

A magyar híradástechnika tíz éve

DR. BARTA ISTVÁN

a Budapesti Műszaki Egyetem tanszékvezető tanára, a Magyar Tudományos Akadémia lev. tagja

Tíz éve múlt, hogy elhallgatott a fegyverek zaja és a magyar nép megkezdte lelkes újjáépítő munkáját.

Az egész magyar híradástechnika is romokban hevert. Gyáraink felszerelése tönkretéve, vagy kifosztva és nyugatra szállítva. Látszólag a leg-
elemibb munkafeltételek is hiányoztak. Az adó-
állomások egytől-egyig elpusztultak, a telefon- és
távíróberendezések használhatatlanná váltak,
semmi sem volt meg, amivel akár távolsági, akár
helyi összeköttetést lehetett volna teremteni.

De alig hogy Budapest felszabadult, a gyárak
a megmaradt felszereléssel és anyaggal, a felsza-
badító Szovjet Hadsereg támogatásával megkezdtek
a munkát. Szerszámokat, iparcikkeket adtak a fel-
szabadult magyar vidéknek. A Szovjet Hadsereg
részére készítettek fontos felszerelési cikkeket,
támogatva annak további súlyos harcát. Cserébe
kenyeret és élelmiszert kaptak a dolgozó munkások
ellátására, nyersanyagot a munka folytatására.
Bámulatossá gyorsasággal megindult az első néhány
vonalon a távbeszélés. Néhány hónap alatt fel-
épült egy kisenergiájú rádióállomás, majd rövidebb
utána a további állomások, újra állt a lakihegyi
nagyantenna. A rádió, a telefon újra elfoglalta
helyét a magyar társadalom életében. Rövidesen
bőségebb és jobb élelmezés, gondtalanabb élet,
a béke élete alakult ki.

De kialakult valami egészen új, egészen más is:
hosszú, évtizedes és évszázados elnyomás után
a magunk urai, a magunk gazdái lettünk. Nem
zsákmányolják ki az ország népét belső és külföldi
elnyomói. Munkánk eredménye a sajátunk marad.
Velünk együtt, közös céllal dolgoznak körülöttünk
a baráti országok, a nagy Szovjetunió népének
milliói. Nem vagyunk többé egyedül, mi segítünk
és a barátaink nekünk segítenek.

Szinte lehetetlen elsorolni minden eredményt,
amit tíz év alatt elértünk. A nagy építkezések,
az újonnan alakult vállalatok, gyárak százai, az
ipari termelő munkába bekapcsolt új százazrek,
az iparosodó mezőgazdaság, az új jóléti és kultu-
rális intézmények, a megjavult munkafeltételek
részei a szabad, boldog és gondtalan szocialista
társadalom építésének.

Szűkebb területünkön, a híradástechnikában is
megtaláljuk az új eredményeket. Akár a tudomá-
nyos vonalon, akár az iparosodás szempontjából,
akár a kulturális emelkedés vonalán nézzük
életünket, mindenütt mozgás, fejlődés látható.
A Horthy-korszakban a híradástechnikát az Elektro-
technikai Egyesület egy alosztálya képviselte,
amelynek alig 60–70 tagja volt. A Műegyetemen
csak nyomokban történt híradástechnikai oktatás,

a közép-kaderek képzése pedig olyan kisméretű
volt, hogy évente legfeljebb 20–30 technikussal
szaporodott a híradástechnika. A felszabadulás óta
alakult és működik a Magyar Tudományos Aká-
adémia Híradástechnikai Főbizottsága a híradás-
technika kutatás és fejlesztés irányítására és a
Híradástechnikai Tudományos Egyesület, amely-
nek főfeladata a híradástechnikusok összefogása
az ipar elé kitűzött célok megvalósítására. A Mű-
szaki Egyetemen híradástechnikai tagozat van és
két új tanszék évente többszáz fiatal mérnököt
képez ki, középfokú híradástechnikai iskola pedig
több is van az országban. Iparvállalataink termelése
megkétszereződött és megháromszorozódott. Új
iparvállalatok alakultak, a régiéket felfejlődtek,
kormányintézkedések révén jelentős beruházások
tették lehetségessé új technológiák és ezzel új
iparcikkek kialakulását.

Modern elektroncsövek, új típusú rádiókészü-
lékek, mikrohullámokon működő új átviteli beren-
dezések, a távkábelek jobb kihasználását biztosító
sokcsatornás berendezések, a lassan feltűnedező
televíziós készülékek jellemzik e fejlődést.

Új ipartermékeink nagyrésze kulturális igények
kielégítését szolgálja. A különösen vidéken tért
hódító vezetékes rádió, a rádió-adóállomások fel-
épült hálózata három középhullámú és két rövid-
hullámú nagyadójával és több kisebb-nagyobb
teljesítményű vidéki adóval szórakozásba és tanu-
lásba kapcsolja be az ország egész népét. Ezt a
célt szolgálja az évente piacra kerülő sokszáz ezer
hanglemez és a most megjelenő új lemezjátszók is.

Nagy feladatot teljesít a híradástechnika azzal,
hogy jelentős exportot bonyolít le kelet és nyugat
felé. A híradástechnikai cikkek árában a nyers-
anyag ára csak igen kis részt jelent és így a híradás-
technikai iparcikkekben főképpen a magyar munkát
exportáljuk. Az így elért devizajövedelem jelentős
hozzájárulás az országnak létfontosságú importált
anyagok megfizetéséhez.

A híradástechnikai tudomány és ipar fontos-
ságát pártunk és kormányzatunk is elismerte.
A híradástechnika fejlesztése parthatározat tárgya
és ennek megfelelő súllyal szerepel a gazdasági
fejlesztési programban is. A határozatok foglal-
koznak az ipar és a kutatás fejlesztésével új ter-
mékek és gazdaságosabb termelés érdekében és
rámutatnak arra is, hogy a mennyiségi termelés
mellett mennyire fontos a gyártmányok minőségé-
nek szakadatlan javítása és a selejt csökkentése.
Az elkövetkező időben főleg ezek a legfontosabb
feladatok.

Sok új munka áll előttünk. Új típusú, kisméretű
elektroncsövekre, mikrohullámú csövekre van szük-

ség. A televízió bevezetése megköveteli, hogy olcsó, nagyméretű katódsugárcsővek álljanak rendelkezésre. Kisméretű, stabil alkatrészek, ellenállások, kondenzátorok kellenek. A vevőkészülékekben az újonnan bevezetendő frekvenciamoduláció vételével együttjáró jobb hangminőséget biztosító új elemek, kapcsolások, főképpen pedig korszerű, kiváló minőségű, nagy hatásfokú hangszórók szükségesek. Sürgősen meg kell jelennie a piacon a sorozatban gyártott televíziós készüléknek. Jóminőségű hosszantartó (mikrobarázdás) hanglemezeket és lemezjátszókat is vár a közönség. Új telefonkészülékekre, gyors és hibamentes kapcsolású telefonközpontokra van szüksége a lakosságnak közvetlenül is, de a termelés munkájában is, ez tehát kétfelől is programba kívánkozik. Ezzel kapcsolatos az interurbán telefonösszeköttetések megjavításának feladata: elegendő számú és megfelelő elvek szerint kihasznált kábellel vagy mikrohullámú összekötőlánccal meg lehet szüntetni a ma még fennálló hosszantartó várakozási időket. A berendezések e célra részben már megvannak: a magyar posta feladata alkalmazásuk minél nagyobb számban.

Hasonlóképpen a posta feladata új rádióadóberendezések létesítése. Sürgősen meg kell indítani a magyarországi frekvenciamodulált adásokat: ezzel nemcsak a kiváló hangminőségű zavartalan második műsor kérdése lenne megnyugtatóan megoldható, hanem olyan adóhálózat létesülhetne, amelyet külföldről zavarni nem lehet. A rendszeres televíziós műsor adását is meg kell indítani, még-

pedig a már működő kisteljesítményű (500 W) kísérleti adó helyett széles vételkörzet és zavartalan vétel biztosítására elegendő nagy teljesítményű adóval, amely nemcsak filmek, hanem helyszínről közvetített képek, színelőadások, sportesemények átvitelére is alkalmas. Ilyen adó létesítése és adások megindítása nemcsak azért szükséges, hogy e téren Magyarország is elfoglalhassa az ipara által indokolt helyét, hanem a fentebb kifejtett exportcélok érdekében is. Mindaddig ugyanis, amíg a hazai gyártású berendezéseket kellően ki nem próbáltuk, nem lehet sem frekvenciamodulált adóállomást, sem televíziós adót és stúdióberendezést külföldre ajánlani és szállítani, de nem lehet exportálni újrendszerű rádiókészüléket és televíziós vevőt, sőt még alkatrészeket, speciális vevőcsöveket és katódsugárcsőveket sem.

A felsorolt feladatok megoldása nem könnyű, de igazi fejlődés mindig csak nehéz feladatok megoldása árán érhető el. Természetesen új beruházásokra és új intézményekre szükség van; igénybe kell venni a baráti országok, elsősorban a Szovjetunió támogatását.

Ha e követelmények teljesülnek és feladatainkat végrehajtjuk, híradástechnikai iparunk visszaszerzi és megerősíti világviszonylatban előkelő helyét. Munkánkkal hozzájárulunk hazánk anyagi és kulturális színvonalának emelkedéséhez, erejének és honvédelmi készségének fejlesztéséhez, a velünk együtt dolgozó népmilliók, a béketábor erősítéséhez. A reánk eső részt mindannyian szívesen vállaljuk.

A híradástechnika új Kossuth-díjasai

A híradástechnika Kossuth-díjasainak listája március 15-én új nevekkel bővült.

Dénes Péter dr. az elektrolitikus vasporgyártás kifejlesztéséért nyerte el ezt a legszebb tudományos kitüntetést. *Dénes Péter dr.* a Távközlési Kutató Intézetben dolgozta ki a hang- és vívfrekvenciás porvasmagokhoz szükséges vaspороk és vas-nikkelporok új elektrolitikus előállítási eljárását.

Az elektrolitikus vaspороkkal készült porvasmagok adatai mindenben megfelelnek a carbonil C magok adatainak. A carbonil C azelőtt csak az Egyesült Államokban és Nyugat-Németországban készült és kiviteli tilalom alatt állott. Megjegyzendő, hogy a legelső porvasmagok is elektrolitikus vasporból készültek, azonban az irodalmi adatok szerint mágneselesen annyival rosszabbak voltak a carbonil C-nél, hogy ugyanazt a feladatot csak négyszer akkora vasmagmérettel tudták megoldani.

Teljesen új elektrolitikus eljárással készülnek a permalloy típusú vasnikkel ötvözet porok, amelyek a vasalapú porvasmagoknál lényegesen nagyobb permeabilitásúak és további miniaturizálást tesznek lehetővé.

Dénes Péter dr. eljárásainak nagyipari megvalósítására létesült a Híradástechnikai Anyagok Gyára, amely a porvasmagokhoz szükséges vaspороt nagy-

üzemi méretekben gyártja. Ezzel sikerült magunkat a híradástechnikai iparban annyira fontos egyes porvasmag-típusokban a külföldi behozataltól függetleníteni. A megindult tömeggyártás továbbfejlesztése a hazai szükségleten felül a népi demokratikus országok, sőt a kapitalista országok felé is jelentős porvasmag-exportot tesz lehetővé.

* * *

Dallos András, a Távközlési Kutató Intézet laboratóriumvezetője, mikrohullámú csövek és katódsugárcsővek hazai kifejlesztéséért, **Fried Henrik**, az Egyesült Izzó gyáregységvezetője pedig ugyanezen típusok üzemszerű gyártásának bevezetéséért nyerte el az alkotó munkáért járó legszebb magyar kitüntetést. Az együttesen elnyert Kossuth-díj nemcsak a két személy és a vezetésük alatt álló két intézmény munkájának elismerését jelenti, hanem ezenkívül jutalmazza a kutatás és ipar szerencsésen megvalósított gördülékeny együttműködését is, amely számos más területen példaadó lehet.

Dallos András — az ellenállási mozgalomban vértanuhalált halt *Dallos György*, híradástechnikus tudós, öccse — részben saját kutatásaival, részben a laboratórium munkájának jól szervezett irányításával érdemelte ki a kitüntetést. Munkáját mély

felelősségérzet, józan realizmus jellemzi. Ez teszi képessé arra, hogy kellő megértéssel segítse elő a tudományos eredményeknek a gyakorlat részére való átadását. Ügybuzgalma, komolysága és szerény magatartása osztatlan népszerűséget biztosít részére kartársai körében.

Fried Henrik műszaki egyéniségét az új utak keresése, a kiváló konstrukciós képesség és a termékeny fantázia jellemzi. Nyugtalan lobogó termé-

szete nem riad vissza a nehézségektől. Épp ezért nemcsak arra képes, hogy gyorsan átvegye a kutatás legfrissebb eredményeit, hanem maga is gyarapítja azokat.

Lelkes optimizmusa, jóindulata és meleg szíve révén ő is általános szeretet tárgya.

Reméljük, hogy e két kiváló kartárs együttműködése még sok további sikerrel fogja gazdagítani a magyar híradástechnikát.

Differenciáló és integráló áramkörök

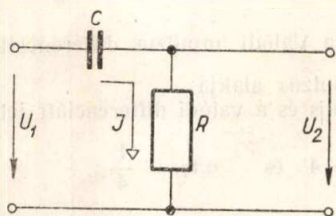
FODOR GYÖRGY és TEMES GÁBOR
Budapesti Műszaki Egyetem, Elméleti Villamosságtan Tanszék

I. ELMÉLETI RÉSZ

Gyakorlati és elméleti szempontból egyaránt érdekes feladat az időben változó feszültség differenciálhányadosával (vagy integráljával) arányos feszültség előállítása villamos úton. A híradástechnikában általában azért használnak differenciáló kapcsolásokat, mert a differenciált jel kezdete és vége gyakran markánsabb, mint az eredeti impulzusé (például egyenáramú impulzus esetén). Ezekben az esetekben nem túlzottan lényeges, hogy a differenciáló kapcsolat tökéletesen differenciáljon, hanem az a feladat, hogy a jel eleje minél meredekebb legyen. Ha azonban analógiás számológépeknél akarunk ilyen kapcsolásokat felhasználni, úgy fontos követelmény, hogy a kapcsolat által szolgáltatott jel minél jobban közelítse meg az eredeti jel differenciálhányadosát vagy integrálját. Ezen túlmenően tisztán elméleti szempontból is érdemes foglalkozni azzal a kérdéssel, hogy milyen módon, mekkora pontossággal valósítható meg a villamos úton való differenciálás vagy integrálás.

1. A legegyszerűbb differenciáló kapcsolat

A legegyszerűbb és általánosan ismert kapcsolat az ellenállásból és kapacitásból leosztószerűen kiképzett négy pólus. Az 1. ábrán látható egy ilyen



1. ábra. A legegyszerűbb C—R differenciáló kapcsolat

differenciáló kapcsolat. A Laplace-transzformáció segítségével könnyen kimutatható, hogy bizonyos feltételek mellett az $U_2(t)$ feszültség minden pillanatban arányos a $\frac{dU_1}{dt}$ feszültségderiválttal. Az

alábbiakban valamely $F(t)$ függvény Laplace-transzformáltját $f(p)$ -vel jelöljük. A következőkben olyan jelekre szorítkozunk, amelyek értéke a $t = 0$ pillanatban zérus. Ennek következtében nem kell

az áramköri egyenleteket felírunk, hanem közvetlenül az operátoros impedanciákkal számolhatunk.

Az 1. ábra alapján a p -tartománybeli impedanciák felhasználásával írható:

$$u_2 = \frac{R}{R + \frac{1}{pC}} u_1 = \frac{pRC}{1 + pRC} u_1 = \frac{p\tau}{1 + p\tau} u_1$$

Itt $\tau = RC$ a differenciátor időállandója:

Ha

$$|p\tau| \ll 1 \quad u_2 \approx p\tau u_1$$

Az időfüggvényre való áttérésnél vegyük figyelembe, hogy ha valamely $F(t)$ függvénynek a $t = 0$ helyen felvett értéke zérus, akkor $p f(p)$ a $\frac{dF}{dt}$ függvénynek a Laplace-transzformáltja. Ezek szerint

$$U_2 \approx \tau \frac{dU_1}{dt}$$

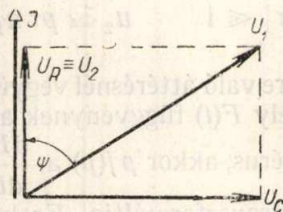
Az $U_1(0) = 0$ feltétel azt jelenti, hogy a jel indulása előtt a primer kapcsok rövidre voltak zárva, vagyis a generátor belső ellenállása zérus.

Hogy a közelítés jogos legyen, a $p\tau = pRC$ szorzatnak kicsinek kell lennie. Ezt úgy érhetjük el, hogy mind R , mind C értékét kicsinek választjuk. Az RC szorzat túlságos csökkentésének azonban határt szab, hogy az U_2 feszültség maga is arányos ezzel a szorzattal. Ez azt jelenti, hogy minél jobban differenciál egy kapcsolat, annál kisebb jelet ad. Másrészt hiába csökkentjük le akár mennyire is a τ időállandó értékét, a $p\tau$ tag mégsem lesz az egység mellett elhanyagolható, ha p értéke nagy. A Laplace-transzformáció egyik hasonlósági törvénye szerint a $p \rightarrow \infty$ tartománynak a $t \rightarrow 0$ tartomány felel meg. Vagyis a differenciálás kis t értékekre (a jel eleje) tökéletesen lesz. Ezt közvetlenül is beláthatjuk. Ha az áramkörben csak kondenzátor lenne, akkor az

$$I = C \frac{dU_1}{dt}$$

egyenlet értelmében az áramerősség minden pillanatban arányos lenne a bemenő feszültség deriváltjával. Ezzel az árammal arányos feszültséget mérhetünk egy, az áramkörbe beiktatott ellenálláson. Az ellenállás beiktatásával azonban megváltoztatjuk az áramot is. A feszültség megjelenésekor a kondenzátor még töltetlen, ezért az áramot lényegileg az ellenállás határozza meg. Ilyenkor tehát a szekunder jel nem arányos a primer jel deriváltjával. A későbbiek folyamán a kondenzátor feltöltődik és most már lényegében az szabályozza az áramot. Most már az áram valóban arányos lesz a bemenő feszültség differenciálhányadosával. Az áramkör állandója éppen azt az időt szabja meg, amely után ez az állapot beáll. Ennek csökkentése tehát a kapcsolás jóságát növeli, mint láttuk, nem minden hátrány nélkül.

A kapcsolás működésének megértését elősegíti, ha megvizsgáljuk egy olyan primer jel differenciálását, melyet egy végtelen értelmezési tartományú szinuszfüggvény ír le. Ez elvileg természetesen nem »jel«, azonban gyakorlatilag egy elég régen bekapcsolt szinuszos feszültség tárgyalható ily módon. Ha felrajzoljuk a kapcsolás komplex »vektorábráját«, vagyis komplex mutatóinak diagramját, igen áttekinthető képet kapunk a kapcsolás működéséről. Ha az \bar{U}_2 feszültség arányos az \bar{U}_1 feszültség deriváltjával, vagyis $j\omega\bar{U}_1$ -el, akkor \bar{U}_2 komplex mutatója 90° -kal előre van forgatva \bar{U}_1 komplex mutatójához képest. A 2. ábrából



2. ábra Végtelen szinuszos feszültség differenciálásánál fellépő mennyiségek komplex mutatói

látható, hogy ez a kapcsolás nem valósíthatja ezt meg ($\psi < 90^\circ$), éppen a fellépő induktív feszültség miatt.

A 3. ábrán egy feszültség-impulzus és a hatására létrejövő szekunder feszültség látható. Az impulzust nem tekinthetjük ideálisnak, hanem a generátor időállandójától függő exponenciális függvényekből összerakottnak (3a. ábra).

$$U_1 = U_0 (1 - e^{-at}) \quad \text{ha } 0 \leq t \leq T$$

$$U_1 = U_0 e^{-a(t-T)} \quad \text{ha } t > T$$

(Az egyenlet felírásánál az egyszerűség érdekében feltételeztük, hogy $\frac{1}{a} \ll T$, vagyis a generátor időállandója sokkal kisebb, mint az általa adott impulzus hossza. Ez a feltétel általában teljesülni szokott.)

A részletes számítást a Függelékben közöljük. A szekunder feszültségre az alábbi eredmény adódik:

$$U_2 = a\tau U_0 \frac{e^{-at} - e^{-t/\tau}}{1 - a\tau}$$

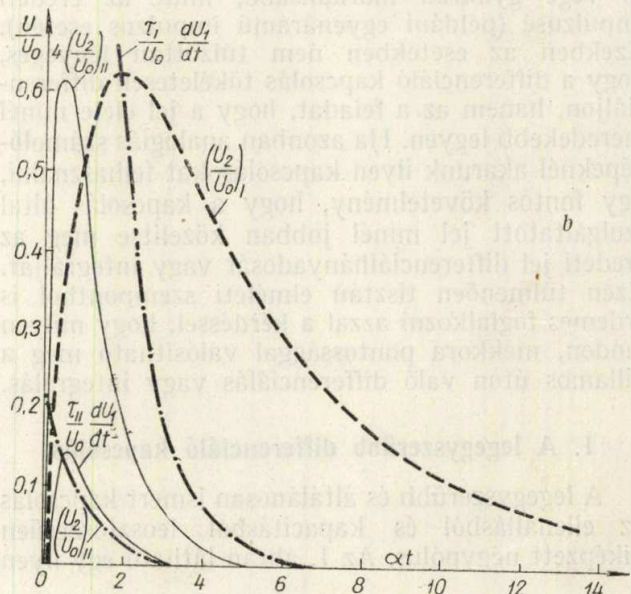
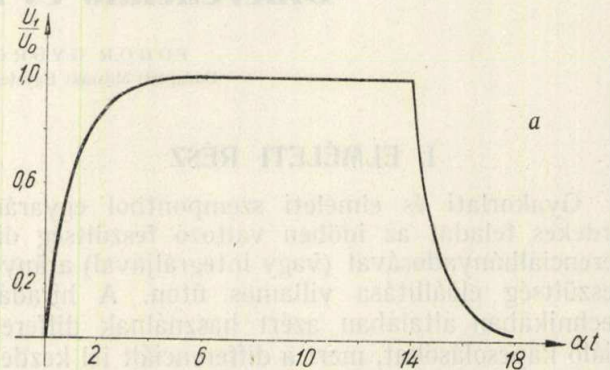
ha $0 \leq t \leq T$

$$U_2 = -a\tau U_0 \frac{e^{-a(t-T)} - e^{-\frac{t-T}{\tau}}}{1 - a\tau}$$

ha $t > T$

míg a primer feszültség deriváltjának értéke:

$$\frac{dU_1}{dt} = a U_0 e^{-at}$$



3. ábra Valódi impulzus differenciálása

- a) Az impulzus alakja
- b) Az Ideális és a valódi differenciált jelek

$$a\tau_I = 4 \quad \text{és} \quad a\tau_{II} = \frac{1}{4}$$

..... $\frac{\tau}{U_0} \frac{dU_1}{dt}$ az ideális derivált

----- $\frac{U_2}{U_0}$ a kimenő jel

————— $4 \left(\frac{U_2}{U_0}\right)_{II}$ a kimenő jel négyszeres nagyságban $a\tau_{II} = \frac{1}{4}$ esetén az azonos magasságú, de más időállandójú jellel történő összehasonlításra.

