

## Mágneses eltérítő rendszerek sávszélessége

ETO 537.533.335.001.24

Katódsugárcsöves kijelző rendszerekben elterjedten alkalmazzák a mágneses eltérítést, nem utolsósorban a ma már sok esetben fontos mélységi méretek csökkentéséből következő nagy eltérítési szögek miatt. Nagy kitérítési szöget félvezetős eltérítő erősítőkkel sokkal könnyebben tudnak megvalósítani elektromágneses elven a félvezetők nagyobb áram- és kisebb feszültségterhelhetősége miatt.

Ezen eltérítő rendszerek tervezésénél is, mint általában minden más esetben is, első feladat a követelmények kijelölése. A követelmények közül nagyon fontos és alapvető jellemző az eltérítő rendszer sávszélessége. A szükséges sávszélesség meghatározásával foglalkozik jelen cikk.

Bevezetésként szeretném olvasó figyelmét felhívni két korlátozó tényezőre, amelyek mágneses eltérítés esetében fellépnek. Az eltérítő rendszer alapvetően két részre bontható: az eltérítő tekercsre és a meghajtó erősítőre. Az elektronsugár kitérítése az eltérítő tekercsekben folyó áramtól függ. Ezért az eltérítő erősítő feszültséggel vezérelt áramgenerátor kiképzésű, jóllehet ezt esetleg nem magával az erősítő megfelelő kapcsolásával valósítjuk meg, hanem erre alkalmas visszacsatolással. Az áramgenerátoros meghajtás következménye, hogy gyors áramváltozásokor az eltérítő tekercsen meglehetősen nagy feszültségugrások lépnek fel, amit az (1) egyenlettel számíthatunk, ha az eltérítő tekercs veszteségmentes.

$$u_L = -L \frac{di_e}{dt} \quad (1)$$

ahol  $L$  az eltérítő tekercs inductivitása,  $\frac{di_e}{dt}$  az eltérítő áram differenciáhányadosa,  $u_L$  a tekercsen fellépő feszültség. Ha az áramváltozás sebességét növeljük, növekszik a feszültségugrás is. Határesetben, pozitív tápfeszültség esetén, negatív irányban akkora lehet ez a feszültségugrás, mint a telep-feszültség. Ekkor az erősítő végfokozatában elhelyezkedő tranzisztor már telítésbe megy, árama, ami azonos az inductivitás áramával, nem a vezérléstől függ, hanem az inductivitáson eső feszültségtől, mert éppen a vezérlés okozta nagy feszültségugrás nyitottá teszi a végtranzisztort. Ez a feszültség tehát jó közelítéssel a telep-feszültséggel egyenlő, és ezért lineárisan emelkedő áramot kapunk egy (1) összefüggésből kifejezhető nagyságban akkor is, ha ennél gyorsabb áramváltozást akarna a vezérlőjel kikérszeríteni.

A legegyszerűbb végfokozat kapcsolása látható az 1. ábrán. Egy lehetséges eltérítő áramalakot és a hozzá tartozó feszültséget mutatja a 2. ábra. Ha a telep-feszültség és az eltérítő tekercs inductivitása

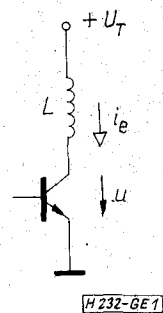
adott, akkor fentiek azt jelentik, hogy a szóban forgó erősítő csak egy adott maximális eltérítő áramváltozást képes adott idő alatt megvalósítani, vagyis az eltérítés sebességének van felső határa.

A beállítási időnek nevezett időintervallum — mely az az idő, aminek a végén a fénypont saját véghelyzetétől már csak „h” hibaértéknek megfelelő távolságban van — ezek szerint eleve függ a fenti maximális fénypont mozgási sebességtől. Ha  $x$  távolságot kell befutni a fénypontnak és ez állandó sebességgel történik, akkor az ehhez szükséges idő

