlja žlahtno breme, obeta pa tudi na začetku prenosne proge čist, žlahten prenosni tok. Tega pa ne sproži poljuben upor R na koncu proge, temveč le:

$$R = z.$$

In če je bremenski upor R večji ali pa manjši ko z? V tem primeru je treba poseči po telegrafski enačbi. V:

$$\hat{U}_0 = \hat{U}_k \cos(kL) + j \hat{I}_k \cdot z \sin(kL),$$

$$\hat{I}_0 = \hat{I}_k \cos(kL) + j \frac{\hat{U}_k}{z} \cdot \sin(kL)$$

je treba vstaviti:

$$\hat{I}_k = \frac{\hat{U}_k}{R},$$

oziroma:

$$\hat{U}_k = \hat{I}_k R,$$

kar da izsledek:

$$\hat{U}_0 = \hat{U}_k \left[\cos(kL) + j \frac{z}{R} \sin(kL) \right] \dots \dots \dots 100)$$

oziroma:

$$\hat{I}_0 = \hat{I}_k \cdot \left[\cos(kL) + j \frac{R}{z} \sin(kL) \right] \dots \dots \dots 101)$$

Proga oddaja na svojem koncu moč $U_k I_k$. Isto moč mora seveda na svojem začetku sprejemati, ker predpostavljamo, da v nji ni džaulskih energijskih izgub. Iz enačb 100) in 101) je razvidno, da I_0 in \dot{U}_0 nista v fazi. Moč na začetku proge je torej:

$$U_0 \cdot I_0 \cdot \cos \varphi = U_k I_k \dots \dots \dots 102)$$

Takoj sledi iz obeh enačb 100) in 101):

$$\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{\left[\cos^2(kL) + \frac{z^2}{R^2} \sin^2(kL) \right] \cdot \left[\cos^2(kL) + \frac{R^2}{z^2} \sin^2(kL) \right]}} \dots \dots \dots 103)$$

Preprostejši in preglednejši je izraz:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\sin(2kL)}{2} \cdot \left(\frac{R}{z} - \frac{z}{R} \right), \dots \dots \dots 104)$$

v katerem pomeni pozitivni kot φ , da tok \dot{I}_r prehiteva napetost \dot{U}_0 .

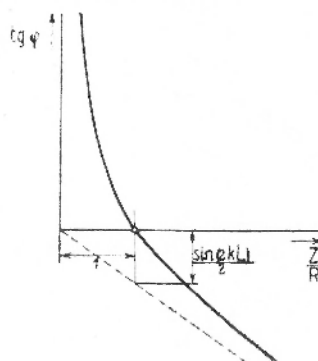
Odvisnost faznega faktorja, $\operatorname{tg} \varphi$, od bremenskega faktorja $\frac{z}{R}$ opisuje nazorno hiperbola v sliki 16. Zelo majhne obtežbe (R velik) povzročajo skoraj jalove, kapacitivne, toke na začetku proge. To je takoj razumljivo: če proga ne prenaša energije, jo obremenjujejo predvsem polnilni toki, ki jih potrebuje kapacitivnost proge.

V primeru:

$$R = z$$

je:

$$\varphi = 0.$$



Slika 16.

To je seveda primer naravne prenosne moči. Če naprtimo progi žlahtno breme, ki je večje od naravnega ($R < z$), postane φ negativen: na začetku se pojavi induktivna jalova komponenta v prenosnem toku.

Po vsem tem pokaže model veleprenosne proge pod čisto žlahtno obtežbo takrat naravno prenosno moč, ko izgine tudi na njegovih vstopnih sponkah fazna razlika med napetostjo in tokom. Ker pa je v tem primeru bremenski upor R enak valovnemu uporu z , je uporabna enačba 99). Induktivnost

modela. 2M, je neposredno izmerljiva. Torej je mogoče posredno izmeriti tudi kapacitivnost, C, modela.

Problem zlahčnih bremen veleprenosnih prog ima seveda svoj samostojen pomen, brez ozira na model. V svoji rešitvi vodi do zanimivih obratnih slik, ki jih tehnika obsežnih prenosov potrebuje. Ni odveč poudariti, da smo jih tu našli s pomočjo telegrafске enačbe.

Takoj sledi iz oblik enačb (101) in (102):

$$\cos \alpha = \frac{1}{\sqrt{\left[\cos^2(\beta l) + \frac{R^2}{Z_0^2} \sin^2(\beta l) \right] + \left[\cos^2(\beta l) + \frac{R^2}{Z_0^2} \sin^2(\beta l) \right]}}$$

Preprostejši in preglebnejši je izraz:

$$\cos \alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{R^2}{Z_0^2} \sin^2(\beta l)}} \quad (103)$$

v katerem pomeni pozitivni kot α , da tok I_0 prehiteva na-
poved I_0 .

Odvisnost faznega faktorja α od promenskega fak-
torja β opisuje nazorno hiperbola v sliki 16. Kolo majhne ob-

težbe (R veliki porazredni slova)
javne kapacitivne toke na začetku
proge. To je tako razumljivo, če
proga ne prenaša energije, je ob-
menjajo prenosno polnilni tok,
ki jih potrebuje kapacitivnost proge.
V primeru:

$$R = 0$$

$$\alpha = 0$$

To je seveda primer natančne pre-
nosne moči. Če napetost progi
zlahčno prenaša, ki je večje od na-
ravnega ($R < Z_0$), postane α nega-

tiven: na začetku se pojavi induktivna lastna komponenta v
prenosnem toku.

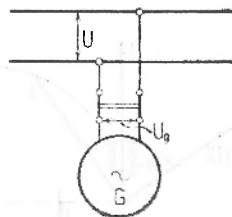
To vam tam pokaže model veleprenosne proge pod čisto
lahkno obtežo takrat nazorno proučimo, ko izjemo tudi
na njegovih vstopnih skrajnih lastna razlika med napetostjo
in tokom. Ker pa je v tem primeru promenski upor R enak
valovnemu uporu Z_0 , je uporna enačba 99. induktivnost



TELEGRAFSKA ENAČBA V STABILNOSTNEM PROBLEMU VELEPRENOSNE PROGE

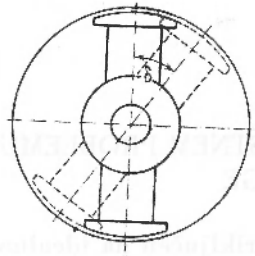
19. V sinhronskem generatorju, ki je priključen na idealno močno omrežje, se vselej borita dve napetosti: generatorska in omrežna. Generatorsko, U_g , inducira v navitju statorja neokrnjeni magnetni fluks rotorja. Omrežna U pa je v idealno močnem omrežju neobčutljiva za bremenske sunke in vsakovrstne druge vplive. Iz kosa nja teh dveh napetosti izvira tok, ki ga generator pošilja v omrežje. Ta tok pa mora premagati induktivnost v navitju statorja, resnično in tudi dozdevno. Dozdevna ustreza, kakor znano, vrtilnemu fluksu, ki ga bremenski toki neizbežno zgrade, ko se pretakajo po navitju statorja. Induktivni upor X , ki ga v sinhronskem generatorju skupno postavljata dozdevna in prava induktivnost, nosi mednarodno ime *sinhronske reaktance*.