Az impulzus lezálló ágához tartozó értékek a t -tengelyen való tükrözéssel és T eltolással nyerhetők.

ha $0 \leq t \leq T$

$$\frac{dU_1}{dt} = -\alpha U_0 e^{-\alpha(t-T)}$$

ha $t > T$

A differenciálás jósága igen nagy mértékben függ a generátor és a kör időállandóinak viszonyától, vagyis az $\alpha\tau$ szorzattól. Ha ez zérushoz tart, vagyis $\tau \gg \frac{1}{\alpha}$, akkor határesetben

$$U_2 = \tau \frac{dU_1}{dt}$$

Ez a határeset természetesen nem valósítható meg. Különösen problematikus a jelenség lefolyása a $t = 0$ és a $t = T$ pillanatok után, mint azt már az előzőekben megbeszéltük. Több tagból összetett függvényeknél, mint amilyen a most tárgyalt is, a Laplace-transzformáció szempontjából minden szakasz eleje olyan, mintha a $t = 0$ pillanat lenne. Így az előzőekben a hasonlósági tétel alapján kimondott elv nemcsak a zérus pillanatra, hanem minden ilyen szakasz kezdetére is vonatkozik. Ez fizikailag a következőképpen látható be. Az áramköri egyenlet:

$$U_1 = U_c + RI = U_{c0} + \frac{1}{C} \int_0^t I dt + RI$$

differenciálva:

$$\frac{dU_1}{dt} = \frac{1}{C} I + R \frac{dI}{dt}$$

Mivel az impulzus végén ($t = T$) a kondenzátor gyakorlatilag fel van töltve $U = U_0$ feszültségre, az első pillanatban áram nem folyhat:

$$I(T) = 0$$

így

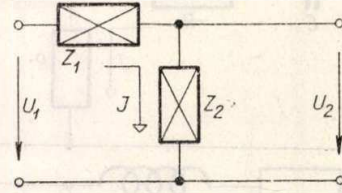
$$\left(\frac{dU_1}{dt}\right)_{t=T} = R \left(\frac{dI}{dt}\right)_{t=T}$$

Tehát nem az áram, hanem annak deriváltja lesz arányos a feszültség deriváltjával, így érthető, hogy az ellenállásról levett szekunder feszültség eleinte miért nem arányos a primer feszültség deriváltjával.

2. A legjobb differenciáló kapcsolás

Az eddigiek után természetesen felvetődik az a kérdés, lehet-e az ismertettnél jobb differenciáló kapcsolást készíteni. Vizsgáljuk meg ecéből a 4. ábrán látható általános impedanciából álló L tagot. A transzformált feszültségekre felírható a következő összefüggés:

$$u_2 = \frac{z_2}{z_1 + z_2} u_1 = \frac{z_2}{1 + \frac{z_2}{z_1}} u_1$$



4. ábra. Általános L-tag

Célunk az, hogy U_2 arányos legyen $\frac{dU_1}{dt}$ -vel, vagyis a p tartományban

$$u_2 = kp u_1$$

ahol ismét az $U_1(0) = 0$ feltevést tesszük. A két egyenlet összevetéséből és $\frac{z_2}{z_1} = B$ jelöléssel

$$\frac{B}{1 + B} = kp$$

Az egyenlet reciprokát véve és rendezve:

$$\frac{1}{B} = \frac{1}{kp} - 1 = \frac{1 - kp}{kp}$$

$$B = \frac{kp}{1 - kp} = \frac{z_2}{z_1}$$

Ez az összefüggés előírja a z_1 és z_2 impedanciák megválasztásának módját, amely ahhoz szükséges, hogy tökéletes differenciáló kapcsolást kapjunk.

Ezt a feltételt kétféleképpen elégíthetjük ki: pontosan és közelítőleg. A pontos megoldás természetesen bonyolultabb a közelítőnél.

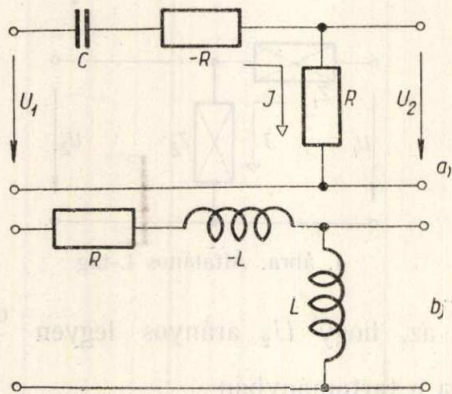
A) Pontos megoldások

Az impedanciákra szóló feltételi egyenlet például az alábbi módon elégíthető ki:

$$z_2 = R; \quad z_1 = \frac{1}{pC} + (-R) \quad k = RC = \tau$$

Vagyis a z_2 impedancia egy hatásos ellenállás, a z_1 impedancia pedig egy kondenzátor és egy negatív hatásos ellenállás soros eredője (5a. ábra). Negatív hatásos ellenállás olyan elemet jelent, melynek kapcsain az árammal minden pillanatban arányos, de ellenkező irányú feszültség jelenik meg. Lényegileg tehát generátorról van szó, mely passzív elemekből nem valósítható meg. Elektroncsöves kapcsolás segítségével azonban készíthetünk ilyen elemet. Ez természetesen nagy mértékben bonyo-

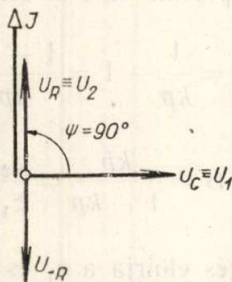
lítja a kapcsolást, előnyt jelent azonban az, hogy itt semmilyen kikötést nem kellett tennünk a $k = RC$ értékre, tehát a szekunder feszültséget mindjárt erősítve kaphatjuk.



5. ábra. Ideális differenciátorok

Az eredmény az eddigiek alapján nyilvánvaló. Megállapítottuk, hogy egy egyszerű $C - R$ tag azért nem differenciál tökéletesen, mert az ellenálláson fellépő feszültség eltorzítja a viszonyokat. Nem csodálatos tehát, hogy egy negatív ellenállás beiktatása a differenciálást tökéletessé teszi.

Jó áttekintést ad erről a kapcsolás komplex mutatódiagrammja (6. ábra), amely időben vég-



6. ábra. Végtelen szinuszos feszültség hatására ideális differenciátoron fellépő mennyiségek komplex mutatói

telen szinuszos feszültség esetén érvényes. Most valóban elérhető, hogy a két feszültségmutató közti szög éppen 90° legyen.

Az impedanciákra szóló

$$\frac{z_2}{z_1} = \frac{kp}{1 - kp}$$

feltételi egyenlet másképpen is kielégíthető:

$$z_1 = R + (-pL);$$

$$z_2 = pL;$$

$$k = \frac{L}{R} = \tau$$

A $-pL$ impedancia olyan elemet jelent, amelyen a fellépő feszültség minden pillanatban arányos az átfolyó áram időszerinti deriváltjával, de azzal ellenkező irányú (5b ábra). Elektroncsöves kap-

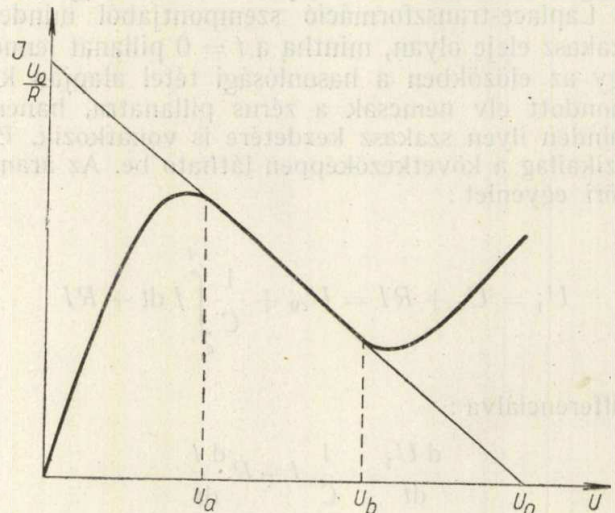
csolásai ilyen elem is megvalósítható. Ennek a kapcsolásnak hibája, hogy a z_2 impedancia tiszta induktivitás, amit nem tudunk megvalósítani, mert a tekercsnek szükségképpen van konduktív ellenállása. Jelöljük ezt az ellenállást R_2 -vel. Akkor egy negatív R_2 ellenállással az alábbi kapcsolást valósíthatjuk meg:

$$z_1 = R + (-pL);$$

$$z_2 = R_2 + pL + (-R_2);$$

$$k = \frac{L}{R}$$

Ez a kapcsolás azonban két negatív elemet kíván, ami a kapcsolást feleslegesen bonyolítja. Elvileg is azt a kifogást lehet emelni, hogy a tekercs konduktív ellenállása a szkin-effektus, stb. következtében a frekvenciának a függvénye, tehát egy általános jelnél (amelynek spektrumában mindenféle frek-



7. ábra. Negatív dinamikus ellenállású szakasszal bíró karakterisztika

venca képviselve van) nem is adható meg az R_2 ellenállás egyértelműen.

A negatív ellenállással kapcsolatban meg kell még jegyeznünk, hogy annak nem kell feltétlenül

$$U_n = -RI$$

karakterisztikájúnak lennie. Elegendő, ha karakterisztikája a 7. ábrán látható alakkal rendelkezik. Ilyenkor a karakterisztika eső ágának lineáris szakasza az alábbi egyenlettel írható le:

$$U_n = U_0 - RI \quad U_a < U_n < U_b$$

Ha a működési tartomány U_a és U_b közé beállítható, (ahol tehát a dinamikus ellenállás állandó negatív értéknek tekinthető), akkor az 5a ábrán látható kapcsolásra az alábbi egyenlet írható fel:

$$U_1 = U_C + U_n + U_R$$

Behelyettesítve a feszültségeknek az áramerősséggel kifejezett értékeit :

$$U_1 = \frac{1}{C} \int_0^t I dt + U_0 - RI + RI$$

Differenciálva t szerint :

$$\frac{dU_1}{dt} = \frac{1}{C} I$$

Így tehát :

$$U_2 = RI = RC \frac{dU_1}{dt}$$

A szekunder feszültség tehát valóban arányos a primer feszültség deriváltjával.

A későbbiekben látni fogjuk, hogy stabilitási problémák miatt a most elmondott változat nem használható, míg az első változat nem kivitelezhető. Éppen ezért a negatív ellenállás tényleges kivitelét egészen más alapokra kellett fektetni.

B) Közelítő megoldások

Vizsgáljuk most meg, van-e lehetőség a feladat passzív elemekkel történő megoldására. Ha k értékét kicsinek választjuk, az impedanciák viszonyára szóló feltételt kp hatványai szerint sorbafejtjük :

$$\frac{z_2}{z_1} = \frac{kp}{1 - kp} = kp [1 + kp + (kp)^2 + \dots]$$

a) A probléma nulladik megközelítését nyerjük, ha a nevezőt nulladfokú Taylor-polinomjával pótoljuk :

$$\frac{z_2}{z_1} \cong kp$$

Ennek egy lehetséges megoldása :

$$z_1 = \frac{1}{pC} ; \quad z_2 = R ; \quad k = RC = \tau$$

Ezzel éppen megkapjuk a bevezetőben tárgyalt egyszerű differenciátort (1. ábra). A nulladik közelítés egy másik lehetséges megoldása :

$$z_1 = R ; \quad z_2 = pL ; \quad k = \frac{L}{R} = \tau$$

Az utóbbi eset gyakorlatilag nehezebben kivitelezhető, mert ellenállásmentes induktivitást nem tudunk készíteni.

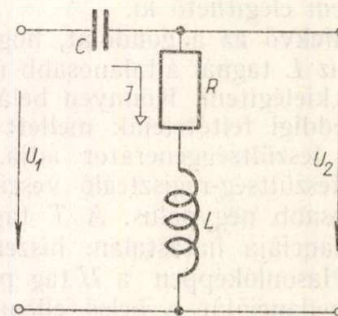
Ezzel kapcsolatban megjegyzendő, hogy valamennyi differenciáló vagy integráló kapcsolásnál az elemek nem-ideális volta is hibát jelent (kondenzátorok szivárgása, ellenállások induktivitása, a hozzávezetések ellenállása és induktivitása, valamennyi elem szórt kapacitása). Ezeket a hatásokat egyelőre nem vesszük figyelembe, néhányat közülük

a későbbiekben tárgyalunk. Ugyancsak figyelmen kívül hagyjuk azt a tényt is, hogy a differenciáló vagy integráló négy-pólus szekunder oldalán mindig van valamilyen lezárás, melynek impedanciája általában nem tekinthető végtelennek, tehát a bemenő áram nem egyenlő a szekunder feszültséget létrehozó árammal.

b) Vizsgáljunk most meg az előzőknél egy fokkal jobb közelítést. Erre nézve :

$$\frac{z_2}{z_1} \cong kp (1 + kp)$$

Ennek egyik megoldása az első megoldás továbbfejlesztéséből adódik (8. ábra) :



8. ábra. Passzív elemekkel megvalósítható legjobb differenciáló kapcsolás

$$z_1 = \frac{1}{pC} ; \quad z_2 = R + pL ; \quad k = RC = \frac{L}{R}$$

Itt lényeges megjegyezni azt, hogy a három paraméter közül csak kettő választható szabadon, a harmadik ezekből egyértelműen meghatározható :

$$R^2 = \frac{L}{C}$$

A jó differenciálás feltétele itt is k minél kisebb értéke, amivel viszont együttjár a szekunder jel csökkenése is.

Az első közelítésből adódó feltételt másképpen is kielégíthetjük, ha a nulladik megközelítés kapcsolásának $R - L$ tagját egy kondenzátorral egészítjük ki, amelyet az ellenállással parallel kapcsolunk :

$$z_1 = R \times \frac{1}{pC} = \frac{R \frac{1}{pC}}{R + \frac{1}{pC}} = \frac{R}{1 + pCR} ; \quad z_2 = pL$$

$$k = RC = \frac{L}{R} ; \quad R^2 = \frac{L}{C}$$

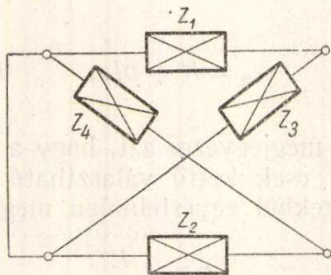
Vagyis a második megoldás szerint a z_1 impedancia párhuzamosan kapcsolt ellenállás és kapacitás, a z_2 impedancia pedig induktivitás. Míg az első megvalósítható, az utóbbinál ismét gátló körülményként jelentkezik az induktitásnál elkerülhetetlen konduktív ellenállás.

c) Vizsgáljuk most meg egy még jobb közelítés lehetőségeit. Az impedanciák viszonya második közelítésben:

$$\frac{z_2}{z_1} \cong kp [1 + kp + (kp)^2] = kp + (kp)^2 + (kp)^3$$

Vegyük figyelembe azt a tételt, hogy ha az impedancia kifejezését racionális tört alakban írjuk fel, akkor a számláló és a nevező p -re vonatkozó fokszáma csak 1-el különbözhet. (A tétel bizonyítása a Függelékben megtalálható.) Két impedancia hányadosa tehát p -nek legfeljebb csak második hatványától függhet és így a fenti egyenlet passzív elemekkel nem elégíthető ki.

d) Kézenfekvő az a gondolat, hogy a feladat megoldását az L tagnál általánosabb négypólussal igyekezzünk kielégíteni. Könnyen belátható azonban, hogy eddigi feltételeink mellett (a bemenő jelet ideális feszültséggenerátor adja, a kimenő jelet ideális feszültség-regisztráló veszi) az L tag a legáltalánosabb négypólus. A T tag szekunder oldali impedanciája hatástalan, hiszen ott áram nem folyik. Hasonlóképpen a II tag primer oldali áthidaló impedanciáját a belső ellenállás nélküli feszültség-generátor söntöli. A legáltalánosabb X



9. ábra. X -tag, mint legáltalánosabb négypólus. A primer oldali rövidzár a zérus belső ellenállású feszültség-generátort reprezentálja

tag (9. ábra) is visszavezethető két L tagra. A kimenő feszültség a két L -tag feszültségének különbsége, így az előzők szerint sorbafejtés tovább nem végezhető, sőt a leosztás miatt a hasznos jel kisebb lesz,

Ezzel kimutattuk, hogy a b) pontban tárgyalt kapcsolások valóban a passzív elemekből megvalósítható legjobb differenciátorok.

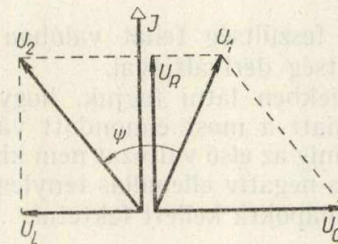
3. A passzív elemekkel megvalósítható legjobb differenciáló kapcsolás működése

Az eddigieket összefoglalva megállapítható, hogy a passzív elemekből megvalósítható legjobb differenciáló kapcsolás a 8. ábra szerinti. Ennél a kapcsolásnál:

$$z_1 = \frac{1}{pC}; \quad z_2 = R + pL; \quad k = RC = \frac{L}{R} = \tau$$

A szekunder- és primerfeszültség hányadosa a p tartományban:

$$\begin{aligned} \frac{u_2}{u_1} &= \frac{z_2}{z_1 + z_2} = \frac{R + pL}{\frac{1}{pC} + R + pL} = \\ &= p \frac{p + \frac{R}{L}}{p^2 + \frac{R}{L}p + \frac{1}{LC}} = p \frac{p + \frac{1}{\tau}}{p^2 + \frac{p}{\tau} + \frac{1}{\tau^2}} \end{aligned}$$



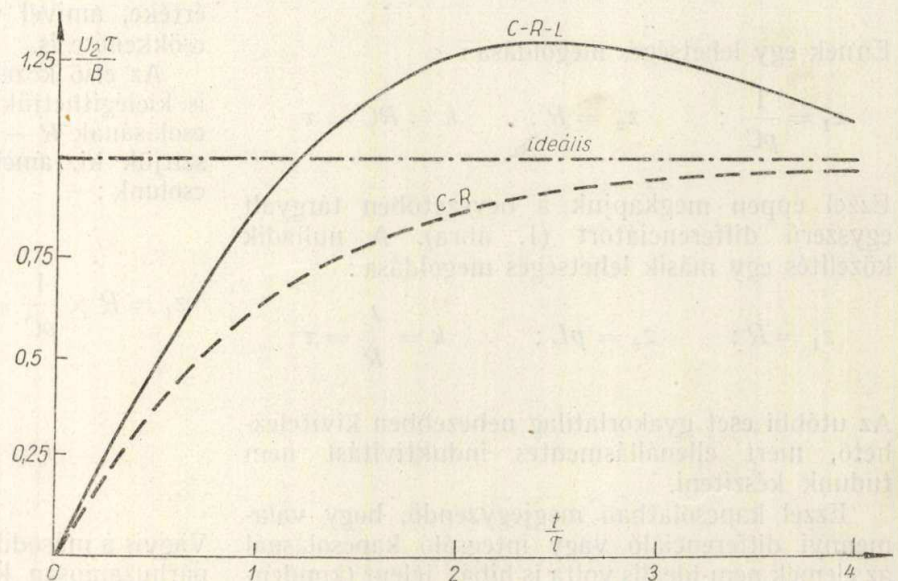
10. ábra. Végtelen szinuszos feszültség hatására $C-R-L$ differenciátoron mérhető mennyiségek komplex mutatói

Vagyis a szekunder feszültség a p tartományban:

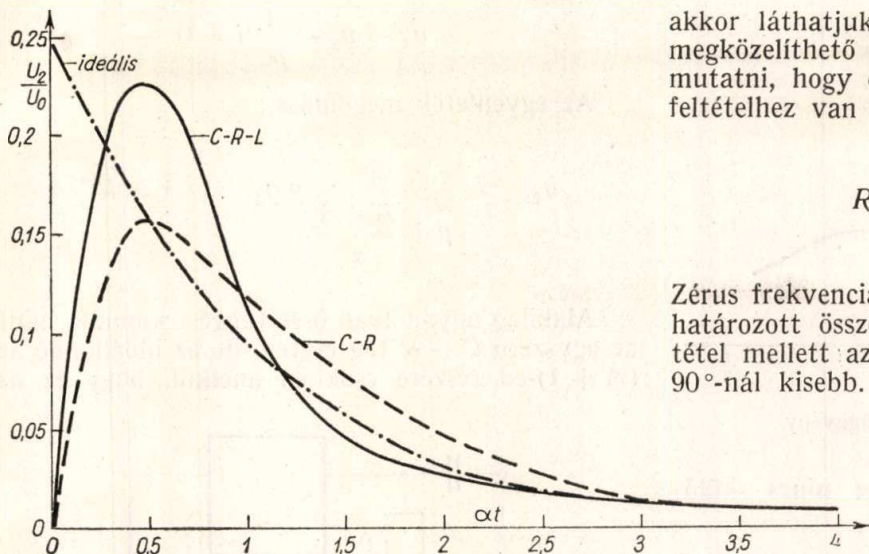
$$u_2 = \frac{p + \frac{1}{\tau}}{p^2 + \frac{p}{\tau} + \frac{1}{\tau^2}} pu_1$$

A következőkben ezen kapcsolás működését vizsgáljuk meg részletesebben.

Első példának ismét a végtelen szinuszfeszültséget vizsgáljuk meg. A komplex mutatódiagramm a 10. ábrán látható. Ha ezt összevetjük a 2. ábrával,



11. ábra. Lineárisan változó feszültség differenciálása $C-R$ és $C-R-L$ differenciátoron
 - · - · - az ideális derivált τ -szorososa
 - - - - $C-R$ differenciátor jele
 - - - - $C-R-L$ differenciátor jele



12. ábra. Valódi lökésfeszültség differenciálása C—R és C—R—L differenciátoron
 — az ideális derivált τ -szorososa
 - - - C—R differenciátor jele
 — C—R—L differenciátor jele
 Az ábra az $\alpha\tau = 4$ esetre vonatkozik

akkor láthatjuk, hogy ebben az esetben jobban megközelíthető a $\psi = 90^\circ$ feltétel. Könnyű kimutatni, hogy ennek teljesülése frekvencia-függő feltételhez van kötve:

$$R^2 = \frac{L}{C} - \frac{1}{2} \omega^2 LC$$

Zérus frekvencián tehát éppen az előzőekben meghatározott összefüggés adódik. Az $R^2 = L/C$ feltétel mellett azonban minden frekvencián a szög 90° -nál kisebb.

Összehasonlításként a 11–13. ábrákon néhány tipikus jel differenciálását mutatjuk be. Az ideális differenciálhányados mellett feltüntetjük a C—R és a C—R—L differenciátorra kiszámított szekunder $\#$ jeleket. Az utóbbinál a szekunder jel homloka meredekebb és az ideális értéket lengésekkel éri el.

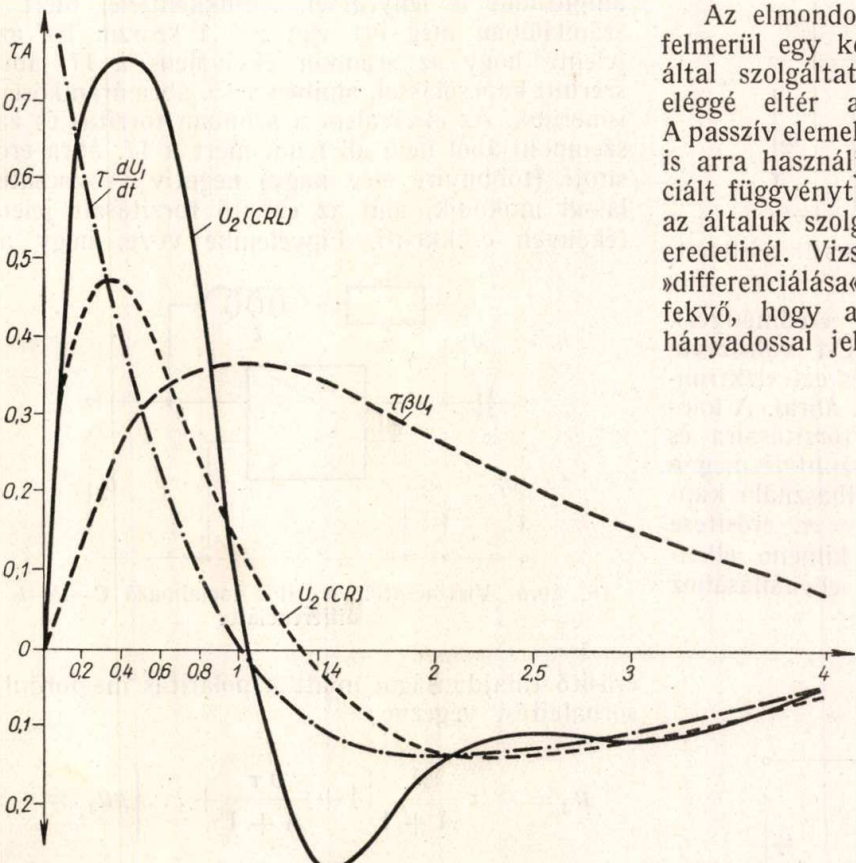
Az elmondottakkal kapcsolatban önkéntelenül felmerül egy kérdés. A C—R—L differenciátor által szolgáltatott jel (különösen annak elején) eléggé eltér az ideális differenciálhányadostól. A passzív elemekből álló kapcsolásokat azonban nem is arra használják, hogy segítségükkel a differenciált függvényt meghatározzák, hanem arra, hogy az általuk szolgáltatott jel meredekebb legyen az eredetinél. Vizsgáljuk például egy lökésfüggvény »differenciálása« által nyert jelet (14. ábra). Kézenfekvő, hogy a differenciálás jóságát az alábbi hányadossal jellemezzük:

$$m = \frac{U_{\max}}{U_0} : \frac{t_m}{\tau} = \operatorname{tg} \alpha$$

Kérdés már most, vajon tényleg $L = R^2C$ induktivitás beiktatása esetén lesz az m érték a legnagyobb, vagy célszerűbb más L értéket választani a nagyobb meredekség érdekében, lemondva a jó közelítésről a jel későbbi menetében. A feladat matematikailag úgy oldható meg, hogy különböző L értékek esetén meghatározzuk m értékeit. A hosszadalmas számítás eredménye (állandó U_0 és $\tau = RC$ esetén) az alábbi:

$L = L_0 = R^2C$	$m = 0,111$
$L = 0,83 L_0$	$m = 0,096$
$L = 1,24 L_0$	$m = 0,101$
$L = 0$	$m = 0,067$

Láthatjuk, hogy az $L = R^2C$ választás biztosítja a legmeredekebb jelet, habár kis

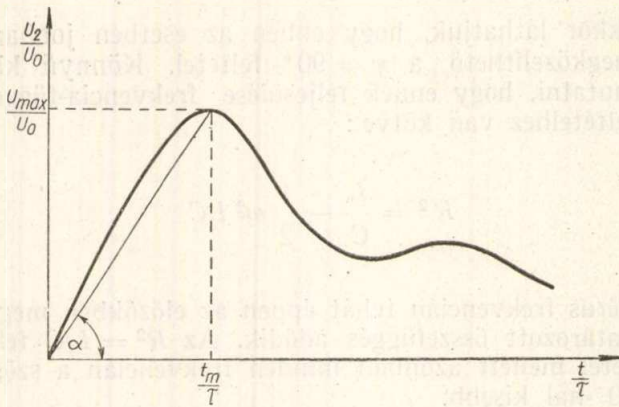


13. ábra. Lapos impulzus differenciálása C—R és C—R—L tagon. $U_1 = Ate^{-\beta t}$ (Ilyen impulzusformával közelíthetők meg például a Geiger—Müller számlálócsövek által adott jelek).

- · - · - az ideális derivált τ -szorososa
- - - C—R differenciátor jele
- C—R—L differenciátor jele

Az ábra arra az esetre vonatkozik, mikor a differenciátor időállandója négyszerese a generátor időállandójának, tehát

$$\beta\tau = \frac{1}{4}$$

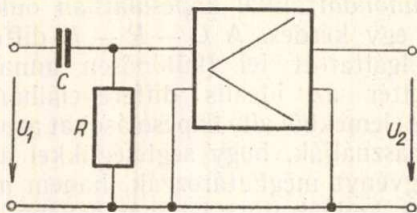


14. ábra. Differenciált lökésfüggvény

eltérésnek az induktivitás értékében nincs különösebb hatása.

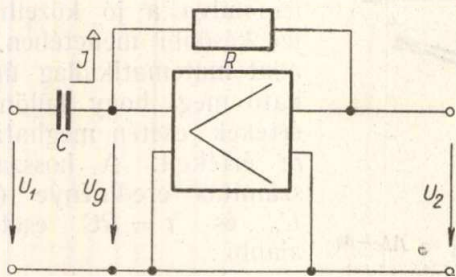
4. Differenciáló kapcsolások visszacsatolt erősítővel

Mint láttuk, az egyszerű $C - R$ differenciáló tag működését hátrányosan befolyásolja az a körülmény, hogy az RC időállandó nagyra választása rossz differenciálásra vezet, kicsire választása pedig



15. ábra. $C - R$ differenciátor láncbakacsatolt erősítővel

a jel nagy amplitudó-csökkenését eredményezi. Kézenfekvő gondolat, hogy kis RC -t választva, jól differenciált kis jelet nyerjünk és ezt elektroncsöves kapcsolással erősítsük fel (15. ábra). A kapcsolat hátránya, hogy az erősítő torzításaira és zajaira érzékeny. Ezt a hátrányt szünteti meg a 16. ábra szerinti, a Miller-hatást felhasználó kapcsolat. Az erősítő fázisforgatása $\varphi = \pi$, erősítése $A \gg 1$, bemenő ellenállása nagy, kimenő ellenállása kicsiny az áramkör többi ellenállásához képest.



16. ábra. Visszacsatolt erősítőt tartalmazó $C - R$ differenciátor

Az áramkör egyenleteit a p tartományban felírva:

$$u_2 = - Au_g$$

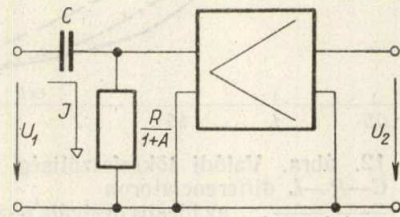
$$u_2 - u_g + Ri = 0$$

$$u_1 - u_g - \frac{1}{pC} i = 0$$

Az egyenletek megoldása:

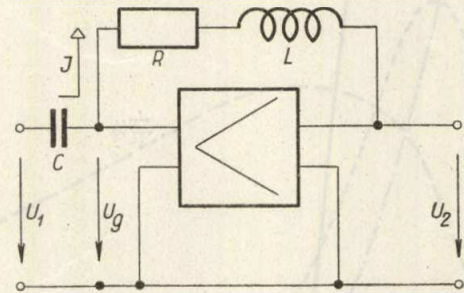
$$u_2 = - \frac{A}{p + \frac{A+1}{\tau}} p u_1 \quad \tau = RC$$

Alakilag ugyanolyan összefüggést kapunk, mint az egyszerű $C - R$ tag esetén, de az időállandó az $(A + 1)$ -ed részére csökken anélkül, hogy ez az



17. ábra. Visszacsatolt erősítőt tartalmazó $C - R$ differenciátor helyettesítő képe

amplitudót is lényegesen lecsökkentené, mert a számlálóban még ott van az A szorzó. Ez azt jelenti, hogy az áramkör ekvivalens a 17. ábra szerinti kapcsolással, amiben a 15. ábra áramkörére ismerünk. Az ekvivalencia azonban torzítás és zaj szempontjából nem áll fenn, mert a 17. ábra erősítője (többnyire elég nagy) negatív visszacsatolással működik, ami az erősítő torzításait jelentékenyen csökkenti. Figyelembe véve, hogy az



18. ábra. Visszacsatolt erősítőt tartalmazó $C - R - L$ differenciátor

erősítő tulajdonságai miatt a polaritás megfordul, sorbafejtést végezve:

$$u_2 = - \tau \frac{A}{A+1} \left[1 + \frac{p\tau}{A+1} + \dots \right] p u_1 \approx$$

$$\approx - \frac{\tau}{1 + \frac{1}{A}} p u_1$$

Most tehát nem $p\tau$ -nak, hanem $\frac{p\tau}{A+1}$ -nek kell elhanyagolhatónak lennie az egység mellett, így τ -t nagyobbának választhatjuk azonos differenciálási jóság mellett.

A visszacsatolást $C - R - L$ körrel is kombinálhatjuk (18. ábra). Ekkor az alábbiak lesznek az egyenletek:

$$u_2 = -Au_g$$

$$u_2 - u_g + Ri + pLi = 0$$

$$u_1 - u_g - \frac{1}{pC}i = 0$$

Az egyenletek megoldása:

$$u_2 = -\frac{A(1+p\tau')}{p^2\tau' + p + \frac{A+1}{\tau}} pu_1$$

$$\tau = RC; \quad \tau' = \frac{L}{R}$$

Sorbafejtést végezve:

$$u_2 = -\frac{A\tau}{A+1} \left[1 - \frac{p\tau}{A+1} + p\tau' - 2\frac{p^2\tau\tau'}{A+1} + \frac{p^2\tau^2}{(A+1)^2} \right] pu_1$$

A paraméterek alkalmas megválasztásával a p -ben elsőfokú tagok kiküszöbölhetők:

$$\tau' = \frac{\tau}{A+1}$$

Vagyis a paraméterek között a következő megkötésnek kell teljesülnie:

$$R^2 = (A+1)\frac{L}{C}$$

ekkor

$$u_2 \cong -\frac{A\tau}{A+1} \left[1 - \left(\frac{p\tau}{A+1} \right)^2 \right] pu_1$$

Elhanyagolva $\left(\frac{p\tau}{A+1} \right)^2$ -et az egység mellett:

$$u_2 \cong -\frac{\tau}{1 + \frac{1}{A}} pu_1$$

Ez a kapcsolat tehát épp úgy működik, mint az egyszerű $C - R - L$ differenciátor, csak az amplitudó nő meg azonos jóságú differenciálás mellett és a polaritás fordul meg.

Meg kell azonban jegyeznünk, hogy a visszacsatolás problémáját jelentősen egyszerűsítve tárgyaltuk, mert az erősítők általában frekvenciafüggők és ezért az

$$u_1 = -Au_g$$

összefüggés nem érvényes, mert A -t a Laplace-transzformáció során nem szabad állandónak tekinteni.

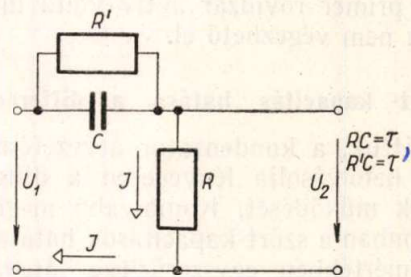
A fenti alapkapcsolásokon természetesen gyakorlati okok miatt több részletmódosítás végezhető. Az így létrejövő variánsokat a »Gyakorlati rész«-ben tárgyaljuk.

5. A kondenzátor átvezetésének befolyása a differenciálásra

Mint említettük, a differenciálás jóságára az elemek nem-ideális volta is befolyással van. Elsőnek vizsgáljuk meg a kondenzátor átvezetésének hatását. Az átvezetés nélküli $C - R$ differenciátorra, mint láttuk,

$$u_2 = \frac{p\tau}{1+p\tau} u_1 = u_1 - \frac{1}{\tau} \frac{1}{p + \frac{1}{\tau}} u_1$$

Vegyük most figyelembe az eddig ideálisnak tekintett kondenzátor véges ellenállását egy vele



19. ábra. A kondenzátor átvezetésének figyelembevétele $C - R$ differenciátor esetén

párhuzamosan kapcsolt R' szigetelési ellenállással. A 19. ábra alapján írhatjuk:

$$\begin{aligned} \frac{u_2}{u_1} &= \frac{R}{R + \frac{1}{pC}} = \frac{pRC}{pRC + \frac{pR'C}{pR'C + 1}} = \\ &= \frac{p\tau(1+p\tau')}{p\tau(1+p\tau') + p\tau'} = 1 - \frac{1}{\tau} \frac{1}{p + \left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau'} \right)} \end{aligned}$$

$$u_2 = u_1 - \frac{1}{\tau} \frac{1}{p + \left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau'} \right)} u_1$$

$$\tau = RC; \quad \tau' = R'C$$

A szekunder feszültség tehát mindkét esetben két részre bontható. Az első rész maga a bemenő jel, a második rész pedig ebből levonódik. Az át-

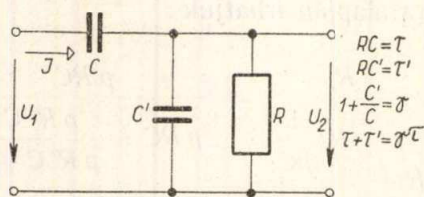
vezetési ellenállás ezen második tag amplitudóját közvetlenül nem befolyásolja, a kör időállandóját azonban megváltoztatja, ami a szekunder jel eltorzulását eredményezi. Mivel azonban a kondenzátor átvezetési ellenállása általában sokkal nagyobb, mint az áramkör ellenállása:

$$R' \gg R; \quad \tau' > \tau; \quad \frac{1}{\tau'} \ll \frac{1}{\tau}$$

ezért ez a hatás általában nem jelentős. A szokásos konstrukcióknál $\tau = 10^{-4} - 10^{-7}$ s, míg $\tau' = 10 - 10^4$ s a kondenzátor anyagától és a frekvenciától függően. Még a legrosszabb esetben is öt nagyságrend eltérés van tehát a két időállandó között, ami ezen effektus elhanyagolását jogosná teszi. Az időállandó megváltozása közvetlenül is belátható, ha figyelembe vesszük, hogy a feszültség-generátor, mint passzív elem, rövidzárt jelent. Látható, hogy a kondenzátorral nemcsak az R' , hanem az R ellenállás is párhuzamosan van kötve, tehát a kondenzátor feltöltődési és kisülési folyamataira a $\tau_1 = (R \times R')C = \tau + \tau'$ időállandó a mérvadó. Az áramok és feszültségek szempontjából ez a transzponálás a primer rövidzár aktív volta miatt természetesen nem végezhető el.

6. A szórt kapacitás hatása a differenciálásra

Mint láttuk, a kondenzátor átvezetésének hatása nem befolyásolja lényegesen a differenciáló kapcsolások működését. Komolyabb megfontolást igényel azonban a szórt kapacitások hatása. A kérdést nagymértékben egyszerűsítve tárgyaljuk, a mennyiben az 1. ábrán bemutatott egyszerű differenciátor hatásos ellenállásával párhuzamosan kötött C' kapacitással reprezentáljuk az áramkör egész szórt kapacitását (20. ábra). Erre nézve:



20. ábra. A $C-R$ differenciátorban lévő elemek szórt kapacitásának figyelembevétele

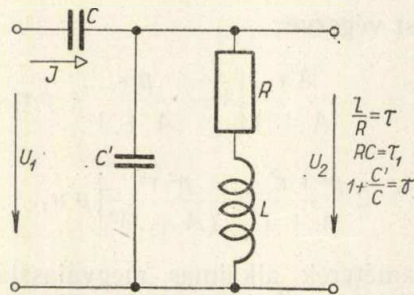
$$\begin{aligned} \frac{u_2}{u_1} &= \frac{R + \frac{1}{pC'}}{R + \frac{1}{pC'} + \frac{1}{pC}} = \frac{R}{R + \frac{1}{pRC' + 1}} = \\ &= \frac{R \frac{1}{pC'}}{R + \frac{1}{pC'}} = \frac{1}{1 + p(\tau + \tau')} = \frac{1}{\gamma} \frac{p}{p + \frac{1}{\gamma\tau}} \end{aligned}$$

$$RC = \tau; \quad RC' = \tau'; \quad 1 + \frac{C'}{C} = \gamma; \quad \tau + \tau' = \gamma\tau$$

Összevetve a szórt kapacitás elhanyagolásával tárgyalt $C-R$ differenciátor

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{p}{p + \frac{1}{\tau}}$$

kifejezésével, két hatást állapíthatunk meg. A szekunder feszültség időbeli lefolyása olyan, mintha az egyszerű differenciátor időállandója τ helyett $\gamma\tau > \tau$ lenne. Mivel a differenciálásnál minél kisebb időállandóra kell törekednünk, ez a hatás hátrányos. Másrészt a szekunder jel »amplitudója« is lecsökken γ -ad részére, ami ugyancsak káros hatás.



21. ábra. A $C-R-L$ differenciátor helyettesítő kapcsolása a szórt kapacitás figyelembevételével

Vizsgáljuk meg, hogy a $C-R-L$ körnél hogyan kell L értékét megválasztani a szórt kapacitás figyelembevételével, hogy a 3. §-ban megtárgyalt javító hatást elérhessük. A 21. ábra alapján:

$$\begin{aligned} \frac{u_2}{u_1} &= \frac{(R + pL) \frac{1}{pC'}}{R + pL + \frac{1}{pC'}} = \\ &= \frac{R + pL}{R + pL + \left(R + pL + \frac{1}{pC'}\right) \frac{C'}{C}} = \\ &= p\tau_1 \frac{1 + p\tau}{1 + \gamma p\tau_1(1 + p\tau)} \approx \\ &\approx p\tau_1(1 + p\tau)(1 - \gamma p\tau_1) = p\tau_1(1 + p\tau - \gamma p\tau_1) \end{aligned}$$

$$\tau = \frac{L}{R}; \quad \tau_1 = RC; \quad \gamma = 1 + \frac{C'}{C}$$

τ és τ_1 úgy választandók, hogy a p -ben lineáris tagok zérust adjanak:

$$\tau = \gamma \tau_1$$

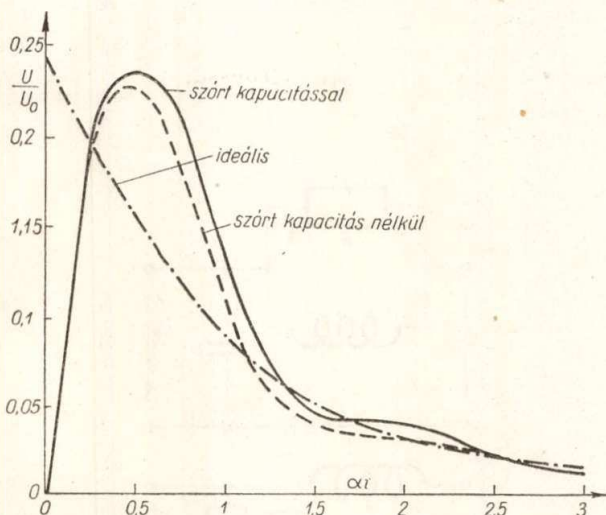
$$\frac{L}{R} = \left(1 + \frac{C'}{C}\right) RC$$

$$L = (C + C') R^2$$

Az induktivitást tehát épp úgy kell megválasztanunk, mint eddig, csak az áramkör kapacitáshoz hozzá kell adnunk a szórt kapacitást. Ez, valamint az időállandó megváltozása a primer oldali rövidzár figyelembevételével közvetlenül is belátható. Az induktivitás ilyen megválasztása esetén:

$$\begin{aligned} \frac{u_2}{u_1} &= \frac{p \tau}{\gamma} \frac{1 + p \tau}{1 + p \tau + (p \tau)^2} = \\ &= \frac{1}{\gamma} \frac{p^2 + \frac{p}{\tau}}{p^2 + \frac{p}{\tau} + \frac{1}{\tau^2}} \end{aligned}$$

A szekunder feszültség időbeli változása tehát ugyanolyan, mint a szórt kapacitás nélküli esetben, csak $\tau = RC$ helyett $\tau = \gamma RC$ időállandóval és γ -ad részre csökkent amplitudóval (22. ábra). Mindkét hatás hátrányos volta miatt lehetőség szerint csökkentenünk kell a szórt kapacitásokat.

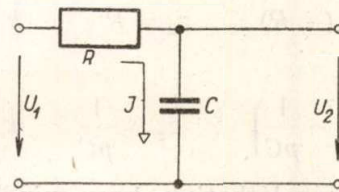


22. ábra. A szórt kapacitás hatása a $C-R-L$ differenciátor működésére. A primer jel valódi lökésfüggvény (3a ábra). Az ábra arra az esetre vonatkozik, amikor $\alpha\tau = \frac{1}{4}$ és a szórt kapacitás 10%-a a főkapacitásnak, vagyis $\gamma = 1,1$

7. Integráló kapcsolások

A differenciáló kapcsolásokhoz hasonló módon integráló kapcsolások is előállíthatók. A legegyszerűbb és legismertebb az $R-C$ elemekből álló L tag (23. ábra). Itt

$$u_2 = \frac{1}{pC} u_1 = \frac{1}{1 + \frac{1}{p\tau}} u_1 \quad \tau = RC$$



23. ábra. A legegyszerűbb $R-C$ integráló kapcsolás

Ha most az elemeket úgy választjuk meg, hogy a $\tau = RC$ időállandó nagy legyen, akkor

$$u_2 \cong \frac{1}{p\tau} u_1$$

vagyis

$$u_2 \cong \frac{1}{\tau} \int_0^t u_1 dt$$

azaz a szekunder feszültség közelítőleg arányos a primer feszültség integráljával. Bármilyen nagyok válasszuk is azonban τ értékét, kis p értékekre $p\tau$ nem hanyagolható el az egység mellett. A Laplace-transzformáció már idézett hasonlósági tétele szerint a $p \rightarrow 0$ tartománynak a $t \rightarrow \infty$ tartomány felel meg. Ez azt jelenti, hogy nagy t értékekre az integráló kapcsolás szekunderjén megjelenő feszültség eltér az integrált primer feszültséggel arányos alaktól. A differenciáló kapcsolásoknál követett gondolatmenettel itt is megtalálható a kapcsolás működésének az ideálistól eltérő lefolyásának magyarázata.