Reaktanca je ime induktivnega upora iz mladih dni elektrotehnike. Kakor vse druge mlade vede je tudi elektrotehniška v svojih začetkih rada posegala po »učenih« imenih. Še megle nim pojmom daje človek nehoté oporo z nekako imenitnimi oznakami. Sinhronska pa je reaktanca v normalnem obratu zato, ker se dozdevna in navidezna induktivnost le tedaj, le v tistih pojavih, združujeta, ki se pokoravajo osnovni frekvenci in v sinhronskem generatorju sinhronskemu številu obračajev rotorja. Drugače povedano: bremenski toki grade v navitju statorja le tedaj flukse, ki pomagajo ali pa nasprotujejo osnovnemu magnetnemu fluksu rotorja, če imajo sinhronsko frekvenco. Tujefrekvenčni toki imajo v generatorju samo z resnično, pravo induktivnostjo opravka. Njihovi vrtilni fluksi se sučejo hitreje ko rotor, so torej za železno jedro v rotorju izmenični fluksi in neizbežno se popolnoma izčrpavajo, ko poskušajo iz statorja prodirati v rotor. V masivnih čevlji h polov jih zagrabi jo močni vrtinski toki, in osnovni fluks rotorja se ne meni zanje.



Slika 17.

Najpreprostejši in idealizirani primer sodelovanja generatorja z omrežjem ustreza sliki: omrežje stoji neposredno za sponkami generatorja. V idealizirani sliki je sinhronska re-



Slika 18.

aktanca konstantna, v resnici pa ni, ker se v njenem dozlevnem delu, ki pa je levji, uveljavlja spremenljivost magnetne propustnosti železa.

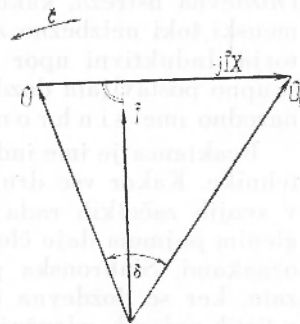
Kaj pripoveduje slika 17.? V trenutku, ko priklopimo »sinhronizirani« generator na omrežje, je:

$$\dot{U}_g = \dot{U},$$

in v krogu sinhronske reaktance ni toka: generator teče prazno. Ko pa prestavimo hitrostni regulator motorja, ki goni

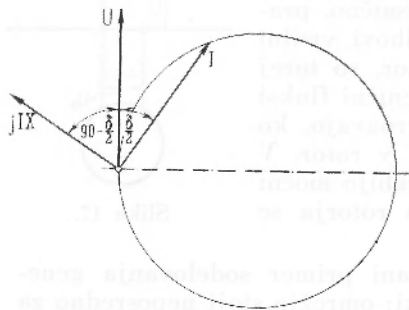
generator, tako da poskusi motor hitreje teči, prevzame \dot{U}_g časovno vodstvo, premakne se za tako imenovani kolesni kot δ in odslej prehiteva \dot{U} omrežno napetost \dot{U} za ta kot. Kolesni kot δ , merjen z »električnim« kotnim merilom, vidiš uresničen v relativni legi ročic rotorja, primerjani z lego istih ročic prazno tekočega generatorja (slika 18.). Seveda ostane tudi obremenjeni rotor v sinhronizmu, saj bi sicer ne mogel v statorju inducirati napetosti pravilne frekvence.

Kazalčna slika 19. pripoveduje, da je generator s svojo napetostjo \dot{U}_g kos omrežni in uporni, $-j\dot{I}X$, ko potiska tok \dot{I} v omrežje. Pripoveduje pa seveda tudi, da mora generator posegati po večjih in večjih kolesnih kotih (δ), ko mu raste električno breme.



Slika 19.

Vse to je dobro znano. Znan je tudi krožni diagram slike 20., ki nastane v spreminjanju kolesnega kota ob neizpremenjenem



Slika 20.

fluksu v rotorju, torej ob stalnem vzbujanju vrtečih se magnetov. Seveda smemo diagram sinhronskega generatorja opremiti z neštetimi krogi s skupnim središčem, če vsakega izmed njih povežemo z ustreznim vzbujanjem rotorja. Tisti krog, ki seče začetno točko koordinatnega sistema v sliki 20., ustreza seveda vzbujanju prazno tekočega generatorja.

Zakaj premetavamo stare, dobro znane slike? Ker tiči v njih marsikaj, česar starejša teorija ni opazila, in ker jih je treba prekrojiti za širši problem, ki raziskuje sodelovanje generatorja z omrežjem na koncu veleprenosne proge. Saj je jasno, da se mora v starih slikah marsikaj spremeniti, če se vrine med sponke generatorja in idealno močno omrežje dolga prenosna proga.

Menda je prof. dr. inž. A. Leonard prvi opazil, da ima skupno središče vseh diagramskih krogov v sliki 20. važen fizikalni pomen. Ko ga je izluščil, je našel, da se odpira telegrafski enačbi udobna pot v raziskovanje sodelovanja sinhronskih generatorjev čez dolge prenosne proge.

Zakaj imajo vsi diagramski krogi skupno središče? Vrnimo se k sliki 19! Če hočemo, si lahko predstavljamo, da potiska omrežna napetost tok:

$$\frac{\dot{U}}{jX}$$

čez sinhronsko reaktanco v generator, generator pa tok:

$$\frac{\dot{U}_g}{jX}$$

v omrežje. Potemtakem vsiljuje generator omrežju tok:

$$\dot{I} = \frac{\dot{U}_g}{jX} - \frac{\dot{U}}{jX} \dots \dots \dots 105)$$

\dot{U} je stalna, tako rekoč nepremakljiva napetost. Torej je tudi njen prispevek k skupnemu toku stalen, nepremakljiv. V krožnem diagramu ga najdemo v kazalcu, ki združuje začetno točko koordinatnega sistema s središčem vseh krogov. Ta kazalec zasluži svoje posebno ime:

$$\dot{I}_d = -\frac{\dot{U}}{jX} \dots \dots \dots 106)$$

Generator prispeva k toku \dot{I} komponento:

$$\dot{I}_g = \frac{\dot{U}_g}{jX} \dots \dots \dots 107)$$

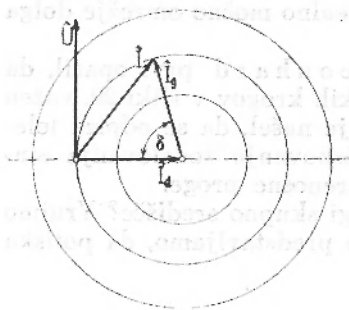
V krožnem diagramu najdemo ustrezní kazalec oprt na središče vseh krogov in nagnjen v kotu δ proti premeru krogov, ki spaja skupno središče z začetno točko koordinatnega sistema. Je torej:

$$\dot{I} = \dot{I}_d + \dot{I}_g \dots \dots \dots 108)$$

skladno s sliko 21.