A differenciáló kapcsolásokhoz hasonlóan itt is megvizsgálhatjuk általánosságban a jobb integrátorok készítésének lehetőségét. A 4. ábra jelöléseivel:

$$u_2 = \frac{z_2}{z_1 + z_2} u_1 = \frac{1}{B + 1} u_1; \quad B = \frac{z_1}{z_2}$$

Az integráló kör ideális működésének feltétele

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{1}{B + 1} = \frac{1}{kp}$$

$$B = kp - 1; \quad \frac{1}{B} = \frac{z_2}{z_1} = \frac{1}{kp - 1}$$

Ezen feltétel megvalósítására ismét rendelkezésünkre áll a bonyolultabb pontos, vagy az egyszerűbb közelítő módszer.

A) Pontos megoldás

Negatív karakterisztikájú kapcsolási elem segítségével ideálisan integráló kapcsolás hozható létre.

A

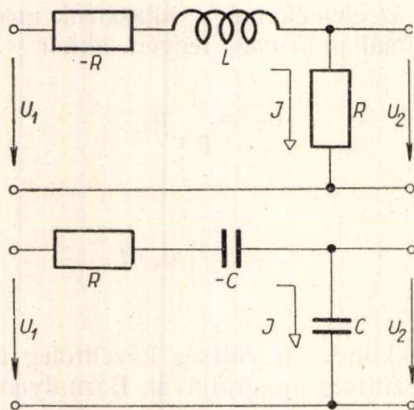
$$\frac{z_2}{z_1} = \frac{1}{kp - 1}$$

alapegyenlet kielégítésének lehetőségei:

$$z_1 = pL + (-R) \quad z_2 = R \quad k = \frac{L}{R} = \tau$$

$$z_1 = R + \left(-\frac{1}{pC}\right) \quad z_2 = \frac{1}{pC} \quad k = RC = \tau$$

A 24. ábrán láthatjuk, hogy mindkét variáció — legalább elvben — megvalósítható. Az első



24. ábra. Ideális integrátorok

esetben az induktivitás R_L konduktív ellenállását úgy kompenzálhatjuk, hogy a negatív ellenállást nem $-R$, hanem $-(R + R_L)$ nagyságúra készítjük. A második variációban negatív kapacitást kell készíteni, azaz olyan elemet, amelyen U feszültség hatására $-C \frac{dU}{dt}$ áram folyik keresztül. Elektroncsöves kapcsolásnál ilyen elem megvalósítható.

B) Közelítő megoldások

a) Nulladik közelítés

Ha k értékét olyan nagynak választjuk, hogy kp mellett az egység elhanyagolható, akkor

$$\frac{z_2}{z_1} \approx \frac{1}{kp}$$

Ennek lehetséges megvalósításai:

$$z_1 = R; \quad z_2 = \frac{1}{pC}; \quad k = RC = \tau$$

Ez éppen a 19. ábrán látható közismert kapcsolás.

$$z_1 = pL; \quad z_2 = R; \quad k = \frac{L}{R} = \tau$$

Gyakorlatilag az első variáció könnyebben kivitelezhető, mert átvezetésmentes kondenzátort jobban meg tudunk közelíteni, mint ellenállás-

mentes induktivitást és a kondenzátor sokkal inkább tekinthető az áramköri viszonyoktól és frekvenciától független (lineáris) elemnek, mint az induktivitás.

b) Első közelítés

Fejtsük sorba az impedanciák viszonyára szóló feltételi egyenletet:

$$\frac{z_2}{z_1} = \frac{1}{kp} \frac{1}{1 - kp} = \frac{1}{kp} \left[1 + \frac{1}{kp} + \frac{1}{(kp)^2} + \dots \right]$$

k értékét olyan nagyra választjuk, hogy $1/(kp)^2$ és az ennél magasabb fokú tagok elhanyagolhatók legyenek az egység mellett. Ekkor:

$$\frac{z_2}{z_1} \approx \frac{1}{kp} \left(1 + \frac{1}{kp} \right)$$

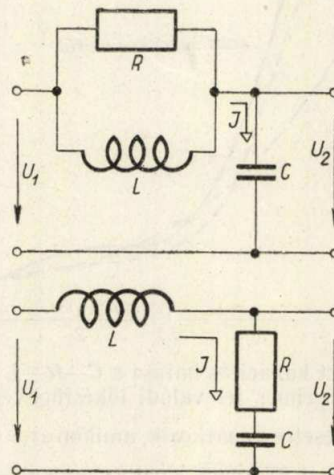
Ennek lehetséges megvalósításai:

$$z_1 = R \times pL; \quad z_2 = \frac{1}{pC}; \quad k = \frac{L}{R} = RC;$$

$$R^2 = \frac{L}{C}$$

$$z_1 = pL; \quad z_2 = R + \frac{1}{pC}; \quad k = \frac{L}{R} = RC;$$

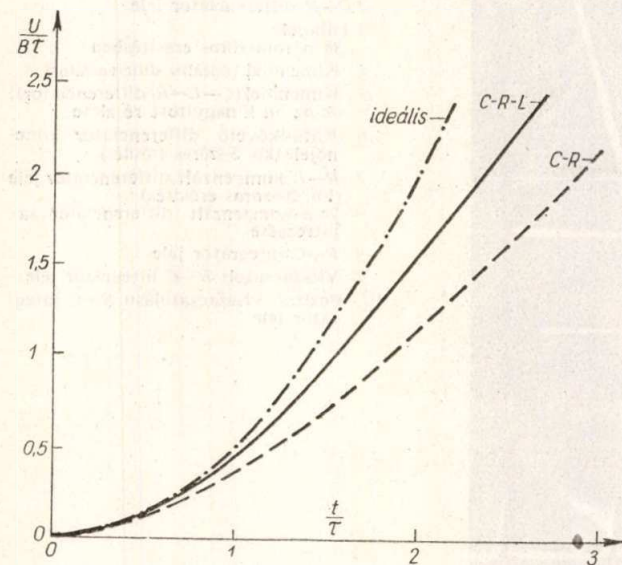
$$R^2 = \frac{L}{C}$$



25. ábra. A passzív elemekből megvalósítható legjobb integrátorok

Itt igen kellemetlen, hogy mindkét változat (25. ábra) nehezen valósítható meg, amennyiben mindkettőhöz tiszta induktivitás szükséges. Az eredményeket lineárisan növekedő bemenő jel esetére

a 26. ábra mutatja. Mint az ábrából leolvasható, az $R-C$ integrátor jele körülbelül $t = 0,5 \tau$ -ig, az $R-L-C$ integrátor jele pedig körülbelül $t = 1,2 \tau$ -ig ad elfogadható közelítést.



26. ábra. Lineárisan változó feszültség integrálása

$$U_1 = Bt$$

- ideális integrált függvény
- --- --- --- $R-C$ integrátor jele
- — — — — $R-C-L$ integrátor jele

c) Jobb megközelítések

Éppen úgy, mint a differenciáló kapcsolásnál, itt is ki lehet mutatni, hogy passzív elemekkel az előzőnél jobb megközelítést nem lehet elérni akkor sem, ha L tagról X tagra térünk át.

d) Visszacsatolt erősítő alkalmazása

Az integráló köröket is kombinálhatjuk visszacsatolt erősítővel, amely ugyanazon elv szerint javítja meg az integrálást, mint azt a differenciálásnál láttuk. Pontosabb képet kapunk a 27. ábra alapján felírható egyenletek megoldásával:

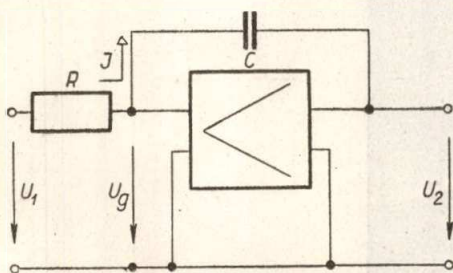
$$u_2 = -Au_g$$

$$[u_2 - u_g + \frac{1}{pC}i = 0$$

$$u_1 - u_g - Ri = 0]$$

Az egyenletek megoldása:

$$u_2 = -\frac{A}{1 + (A+1)p\tau} u_1$$



27. ábra. Visszacsatolt erősítőt tartalmazó $R-C$ integrátor

Most tehát nem $p\tau$ -nak, hanem $(A+1)p\tau$ -nak kell az egységénél jóval nagyobboknak lennie. Ugyanakkor a számlálóban levő A szorzó miatt az amplitudó nem csökken lényegesen. Különösen azért előnyös a visszacsatolt erősítő használata integráló kapcsolásokban, mert a jó integráláshoz szükséges nagy kapacitású és jóságú kondenzátorok úgy szólván csak ilyen módon valósíthatók meg. Az erősítő tulajdonságai miatt itt is megfordul a szekunder jel polaritása. Az integráló kapcsolások továbbfejlesztését is kombinálhatjuk visszacsatolással.

II. GYAKORLATI RÉSZ

Az elméleti részben tárgyalt kapcsolások megépítve általában az elmélettel megegyező eredményeket szolgáltatottak. A kapcsolásokat 1 kHz-es négyszögjel (28. ábra, 1a oszcillogramm) és ugyancsak 1 kHz-es fűrészfog-feszültség (1b oszcillogramm) segítségével vizsgáltuk. Összehasonlíthatóság kedvéért valamennyi kapcsolás RC időállandóját $\tau = 4 \mu s$ -nak választottuk. Ez a választás már kielégítette a

$$\tau \ll \frac{1}{f} = 10^3 \mu s$$

feltételt, tehát elég jó differenciálást biztosított, de a nem tökéletes differenciálás okozta hibák még könnyen észrevehetőek voltak.

Az egyes kapcsolások viselkedését az elméleti rész rendszerezése szerint tárgyaljuk.

1. A legegyszerűbb differenciáló kapcsolás

A kapcsolás megépítése azt a célt szolgálta, hogy összehasonlítási alapot adjon a megjavított kapcsolások tárgyalásánál. A kapcsolási vázlat az 1. ábrán látható. A kapcsolási elemek értékei:

$$C = 1,6 \text{ nF}; R = 2,5 \text{ k}\Omega; \tau = 4 \mu s$$

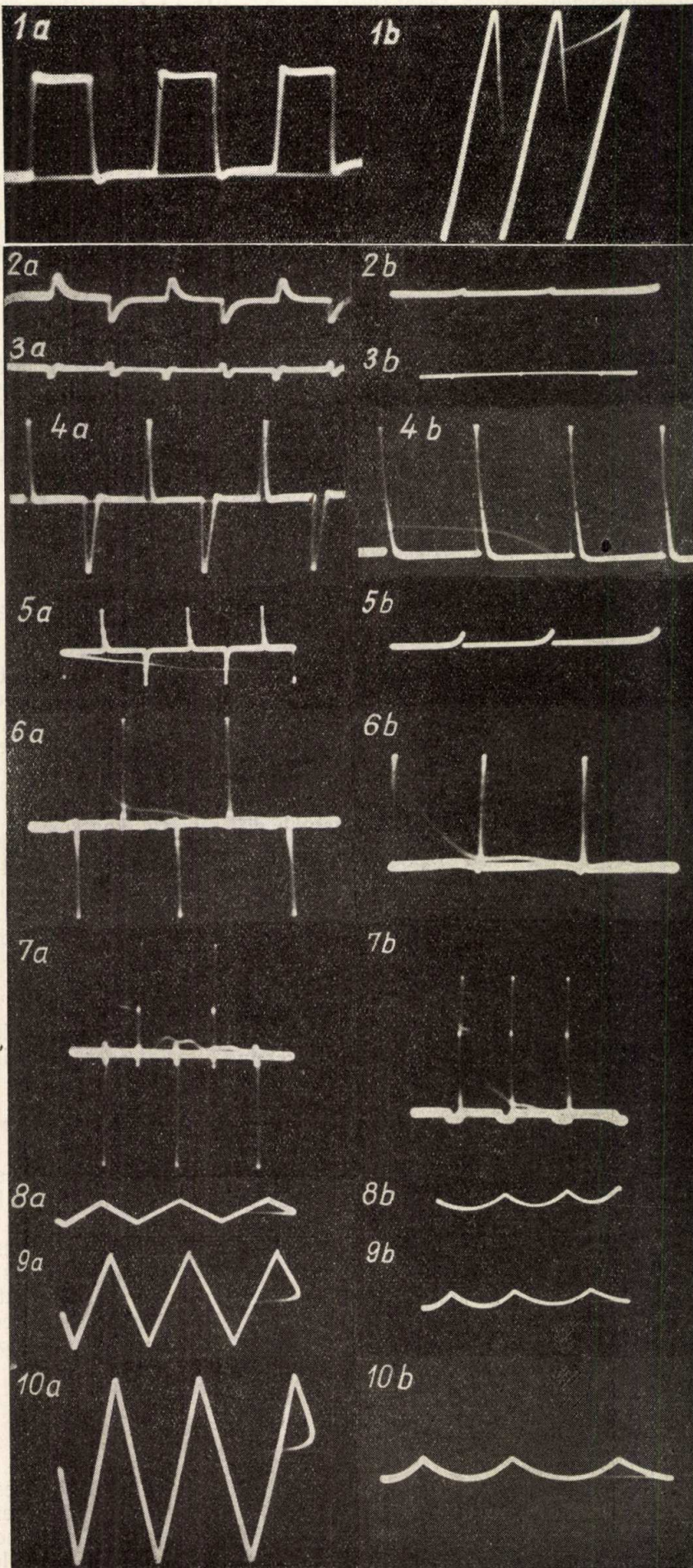
A kapcsolás által a négyszög és fűrészfog alakú bemenőjelre adott szekunderfeszültséget a 2a ill. 2b oszcillogramm mutatja.

2. A legjobb differenciáló kapcsolás

Mint azt az elméleti részben láttuk, tökéletesen differenciáló kapcsolás valósítható meg ideális elemeket feltételezve oly módon, hogy az $R-C$ differenciátor konduktív (ohmos) ellenállásán eső feszültséget egy $-R$ negatív ellenállás beiktatásával kompenzáljuk. Mint láttuk, egy karakterisztikájának egy részében eső jellegű nem-lineáris elem alkalmazható. Az eső részben ugyanis változó áramra a konduktív ellenállás:

$$r = \frac{dU}{dI} < 0$$

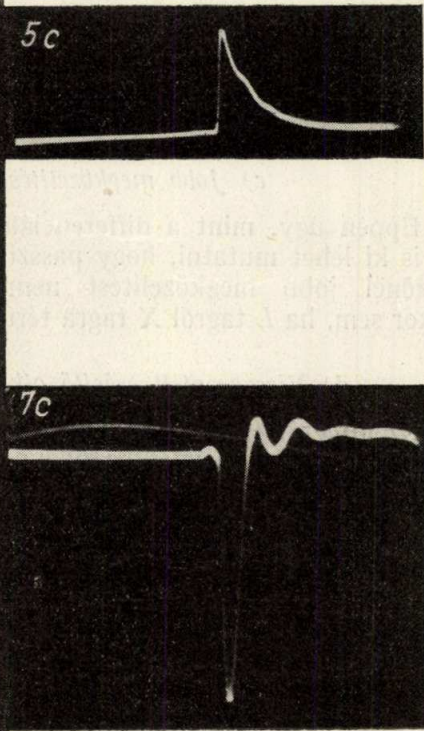
és így az elem beiktatása a pozitív ellenálláson eső feszültséget kompenzálhatja. A nem-lineáris elem karakterisztikája eső szakaszának elég szélesnek kell lennie. Az eső szakasznak továbbá elég széles



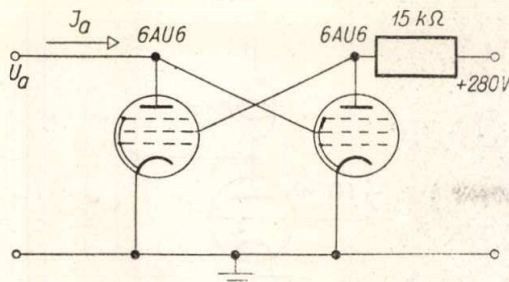
28. ábra. Oszcillogrammok

a bemenő négyzetjel esetén
b bemenő fűrészel esetén

- 1 Bemenőjel
- 2 C—R differenciátor jele
- 3 Hibajel;
3b háromszoros erősítésben
- 4 Kimenőjel (ideális differenciátor)
- 5 Kimenőjel (C—L—R differenciátor);
5c az 5a kinagyított részlete
- 6 Katódkövető differenciátor kimenőjele (kb. 5-szörös erősítés)
- 7 R—L kompenzált differenciátor jele (kb. 3-szoros erősítés);
7c a kompenzált differenciátor sajátrezgése
- 8 R—C integrátor jele
- 9 Visszacsatolt R—C integrátor jele
- 10 Pozitív visszacsatolású R—C integrátor jele



tartományban lineárisnak kell lennie, nehogy nagyobb jeleknél nem-lineáris torzítás lépjen fel. Ilyen karakterisztikával rendelkezik a 29. ábra



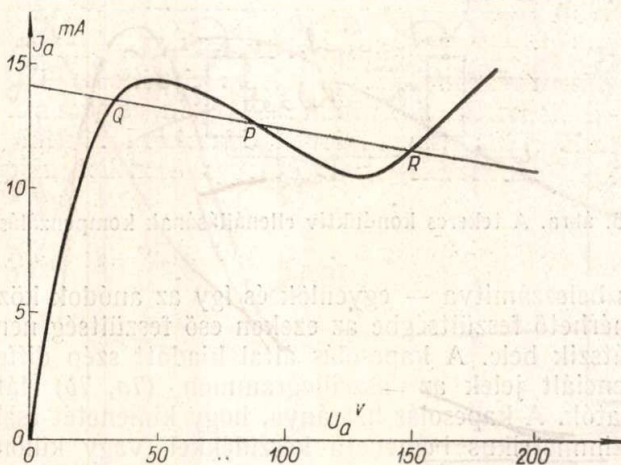
29. ábra. Negatív karakterisztika-szakasszal bíró kapcsolás

szerinti kapcsolás. Ennél a karakterisztika (30. ábra) körülbelül 90 voltos tartományban eső jellegű és ebből 40 volt teljesen lineárisnak vehető.

A kapcsolás helyes működéséhez nyilván szükséges, hogy jel hiányában a kapcsolás állapotát az eső szakasz közepén fekvő P pont jellemezze.

A P pontban a rendszer állapota kimutathatóan akkor stabilis, ha a körben nagy frekvencián a szórt induktivitások befolyásolják döntően a viszonyokat. A szórt kapacitások a pontot labilissá igyekeznek tenni. A mérések azt bizonyítják, hogy külső beavatkozás nélkül a szórt kapacitások hatása a döntő, tehát a P pont labilis lesz.

Felmerül annak lehetősége, hogy a szórt induktivitások hatását tekercs beiktatásával növeljük. Ez azonban a mérések tanúsága szerint azt eredményezi, hogy egyrészt a kapcsolás multivibrátoros gerjedésre lesz hajlamos, másrészt a tekercs a jelet eltorzítja. A negatív ellenállás közvetlen be-

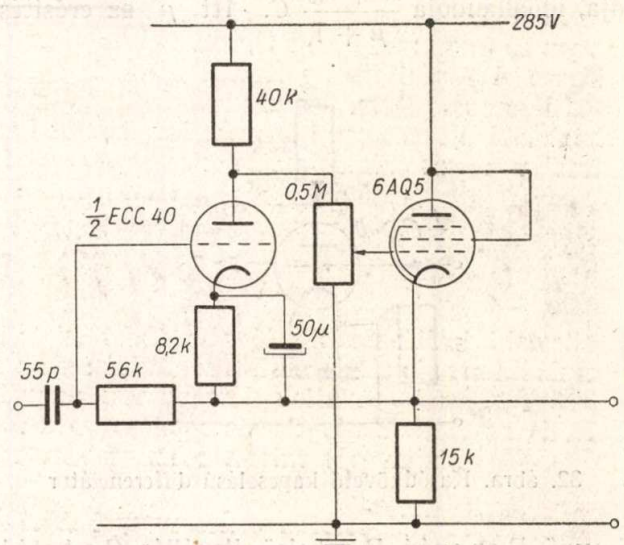


30. ábra. A 29. ábrán látható kapcsolás karakterisztikája

iktatása ilyen módszerrel nem vezet eredményre.

Ezzel szemben célhoz érhetünk egy ettől teljesen különböző módon. Az R ellenálláson létrejövő feszültségesés nem zavarja a kör működését, ha a körbe beiktatunk egy olyan vezérelt feszültségforrást, melynek feszültsége minden pillanatban $-IR$ -rel egyenlő. Az ilyen feszültségforrás nyilván tökéletesen úgy fog viselkedni, mint az R -rel sorbakötött $-R$ ellenállás. Ilyen generátor elektroncsöves kapcsolással könnyen megvalósítható.

Tekintsük a 31. ábrát. Az ábrán az 55 pF-os kondenzátor a C , a soros 56 kΩ-os és 15 kΩ-os ellenállások pedig az R szerepét játsszák. Az elektronikus rész működése a következő: az 56 kΩ-os ellenálláson eső feszültség a trióda katódja és rácса között jelenik meg, majd felerősítés és 180 fokos fázisforgatás után a pentóda rácására jutva a pentóda anódáramát vezérli. A pentóda anódárama és ezzel együtt a kimenet melegpontjának feszültsége tehát az 56 kΩ-os ellenálláson megjelenő feszültséggel arányos, de azzal (a 180° fázisforgatás miatt) ellentétes előjelű. Az elektronikus rész eredő erősítését a 0,5 MΩ-os potenciométerrel lehet a kellő szintre hozni. Helyes beállítás esetén a pentóda változó árama által a 15 kΩ-os ellenálláson ejtett változó feszültség a teljes, 56 + 15 kΩ-os R ellenálláson a bemenő feszültség által létrehozott feszült



31. ábra. Negatív ellenállás megvalósítása vezérelt generátor segítségével

éségesést kompenzálni képes és így az A pont és a föld között változó feszültség nincs. Valójában természetesen a szórt elemek visszaintegráló hatása miatt a két jel alakja nem tökéletesen egyforma, továbbá az elektronikus részen átmenő jel futási ideje is befolyásolja a működést. Emiatt az A pont és a föld között egy igen kicsiny, jellegzetes alakú változó feszültség jelenik meg (28. ábra, 3a és 3b oszcillogramm). Ennek a hibajelnek nagysága a helyes működés megközelítésére mérvadó. Az adott kapcsolással gondos beállítás mellett a hibajelet a kimeneten megjelenő hasznos jel 3–4%-ára lehet leszorítani. A kapcsolás működését a 15 kΩ-os ellenálláson át létrejövő áramviszacsatolás stabilizálja. A kapcsolás által négyszögjel, illetve fűrészfog alakú jel hatására adott kimenő feszültség a 4a és 4b oszcillogrammon látható.

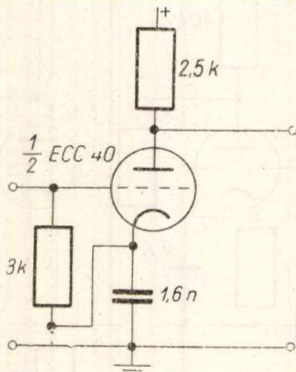
3. Közelítő megoldások

Megépítésre és kipróbálásra került az elméleti részben ismertetett $C - R - L$ differenciáló kapcsolás (8a ábra). A kapcsolás időállandóját a könnyebb összehasonlíthatóság kedvéért ugyancsak 4 μs-nak választottuk (az időállandóban a tekercs veszteségi ellenállását is figyelembe vettük)

A kapcsolás — az elméleti számításokkal megegyezően — a közönséges $C - R$ differenciátornál lényegesen jobban differenciált, mint ahogy azt négyzet alakú bemenő jel esetére az 5a, fűrészfog alakú bemenő jel esetére pedig az 5b oszcillogrammon látni lehet. Az oszcillogrammok jelét szét-húzza, jól láthatók a kapcsolás azon sajátrezgései, amelyek az elméleti számítások diagrammjain is jelentkeztek (5c oszcillogramm).

Számos helyen előnyösen alkalmazható a katód-követő kapcsolású differenciátor (32. ábra). Előnye egyszerűsége mellett az, hogy a generátort kevésbé terheli le. A $3\text{ k}\Omega$ -os ellenállást eltávolítva, a kapcsolás csak a pozitív deriváltat észleli. A kapcsolás

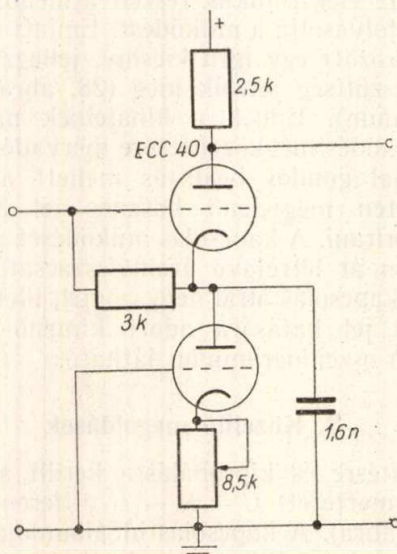
a beérkező jel deriváltjának $\frac{\mu}{\mu + 1} RC$ -szeresét adja, időállandója $\frac{R + R_b}{\mu + 1} C$. Itt μ az erősítési



32. ábra. Katódkövető kapcsolású differenciátor

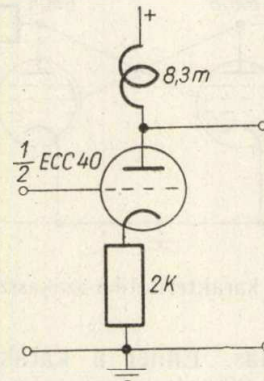
tényező, R az anód, R_b a belső ellenállás, C a katód-ban levő kondenzátor nagysága (állításainkat a Függelékben igazoljuk).

Ha el akarjuk kerülni a bemenetnek a kimenetre való közvetlen hatását, a 33. ábra szerinti kapcsolás alkalmazható. A trióda mint állandó áramú terhelés szolgál. A kapcsolás kimenő jeleit (erősítve) a 6a és 6b oszcillogrammok mutatják.



33. ábra. Katódkövető kapcsolású differenciátor állandó áramú terheléssel

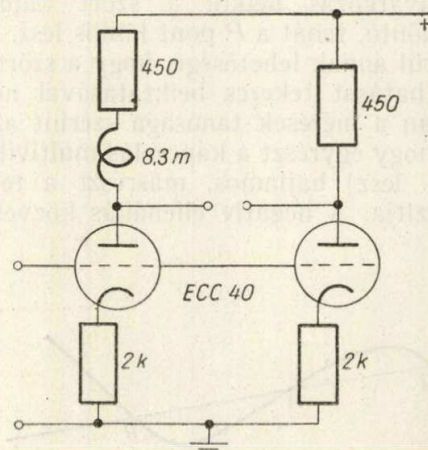
Hasonló elven működik az $R - L$ katódkövető kapcsolás (34. ábra). Ennek a $C - R$ típusú felett megvan az az előnye, hogy rács-katód ellenállás nélkül, tehát anélkül, hogy a generátort a leg-



34. ábra. $R - L$ katódkövető kapcsolású differenciátor

kevésbé is terhelné, mindkét polaritású jelet képes kiadni. Hátránya viszont, hogy a tekercs konduktív ellenállása a működést nagyon befolyásolja.

A tekercs ellenállásának hatását a 35. ábra szerinti kapcsolás küszöböli ki. Itt az anódkörben levő konduktív ellenállások — a tekercs ellenállását

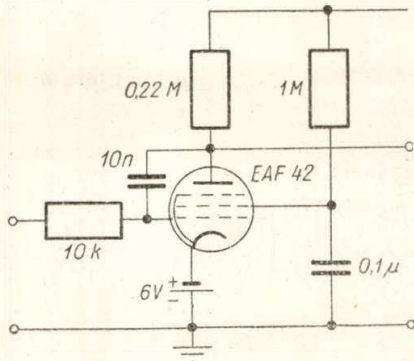


35. ábra. A tekercs konduktív ellenállásának kompenzálása

is beleszámítva — egyenlők és így az anódok közt mérhető feszültségbe az ezeken eső feszültség nem játszik bele. A kapcsolás által kiadott szép differenciált jelek az oszcillogrammon (7a, 7b) láthatók. A kapcsolás hátránya, hogy kimenetét csak szimmetrikus bemenetű készülékkel, vagy különleges műkapcsolással lehet levenni, mert különben az 50 Hz-es bűgőfeszültség »ráül« a jele. A tekercs miatt itt is keletkeznek sajátrezgések (7c oszcillogramm).

4. A legegyszerűbb integráló kapcsolás

A legegyszerűbb integráló kapcsolás — ugyanúgy, mint a differenciáló kapcsolás — összehasonlítási alapul szolgált a csöves kapcsolások tárgyalásához. Kapcsolását a 23. ábra ($R = 10\text{ k}\Omega$, $C = 0,225\text{ }\mu\text{F}$), szekunder feszültségét a 8a és 8b oszcillogramm mutatja.



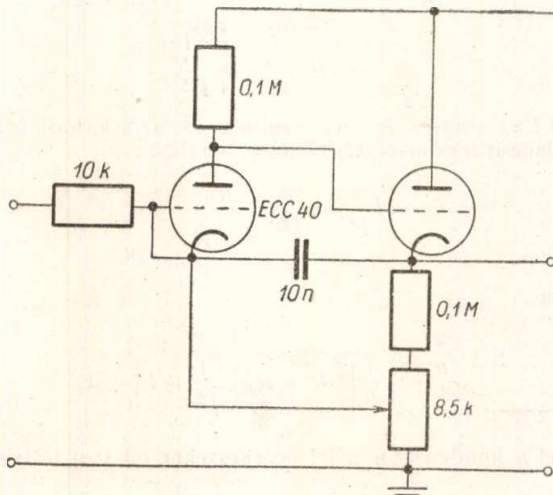
36. ábra. R—C integrátor visszacsatolt erősítővel

A következőkben a differenciáló és integráló kapcsolások közti analógia miatt csak azokat az alapkapsolásokat tárgyaljuk, amelyeknek analógja differenciáló köröknél nem került tárgyalásra.

5. Közelítő megoldások integráló köröknél

Az elméleti részben tárgyalt, visszacsatolt erősítővel működő integrátort mutat a 36. ábra. A kapcsolás működését már megismertük, az általa kiadott nagyon szép integrált jeleket a 9a és 9b oszcilogrammokon (28. ábra) mutatjuk be.

A fenti ismertetett kapcsolás más előnyös tulajdonságán kívül stabilitásával és oszcillációmentességével tűnik ki. Ezek a tulajdonságok (amelyeket a kapcsolás a C-n át történő negatív visszacsatolásnak köszönhet) alkalmassá teszik az integrátort arra, hogy az erősítést a végtelen felé növelve (eltekintve a szórt elemek hatásától), ideális integrátort állítsunk elő. Az erősítés végtelen nagyra növelése pozitív visszacsatolással történhet (37. ábra). A kapcsolás II. csöve katód-



37. ábra. Kettős visszacsatolású integrátor

követő kapcsolású, tehát kis kimenő impedanciával rendelkezik.

A kapcsolás erősítésének beállítása a 8,5 Ω-os potenciométer szabályozásával történhet. Helyes beállítás esetén, mint a 10a és 10b oszcilogrammokon látható, a kapcsolás egy (elég kis) bemenő feszültségsávban igen jól integrál. Hátrányos, hogy a pontos beállításon kívül a fűtőfeszültség stabil

voltát is megkívánja (a fűtőfeszültség 10%-os megnövekedése körülbelül 0,1 V feszültségsökkenést idéz elő az első cső rácán).

FÜGGELÉK

1. Impulzus differenciálása C—R differenciátoron

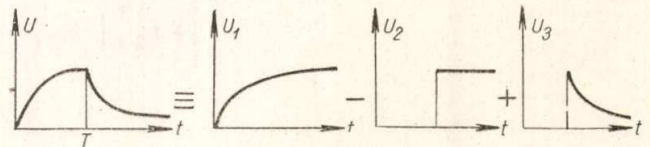
A számítási módszerek bemutatására ezt a példát részletesen kidolgozzuk. A 3a ábrán látható impulzus egyenlete:

$$U_1 = U_0 (1 - e^{-at}) \quad \text{ha } 0 \leq t \leq T$$

$$U_1 = U_0 e^{-a(t-T)} \quad \text{ha } t > T$$

Ennek Laplace-transzformáltját a $T \gg \frac{1}{a}$ feltétellel a 38. ábrán látható lépésekben építhetjük fel. Vagyis:

$$u_1 = U_0 \left[\frac{a}{p(p+a)} - \frac{e^{-pT}}{p} + \frac{e^{-pT}}{p+a} \right] = a U_0 \frac{1 - e^{-pT}}{p(p+a)}$$



38. ábra. Feszültséggörbe felbontása

A szekunder feszültség a p tartományban:

$$u_2 = \frac{p\tau}{1 + p\tau} u_1 = a U_0 \frac{p}{p + \frac{1}{\tau}} \frac{1 - e^{-pT}}{p(p+a)} = a U_0 \frac{1 - e^{-pT}}{\left(p + \frac{1}{\tau}\right)(p+a)}$$

Tekintve, hogy az inverz transzformáció során

$$\frac{1}{\left(p + \frac{1}{\tau}\right)(p+a)} \rightarrow \frac{-e^{-\frac{t}{\tau}} + e^{-at}}{-a + \frac{1}{\tau}}$$

$$\frac{e^{-pT}}{\left(p + \frac{1}{\tau}\right)(p+a)} \rightarrow \begin{cases} 0 & \text{ha } t < T \\ -\frac{e^{-\frac{t-T}{\tau}} + e^{-a(t-T)}}{-a + \frac{1}{\tau}} & \text{ha } t > T \end{cases}$$

a szekunder feszültségre az alábbi eredményt kapjuk:

$$U_2 = a U_0 \frac{e^{-at} - e^{-\frac{t}{\tau}}}{\frac{1}{\tau} - a} \quad \text{ha } 0 \leq t \leq T$$

$$U_2 = -a U_0 \frac{e^{-a(t-T)} - e^{-\frac{t-T}{\tau}}}{\frac{1}{\tau} - a} \quad \text{ha } t > T$$

Itt ismételtlen figyelembe vettük, hogy

$$aT \gg 1; T \gg \tau$$

ami fizikailag azt jelenti, hogy az impulzus végén ($t = T$) a differenciáló körben folyó áram elhanyagolható.

2. Lökésfeszültség differenciálása C—R—L differenciátoron

Valódi lökésfeszültség egyenlete:

$$U_1 = U_0 (1 - e^{-at})$$

ahol $\frac{1}{a}$ a generátor időállandója. Ennek Laplace-transzformáltja:

$$u_1 = \frac{a U_0}{p(p + a)}$$

A szekunder feszültség a p tartományban a C—R—L differenciátoron:

$$u_2 = p \frac{p + \frac{1}{\tau}}{p^2 + \frac{p}{\tau} + \frac{1}{\tau^2}} u_1 =$$

$$= a U_0 \frac{p + \frac{1}{\tau}}{p^2 + \frac{p}{\tau} + \frac{1}{\tau^2}} \frac{1}{p + a}$$

A nevező gyökei:

$$p_{1,2} = -\frac{1}{2\tau} \pm \sqrt{\frac{1}{4\tau^2} - \frac{1}{\tau^2}} = -\frac{1}{2\tau} \pm j\frac{\sqrt{3}}{2\tau};$$

$$p_3 = -a$$

Mivel mindegyik gyök egyszeres, a szekunder feszültség időfüggvénye a kifejtési tétel szerint

$$U_2 = a U_0 \left[\frac{\frac{1}{2\tau} + j\frac{\sqrt{3}}{2\tau}}{2j\frac{\sqrt{3}}{2\tau} \left(-\frac{1}{2\tau} + j\frac{\sqrt{3}}{2\tau} + a \right)} \exp\left(-\frac{1}{2\tau} + j\frac{\sqrt{3}}{2\tau}\right)t + \frac{\frac{1}{2\tau} - j\frac{\sqrt{3}}{2\tau}}{-2j\frac{\sqrt{3}}{2\tau} \left(-\frac{1}{2\tau} - j\frac{\sqrt{3}}{2\tau} + a \right)} \exp\left(-\frac{1}{2\tau} - j\frac{\sqrt{3}}{2\tau}\right)t + \frac{\left(-\frac{1}{a} + \frac{1}{\tau}\right)e^{-at}}{\left(-a + \frac{1}{2\tau} - j\frac{\sqrt{3}}{2\tau}\right) \left(-a + \frac{1}{2\tau} + j\frac{\sqrt{3}}{2\tau}\right)} \right]$$

Az első két tagot megszorozva a nevezők konjugáltjaival és rendezve, továbbá bevezetve az $a\tau = m$ rövidítést, az alábbi végeredményhez jutunk:

$$U_2 = U_0 \frac{m}{1 - m + m^2} \left\{ e^{-\frac{t}{2\tau}} \left[\frac{1+m}{\sqrt{3}} \sin \frac{\sqrt{3}t}{2\tau} - (1-m) \cos \frac{\sqrt{3}t}{2\tau} \right] + (1-m) e^{-at} \right\}$$

3. Impedancia-törtek számlálójának és nevezőjének fokszáma

Az elméleti részben állítottuk, hogy felírva egy impedancia általános alakját

$$z(p) = \frac{P_n(p)}{Q_m(p)}$$

(itt P_n n -ed, Q_m m -ed fokú polinomot jelent), a számláló és nevező fokszámai közt fennáll az

$$|n - m| \leq 1$$

reláció. Szavakban: egy impedanciát racionális tört alakjában felírva, a számláló és nevező fokszáma közt a különbség nem lehet 1-nél nagyobb. Ennek bizonyításához felhasználjuk azt az ismert tételt, hogy egy impedancia- vagy admittancia-függvénynek a $p = 0$ helyen csak egyszeres gyöke lehet [irod. 6.]. Ez azt jelenti, hogy P_n legfeljebb 1-el lehet Q_m -nél magasabb fokszámú. Miután azonban tételünk admittancia-függvényre is igaz, $\frac{1}{z}$ -re alkalmazva nyerjük, hogy Q_m fokszáma is csak 1-el lehet P_n fokszámánál nagyobb.

Így valóban

$$|n - m| \leq 1$$

vagyis egy impedancia számlálójának és nevezőjének közt a fokszám különbség legfeljebb 1 lehet.

4. Katódcsatolású differenciátor időállandójának számítása

A 38. ábrán látható kapcsolás áramának Laplace-transzformáltja (a $3k\Omega$ -os ellenállás eltávolítása esetén)

a cső Thévenin-ekvivalensét használva, a következőképpen írható fel:

$$i = \frac{\mu(u_g - u_k)}{R + R_b + \frac{1}{pC}}$$

ahol i az áram, u_g a rácsheszültség és u_k a katódesheszültség Laplace-transzformáltja. Írható továbbá:

$$u_k = i \frac{1}{pC} = \frac{\mu}{pC} \frac{u_g - u_k}{R + R_b + \frac{1}{pC}}$$

innen

$$\frac{u_k}{u_g} = \frac{1}{\mu \left[\frac{R + R_b}{1} \frac{1}{pC} + 1 \right] + 1}$$

Mivel a kondenzátor a jel beérkeztekor fel van töltve,

$$\frac{1}{pC} \gg R + R_b$$

és így

$$\frac{u_k}{u_g} \approx \frac{\mu}{\mu + 1}$$

Az anódfeszültség Laplace-transzformáltja:

$$u_a = iR = \mu R \frac{u_g - u_k}{R + R_b + \frac{1}{pC}}$$

és innen előbbi eredményeink felhasználásával:

$$u_a = \frac{\mu}{\mu + 1} RC pu_g$$

Mivel pu_g a primer jel deriváltjának Laplace-transzformáltja (ha a jel a kezdő pillanatban zérus értékű), a szekunder jel és a primer jel deriváltja közt $\frac{\mu}{\mu + 1} RC$ áttétel van.

Írjuk fel most elhanyagolás nélkül az i függvényt. A pontos egyenletekből

$$i = \frac{\mu pC u_g}{(R + R_b) pC + 1 + \mu} = \frac{\mu}{R + R_b} \cdot \frac{pu_g}{p + \frac{1 + \mu}{(R + R_b)C}}$$

Legyen U_g ugrásfüggvény, ekkor

$$u_g = \frac{U_0}{p}$$

és így a visszatranszformált áram

$$I = \frac{\mu U_0}{R + R_b} e^{-\frac{t}{\tau}}$$

ahol a kör τ időállandója:

$$\tau = \frac{(R + R_b)C}{1 + \mu}$$

Kellemes kötelességünknek tartjuk, hogy köszönetet mondjunk dr. *Simonyi Károly* professzornak iránytadó tanácsaiért, továbbá *Tárczy-Hornoch Zoltán*, *Mérey Imréné*, *Szabó László* és *Barna Árpád* kartársainknak, az Elméleti Villamosságtan Tanszék munkatársainak, akik ötleteikkel és a mérésekben való részvételükkel nagy segítséget nyújtottak.

IRODALOM

1. *Greenwood, MacRae, Reed and Holdam*: Electronic Instruments MIT 21.
2. *B. Chance, Hughes, McNichon, Sayre and Williams*: Waveforms MIT 19.
3. *Simonyi K.*: Elméleti Villamosságtan.
4. *G. P. Ohman*: Square-Wave Differentiating Circuit Analysis.
5. *R. L. Ford*: Differentiating Circuits. Electronic Engineering, 1953. XII.
6. *Szentirmay Gy.*: Passzív hálózatok paramétereinek valós és képzetes része közti kapcsolat. Híradástechnika 1954. I.
7. *M. I. Tucker*: A Note on Electronic Analogue Integration and Differentiation. Elec. Engineering 1953. XI.
8. *S. Brandon*: Electronic Analogue Integration and Differentiation, Elect. Engineering 1953. I.

Korszerű kemény mágneses anyagok, mágneskörök méretezése

HUSZTY DÉNES

Bevezetés

A híradástechnikai és azon belül az elektroakusztikai ipar az utolsó két évtizedben igen sokat fejlődött. Ezt sok tekintetben az iparággal kapcsolatban lévő mágnesanyaggyártás korszerűsödése tette lehetővé. Az anizotróp mágnesanyagok, valamint a kemény mágneses ferritek bevezetése az elektroakusztikai készülékek és berendezések minőségjavítását és súlycsökkentését eredményezte.

Az irányított mágnesek fejlődéstörténete a következő volt: 1933-ban *Mishima* japán kutató létrehozta az Al-Ni ötvözetű mágnesanyagot, melyet később kobalt hozzáadásával megjavított. A mai korszerű mágnesanyag egyik fajtáját ebből fejlesztették ki. 1938-ban *Oliver* és *Sheddon* az Al-Ni-Co ötvözetű mágnesanyagot vizsgálva azt tapasztalták, hogy ha az anyagot mágneses térben hőkezelték, a mágneses tulajdonság a tér irányában nagymértékben megjavult. A javulás a többi lehetséges irány rovására történt. Ebből az eredményből kiindulva hozta létre a Philips kutatólaboratóriuma a Ticonal csoportot.

A korszerű mágnesanyag legjellemzőbb tulajdonsága a nagy jósági szám, amely az anyag egy cm^3 -ben tárolható mágneses energiával arányos; értéke $(BH)_{\max}$ gauss-oersted; az anyagban tárolható mágneses energia ezzel $\frac{1}{8\pi} (BH)_{\max}$ erg/ cm^3 .

A nagy jósági szám kialakításában három tényező játszik szerepet: a mágneses kristályanizotrópia, a feszültséganizotrópia és az anyagra ható külső mágneses tér.

Kristályanizotrópia

A mágneses anyagok elemi kristályokból épülnek fel. Elemi kristályokon végzett mérések azt bizonyítják, hogy különböző irányban különböző nagyságú mágnesező erővel lehet az anyagot telítéssé mágnesezni. Az elemi kristály mágneses tulajdonsága a mágnesezés irányának és a kristálytengelynek egymáshoz viszonyított helyzete szerint más és más, a kristály tehát mágnesesen anizotróp. Az elemi kristály mágneses anizotrópiájára a mágneses kristályenergiásűrűség jellemző: növekvő anizotrópiával ez utóbbi anizotrópia-energiásűrűség növekszik. Az elemi kristály mágneses energiásűrűségét a legkönnyebben és legnehezebben mágnesezhető irányban felvett mágnesezési görbék közötti terület jellemzi. A köbös rendszerben kristályosodó anyagok (pl. vas) kristályanizotrópiája aránylag csekély, míg a hexagonális rendszerben kristályosodó anyagoknál (pl. kobaltnál) sokkal nagyobb.

Anizotróp elemi kristályból felépített mágnesanyag nem szükségképpen anizotróp, hanem általában izotróp, mivel az elemi kristályok az anyag-

ban makroszkopikus rendezetlenségben helyezkednek el, s így kitüntetett irányról nem beszélhetünk. Többalkotós ötvözetek esetében az ötvöző elemek kristályanizotrópiájának növekedésével az anyag mágneses keménysége (hiszterézis területe) növekszik, a permeabilitás csökken; ennek előnyére később még visszatérünk.

Feszültséganizotrópia

Az elemi kristályra ható belső, vagy külső erő az anyag magnetosztatikus tulajdonsága miatt az erőhatás irányában megváltoztatja a permeabilitást. Csökkenő permeabilitás a mágnesanyag hiszterézisterületének növekedésével jár együtt.

A mágnesanyagok feszültséganizotrópiáját különféle hőkezelési eljárással hozzák létre. A régebbi mágnesanyagoknál (pl. wolfram- vagy kobaltacél) a belső feszültséget martenzites kristályszerkezet hozta létre. Az anyag metallurgiai nem volt stabil; a kristályszerkezet még szobahőmérsékleten is megváltozott. A korszerű mágnesanyagoknál a precipitációs edzésnek nevezett hőkezelést alkalmazzzák, melynek az a lényege, hogy az ötvözetet alkotó összetevők a kristályrácsból hűtéskor részben kiválnak. Ezek a kivált részecskék azután az anyag belső feszültségét növelik. Az így hőkezelt anyag jó mágneses tulajdonságát még néhány száz C° hőmérsékleten is megtartja; ezt kétségkívül az ötvözet metallurgiai stabilitásának kell tulajdonítanunk.