Iz te slike je kaj lahko dobili točen izraz za moč, ki ustreza delovanju generatorja:

$$N = U \cdot I_g \cdot \sin \delta = \frac{U \cdot U_{\kappa} \cdot \sin \delta}{X} \dots \dots \dots (109)$$



Slika 21.

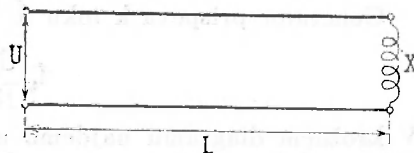
Seveda je tudi ta izraz kot izsledek starejše teorije dobro znan. Tu je našel svoje mesto, ker je potreben razširjeni teoriji, ki postavlja med sponke generatorja in idealno močno omrežje dolgo prenosno progo.

Iz slike 21. sledi seveda neposredno, da raste generatorju moč le, dokler δ ne doseže vrednosti $\pi/2$. Starejša teorija pozna to stabilnostno mejo zelo dobro. Da se na nji nič ne spremeni, če

se vrine med generator in omrežje dolga prenosna proga, je jasno.

20. V svoji knjigi »Statische Stabilität bei Drehstrom — Hochleistungsübertragung« (Sammlung Vieweg, H. 119, Braunschweig 1942. l.) obravnava A. Leonhard razširjeni stabilnostni problem s pomočjo tu opisanih pojmov, ki jih je sam odkril, toda njegova razmišljanja so potrebna temeljite obnove in važnih popravkov. Leonhard se je pač lotil ledine in zato s prvim svojim poskusom ni uspel, kasnejše pa mu je zagrenila kritika. Stabilnostni problem veleprenosnih prog še ni dokončno razčiščen. Zato so naslednja raziskavanja te študije nedvomno potrebna.

Usmeriti jih je treba predvsem na obe komponenti I_d in I_q toka, ki ga generator potiska v omrežje. V razširjenem problemu pa leži v progi toka ne samo sinhronska reaktanca generatorja, temveč tudi prenosna proga s svojimi porazdeljenimi induktivnostmi in kapacitivnostmi. Enačbi 106) in 107) sta torej v njem nezadostni.



Slika 22.

Opazovalec, ki gleda iz idealno močnega omrežja čez prenosno progo v generator, stoji seveda na začetku te proge. Zanj je stalna omrežna napetost U to, kar je bila doslej

v tej razpravi napetost \hat{U}_0 . Zanj je na koncu proge vključena sinhronska reaktanca X (slika 22.), torej:

$$\hat{U}_k = j\hat{I}_k X \quad \text{in} \quad \hat{I}_k = -\hat{I}_d$$

Telegrafska enačba dobi potemtakem v tem posebnem primeru naslednjo dvojno obliko:

$$j \cdot \hat{I}_k \cdot X = \hat{U} \cos(kL) + j\hat{I}_d \cdot z \sin(kL),$$

$$\hat{I}_k = -\hat{I}_d \cos(kL) - j \frac{\hat{U}_0}{z} \sin(kL),$$

v kateri vodi skoraj neposredno do izsledka:

$$\hat{I}_d = -\frac{\hat{U}}{jX} \cdot \frac{\cos(kL) - \frac{X}{z} \sin(kL)}{\cos(kL) + \frac{z}{X} \sin(kL)} \quad \dots \quad (110)$$

Postavimo se zdaj na mesto opazovalca, ki gleda iz navitja v statorju generatorja čez prenosno progo v omrežje! Zanj sta sponki generatorja začetek prenosne proge in napetost:

$$\hat{U}_g - jX\hat{I}_0 = \hat{U}_0,$$

če uporablja dosedanje znake telegrafskih enačb v tej razpravi. Seveda predpostavlja, da je:

$$\hat{U}_k = 0,$$

ker hoče ugotoviti, kakšen tok (\hat{I}_g) spravi generator v omrežje, če ga omrežna napetost ne ovira.

Z:

$$\hat{I}_k = \hat{I}_g$$

dobimo po vsem tem nastavek:

$$0 = (\hat{U}_g - jX\hat{I}_0) \cos(kL) - j\hat{I}_0 z \sin(kL),$$

$$\hat{I}_k = \hat{I}_0 \cos(kL) - j \frac{\hat{U}_g - jX\hat{I}_0}{z} \sin(kL),$$

ki ga nudi telegrafska enačba v svoji ustrezni dvojni obliki. Iz njega pa sledi:

$$\hat{I}_g = \frac{\hat{U}_g}{j \cdot X} \cdot \frac{1}{\cos(kL) + \frac{z}{X} \sin(kL)} \quad \dots \quad (111)$$

Seveda prevzameta komponenti \hat{I}_d po enačbi 110) in \hat{I}_g po enačbi 111) v krožnem diagramu vlogi, ki jo igrata ustrezni

komponenti po enačbah 106) in 107) v osnovnem problemu. Le sponki generatorja sta se preselili z začetka na konec prenosne proge, ki je postala tako rekoč del navitja v statorju sinhronskega generatorja.

Leonhard meni v svojem zgoraj omenjenem delu, da postane proga statično nestabilna, če izgine komponenta I_d v toku \dot{I} . Res je, da se preseli v tem primeru središče vseh diagramskih krogov, ki opisujejo delovanje generatorja, v začetno točko koordinatnega sistema, in nujno postane obremenitev z naravno močjo, ki ne pozna jalovih delnih bremen, nestabilna. Toda Leonhard je našel praktično neuporabno stabilnostno mejo.

Poiščimo najprej še izraz za moč, s katero obratuje generator, če poseže po kolesnem kotu δ ! V tem primeru je delovna komponenta toka I_g zopet $I_g \sin \delta$ kakor v osnovnem problemu. Ustrezna moč je potemtakem, če upoštevamo enačbo 111):

$$N = \frac{U \cdot U_g \cdot \sin \delta}{X \cos(kL) + z \sin(kL)} \quad \dots \quad 112)$$

Kritično moč dobimo s:

$$\sin \delta = 1, \quad \delta = \frac{\pi}{2}$$

takoj:

$$N_k = \frac{U \cdot U_g}{X \cos(kL) + z \sin(kL)} \quad \dots \quad 113)$$

Kolikšna je torej Leonhardova kritična prenosna razdalja, ki potisne generator v nestabilen obrat? Če naj I_d izgine, mora biti:

$$\operatorname{tg}(kL) = \frac{z}{X} \quad \dots \quad 114)$$

kakor trdi enačba 110). Razmerje valovnega upora prenosne proge do dozdevnega celotnega induktivnega upora v navitju statorja je po vsem videzu ključ statičnega stabilnostnega problema.