Irányított (anizotróp) anyagok

Az Al-Ni-Co anyagok, mint Oliver és Sheddon kísérleteikben bebizonyították, külső mágneses térben történő hőkezelésre mágnesesen anizotróppá, irányítottá válnak. Az első Ticonal fajtákat mágneses térben hőkezelték, majd később bevezették a mágnes térben történő öntést. (Ticonal G). Ebbe a csoportba tartozik a Ticonal GX nevű anyag is, amelynél a mágneses tulajdonságok kialakulását az előbbieken kívül még azzal is elősegítik, hogy a kristályszerkezetet a mágneses tengely irányában megnyújtják (irányított dermesztés). Ezt úgy érik el, hogy az öntött anyag hűlési sebességét a kijelölt mágneses tengely irányában hőelvonással meggyorsítják. Ezzel az eljárással $7,5-8,5 \cdot 10^6$ gauss-oersted jósági számú anyagot lehet előállítani, amely a ma ismert és a kereskedelemben is kapható mágnesanyagok között az egyik legjobb minőségű. Ebből azonban csak meglehetősen vékony, lapos mágnes lehet gyártani, mivel az anyagvastagság növelésével a $(BH)_{\max}$ értéke, azaz a jósági szám, csökken. Ez érthető, ha meggondoljuk, hogy az öntvény kristályszerkezete a darab méretétől is függ. Ha a vastagság egy bizonyos határt túllép, a kristályszerkezet az öntvény belsejében és külsejében a különböző hűlési sebesség miatt erősen különböző lesz. Ez az anyag mágneses tulajdonságát éppen a szükséges, de kellőképpen ki nem alakult tús kristályszerkezet miatt előnytelenül befolyásolja.

A mágneses tengely kialakulását úgy magyarázzák, hogy hőkezeléskor a tér irányába beálló

elemi mágneses dipólok helyzetüket hűléskor nagyjából megtartják, mintegy »befagynak az anyagba«.

A mágneses anizotrópia s a mágneses tengely kialakítása a gyakorlatban növekvő mágnessúllyal egyre nehezebbé válik. Ha a felhasználásnál valamilyen oknál fogva görbített mágneses tengely kialakítása szükséges (pl. magnetronmágnesnél) a gyakorlatban azonos anyag és hőkezelés ellenére az egyenes tengelyűhöz képest mindig kisebb $(BH)_{\max}$ -ot kapunk. Ha figyelembe vesszük azt a körülményt, hogy a gyártásnál görbült mágneses teret kell létrehozni, amelynél nem tud az összes fluxus a görbített mágnesen áthaladni, hanem részben szóródik, érthetővé válik a $(BH)_{\max}$ csökkenése, hiszen az anyag különböző része a szórás miatt különböző erősségű térbe kerül a hőkezelés alkalmával, s így az elemi dipóloknak csak egy része tud a tér irányába beállni.

Az irányított mágnesek felhasználásánál a gyártásban kijelölt mágneses tengelyhez feltétlenül ragaszkodni kell. Az üzemi körülményekben fellépő mágnes tér értelme azonban nem szükséges, hogy megegyezzen, azaz ezeket az anyagokat a mágneses tengelyben a gyártáshoz képest ellentétes polaritással is felmágnesezhetjük. Többszörös egymást követő fel- és lemágnesezés az anyag mágneses tulajdonságát egyáltalán nem befolyásolja.

Az 1. ábra mutatja, hogyan változik a Ticonal G, és a hazai gyártású Alnico 5 anyag mágneses tulajdonsága a tengelytől eltérő irányban. Az ábra szembevetően mutatja az anyagok mágneses irányítottóságát. Megjegyzendő, hogy a $(BH)_{\max} = \text{áll. összefüggést}$ az ábrán körök ábrázolják. Az adott esetben a $(BH)_{\max}$ értéke a tengelyre merőleges irányban Ticonal G esetében cca 21%-a, míg Alnico 5 esetében cca 28%-a a tengelyben mértnek.

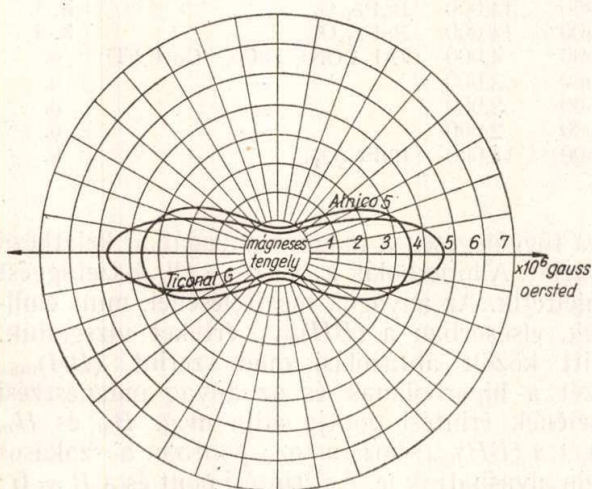
A mágnesanyagok stabilitása

A korszerű mágnesanyag általában rendkívül állékony. A stabilitás különösen a mérőműszer-gyártás szempontjából fontos. Ahhoz, hogy a mágnesanyag kellő stabilitással rendelkezzen, másszóval üzemi körülményben öregedési jelenség ne mutatkozzék, elsősorban az anyag kellő metallurgiai stabilitása szükséges. A régebbi mágnesanyag kristályszerkezete idővel még szobahőmérsékleten is megváltozott. A korszerű Ticonal mágnesanyagoknál ez a jelenség nem mutatkozik; ennek okát részben abban lehet keresni, hogy a hőkezelés a régebbihez viszonyítva sokkal magasabb hőmérsékleten történik.

A stabilitás második feltétele az, hogy az anyag külső zavaró mágneses térrel szemben kellő érzéketlenséget tanúsítson. Ebből a szempontból, csak az anyagot vizsgálva, igen lényeges a csekély reverzibilis permeabilitás, valamint a mágneselési görbe alakja. Ismeretes, hogy a mágneses anyagot elemi mágneses dipólok összességéként értelmezzük. Ha az anyag mágnesesen izotróp, a mágneselési görbe visszatérő ága gyakorlatilag egyenes (2. ábra). Ekkor a lemágnesező hatásra bekövetkező fluxus-csökkenés a lemágnesező térerősséggel egyenesen arányos. Ha az anyag tökéletesen anizotróp, azaz az összes dipólt sikerült a tér irányába beállítani,

a mágnesezési görbe II. negyedben lévő ága szögletes (3. ábra). Ekkor a reverzibilis permeabilitás igen kicsi. $(BH)_{\max}$ értéke a zavaró tér hatására nem változik, s így a mágnes külső mágneses terekre érzéketlen, ha a lemágnesező térerősség csúcserőteke nem haladja meg a $(BH)_{\max}$ -hoz tartozó mágnesező erőt (H_m). A kísérletek azt mutatták, hogyha a $(BH)_{\max}$ értéke a remanencia és koercitív erő szorzatához viszonyítva nagy, a mágnes külső zavaró mezőkre ellenállóbb. Ennek alapján egy úgynevezett telítettségi tényezőt lehet bevezetni:

$$T = \frac{(BH)_{\max}}{B_r \cdot H_c}$$



1. ábra

Ha az anyag izotróp, $T < 1$, ha tökéletesen anizotróp, $T = 1$. A 3. ábra alapján ez a szemléletből közvetlenül is következik.

A korszerű mágnesanyagokat kis értékű és negatív hőfoktényező jellemzi. Ez Ticonal anyagokra $-0,02\%/C^\circ$. Ciklikus hőmérsékletváltozásra az anyag mágneses tulajdonságait a hőmérsékletváltozással ellentétes értelemben ciklikusan változtatja. Nyilvánvaló, hogy a kis reverzibilis permeabilitással rendelkező anyagok, melyek mágnesezési görbéje szögletes, ciklikus változások alatt mágneses tulajdonságaikat kevésbé változtatják. (A korszerű mágnesanyagok reverzibilis permeabilitása általában kicsi, 1 és 5 gauss/oersted között mozog).

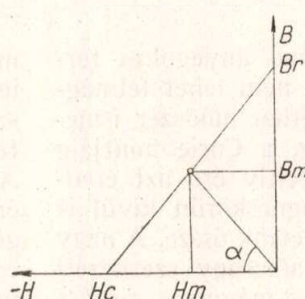
Az anyag a hőmérsékletváltozás hatására méretét változtatja. A méretváltozást mechanikai igénybevétellel is létre lehet hozni. Ha a hőfoktényező számszerűen kicsi, a tapasztalat szerint a mágnesanyag mechanikai igénybevételnek is jobban ellenáll.

A Ticonal-csoport Curie-pontja cca $900\ C^\circ$ -nál van. Részben ezzel magyarázható az, hogy az anyag kedvező mágneses tulajdonságát cca $400\ C^\circ$ -ig gyakorlatilag teljes mértékben megtartja. Meg kell jegyezni, hogy a Ticonal anyagokat semmiestre sem szabad akár lemágnesezni, akár más célból a Curie-pontig felmelegíteni. Az anyag ekkor minden bizonnyal elveszíti a hőkezeléssel nyert előnyös mágneses tulajdonságát.

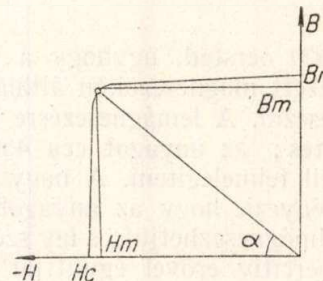
Szinterelt mágnesek

A Ticonal anyag rendkívül kemény és rideg. Megmunkálása csak köszörüléssel lehetséges. Részben a költséges megmunkálás, részben az öntésnél előálló pontatlan mérettartás indította el a kutatást egy újabb irányba. Ennek eredményeként jött létre a porkohászati úton előállított mágnesanyag.

A szinterelt mágnesek előállításánál az ötvözet összetevőit poralakban gondosan összekeverik, majd szerszámban nagy nyomással formába sajtoltják. Ezután mintegy $1300\ C^\circ$ -on semleges gázban pl. hidrogénben kezelik. Ez hozza létre az összetevők között a szükséges metallurgiai kapcsolatot. Mivel az alumínium ennél sokkal alacsonyabb hőmérsékleten oxidálódik, porrátört alumínium-vas mesterötvözet formájában viszik be az ötvözetbe. A további gyártási eljárás az öntött mágnesével nagyjából megegyezik.



2. ábra



3. ábra

A szinterelt anyag mágneses tulajdonsága mintegy $10-15\%$ -kal rosszabb a hasonló jellegű öntött anyagnál. Előállítása meglehetősen költséges, úgyhogy csak nagy darabszámnál fizetődik ki. Előnye viszont a pontos méreten és egyenletességén kívül az öntöttnél sokkal nagyobb szilárdsága, valamint az a körülmény, hogy a pólussarukat a szinterelésnél közvetlenül, külön kötőelem nélkül a mágnes anyagához lehet szinterelni. Ez az eljárás a jövő egyik fejlődési irányát mutatja meg.

Kerámikus mágnesek

Az utóbbi években végzett kutatás eredményeként sikerült fémkerámiai úton mágnesesen kemény anyagot is előállítani, melyet Magnadur, Ferroxdure, Maniperm stb. elnevezéssel hoznak forgalomba. Az anyaguk hexagonális rendszerben kristályosodó báriumvasoxid. Anizotróp jellegüket az mutatja, hogy a hexagonál kristálytengellyel párhuzamosan mágnesezhetők a legjobban.

Fajlagos ellenállásuk igen nagy: $10^6\ \text{ohm/cm/cm}^2$ nagyságrendű. Ez a kellemes tulajdonság lehetővé teszi azt, hogy nagyfrekvenciás áramkörökben is alkalmazzák. Reverzibilis permeabilitásuk 1 körül jár. Emiatt külső mágneses térrel lemágnesezni nem lehet. Jóság számuk meglehetősen alacsony, $1-2,5 \cdot 10^6$ gauss-oersted között mozog. Koercitív erejük rendkívül nagy, $1500-$

Korszerű kemény mágneses anyagok táblázata

Anyag	$(BH)_{max} \times 10^6$ gauss-oersted	B_r gauss	H_c oersted	B_m	H_m	Telítés		Névleges összetétele (a felsoroltakon kívül Fe)	Gyártási eljárás ö = öntött sz = színtrezt k = keramikus i = irányított
						B_{tel} gauss	H_{tel} oersted		
Ticonal GX	7,5	13.500	720	12.000	625	17.000	3.000	8Al, 14Ni, 24Co, 3Cu	ö. i.
Ticonal G	5,7	13.480	583	11.000	520	17.000	3.000	8Al, 14Ni, 24Co, 3Cu	ö. i.
Ticonal C	5,0	12.500	680	9.620	520	17.000	3.000	8Al, 14Ni, 24Co, 3Cu	ö. i.
Ticonal F	4,8	12.400	600	10.000	480	17.000	3.000	8Al, 14Ni, 24Co, 3Cu, 0,5 Ti	ö. i.
Alnico 5 (hazai)	4,6	11.800	640	8.600	540	17.000	3.000	8Al, 14Ni, 24Co, 3Cu	ö. i.
Ticonal S	4,2	11.070	620	8.830	470	17.000	3.000	8Al, 14Ni, 24Co, 3Cu	sz. i.
Ticonal E	4,1	11.070	740	7.500	550	16.000	3.000	8Al, 14Ni, 24Co, 3Cu, 1,5 Ti	ö. i.
Ticonal D	3,8	12.000	600	9.000	420	16.000	3.000	8Al, 14Ni, 24Co, 3Cu, 1,0 Ti	ö. i.
Ticonal K	3,6	8.500	1.150	4.650	775	15.000	6.000	—	ö. i.
Magnadur 2	2,5	3.600	1.400	2.200	1.135	16.800	14.000	BaFe ₁₂ O ₁₉	k. i.
Magnadur 3	2,25	3.000	1.900	1.600	1.400	18.400	14.000	BaFe ₁₂ O ₁₉	k. i.
Reco 2 A	1,92	5.500	1.000	3.300	600	13.000	4.000	7Al, 20Ni, 20Co, 7Cu, 6,5Ti	ö.
Reco 3 A	1,7	7.200	645	4.350	390	13.500	3.000	—	ö.
Alnico	1,7	8.000	500	5.200	327	13.500	3.000	—	ö.
Alni (hazai)	1,25	6.200	490	4.000	312	12.000	2.000	—	ö.
Magnadur 1	0,95	2.000	1.750	950	1.000	17.800	14.000	BaFe ₁₂ O ₁₉	k.

2000 oersted, úgyhogy a Ticonal anyagokra tervezett mágnesezőkön általában nem lehet felmágnesezni. A lemágnesezésre egyetlen módszer ismeretes; az anyagot cca 450°-ig, a Curie pontjáig kell felmelegíteni. A nagy koercitív erő azt eredményezi, hogy az anyagot mágneskörön kívül is felmágnesezhetjük, s így szerelhetjük össze. A nagy koercitív erővel együttjár az alacsony szerkezeti magasság, amely aránylag nagy mágneses szórást eredményez, úgyhogy a szokásos mágneskör-elrendezéssel nehezen lehet kellő eredményt biztosítani.

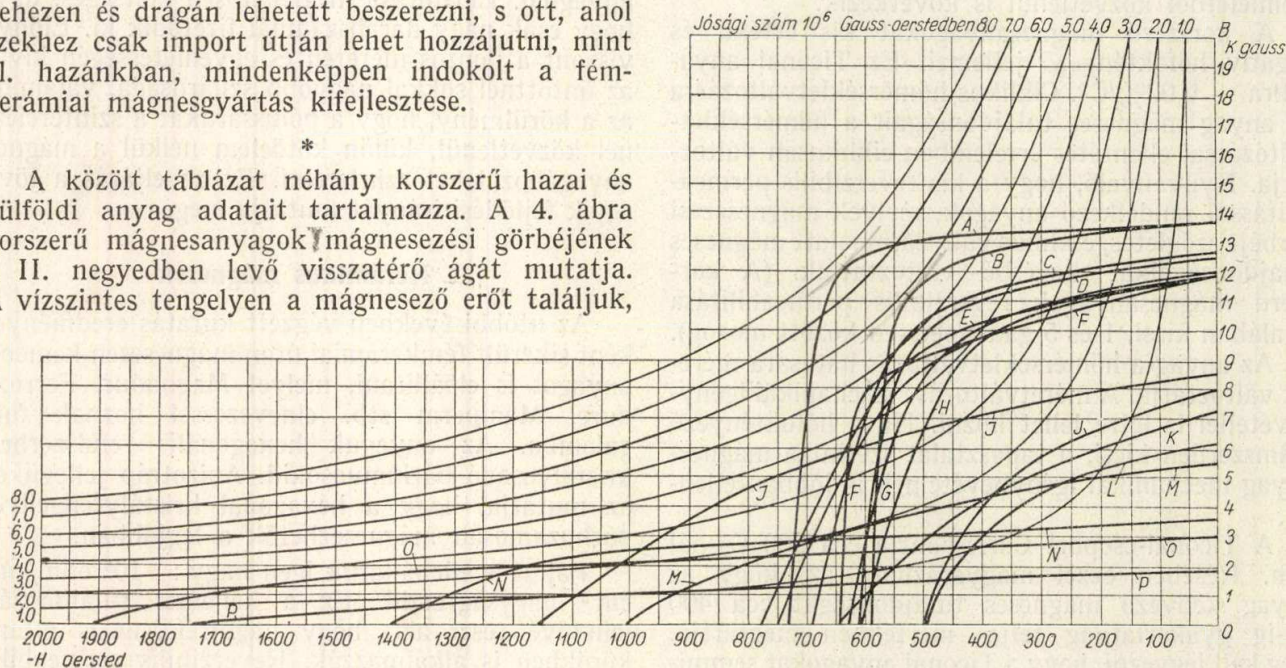
A fémkerámiai mágnesanyagok bevezetését az alkalmazás technikai nehézsége ellenére is az indokolja, hogy anyaga nem tartalmaz sem kobaltot, sem nikkelt. Ezeket az anyagokat úi. mindig nehezen és drágán lehetett beszerezni, s ott, ahol ezekhez csak import úttal lehet hozzájutni, mint pl. hazánkban, mindenképpen indokolt a fémkerámiai mágnesgyártás kifejlesztése.

*

A közölt táblázat néhány korszerű hazai és külföldi anyag adatait tartalmazza. A 4. ábra korszerű mágnesanyagok mágnesezési görbéjének a II. negyedben levő visszatérő ágát mutatja. A vízszintes tengelyen a mágnesező erőt találjuk,

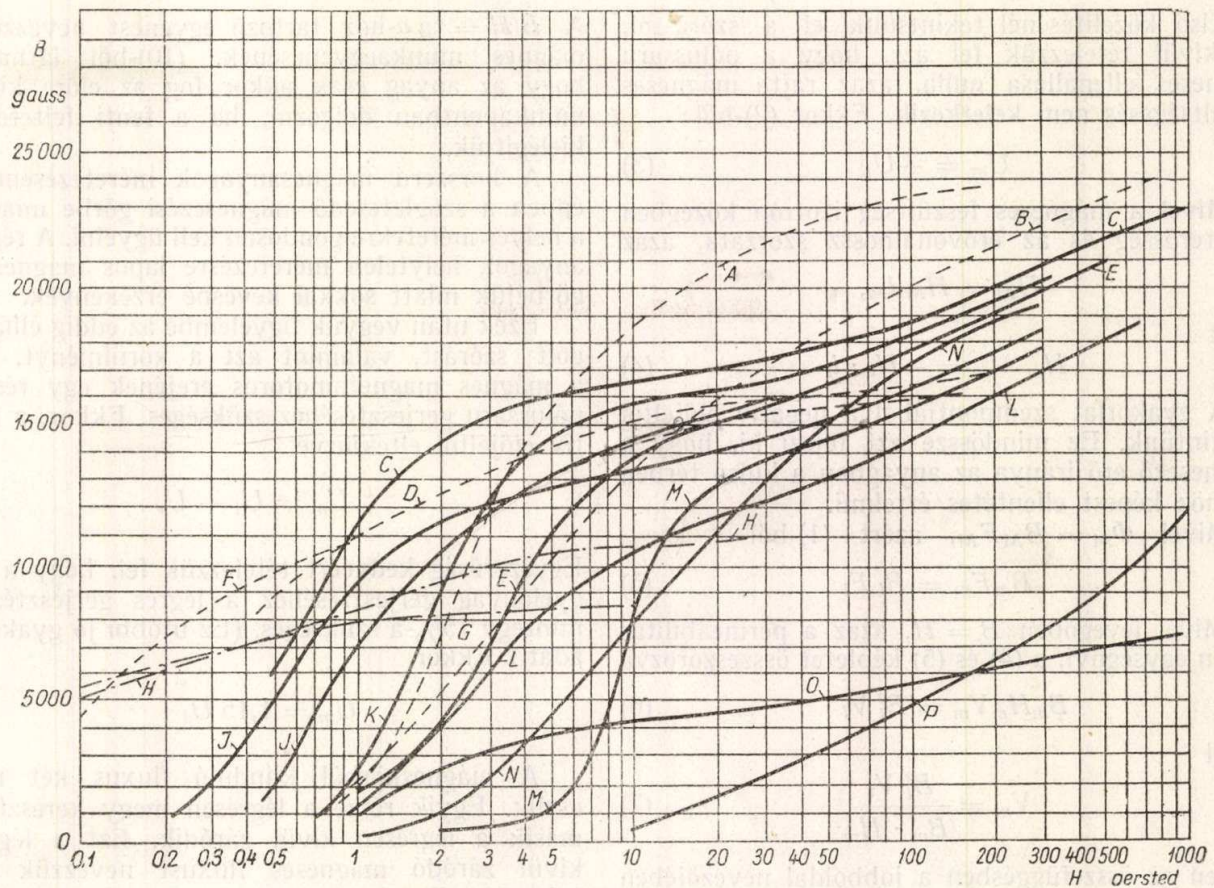
míg a függőlegesen a mágnes anyagában keletkező indukciót. A hiperbolák a $B \cdot H = \text{áll.}$ összefüggést szemléltetik. Az anyagok megítélésénél, mint említettük, elsősorban a $(BH)_{max}$ értékét vizsgáljuk. Az itt közölt ábrázolási mód szerint $(BH)_{max}$ értékét a hiperbolának és az anyag mágnesezési görbéjének érintési pontja adja meg. B_m és H_m értékét a $(BH)_{max}$ -hoz tartozó pontban a szokásos módon olvashatjuk le. Az érintési pont és a $B = 0$; $H = 0$ pontok közé húzott egyenest célszerű a mágnes munkaegyesének választani. Erről a továbbiakban részletesebben lesz szó.

A mágneskörök méretezése érdekében, noha nem tartoznak a mágnesesen kemény anyagok



4. ábra. Korszerű kemény mágneses anyagok B — H görbéi

- | | | | |
|--------------|-------------|-------------|--------------|
| A Ticonal Gx | E Ticonal H | I Ticonal K | M Reco 2A |
| B Ticonal G | F Alnico 5 | J Alnico | N Magnadur 2 |
| C Ticonal C | G Ticonal S | K Reco 3A | O Magnadur 3 |
| D Ticonal F | H Ticonal D | L Alni | P Magnadur 1 |

5. ábra. Lágy mágneses anyagok $B-H$ görbéi

A 50% cobalt
B 70% cobalt
C elektrolitikus vas
D Radiometal

E lágyított vas
F 47% nikkel
G Mumetal
H 79% nikkel

I szilícium vas
J svéd
K Armco vas
L kovácsvas

M szénzegény vas
N fényesre húzott vas
O nikkel
P cobalt

közé, néhány lágy, pólussaru céljára alkalmas anyag mágnesezési görbéjét közöljük az 5. ábrán.

Mágneskörök méretezése

A mágneskörök méretezésének célja mindig a következő: hogyan kell adott mágnesanyag esetén adott légréstérfogathoz és légrésindukcióhoz a mágnes méreteit úgy megválasztani, hogy a felhasznált anyagmennyiség a legkisebb legyen. A mágneskörök méretezéséhez a magnetosztatika két egyenletet ad, ezenkívül ismernünk kell a felhasználni kívánt mágnesanyag mágnesezési görbéjét, a $B_m = B_m(H_m)$ görbét, valamint a pólussaru anyagának $B_v = B_v(H_v)$ mágnesezési görbéjét. A magnetosztatika két alapegyenlete a gyakorlat írásmódjában:

$$\sum \Phi_M = 0 \quad (1)$$

$$\sum U_M = 0 \quad (2)$$

Az első azt jelenti, hogy ugyanannyi fluxus lép be a mágnes egyik pólusán, mint amennyi a másikat elhagyta. Szabad mágneses pólusok nincsenek; a térben tehát ugyanannyi forrás van, mint amennyi nyelő. A második egyenlet azt jelenti, hogy az erővonalak a mágnes egyik pólusából kiindulva a másik pólusig haladnak, s a mágnes anyagán keresztül záródnak. Olyan erővonal nincs, amely a mágnes anyagán nem megy keresztül, azaz a tér a mágneskörön kívül örvénymentes.

Az 1. és 2. egyenletek a villamosságban ismert Kirchoff-egyenletével látszólag megegyeznek. Mivel a mágneskör statikus, az egyezés természetesen csak alak.

A számításoknál a következő jelöléseket használjuk:

F_l = a légrés felülete (cm^2)

l_l = a légrés hossza (cm)

H_l = a légrést gerjesztő mágnesező erő (oersted)

$B_l = H_l =$ a légrésben megkívánt indukció (gauss)

V_l = a légréstérfogat (cm^3)

F_m = a mágnes keresztmetszete (cm^2)

l_m = a mágnes hossza (cm)

H_m = a mágnes gerjesztő mágnesező erő (oersted)

B_m = a gerjesztőerő hatására a mágnes anyagában keletkezett indukció (gauss)

V_m = a mágnes térfogata (cm^3)

U_l = a légrés mágneses feszültségesése (Oe. cm)

U_m = a mágnes magnetomotoros ereje (Oe. cm)

U_v = a pólussaru mágn. feszültségesése (Oe. cm)

Φ_m = a mágnes fluxusa (maxwell)

Φ_l = a légrés hasznos fluxusa (maxwell)

Φ_{sz} = a szórt mágneses fluxus (maxwell)

h_l = a légrésmagasság (cm)

D_m = a mágnes külső átmérője (cm)

D_v = a vasmag átmérője (cm)

Első közelítésénél tekintsünk el a szórástól, ezenkívül tételezzük fel azt, hogy a pólussaru mágneses ellenállása nulla, azaz rajta mágneses feszültségesés nem keletkezik. Ekkor (2)-ből

$$U_m = -U_l \quad (3)$$

Mivel a mágneses feszültség izotróp közegben a térerősség és az erővonalhossz szorzata, azaz

$$U_M = H_M l_M,$$

ezért

$$H_m \cdot l_m = -H_l \cdot l_l \quad (4)$$

A gyakorlat szempontjából a negatív előjeltől eltekintünk. Ez mindössze azt fejezi ki, hogy a mágnesező erő iránya az anyagban a külső térben levőhöz képest ellentétes értelmű.

Mivel $\Phi_M = B_M F_M$, azért (1)-ből

$$B_m F_m = B_l F_l \quad (5)$$

Mivel levegőben $B = H$, azaz a permeabilitás éppen egységnyi, a (4) és (5) képletet összeszorozva

$$B_m H_m V_m = B_l^2 V_l \quad (6)$$

ebből

$$V_m = \frac{B_l^2 V_l}{B_m \cdot H_m} \quad (7)$$

Ebben az összefüggésben a jobboldal nevezőjében a $B_m \cdot H_m$ értéke szerepel. Adott mágnesanyag esetén a szükséges mágnesestérfogat nyilván akkor a legkisebb, ha $B_m \cdot H_m = (BH)_{\max}$.

A (7) alapján azonnal láthatjuk, hogy a négyzetes összefüggés miatt a szükséges mágnesestérfogat növekvő légrésindukcióval rohamosan növekszik. A valóságban a figyelembe nem vett szórás miatt a mágnes növekedése ennél is sokkal nagyobb.

A mágnes hosszát a (4) összefüggésből számíthatjuk.

$$l_m = \frac{H_l \cdot l_l}{H_m} \quad (8)$$

A szükséges keresztmetszetre az (5)-ből nyert képlet ad felvilágosítást.

$$F_m = \frac{B_l \cdot F_l}{B_m} \quad (9)$$

B_m és H_m helyébe természetesen a $(BH)_{\max}$ -hoz, a munkaponthoz tartozó értékpárt kell helyettesíteni.

A (8) alapján a következő megállapításokat tehetjük: ha az anyag munkaponti mágnesezőereje kicsi, hosszú mágneset kell alkalmaznunk. Mivel a korszerű mágnesanyagok koercitív ereje, s ezzel együtt a munkaponti mágnesező ereje nagy, a régebbi anyagokhoz képest alacsony kör adódik. Ez a szórás megnövekedését vonja maga után.

(9)-ből az következik, hogy adott légrésadatok esetében a mágnes keresztmetszete a munkaponti indukcióval fordítottan arányos. (5)-öt (4)-el elosztva

$$\frac{B_m}{H_m} = -\frac{F_l}{F_m} \cdot \frac{l_m}{l_l} = \operatorname{tg} \alpha = \mu \quad (10)$$

A $B/H = \operatorname{tg} \alpha$ -hoz tartozó egyenest nevezzük a mágnes munkaegyenésének. (10)-ből láthatjuk, hogy az anyag csak akkor fog az előre kijelölt munkapontban dolgozni, ha a fenti feltételeket kielégítjük.

A korszerű mágnesanyagok méretezésénél — éppen a szögletesedő mágnesezési görbe miatt — a helyes méretekre gondosan kell ügyelni. A régebbi anyagok helytelen méretezésre lapos mágnesezési görbéjük miatt sokkal kevésbé érzékenyek.

Ezek után vegyük figyelembe az eddig elhanyagolt szórást, valamint azt a körülményt, hogy a mágnes magnetomotoros erejének egy része a pólussaru gerjesztéséhez szükséges. Ekkor, a negatív előjeltől eltekintve

$$U_m = U_l + U_v \quad (11)$$

Egyszerűség kedvéért tételezzük fel, hogy a kenőanyag gerjesztéséhez a légrés gerjesztésének mintegy 15%-a szükséges. (Ez utóbbi jó gyakorlati adat.) Ekkor

$$U_m = 1,15 U_l \quad (12)$$

A mágneskörből kiinduló fluxus két részre oszlik. Egyik része a légrésen megy keresztül, a másik a légrésen kívül záródik. Ezt a légrésen kívül záródó mágneses fluxust nevezzük szórt mágneses fluxusnak.

$$\Phi_m = \Phi_l + \Phi_{sz} = \Phi_l (1 + \sigma) \quad (13)$$

ahol a szórási tényező

$$\sigma = \frac{\Phi_{sz}}{\Phi_l} \quad (14)$$

A szórási tényező tehát a szórt fluxus és a légrésen áthaladó hasznos fluxus viszonya.

A méretezés alapjául szolgáló egyenletek módosított alakja így

$$l'_m = 1,15 \frac{B_l l_l}{H_m} = 1,15 l_m \quad (15)$$

és

$$F'_m = (1 + \sigma) \frac{B_l F_l}{B_m} = (1 + \sigma) F_m \quad (16)$$

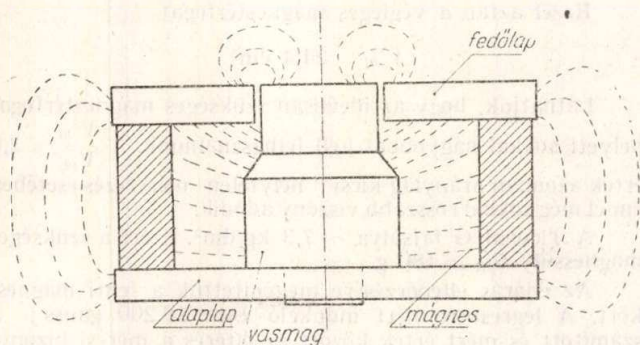
A szükséges mágnesestérfogat is megváltozik.

$$V'_m = 1,15 (1 + \sigma) \frac{B_l^2 V_l}{(BH)_{\max}} = 1,15 (1 + \sigma) V_m \quad (17)$$

ahol l_m , F_m és V_m az ideális mágneskörben megvalósítandó méretet jelenti.

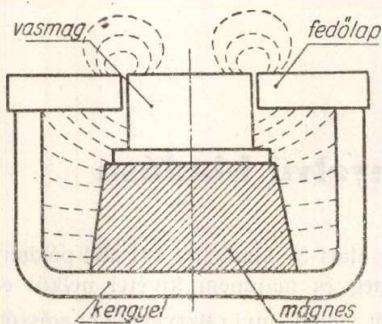
(17)-ből láthatjuk, hogy a szórási tényező csökkentésével, valamint a pólussaru anyagának helyes megválasztásával (az 1,15 tényező kereskedelmi vasra vonatkozik, ha $B_v \leq 12\,000$ gauss) az előírt légrésindukció létrehozásához szükséges mágnesestérfogat csökkenthető.

A gyakorlatban megvalósítható legkisebb szórási tényező meglehetősen sok körülménytől függ. Gyűrűmágnes esetében a szórt fluxus a következő úton halad (6. ábra): az alap és fedőlapp között



6. ábra

a mágnesen kívül, a fedőlapp és vasmag között a mágnesen kívül, a mágnes és vasmag között, a mágnesen belül, a fedőlapp és vasmag között a mágnesen belül. Magmágnes esetében (7. ábra) a szórt erővonalak a vasmag és kengyel között, valamint a mágnes és kengyel között záródnak a mágneskörön belül. A vasmag és kengyel közötti mágneskörön kívüli szórás ugyanígy megvan. A szórás annál nagyobb, minél kisebb a szórt fluxust vezető kör mágneses ellenállása. Ebből az következik, hogy ha a gyűrűmágnes alacsony, vagy a vasmag külső átmérője a gyűrűmágnes belső átmérőjéhez képest nagy, a mágneses szórás is nagy. Magmágnes esetében a szórást elsősorban a vasmag és mágnes méretének viszonya befolyásolja. Általá-



7. ábra

nosságban: annál kisebb a szórás, minél közelebb van a mágnes a légrészhez és minél nagyobb a légrész magassága a hosszához viszonyítva.

Mind a számítás, mind a mérések eredménye egyaránt azt mutatja, hogy a szokásos 1 mm légrészhossz, valamint 4–6 mm körüli légrészmagasság és 15–25 mm vasmagátmérő mellett korszerű mágnesanyagokkal $B \approx 11\,000$ gauss légrészindukciót lehet magmágnessel gazdaságosan megvalósítani. Ennél nagyobb légrészindukciónál gyűrűmágnessel kell alkalmaznunk. Ezt azonnal beláthatjuk: mivel adott légrészméretek mellett növekvő légrészindukcióval a magmágnes átmérője egyre nagyobb lesz, a szórási tényező is egyre inkább növekszik; ez azután a mágnes átmérőjét

tovább növeli. A magmágnes tehát jóval nagyobb átmérőjű lesz, mint a vasmag; a vasmagon túlnyúló mágnesanyag fluxusa ekkor gyakorlatilag csak a szórt fluxust növeli (lásd a (19) összefüggést). Ezek szerint a tervezéskor tanácsos megvizsgálni, hogy a megadott adatok esetében gyűrű- vagy magtípusú mágnessel célszerűbb-e használni. A gyakorlat ezzel kapcsolatban a fenti, cca 11 000 gauss-os határt igazolja.

A szórt fluxust és így a szórási tényezőt egészen egyszerű, tehát a gyakorlatban soha elő nem forduló esetektől eltekintve, pontosan egyáltalán nem tudjuk számítani. A méretezés alapjául szolgáló szórásszámítások kivétel nélkül csak többé-kevésbé jól sikerült közelítő, vagy méginkább tapasztalati összefüggéseket tartalmaznak. A korszerű Ticonal anyagok szórásszámítására a következőkben közölt tapasztalati képletek a valóságot elég jól megközelítik, ha a légrészindukció nem haladja meg a 15 000 gauss-t. A szórási tényező értéke gyűrűmágnessel épített körre

$$\sigma = 6 \frac{l_l}{h_l} \cdot \frac{D_m}{l_m} \quad (18)$$

Magmágnessel épített körre

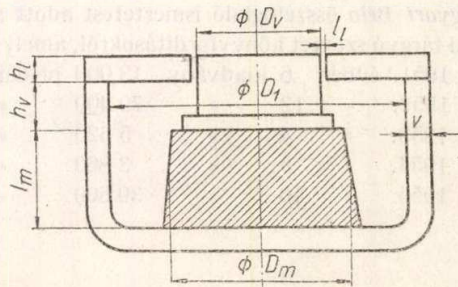
$$\sigma = 6 \frac{l_l}{h_l} \cdot \frac{D_m}{D_v} \quad (19)$$

Ha a pólussaru anyaga telítődik, a mágneskör szórása rohamosan megnövekszik. Ezért a pólussaruban keletkező legnagyobb indukciót minden esetben célszerű megvizsgálni. A gyakorlat azt mutatja, hogy a közönséges, kereskedelmi forgalomban kapható vasanyagban legfeljebb $B_v = 12\,000$ gauss indukciót szabad megengedni. Szén- és szennyeződésszegény vasban 15–17 000 gauss indukció is megengedhető. Az indukció számításánál biztonságból tanácsos a mágnes fluxussal (Φ_m) számolni.

Szám példa

Az eljárás használhatóságát a következő példán mutatjuk be. Legyen a légrészben megkívánt télerősség $B_l = 10\,000$ G, a felhasznált mágnes tehát célszerűen magtípusú, anyaga Ticonal G. Az elvi elrendezést a 8. ábrán láthatjuk. A mágneskör legyen teljesen zárt. A kör többi előre felvett adata: $D_v = 2,5$ cm, $l_l = 0,1$ cm, $h_l = 0,6$ cm. A légrész közepes felülete ezekkel az adatokkal $F_l = (D_v + l_l) \pi h_l = 4,9$ cm²

A (9) képlet alapján ekkor $F_m \approx 4,45$ cm² ideális mágneskeresztmetszet adódik. A szükséges ideális mágnesshossz



8. ábra

a (8) összefüggés alapján $l_m \cong 1,92$ cm, az ideális mágnes-térfogat pedig $V_m \cong l_n \cdot F_m = 9,4$ cm³

A valóságos mágneshossz a (15.) alapján $l'_m = 1,15 l_m \cong 2,2$ cm.

Vegyük fel első közelítésül a $\sigma = 1,4$ értéket.

A valóságos mágneskeresztmetszet ekkor a (16) alapján $F'_m = (1 + \sigma) F_m \cong 11,8$ cm²

A mágnes átmérője ebből

$$D'_m = \sqrt{\frac{4}{\pi} F'_m} \cong 3,5 \text{ cm}$$

A szórási tényező (19)-ből

$$\sigma = 1,4.$$

A mágneskeresztmetszetet tehát megtarthatjuk.

A légrés hasznos fluxusa:

$$\Phi_l = F_l \cdot B_l = 4,9 \cdot 10^4 \text{ maxwell}$$

A mágnesből kiinduló összfluxus

$$\Phi_m = \Phi_l (1 + \sigma) \cong 1,18 \cdot 10^5 \text{ maxwell,}$$

A kengyel anyaga legyen szénszegény vas; vegyünk fel megengedett indukciónak $B_v = 15\,000$ gauss. Ekkor a szükséges kengyelkeresztmetszet

$$F_v = \frac{\Phi_m}{B_v} = 7,9 \text{ cm}^2$$

Legyen a kengyel belső átmérője $D_1 = 8$ cm

$$F_v \cong D_1 \pi \nu$$

Ebből $\nu = 0,3$ cm

Az erővonal útja a kengyelben

$$l_v = l_n + h_v + D_1 \cong 9,2 \text{ cm}$$

5.

A 6. ábra alapján szénszegény vasban $B_v = 15\,000$ gauss indukciót $H_v = 70$ oersted mágnesező erő hoz létre. Így a kengyelen eső mágneses feszültség $U_v = H_v \cdot l_v = 650$ Oe.cm. Mivel ez kisebb, mint a feltételezett $U_v = 0,15 U_1 = 1500$ Oe. cm, azért a mágnes hosszát a jelen esetben elegendő, ha $l'_m = (1 + 0,065) l_m \cong 2$ cm-re növeljük.

Ezzel aztán a végleges mágnes-térfogat

$$V'_m = 24,4 \text{ cm}^3$$

Láthatjuk, hogy az ideálisan szükséges mágnes-térfogat helyett sokkal nagyobbat kell felhasználnunk. A $\frac{V'_m}{V_m} = 2,6$ érték azonban aránylag kicsi; helytelen méretezés esetében ennél még sokkal rosszabb viszony adódik.

A Ticonal G fajsúlya $\sim 7,3$ kg/dm³. Ezzel a szükséges mágnessúly $G'_m \cong 180$ g.

Az eljárás ellenőrzésére megépítettük a fenti mágnes-kört. A légrésben mért indukció $B_l = 10\,200$ gauss; a számított és mért érték között az eltérés a mérési bizonytalanságon belül volt.

Az előbbieken vázolt mágneskörszámítás nem mindig ilyen gyors; ha a felvett értékekkel kellő eredményt nem kapunk, esetleg többször is helyesbíteniünk kell.

*

A hazai mágnesanyagok (Alnico 5, Alni) adatainak közléséért Szilágyi Szilárd mérnök kartársnak a szerző ezúton is köszönetét fejezi ki.

IRODALOM

1. Istvánffy Edvin: Mágneses anyagok. Bp. 1952.
2. J. Fischer: Abriss der Dauermagnetkunde. Springer 1949.
3. Mullard katalógus.
4. A. J. Tyrell: The design and application of modern permanent magnets. Journal of the Brit. IRE. 1946. Vol. LI. No. 5.

Szovjet szakkönyvek magyarnyelvű kiadása

A Híradástechnikai Tudományos Egyesület március 21-én a Magyar-Szovjet Barátság Hónapja keretében ankéton vitatta meg a szovjet híradástechnikai könyvfordítások eredményeit.

Novák István elnöki bevezetőjében rávilágított arra, hogy míg a tőkés országban kiadott szakkönyv vagy nem jut túl egy-egy vállalati érdekeltség gyakorlatának szűk látókörén, vagy üres elméletet ad, addig a szocialista szakkönyv a tudományt mindig bőséges gyakorlattal párosítja.

Magyar Béla összefoglaló ismertetést adott a híradástechnikai tárgyú szovjet könyvfordításokról, amely szerint az

1951. évben	6	kiadvány	13 000	példányban,
1952.	«	12	«	79 400
1953.	«	4	«	5 620
1954.	«	5	«	3 860
1955.	«	10	«	39 600

vagyis öt év alatt 37 kiadvány 141 480 példányban jelenik, ill. jelent meg és majdnem kivétel nélkül el is fogyott.

Az ankét valamennyi résztvevője hozzászólt a tárgyhöz. Megállapítást nyert, hogy a műszaki és tudományos kérdéseknek a felszabadulás utáni hiánya következtében kézenfekvő és legjobb megoldás az volt, hogy műszaki irodalmunkat a Szovjetunió műszaki irodalma alapján szervezzük meg. A fordított könyvek mind tárgyválasztás, mind minőség szempontjából javulást mutatnak.

A jövőben kívánatosnak látszik több vezetőes híradástechnikai mű lefordítása és általában a visszatérés arra a gyakorlatra, hogy a lefordítandó művek kiválogatásában döntően a kérdésképzés és csak másodsorban a gyorsan és nagy példányszámban való eladhatóság szempontja szerepeljen.

Magyar Béla

Permanens mikro-vaspor mágnesek

BÁRTFAI FERENC*

Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet

Tizenkét éve jelentették be *Louis Néel*-nek a mágnesség fizikájából ismert *Pierre Weiss* tanítványának találmányát [1], amely azóta is foglalkoztatja a fizikusok és technikusok érdeklődését. E találmány ugyanis oly permanens mágnes, amelyben elsősorban vas van nagy (kb. 97) százalékbán, minden drága ötvöző (pl. Ni) nélkül, tehát egy jellegzetesen lágymágneses anyag és mégis oly mértékben permanens mágnes ad, hogy jöminőségű ötvözetekből készült mágnesekkel összehasonlítható tulajdonságú.

Előállítását a porkohászatnak, egy jelenleg erősen fejlődő technikai módszernek, minden jellegzetes munkafázisát tartalmazza, annak mintegy iskolapéldája.

Kevés fém nyersanyaggal bíró ipar részére főként az ötvöző fémek — Ni, Co — megtakaríthatósága csábító, legalább is bizonyos területeken.

De érdekes ez a tárgy azért is, mert reámutat az elméleti, fizikai kutatásnak a sok anyagba, időbe kerülő tisztán kísérleti módszerek helyett, előbb-utóbb sorrakerülő gyakorlati felhasználására.

Az alábbiakban összefoglaljuk — főként az említett szempontok figyelembevételével — ezen ún. Néel-mágnesnek elméleti kutatásból előrelátott mágneses és egyéb jellemzőit, gyártási módját és felhasználási lehetőségét.

A ferromágneses anyagok elméletének a mágneses tartományokra (domain) vonatkozó alapfeltevése szerint (*Pierre Weiss* 1907) a ferromágneses anyagok mágneses egysége az atomnál jóval nagyobb (vasban pl. kereken 200 Å átmérőjű) részecskehalmaz.

Valamely ferromágneses test domainjeinek mágnesezési vektorai statisztikailag rendezetlen irányúak. A test mágnesezésekor ezeket csak nagy külső térerősségnél lehet irreverzibilisen a ható térerősség irányába forgatni.

Két különböző mágnesezési irányú domain között egy olyan réteg helyezkedik el, melyben a mágnesezési vektorok iránya folytonosan változik. Ezt a réteget első tanulmányozójáról, Bloch-falnak nevezik (*Bloch*, 1932).

Mágnesezéskor kisebb és közepes térerősség hatására ezek a domain közötti falak eltolódnak, végül mint említettük, a mágnesezési vektor iránya fordul el. Amennyiben Bloch-falak nincsenek, úgy a mágnesezéskor csak az utóbbi folyamat játszódik le. Az elmélet ezenkívül egy «domain-nagyságú» részecske koercitív erejére is nagy (kb. 800 oersted) értéket ír elő. Tehát mikro-vasporból, sajtolással (ez természetesen csökkenti a koercitív erőt), jó tulajdonságú permanens mágnes képződése várható.