Valovni upor določa naravno moč in ustrezni bremenski tok. Isti tok se pojavi na začetku daljnovoda, torej na sponkah generatorja. Če ustreza generator pravilno svoji prenosni progi, je ta tok ravno njegov pravi, polni tok.

Denimo, da bi ta pravi, polni tok fluks, ki ga nosi rotor, ravno izbrisal, če bi se iz žlahtnega prelevil v jalov tok. V tem primeru bi bil seveda kratkostični tok generatorja ravno tako jak kakor tok v polnem obratu in navitje statorja bi

imelo isto magnetno sposobnost kakor navitje rotorja. To sliko zahteva $X = z$.

Če pa je stator magnetno šibkejši od rotorja, če je kratkostični tok generatorja jačji od toka v normalnem polnem obratu, je kajpak $X < z$. Očitno se v medsebojnem odnosu teh dveh uporov srečavajo konstruktivni problemi sinhronskih generatorjev s stabilnostnimi problemi veleprenosnih prog.

Prav za prav je le srečno naključje, da stremita obe problemski skupini v isto smer. Graditelji generatorjev ne ljubijo prevelikih vplivov bremenskih tokov v navitju statorja na vzbujanje rotorja in zato radi večajo zračno rego med statorjem in rotorjem, da mora navitje na rotorju postati magnetno močno, navitje v statorju pa ustrezno šibkejše. Graditelji veleprenosnih prog pa večajo prenosne razdalje in si žele po enačbi (114) razmeroma šibkih sinhronskih reaktanc, če poslušajo Leonharda.

Res pa je, da so graditelji sinhronskih generatorjev kar zadovoljni, če je navitje rotorja za polovico magnetno jačje od navitja v statorju, da pa bi prenosna tehnika rada imela kar se dá veliko premoč valovnega upora nad sinhronsko reaktanco — če je Leonhard res našel pravo stabilnostno mejo.

Kje jo je našel? Če je:

$$\frac{z}{X} = \sqrt{3},$$

je v enačbi (114):

$$kL = \frac{2\pi}{6}$$

in z običajno frekvenco:

$$L = 1000 \text{ kilometrov.}$$

Če pa naredimo:

$$\frac{z}{X} = 2 \times \sqrt{3},$$

se kritična prenosna razdalja poveča na nekako 1230 kilometrov. Rotor sinhronskega generatorja se v označenem območju hitro draži, medtem ko kritična razdalja le počasi raste. Težko bo zagovarjati več ko:

$$z : X = 1 : 0,5.$$

Torej bi Leonhardova meja statične stabilnosti obtičala v prenosni razdalji okroglih 1200 kilometrov.

21. Kako vpliva prenosna proga kot nekakšen podaljšek navitja v statorju sinhronskega generatorja, je treba ugotoviti v sliki, ki se ne omejuje samo na Leonhardovo kritično pre-

nosno razdaljo, temveč počasi uveljavlja daljšo in daljšo progo. Dobimo jo, če si predstavljamo, da sta sinhronska reaktanca X in valovni upor z pribita, prenosna razdalja L pa spremenljiva.

Pomagajmo si s pomožnim kotom β :

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{z}{X}$$

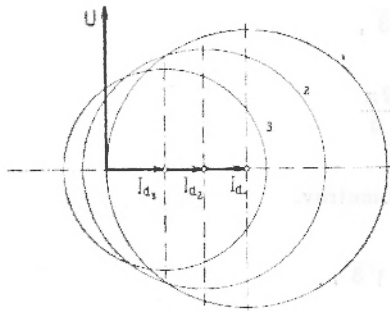
in uveljavimo ga v vodilnih enačbah stabilnostnega problema! Namesto enačbe 110) dobimo:

$$\hat{I}_d = -\frac{U}{jX} \cdot \frac{\operatorname{tg}(\beta - kL)}{\operatorname{tg} \beta}, \quad \dots \dots \dots 115)$$

namesto enačbe 111) pa:

$$\hat{I}_g = \frac{U_g}{jX} \cdot \frac{\cos \beta}{\cos(\beta - kL)} \quad \dots \dots \dots 116)$$

Brez prenosne proge ($L = 0$) pomenita novi dve enačbi seveda isto ko enačbi 106) in 107). Ko pa se začne prenosna proga uveljavljati, postajata I_d in I_g manjša in manjša. Diagramski krog se s svojim središčem približuje začetni točki koordinatnega sistema, hkrati pa postaja manjši, medtem, ko se L večja. V primeru vzbujanja, ki ustreza sinhroniziranju, bi dobili vrsto krogov, ki bi nekako ustrezala sliki 25.



Slika 25.

V tej sliki je važno, da se I_d hitreje krči ko I_g . Krog, ki ustreza primeru $L=0$, seče začetno točko koordinatnega sistema, vsi nadaljnji pa posegajo čez njo. Kôt δ_0 , kolesni kot čistega žlahtnega bremena, je spočetka 0 stopinj, potem pa raste, ko se L večja (slika 25). In ko izgine I_g , ko se postavi središče kroga v začetno točko koordinatnega sistema, je

Kritični kolesni kôt δ_c se pojavi seveda tudi tedaj, če rotor ni tako vzbujen kakor v sinhroniziranju, drugače povedano, če

$$I_{gk} = \frac{U_g}{X} \cdot \frac{X}{\sqrt{z^2 + X^2}} = \frac{U_g}{X} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \beta}} \quad \dots \dots \dots 117)$$

$$U_g + U.$$

Določuje ga izraz:

$$\cos \delta = \frac{U}{U_g} \cdot \frac{\sin(\beta - kL)}{\sin \beta} \quad \dots \quad (118)$$

ki posega globlje v stabilnostni problem ko Leonhardova enačba (114).

Jasno je, da v živem obratu ni mogoče poseči po največji moči, ki jo generator zmore, torej po najvišji točki na diagramskem krogu. Asinhronske motorje obremenjujemo na primer običajno tako, da jih šele povišanje bremena za polovico vrže čez stabilnostno točko. Nekako isto moramo zahtevati v urejenem obratu sinhronskega generatorja. To pa pomeni, da sme δ_0 v enačbi (118) doseči kvečjemu 45 stopinj. Leonhardova stabilnostna meja pa je $\delta_0 = \pi/2$!

V primeru:

$$\cos \delta_0 = 0,707,$$

$$U = U_g$$

$$\frac{z}{X} = \frac{1}{0,3},$$

je:

$$\operatorname{tg} \beta = 3,33; \quad \beta = 73^\circ 18', \quad \sin \beta = 0,55,$$

torej:

$$\sin(\beta - kL) = 0,55 \times 0,707 = 0,389,$$

$$\beta - kL = 42^\circ 28'$$

in:

$$kL = 73^\circ 18' - 42^\circ 28' = 30^\circ 50',$$

$$L = 6000 \times \frac{30,83}{360} = 505 \text{ km.}$$

Brez računa je jasno, da bi povečanje razmerja $U_g : U$ le zmanjšalo kritično prenosno razdaljo! Stabilnostni problem veleprenosnih prog ima svoje presenetljive posebnosti, ki jih odkrije le globlji študij. Zanimiv je še primer:

$$\frac{z}{X} = \sqrt{3},$$

ki smo ga zgoraj upoštevali na osnovi Leonhardove enačbe.