Ezek szerint, ha sikerül ily nagyságra aprítani valamely ferromágneses anyagot, azt a szükséges

formába sajtolás után mágnesezve, permanens mágneset kapunk. A bevezetőben említett ellentmondás tehát szabatosabban úgy jelentkezik, hogy a por (átlagos) méretétől függ felhasználhatósága.

Ha a szemcsenagyság $0,01 \mu$ alatt van — tehát kisebb egy domain nagyságrendjénél, úgy a port nem tudjuk felhasználni. $0,01-0,1 \mu$ közötti porból permanens mágnes készíthető.

Az $1-100 \mu$ szemcsenagyságú port a híradástechnika területén porvasmagok készítésére használják, ilyen méretben az anyag már lágymágneses. Az irodalom [1, 2, 3, 4, 5] több lehetőséget sorol fel a kellő méretű por gyártására. Az ún. *Raney*-féle ötvözetet (ez kb. 50% Fe + 50% Al-ból áll) lúggal oldva a vas kellő finomságban kevés Al-tartalommal visszamarad. Egy szabadalom [6] a kilúgozásra szellemes készüléket is leír. Az eljárás elvi érdekessége a képződő nátriumaluminát lúg értékesíthetősége. Egy másik eljárás a vas-karbonil elbontásán alapszik. A vaspentakarbonilt forró olajon át buborékoltatják, a gáz elbomlik, az olajos edény alján a vaspor összegyűlik.

A legfontosabb lehetőség azonban alacsony hőmérsékleten bomló szerves vas-vegyületek bontása és a kapott vasoxid egyidejű, vagy utólagos redukálása.

A vasvegyületek közül a legfontosabbak a hangyasav és oxalsav vassói, a $\text{Fe}(\text{HCOO})_2 \cdot 2 \text{H}_2\text{O}$, vas-II-formiát, illetve a $\text{Fe}(\text{COO})_2 \cdot 2 \text{H}_2\text{O}$ vas-II-oxalát, de használható a vas-acetát, sőt a vashydroxid is. A legjobb mágneses tulajdonságokat a vas-II-formiát bontásával nyerték, azért az alábbiak főként erre vonatkoznak. Az egész eljárást áttekinthetőség szempontjából a következő részekre oszthatjuk.

I. Vasporkészítés.

1. a) vas-II-formiát készítése
- b) vas-II-formiát kristály víztelenítése
- c) a $\text{Fe}(\text{HCOO})_2$ termikus bontása
2. a) az 1/c termék redukálása
- b) a 2/a por tárolása

II. A por sajtolása.

- III. a) A sajtoló test mágnesezése
- b) tárolás.

A vas-II-formiát készítése, aránylag nem nehéz feladat. Kiindulási anyagként mondhatni filléres árut, vasforgácsot, hulladékvasat stb. is használhatunk. Ezt felesleges mennyiségű hangyasavban főzzük, majd a főzést addig folytatjuk, amíg a ferro-sóoldat literenként kb. 40 g vasat tartalmaz. Ekkor gyorsan leszűrjük és a szüredéket gyorsan lehűtjük, mikoris a vas-II-formiát kikristályosodik. A kristályokról az oldatot leszűrjük és további vas oldására felhasználhatjuk. A leszűrt kristályokat célszerű az oxidáció megelőzése céljából megszáritani.

Kiegészítjük ezen munkafázist annak a felismerésnek a felhasználásával, hogy a vascsoport

* A szerző módosított hozzászólása az 1954. évi fizikus vándorgyűlés egy előadásához.

másik két tagja, a kobalt és a nikkell, hasonló összetételű formiatokat képez és a vassal együtt izomorf sókat alkot. Mindenesetre pl. a Co oldása hangyasavban a vasénál nagyságrendekkel lassabb. Ezen a módon azonban tetszésszerű pl. Fe/Co összetételt tudunk előállítani az együtt kristályosított sókból.

Amennyiben a sav vason kívül még meszet (CaO) is old, úgy kristályosításkor ennek egyrésze a vassal együtt válik ki. Erre a tényre később még visszatérünk.

Mivel a só súlyának 20%-a kristályvíz, ezt célszerű a további feldolgozás előtt kb. 150 C°-on történő szárítással eltávolítani.

A következő lépésben a most már kristályvíz nélküli, Fe(HCOO)₂ képlettel jellemezhető anyag elbontását végezzük. Ezt a műveletet — ipari méretben — célszerűen forgódobos kemencében lehet elvégezni, melynek hőmérsékletét kereken 320 C°-ra állítjuk be. A bomlás gázalakú termékeit (pl. H₂O, CO, CO₂ stb.) elszívjuk. A kemence alján kihulló por — lényegében FeO, vasoxid és vaspor keveréke, a szabad levegőn rendkívül gyúlékony, azért célszerű zárt kemenceteret, ill. gyűjtőedényt használni erre a célra. A kristályvíztelenítést és a bontást egy műveletben — tehát pl. egy forgódobos kemencében — is el lehet végezni.

Térjünk már most a gyártási folyamat legnehezebb részére, a redukálásra. A leírt módon előállított vasoxid-vaspor keveréket hidrogén- vagy szén-oxidgázzal redukáljuk. A folyamat ugyancsak 320 C° körül vezet optimális tulajdonságokra. Kivitelezése forgó-kemencében, vagy pedig gázáramban lebegtetve (fluidizálás) történhet [7]. Ez a legcélszerűbb megoldás, a részek — állandó mozgásuk, ütközésük miatt — akadályozva vannak, hogy a hőmérséklet hatására növekedjenek. A redukciót célszerű odáig folytatni, amíg az anyag vastartalma kb. 97% lesz. Magától értetődő, hogy a redukció mértékével tudjuk a végtermék mágneses tulajdonságait befolyásolni.

A jelzett értékig redukált vaspor a szabad levegőn meggyullad, piroforos tulajdonságú. Ennek oka a kolloid méretű (tehát igen nagy felületű) poron felhalmozódott hidrogén vízzé való égésében keresendő. Ha a port valamely szerves oldószerrel — pl. benzol, aether, acetone — leöblítjük és ezáltal a felületén kötött hidrogéntől megszabadítjuk, úgy a por már elveszti piroforos tulajdonságát. Mindenesetre célszerű benzol vagy más oldószer alatt, vagy redukáló gázzal (H₂, CO) töltött edényben tárolni, főként a meleg nyári napokban, mivel igen rövid idő alatt nagymennyiségű oxigént képes felvenni.

Megállapítható, hogy az eddigi műveletek szokásos kémiai-metallurgiai jellegűek, különleges berendezést, szakismeretet stb. nem igényelnek. Egyedüli nehézség talán a hangyasav viszonylagosan nem olcsó ára. Az utolsó fázisát nézve a gyártásnak, ilyen berendezés megépítése már kissé körülményes de nem olyan, hogy különleges nehézségektől kellene tartani.

A por sajtolása semmilyen rendkívül nem mutat. A sajtoló szerszám anyaga és kiképzése a porkohászati technikából jól ismeretes. A por kötőanyag

nélkül, acetonnal nedvesítve jól sajtolható. A fajlagos nyomás 8 t/cm² körül van, ami kereken félakkora, mint pl. a porvasmag gyártásnál alkalmazott érték. A sajtolószerszám kopása és a sajtolás energia-szüksége tehát nem aggályos.

A sajtoló és felmágnesezett testeket célszerű lakkal bevonni, hogy anyagukat a levegő káros hatásától megóvjuk.

A leírt módon előállítható mágnesek fizikai tulajdonságait aránylag tág értékek között tudjuk változtatni. Megítélésünk szerint a két legfontosabb tényező a redukció mértéke és a fajlagos sajtolási nyomás. A remanencia mindkettővel növekszik, illetve csökken. A koercitív erő a redukálás mértékével fordítva változik, bizonyos értékek között. Optimális a jelzett értékeknél [8]. A koercitív erőt kb. 200—500 oersted, a remanenciát 4000—7000 gauss között lehet változtatni. (BH)_{max}-ra kereken 0,6 megagauss oersted biztosan elérhető, üzemi gyártásban [9] ez megbízhatóbb, mint a szabadalmak 1-es értéke, tehát realisabb. A mágnesek fajsúlya 2—6,5 g/ml közt változik, általában 4,5-re szokás beállítani. A CaO-t tartalmazó vaspor mágnes koercitív ereje nagyobb, remanenciája valamivel kisebb a tiszta vasporból készült mágnesénél. Feltehetően a CaO által deformált rács feszültségei okozzák a kedvezőbb mágneses tulajdonságokat.

Az előbb leírt mágnesek tulajdonságai a kb. 9% Co-tartalmú acélmágnesekének felelnek meg. A 30% Co-tartalmú acélnak megfelelő minőség kobalt- és vasformiat együtt kristályosításával nyert só bontásából nyert anyaggal érhető el, ez kb. 1,6 jósági számot mutat [10] de megítélésünk szerint a Co-hiány miatt ezzel nem érdemes foglalkozni.

Az elsorolt előnyök mellett nem szabad elhallgatni a Néel-mágnesek talán egyetlen komoly hibáját, hogy nagyobb technikai igénybevételre — sajtoló anyagról van szó! — nem alkalmasak. Ez nem azt jelenti, hogy a mágnesek rosszak, hanem csak azt, hogy olyan területen kell alkalmazni, ahol ütődés, rázás stb. nincs. Ahol ilyen felhasználási lehetőség kínálkozik, ott nem is volna szabad drága importfém tartalmú öntött mágneset használni.

A Néel-mágnesek mechanikai szilárdsága egy zsurításnak nevezhető hőkezelési eljárással előnyösen befolyásolható [11]. Sajnos, ezzel együttjár a mágneses értékek kismértékű csökkenése.

Az eddigiek szerint a Néel-mágnesek előállítása nem okozna sem műszaki, sem nagyobb anyagi nehézséget. Alkalmazásuk kívánatos, importmegtakarítást eredményezhet. A szerkesztőnek a sajtolásnál elérhető alaksokféleség nyújt érdekes lehetőséget [12].

IRODALOM

- [1] Brevet Français 979 043 (1942).
- [2] Brit. Pat. 590 392.
- [3] Brit. Pat. 594 681.
- [4] U. S. Pat. 2 497 268.
- [5] U. S. Pat. 2 651 105.
- [6] U. S. Pat. 2 608 469.
- [7] H. Siegmann, Stahl und Eisen 1953, 73. N° 6. p.

- [8] F. Lihl, Acta Physica Austriaca IX. p. 360—369.
 [9] The Engineer 1953. May 22.
 [10] K. Hoeselitz: Ferro-magnetic Properties of Metals and Alloys. Oxford 1952. p. 260.

- [11] Brit. Pat. 612 879.
 [12] R. Steinitz, Powder Metallurgy Bulletin. Vol. 3. N° 6. p. 124—127.

Könyvszemle

L. Sz. Gutkin: **Mikrohullámú keverők és detektorok. Elmélet és méretezés**

L. С. Гуткин: Преобразование сверхвысоких частот и детектирование. Теория и расчет.

»Goszenergoizdat«, Moszkva—Leningrád, 1953, 415 oldal.

A könyv a mikrohullámú vevőkben használatos keverők és detektorok elméletével és méretezésével foglalkozik magas színvonalon. Különös figyelmet szentel az újabb kérdéseknek, mint az impulzusjelek detektálása, a jel és a zaj kölcsönhatása a detektálásnál, frekvenciatranszponálás a méteres, deciméteres és centiméteres sávban stb. A könyv elsősorban a tudományos kutatókáderek igényeit van hivatva kielégíteni.

Témafelosztása a következő:

1. fej. Bevezető megjegyzések

Első rész. Detektorok

2. fej. A detektorok általános jellemzése és a számításkúra szolgáló módszerek

3. fej. Az egyenirányítási paraméterek függése a jelamplitúdó nagyságától

4. fej. Nagyfrekvenciás impulzusok detektálása

5. fej. Egyenáramú impulzusok detektálása

6. fej. A jel és a zaj kölcsönhatása detektálásnál

Második rész. Mikrohullámú keverők

7. fej. A mikrohullámú keverés általános elmélete

8. fej. A mikrohullámú keverők zaja

9. fej. Keverés pentódákkal és közönséges triódákkal

10. fej. Keverés földeltrácsú triódákkal

11. fej. Dióda- és kristálykeverők

A könyv végén adott függelékben néhány fontosabb táblázatot és a kristálydetektor statikus zaj- és feszültségáram karakterisztikái közti összefüggés levezetését találjuk meg. Ezután az irodalomjegyzék, majd egy betűrendes tárgymutató következik.

L. I. Bajda—A. A. Szemjonkovic: **Egyenáramú csöves erősítők**

Л. И. Байда и А. А. Семенович: Электронные усилители постоянного тока

»Goszenergoizdat«, Moszkva—Leningrád, 1953, 191 oldal.

A könyv a különböző fajtájú, vákuum- és gáztöltésű csöves egyenáramú erősítőkkal foglalkozik, melyek főleg az automatikában és mérés technikában nyertek alkalmazást. Leírja ezen erősítők sajátosságait, üzemmódjaik mennyiségi elemzését és kifejti működésüket.

A szerzők a könyvet azon mérnök és technikus dolgozóknak szánták, akik az automatikában és mérés technikában ilyen erősítőkkal foglalkoznak. A könyv négy fejezetből áll. Az egyes fejezetek címei a következők:

I. fej. Közvetlen csatolású egyenáramú erősítők.

II. fej. Negatív visszacsatolású egyenáramú erősítőknél.

III. fej. Az egyenáram átalakításán alapuló erősítők.

IV. fej. Közepes áramú erősítők.

Irodalom.

Ja. L. Aljper—V. L. Ginzburg—Je. L. Fejnberg: **A rádióhullámok terjedése**

Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург и Е. Л. Фейнберг: Распространение радиоволн

»Gosztyehizdat«, Moszkva, 1953, 883 oldal.

E kiemelkedő, rendkívül magas színvonalú tudományos munka az összes hullámsávok (a mikrohullámoktól egészen a hosszuhullámokig) rádióhullámainak terjedési viszonyaival foglalkozik. A rendkívül szerteágazó kérdéskomplexumot mind elméleti, mind kísérleti szempontból behatóan és átfogóan tárgyalja. Elsősorban tudományos kutatókáderek igényeit van hivatva kielégíteni, de komoly segítséget nyújthat a gyakorlati szakemberek hullámterjedéssel kapcsolatos számításaihoz is.

A szerzők a hatalmas anyagot négy részben fogják át. Az egyes részek külön fejezetekre oszlanak. A mű témafelosztása a következő:

I. rész.

A rádióhullámok terjedésének elmélete a földfelület mentén (közvetlen hullám).

I. fej. Alapegyenletek

A) Differenciális összefüggések

B) Integrális összefüggések

II. fej. A rádióhullámok terjedésében lényeges szerepet játszó térrész

III. fej. A rádióhullámok terjedése homogén közegben

IV. fej. A homogén síkföld és az atmoszféra határfelületének közelében kialakuló tér

V. fej. Az ideálisan visszaverő felület mentén kialakuló tér

VI. fej. Sík földfelületen álló dipól

VII. fej. Homogén sík földfelületen álló vertikális dipólus (általános eset)

VIII. fej. A rádióhullámok terjedési problémájának tárgyalására szolgáló különböző módszerek homogén sík föld esetében

IX. fej. Az inhomogén földfelület mentén kialakuló tér

X. fej. A rádióhullámok terjedésének elmélete a földfelület görbültségének figyelembevételével

II. rész

A rádióhullámok ionoszférában való terjedésének elmélete

I. fej. A rádióhullámok ionoszférában való terjedése elméletének alaptételei

II. fej. Az ionizált gáz dielektromos állandója és vezetőképessége

III. fej. A rádióhullámok terjedése inhomogén izotrop közegben

IV. fej. A rádióhullámok visszaverődése az ionoszféra egyes rétegeiben

V. fej. A rádióhullámok terjedése inhomogén anizotrop közegben (a földmágnesség hatásának figyelembevételével)

VI. fej. A nap és a galaktika rádiósugárzása

VII. fej. A rádióhullámok molekuláris abszorpciója az atmoszférában

III. rész

Az ionoszféra szerkezete. Az ionoszférára vonatkozó kísérleti adatok

I. fej. Az ionizált rétegek keletkezése

II. fej. Az ionoszféra felépítése

- III. fejr. A különböző rétegek ionizációs fokára vonatkozó adatok
- IV. fejr. Az ionoszférában lejátszódó mikrofolymatokra vonatkozó adatok
- V. fejr. Rendellenes jelenségek az ionoszférában

IV. rész

A rádióhullámok terjedésével összefüggő kísérleti vizsgálatok és azok összehasonlítása a különböző számítási módszerekkel

- I. fejr. Hosszúhullámok
- II. fejr. Középhullámok
- III. fejr. Rövidhullámok
- IV. fejr. Ultrarövidhullámok
- V. fejr. Mikrohullámok
- VI. fejr. A rádióhullámok sebessége
- VII. fejr. A rádióhullámok terjedésével kapcsolatos vizsgálatok kísérleti módszerei

Irodalom (371 szovjet és külföldi forrásmunka).

Sz. N. Krize: **Alacsonyfrekvenciás feszültségerősítők**

C. H. Krize: Усилители напряжения низкой частоты

»Goszenergoizdat«, 1953, Moszkva—Leningrád, 328 oldal.

A könyv az alacsonyfrekvenciás feszültségerősítők elméletével és méretezésével foglalkozik. Az elméletet azonban csak oly mértékben tárgyalja, amennyire arra a méretezésnél szükség van (bár így is elég behatóan). Kivételt csupán az impulzuserősítők képeznek, amelyeket a többi erősítőfajttal szemben elméleti szempontból is részletesebben tárgyal. Ezt a szerző azért teszi, mert a téma még elég újszerű és igen fontos, s emellett az irodalom sem elég bő ezen a téren. A könyv igen jó szolgálatot tehet mindazoknak, akik az erősítők tervezésében el akarnak mélyülni.

Nyolc fejezetben a következő kérdésekkel foglalkozik;

I. fejr. *Az erősítők általános jellemzése.* Az erősítők osztályozása. Az erősítő jellemzői. Saját zajok. Az erősítés stabilitása. Torzítások fajtái. Nemlineáris torzítások és ezek grafikus meghatározása. Frekvenciatorzítás. Fázistorzítás. A csövek működésének osztályozása folyási szög szerint. Az erősítőfokozat működése határoló kapcsolatban.

II. fejr. *Ellenállás-kapacitás csatolású erősítő.* A kapcsolás tulajdonságai. Az elemek rendeltetése és az irántuk támasztott követelmények. R—C fokozat frekvencia- és fáziskarakterisztikáinak egyenlete. Az R—C erősítő jósága. R—C erősítőfokozat méretezése. Az erősítő bemenőköre. Saját zaj. Többfokozatú R—C erősítők. R—C erősítő méretezése. Az R—C erősítők üzemi adatainak állandósága

III. fejr. *Transzformátor-csatolású erősítőfokozat.* Általános jellemzés. A transzformátor méretezése. A frekvencia-karakterisztika alakjának befolyása az erősítési tényezőre. Transzformátorcsatolású erősítőfokozat méretezése. Pentódák alkalmazása transzformátoros feszültségerősítőkben. Keskenysávú transzformátoros fokozat.

IV. fejr. *Kisteljesítményű alacsonyfrekvenciás transzformátorok tervezése* előmagnesezés nélküli és előmagnesezéssel való működés esetén.

V. fejr. *Visszacsatolás.* Visszacsatolt erősítők sajátosságai. A visszacsatolás osztályozása. A visszacsatolás hatása az erősítő bemenő ellenállására. A visszacsatolás hatása az erősítő kimenő ellenállására és a kimenő feszültség állandóságára. A visszacsatolás hatása az erősítési tényezőre, az erősítőben keletkező torzításokra, az erősítő frekvencia- és fáziskarakterisztikájára. A visszacsatolt erősítő gerjedése.

VI. fejr. *Negatív visszacsatolás alkalmazása feszültségerősítőkben.* Negatív visszacsatolású erősítők frekvencia- és fáziskarakterisztikájának egyenlete. Kétfokozatú erősítők fázisztizta visszacsatolással. Negatív visszacsatolású kétfokozatú feszültségerősítő méretezése. Egyfokozatú aperiódikus erősítő komplex visszacsatolással. Visszacsatolt szelektív erősítők.

VII. fejr. *Impulzuserősítők.* A jelimpulzusok jellege. Az impulzuserősítők üzemi sajátosságai és az impulzuserősítőkben használt csövek üzemmódja. Az impulzuserősítőkben lejátszódó tranziens folyamatok analízisének módszerei. Az operátor-módszer alkalmazása állandósult folyamatok számítására. Ellenállás-csatolású impulzuserősítő. Fojtótekeres impulzuserősítő. Induktív anódköri kiegyenlítést tartalmazó szélessávú fokozat.

VIII. fejr. *Visszacsatolt impulzuserősítőkben lejátszódó berezgési folyamatok.* Berezgési folyamatok fázisztizta visszacsatolással működő egyfokozatú erősítőben. Tranziens folyamatok fázisztizta visszacsatolással működő kétfokozatú erősítőben. Komplex visszacsatolással ellátott erősítőben lejátszódó berezgési folyamatok. Többfokozatú impulzuserősítők méretezésének alapjai.

Irodalomjegyzék.

M. R. Kaplanov—V. A. Levin: **Automatikus frekvenciaszabályozás**

M. P. Капланов и В. А. Левин: Автоматическая подстройка частоты

»Goszenergoizdat«, Moszkva—Leningrád, 1953, 176 oldal.

A könyv a rádiókészülékekben használatos különböző rendszerű automatikus szabályozókapcsolások működésének elméletével foglalkozik. Tárgyalásmódja igen elmélyült és magas, kutatómérnöki színvonalú. Az elméletet azonban nem öncélúan űzi, hanem a gyakorlat igényeinek mindenkori szemelőtt tartásával. Az elméleti úton levezetett képleteket mindenütt olyan alakra hozza, hogy azok a méretezés céljaira közvetlenül felhasználhatók legyenek. A gyakorlati alkalmazásokat néhány helyen a szövegbe beszórt példák- kal is megvilágítja. Ezért a könyv nem csupán a kutató mérnökök igényeit elégíti ki, hanem az ilyen áramkörök tervezésével foglalkozó gyakorlati szakembereket is.

Az elméleti és gyakorlati szempontból egyaránt színvonalas és értékes munka témafelosztása a következő:

Bevezetés

1. fejr. Automatikus frekvenciaszabályozó kapcsolások jellemzői
2. fejr. Automatikus frekvenciaszabályozó kapcsolások dinamikus karakterisztikái
3. fejr. Diszkriminátorok
4. fejr. Automatikus frekvenciaszabályozó rendszerek stabilitása
5. fejr. Szabályozó elemek
6. fejr. Fázisszög alapján működő automatikus frekvenciaszabályozás
7. fejr. Mikrohullámú rezgékeltők automatikus frekvenciaszabályozása
8. fejr. Automatikus frekvenciaszabályozó-kapcsolások Irodalom. Függelék

Romhányi Miklós