Iz predpostavke sledi:

$$\operatorname{tg} \beta = 1,732, \quad \beta = 60^\circ, \quad \sin \beta = 0,866,$$

torej:

$$\sin(\beta - kL) = 0,866 \times 0,707 = 0,61, \quad \beta - kL = 37^\circ 35'$$

in:

$$kL = 60^\circ - 37^\circ 35' = 22^\circ 25',$$

$$L = 6000 \times \frac{22 \cdot 417}{360} \doteq 376 \text{ km.}$$

Da se skrči v skrajnem, praktično še nekako možnem primeru:

$$z = X$$

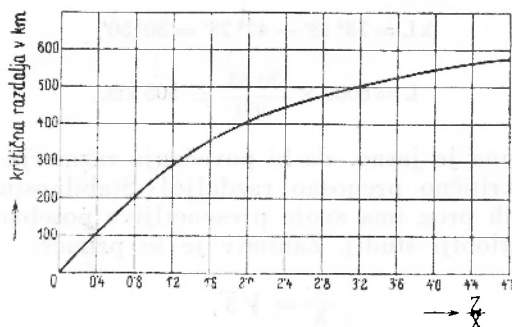
kritična prenosna razdalja na bornih 250 kilometrov, je razvidno skoraj brez računa. Seveda mora tudi v tem primeru obveljati:

$$\cos \delta_0 = 0.707 \quad \text{in} \quad U_{\frac{\pi}{2}} = U.$$

Razpredelnica:

$\frac{z}{X}$	kritična razdalja v km
0	0
1.0	250
$\sqrt{3}$	376
2.5	458
3.33	515
4.0	545
5.0	580,

izračunana za $\delta_0 = 45^\circ$ in sinhronizacijsko vzbujanje, omogoča, posebno če jo prelijemo v sliko 24., dober pregled čez



Slika 24.

možnosti stabilnostnega problema. Pripoveduje pa predvsem, da praktično ni priporočljivo posegati po večjih prenosnih razdaljah ko nekako 400 km: sinhronska reaktanca generatorja X ne zmore brez prevelikih konstrukcijskih žrtev mnogo večjih.

22. Diskusijsko zborovanje švicarskih strokovnjakov iz leta 1941., ki ga ta razprava na številnih mestih omenja — saj je to zborovanje nekakšen strokovni otok sredi razburkanega morja druge svetovne vojne —, omenja večkrat 400 km kot kritično prenosno razdaljo v stabilnostnem problemu, ne da bi jo znanstveno utemeljilo. Zgornje vrstice kažejo prepričevalno v isto smer. Torej bo le treba zahtevati ustrezno »reakcijsko razmerje« $z : X$, morda 3 : 1, in obstati ob stabilnostni meji skromnih 400 kilometrov.

Leonhardova meja, pribita v enačbi (14), je nedvomno praktično nedosegljiva. Krivično bi bilo jo zavreči brez nepristranske utemeljitve in brez tistega priznanja, ki ga Leonhardovo delo gotovo zasluži. Jedro tega dela je dobro.

Leonhard je iskal kritično razdaljo *statičnega* stabilnostnega problema, ki ne upošteva možnih bremenskih sunkov, temveč le miren, popolnoma uravnovešen obrat. Sklicuje se lahko na dejstvo, da bi bilo nesmiselno se braniti nenadnih udarcev, če jih problem načelno izključuje. V tej perspektivi je njegov izsledek pravilen in kar neoporečen.

V živem obratu so kajpak bremenski sunki neizbežni. Nad statiko leži v veleprenosni progi nepreračunljiva dinamika. In teorija, ki ne ve, kako bodo sunki posegli v občutljivo dolgo prenosno progo, mora priporočati previdnost. Zdi se, da je treba misliti na 50 %-no povešanje bremena iz tega ali onega vzroka, v kratkih ali pa daljših razdobjih. Stabilnostna meja 400 km pa je meja celotnega stabilnostnega problema, statičnega in dinamičnega.

V tem, da Leonhard ni iskal prehoda iz statične v dinamično stabilnost, da brani svoje prevelike kritične prenosne razdalje, tiči pomanjkljivost njegovega dobro zasnovanega raziskavanja. Kritiki pa, ki ne upoštevajo njegovega pravega smotra, so nujno krivični.

Morda pa le ni treba stopati tako previdno, kakor mislijo vodilni praktiki. Ali ni 400 km prenosna razdalja, ki je še zelo varna? Ali ne smemo iz zgornjih računov sklepati, da tudi s 500 km ne bomo doživeli razočaranj?

Sodobna praksa se ne protivi »reakcijskemu razmerju« $z : X = 1 : 0,5$. Temu razmerju ustreza v sliki 24. kritična prenosna razdalja 515 km. Zakaj naj se torej skromno umaknemo na 400 km? Čemu iščemo pretirano varno rešitev problema?

Podatki slike 24. predpostavljajo kritični kolesni kôt:

$$\delta_0 = 45^\circ,$$

z njim pa razmerje:

$$0,707 : 1 = 1 : 1,41$$

med normalnim in najvišjim možnim bremenom, tistim, ki ustreza labilni obratni točki. Torej so izračunani za nekoliko preskromno bremensko rezervo.

Važno je nadalje, da zanemarja vsa teorija veleprenosne proge v tej razpravi omski upor prenosnih žic in z njim dodaten pojav, ki stabilnosti obrata gotovo ni koristen. Tudi iz tega razloga je dodatna previdnost priporočljiva.

Misliti pa je treba tudi na to, da v krožnih diagramih, ki smo jih uporabljali v raziskovanju stabilnostnega problema, nismo upoštevali omskega upora, ki se skriva v navitju generatorja. Tudi ta upor ni naklonjen stabilnostnemu problemu.

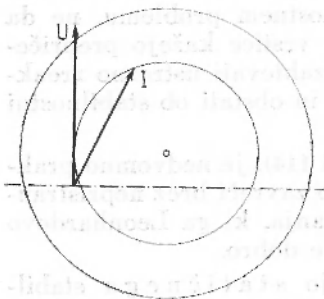
Omski upor, ki se skriva v statorju sinhronskega generatorja, dvigne, kakor znano, središče diagramskega kroga tako kakor v sliki 25. Posledice za stabilnostni problem so jasne. Narekujejo nam dodatno previdnost.

Navsezadnje mora skrbni raziskovalec upoštevati dejstvo, da X ni konstanten činitelj v stabilnostnem problemu. Izdatna bremena dvigajo magnetno gostoto v železu generatorja in manjšajo X . Ker pa hkrati izsiljujejo večanje razmerja $U_g : U$, izpodkopavajo stabilnost. Torej je tudi iz tega razloga treba previdno stopati.

Teorija sme po vsem videzu sprejeti načelo, da naj velja 400 km kot kritična prenosna razdalja v stabilnostnem problemu, toda opremi ga mora z dodatkom, da naj bo reakcijsko razmerje 1 : 0,5. Saj je jasno ugotovila, da je kritična razdalja funkcija reakcijskega razmerja. Leonhard je v svojem delu s poudarkom opozoril na to zvezo, ki se je tudi poglobljena teorija ne more otresti.

Ali naj s to ugotovitvijo zaključimo raziskavanje obratne stabilnosti v veleprenosnih progah? Ali naj usmerimo vso teorijo prog, ki so daljše od 400 km, v iskanje najboljše kompenzacije, to se pravi, v iskanje najpriporočljivejšega umetnega krajšanja predolgh prog?

Veleprenosne proge so tako muhaste, da so njihove obratne slike polne presenetljivih možnosti. Prenosna razdalja vnaša v vsa dogajanja na dolgih progah valovanje z razmeroma veliko valovno dolžino. Vse, kar je danes praktično zavarovano, tiči še v prvi četrtini veleprenosnega vala, ki obsega, kakor že vemo, 6000 kilometrov, dokler je obratna frekvenca 50. Morda pa le smemo misliti tudi na kasnejše odseke v veleprenosnem



Slika 25.

valu in hkrati na silne prenosne razdalje. Teorija mora drzno posvetiti v vso globino 6000 kilometrov, ki potrebujejo svojo zaokroženo celotno sliko. Predvsem pa mora svoje temelje ojačiti.

23. V zadnjih dveh odsekih smo uveljavili zahteve, ki jih postavlja dinamični del stabilnostnega problema, in potisnili Leonhardovo kritično prenosno razdaljo v bližino meje, ki jo zahtevajo izkušnje, zbrane v živem obratu. Toda temeljni izpopolnjene stabilnostne teorije so še šibki. Saj smo dosledno predpostavljali, da obdrži generator svoje sinhronizacijsko vzbujanje, ko poseže v obrat.

Nadaljnja važna pomanjkljivost računov v zadnjih dveh odsekih tiči tudi v tem, da nikjer ne upoštevamo naravne moči, ki jo prenosna proga mora prevzeti, če naj pravilno izpolnjuje svojo nalogo. Očitno je treba problem zagrabiti znova in ga poglobiti.

Generator potisne čez veleprenosno progo v omrežje tok, ki mu enačbi 110) in 111) neoporečno določata komponenti. Ta tok je:

$$\dot{i} = \dot{i}_d + \dot{i}_g = -\frac{\dot{U}}{jX} \cdot \frac{\cos(kL) - \frac{X}{z} \sin(kL)}{\cos(kL) - \frac{z}{X} \sin(kL)} + \frac{\dot{U}}{jX} \cdot \frac{1}{\cos(kL) + \frac{z}{X} \sin(kL)}$$

Naravna moč mu predpisuje odvisnost:

$$i = \frac{U}{z}$$

od nepremakljive napetosti omrežja.

Tako dobimo osnovno enačbo poglobljenega stabilnostnega problema:

$$\dot{U} \left\{ jX \cdot \left[\cos(kL) + \frac{z}{X} \sin(kL) \right] + z \left[\cos(kL) - \frac{X}{z} \sin(kL) \right] \right\} = \dot{U}_g \cdot z, \quad (119)$$

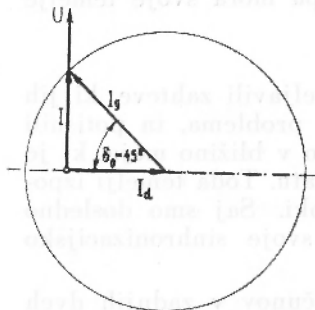
ki uveljavlja naravno prenosno moč, ne da bi se menila za statično in dinamično stabilnost.

Napetost v generatorju U_g , prchiteva omrežno (U) za kolesni kôt δ , merjen z električnim kotnim merilom. V skrajnem primeru sme δ doseči 90 stopinj, kakor je menil Leonhard v svoji razpravi, ki preiskuje samo statični del stabilnostnega problema. V celotnem stabilnostnem problemu moramo δ znatno omejiti. Če potisnemo kritični kolesni kôt na 45 stopinj skladno z računi zadnjih dveh odsekov, obdržimo nad kritično

prenosno močjo nekaj nad 40 odstotkov za bremenske sunke, ki generatorja še ne vržejo iz obrata.

Vsekakor je:

$$\dot{U}_k = \xi \cdot \dot{U} (\cos \delta + j \sin \delta) \quad . \quad . \quad 120)$$



Slika 26.

Spremenljivi faktor ξ pripoveduje, kolikokrat je vzbujanje v rotorju močnejše ko v praznem obratu, torej v sinhroniziranju. Slika 26. ustreza osnovam poglobljenega problema, ki vodijo do enačb 119) in 120).

Iz teh dveh združenih enačb dobimo dve novi, od katerih velja druga realnemu, prva imaginarnemu delu:

$$X \cdot \left[\cos(kL) + \frac{z}{X} \sin(kL) \right] = z \cdot \xi \cdot \sin \delta \quad . \quad . \quad . \quad 121)$$

$$z \cdot \left[\cos(kL) - \frac{X}{z} \sin(kL) \right] = z \cdot \xi \cdot \cos \delta \quad . \quad . \quad . \quad 122)$$

Torej je:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{X}{z} \cdot \frac{\cos(kL) + \frac{z}{X} \sin(kL)}{\cos(kL) - \frac{X}{z} \sin(kL)} \quad . \quad . \quad . \quad 123)$$

V tem važnem izsledku ne igra vzbujalni faktor:

$$\xi = \frac{U_g}{U}$$

nobene vloge, medtem ko je v enačbi 118) občutno motil. Poglobljena teorija ga je izločila s pomočjo upoštevanja naravne prenosne moči.

Če zahtevamo:

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta_0 = 1,$$

kar moremo še nekako zagovarjati, dobimo iz enačbe 123) izredno prozorno rešitev celotnega stabilnostnega problema:

$$\operatorname{tg}(kL) = \frac{\frac{z}{X} - 1}{\frac{z}{X} + 1} \quad . \quad . \quad . \quad 124)$$

Seveda prevzame v tej rešitvi reakcijsko razmerje $z : X$ vodilno in hkrati tudi edino razpoložljivo vlogo. Da mora po-

stati večje ko 1 : 1, vidimo takoj. Če naj omogoči prenos čez 400 km, ki ustrezajo:

$$360 \times \frac{400}{6000} = 24 \text{ kôtnim stopinjam,}$$

mora ustreči enačbi:

$$0.445 = \frac{\frac{z}{X} - 1}{\frac{z}{X} + 1},$$

kar pomeni:

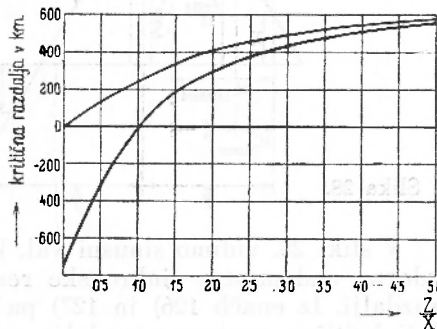
$$\frac{z}{X} = 2.6.$$

Ker je enačba 124) po vsem videzu strožja od nezadostno utemeljene enačbe 118), je potrebna naslednja primerjevalna razpredelnica:

$\frac{z}{X}$	kritična razdalja v km	
	po enačbi 118)	po enačbi 124)
0	0	- 750 (!)
1.0	250	0
$\sqrt{3}$	376	250
2.5	458	386
3.33	515	470
4.0	545	517
5.0	580	562.

ki tvori vsebino slike 27.

Zdaj, ko imamo v enačbi 124) neoporečno rešitev celotnega stabilnostnega problema, vidimo, da je praksa pravilno postavila mejnik ob 400. kilometerskem kamnu. Ne moremo ji očitati, da stopa pretirano previdno. Saj moramo misliti na vse, kar smo omenili v zadnjem odseku kot dodano breme stabilnostnega problema, ki ne upošteva omskih uporov in spremenljivosti magnetne propustnosti železa v generatorju. Stabilnostna teorija ima zdaj zanesljive temelje in jasno rešitev svojega problema. Leonhardovo rešitev pa moramo dokončno zavreči.



Slika 27.

24. Kritičnega raziskovalca stabilnostnega problema zanima nehote izraz:

$$X' = X \cos(kL) + z \sin(kL), \quad (125)$$

ki se pojavlja v enačbah 110), 111) in 112), kot da bi hotel prevzeti vlogo sinhronske reaktance v ustreznih enačbah 106), 107) in 109). Se li morda prenosna proga na ta način spreminja v nekakšen podaljšek navitja, ki sedi v statorju sinhronskega generatorja?

Ta dozdevna nadomestna sinhronska reaktanca je kot funkcija prenosne razdalje seveda spremenljiva. Ugotovimo predvsem, da doseže svoj višek, če postane:

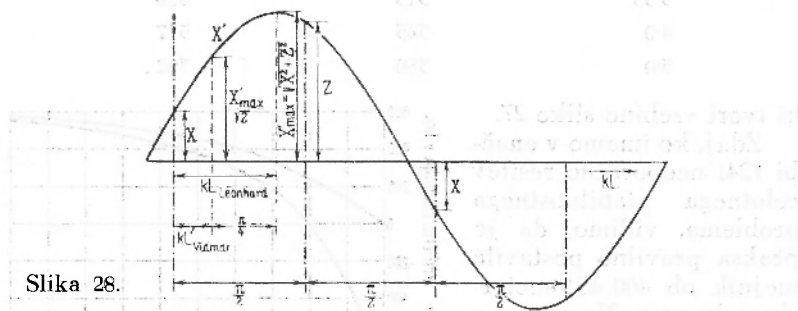
$$\operatorname{tg}(kL) = \frac{z}{X}$$

in sicer:

$$X'_{\max} = \sqrt{X^2 + z^2}. \quad (126)$$

To pomeni, da se diagramski krog generatorja, ki smo mu predpisali določeno vzbujanje, najbolj skrči, če doseže prenosna proga Leonhardovo kritično dolžino. Če pa uveljavimo v enačbi 125) kritično prenosno razdaljo, ki jo predpisuje izraz 124), dobimo:

$$X' = \frac{X'_{\max}}{\sqrt{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{X^2 + z^2} \quad (127)$$



Slika 28.

V sliki 28. vidimo sinusni val, ki opisuje spreminjanje dozdevne nadomestne sinhronske reaktance ob rastoči prenosni razdalji. Iz enačb 126) in 127) pa moramo sklepati takoj, da leži kritična prenosna razdalja enačbe 124) za 45 razdaljnih kotnih stopinj, to se pravi za 750 km pod Leonhardovo! In neposredno dobimo izraz:

$$kL = \operatorname{arctg}\left(\frac{z}{X}\right) - \frac{\pi}{4}, \quad (128)$$

ki zahteva isto kakor enačba 124)!

V novi obliki je rešitev stabilnostnega problema uporabnejša, hkrati pa gradi most do nezadostne rešitve, ki jo je (statičnemu) stabilnostnemu problemu postavil Leonhard. Presenetljivo je vsekakor, da zahteva upoštevanje neizbežnih dinamičnih vplivov žrtev celih 750 kilometrov.

Koliko zmanjša rešitev, ki jo zahteva enačba (128), diagramski krog generatorja? Očitno v razmerju:

$$\frac{\sqrt{2} \cdot X}{\sqrt{X^2 - z^2}} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{1 + \left(\frac{z}{X}\right)^2}}$$

V primeru:

$$\frac{z}{X} = 0.3$$

dobimo:

$$\sqrt{\frac{2}{1 + (0.3)^2}} = \sqrt{\frac{1}{6}} = \frac{1}{2.45}$$

Seveda predpostavljamo, da je vzburjanje v rotorju še takšno, kakršno hočemo imeti, če se prenosna proga ne vrine med generator in omrežje. Enačba (128) oziroma (124) pa le navidez ne vpliva na vzburjanje. Iz enačb (121) in (122), ki gradita rešitev stabilnostnega problema, se dviga zahteva:

$$\xi = \frac{X}{z} \left[\cos(kL) + \frac{z}{X} \sin(kL) \right] \cdot \frac{1}{\cos \delta} = \left[\cos(kL) - \frac{X}{z} \sin(kL) \right] \cdot \frac{1}{\sin \delta} \quad (129)$$

ki jo mora stabilnostni problem upoštevati. Napetost na začetku prenosne proge je treba pač prilagoditi naravni prenosni moči.

Vzemimo primer:

$$\frac{z}{X} = 3.33,$$

ki zahteva, kakor že vemo, $kL = 28.25^\circ$. Torej je $\sin \delta = 0.707$:

$$\xi = [0.88 - 0.3 \times 473] \cdot \frac{1}{0.707} \doteq 1.045.$$

V tem primeru je treba vzburjanje le neznatno ojačiti in diagramski krog ostane skoraj 2.5-krat manjši, kot bi bil brez prenosne proge.

Ali naj sklepamo, da postane sinhronski generator pod vplivom dolge prenosne proge občutno šibkejši? Slika generatorja, ki zmore brez prenosne proge 10.000 kW, z njo pa le

nekako 4000 kW, je neznosna. Ali naj nji na ljubo kritične prenosne razdalje temeljito krajšamo?

Odgovor na ta vznemirljiva vprašanja je preprost. Leonhard ga v svoji razpravi ni našel, ker ga ni iskal. Generator, ki naj obratuje čez dolgo prenosno progo, mora biti ustrezno zgrajen! Če proge sploh ni, zadostuje reakcijsko razmerje $z : X = 1.5 : 1$. Generator brez prenosne proge z reakcijskim razmerjem $1.0 : 0.5$ je nesmiselna konstrukcija. Če pa gradimo za kratke proge z razmerjem $z : X = 1.5$, za kritično dolge pa z razmerjem $z : X = 3.33$, bomo v obeh primerih dobili skoraj isti diagramski krog, torej isto zmogljivost sinhronskega generatorja.

Prenosni problem ima svoje posebnosti. Kdor pričakuje, da se graditelju generatorjev ne bo treba mčiti za zahteve dolgih prenosnih prog, ni vdrl v tehniški svet. Generator je vendar tako vidno povezan s prenosno progo, da mora imeti z njo skupne probleme. Leonhardu je najbrže ušlo spoznanje, da je treba generator prilagoditi prenosni progi, in zato je predpostavljal razmeroma skromna reakcijska razmerja, ki so ga vodila do še nekako skromnih kritičnih razdalj statičnega problema. Če bi bil od generatorja zahteval, kar bi bil smel, bi ga bile presenetljivo velike kritične razdalje gotovo opozorile, da mora stopati previdneje.

S u m m a r y

LONG TRANSMISSION LINES EXAMINED BY MEANS OF
TELEGRAPHY EQUATION

By Milan Vidmar

Transmission Electrotechnics vanquished great distances much later than Telegraphy and Telephony Technics because, at the beginning, it had chiefly been within the scope of Transmission Electrotechnics to transmit energy from the generator of the current to near centres of consumption, while Technics of feeble currents, in the first place, aimed at distances. But in the course of development Transmission Electrotechnics must needs master greater distances according to increasing requests within their own sphere of action and, at last, they must needs meet with the difficulties that in former times Telegraphy and, particularly, Telephony technics had met with. Consequently, at the summit of their successes, Transmission Electrotechnics had to make use of the old »Telegraphy equation«.

For very long transmission lines one must consider the distribution of resistances along the line as well as the propagating velocity of electromagnetic phenomena. That matter is settled in the theory of the so called travelling waves founded on the conception of wave resistance of the line.

Knowing that in fact any working-voltage of electric works continually presses travelling waves into the transmitting line, one must needs suppose that it is necessary to change the point of view of the older electrotechnics which only considered the transmitting line as an alternating resistance without any extent of space. From this changed point of view one is obliged to form a conception of travelling waves transmitting energy.

The usual representations of transmitting lines do not permit a description by means of a travelling wave flowing into one extremity of the line and rolling over the line. But to this

purpose we may form a conception of two travelling waves flowing into the line, each of them from its own extremity, and speeding towards each other. In the present treatise the author investigates and describes the two waves and sums up the description in a simple vector diagram.

This diagram of the author is probably new. The describing equations formed by means of this diagram surprisingly assert themselves: without difficulty one recognizes in them the two forms of the old »Telegraphy equation« that does not consider the ohmic resistance of the transmitting line.

Of course, the image of two travelling waves also gives the known conception of the natural transmitting power, but author's vector diagram throws a sharp light on the natural transmitting power. The first chapter ends with simplest working diagrams found by the author, so to speak, by the way.

In the chapter II, first of all the author converts the two Telegraphy equations into a symbolic form very important for Transmission Electrotechnics. Thereby are opened comfortable ways leading to important scientific results for the working of long transmitting lines.

Losses of energy in the transmitting line cannot really be calculated by means of the simplified Telegraphy equation. The author describes the losses subsequently evaluating the ohmic line resistance, and compares his results with the well known data they accord with very well.

In the chapter III, the author constructs a model of the long transmitting line. This model may be useful for laboratory investigations of transmission problems. His model is simple but quite satisfactory as to accuracy. Lacks of the model, which, of course, is not omniscient, are exposed in the treatise.

In the chapter IV, the author sets about the stability problem of long transmission lines, naturally by means of the symbolic Telegraphy equation. After a short exposition of the bases of this problem he states that the known solution of Prof. Leonhard, come out in the last world war, is not satisfactory.

Sifting the problem, the author gets results which accord well with the existing experiences and are directed to the pro-

ximity of the critical transmission distance at 400 km. Moreover, the author examines the problem deeper. In the stability problem, especially, he puts forward the natural transmitting power. After that he clears the way to the stability problem for the excitation of the generator, meeting in that way with the late endeavours of the stability theory.

The treatise terminates with results somehow limiting the transmission distance at 400 km. and laying stress, at the same time, on the connection of the inner arrangement of the generator with the length of the transmitting line. To be sure, artificial extension of the critical transmission distances is not excluded by the author.

zimity of the critical transmission distance at 400 km. Moreover, the author examines the problem deeper in the stability problem, especially, he puts forward the natural transmitting power. After that he clears the way to the stability problem for the excitation of the generator, meeting in that way with the late endeavours of the stability theory.

The treatise terminates with results somewhat limiting the transmission distance at 400 km, and laying stress at the same time on the connection of the inner arrangement of the generator with the length of the transmitting line. To be sure, artificial extension of the critical transmission distance is not excluded by the author.

VSEBINA

I. <i>Telegrafska enačba</i>	5
1. Dolge prenosne proge	5
2. Značilne lastnosti prenosne proge	7
3. Omski in valovni upor	10
4. Potujoči valovi in prenos energije	13
5. Valovna prenosna slika	16
6. Naravna prenosna moč	19
7. Naravna prenosna moč in prenosna napetost	21
8. Prenosne slike	25
II. <i>Obratne slike z veleprenosnih prog</i>	29
9. Telegrafске enačbe v simbolični obliki	29
10. Obratni primeri	31
11. Induktivne napetostne izgube in kapacitivne tokovne izgube	34
12. Žlahtna in jalova elektrarna	36
13. Vpliv dodatnih jalovih bremen na obratne napetosti	39
14. Dodatna jalova bremena na začetku proge	41
15. Omske energijske izgube v prenosni progī	44
III. <i>Model veleprenosne proge</i>	48
16. Značilne lastnosti modela	48
17. Nadomestna induktivnost in kapacitivnost	50
18. Posebnosti modela	53
IV. <i>Telegrafska enačba v stabilnostnem problemu veleprenosne proge</i>	57
19. Sinhronski generator in prenosna proga	57
20. Problem statične stabilnosti	60
21. Poglobljeni problem	63
22. Dinamična stabilnost	67
23. Kritična prenosna razdalja v celotnem stabilnostnem problemu	69
24. Zaključna slika stabilnostnega problema	72
<i>Long transmission lines examined by means of Telegraphy Equation. (Summary.)</i>	75