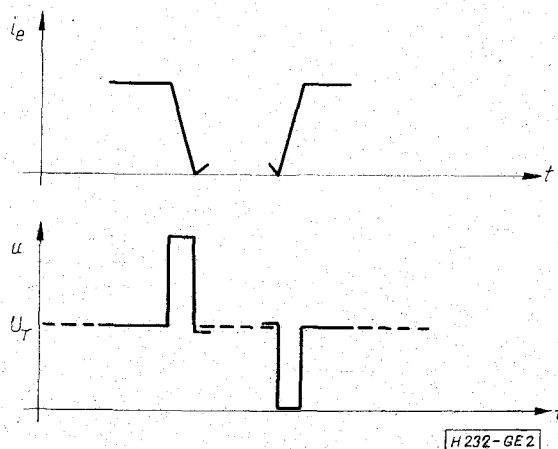
$$\tau_{b1} = \frac{i_{ex}}{\left(\frac{di_e}{dt}\right)_{\max}} \quad (2)$$

ahol  $i_{ex}$  az  $x$  távolságra történő kitérítéshez szükséges áram,  $\left(\frac{di_e}{dt}\right)_{\max}$  a már említett maximális áramváltozási sebesség.

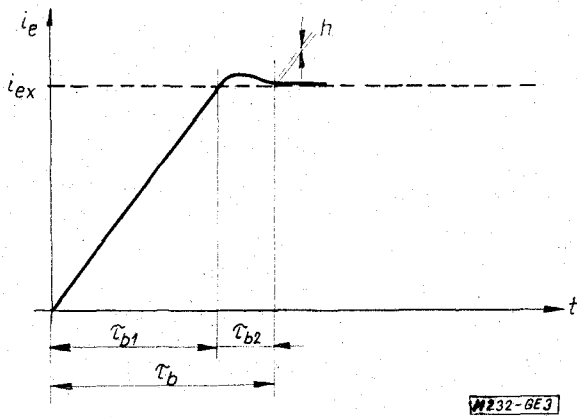
A teljes beállítási idő azonban ennél az időnél nagyobb, hiszen azt sem szabad elfelejteni, hogy a meghajtó erősítő sem ideális, hanem véges sávszélességű, és nem is egy, hanem általában több időállan-



1. ábra



2. ábra



3. ábra

dós, tehát semmilyen ugrásjel, sem feszültségugrás, sem sebesség-ugrás-jel nem jelenik meg kimenetén transziens nélkül. E második korlátozó tényező miatt a beállási idő egy további időszakkal ( $\tau_{b2}$ ) bővül, mely a transziens oly mértékű lecsengéséhez kell, hogy a beállási hiba valóban a „ $h$ ” hibaértéken belül legyen. Ti. az állandó sebességű szakasz után egy konstans áramú szakasz következik, amely egy negatív irányú sebességugrást jelent, ezt pedig véges sáv szélességű erősítő csak  $\tau_{b2}$  transziens idő után tudja a kimenetén előállítani. Így a teljes beállási idő

$$\tau_b = \tau_{b1} + \tau_{b2}. \quad (3)$$

A 3. ábrán az eltérítő áram változásának jellege látható az idő függvényében.

Az első időszakasz ( $\tau_{b1}$ ) nagysága nyilvánvalóan az eltérítő erősítő végfokozatának és az eltérítő tekercseknek adja az egyik tervezési feltételt, illetve ezen időt ezek jellemzői szabják meg. A második időszakasz ( $\tau_{b2}$ ) megfelelően kis értéken tartásához pedig az egész eltérítő erősítő elegendően nagy sáv szélessége szükséges, ha egyéb meghatározó tényezőtől eltekintünk.

A sáv szélesség meghatározásához tehát elsősorban úgy foghatunk hozzá, hogy kijelöljük a beállási idő ezen második szakaszát. Ehhez ismernünk kell azokat a jeleket, melyek eltérítő rendszerünket meghajtják. Ezek ismeretét feltételezzük. A beállási idők nagyságát az szabja meg, hogy a katódsugárnak a képernyőre mennyi és milyen ábrát kell egy képváltási ciklusban rajzolni, azaz, mennyi idő áll rendelkezésre a sugármozgáshoz és mennyi lehet ezen belül az az idő, mely alatt a sugár kioltott. Ezeket az időarányokat elemi úton határozhatjuk meg. A képváltási ciklusidő ismeretében tehát a beállási idők — azaz a transziens maximálisan lehetséges ideje is — adódnak. A transziens idő alapján a sáv szélességet látszólag könnyű megállapítani. Erre több lehetőség is kínálkozik.

a) Egyik lehetőség: Impulzus vagy impulzus-sorozat fel- és lefutási idejét tekinthetjük első közelítésben a transziens idejének, azaz a  $\tau_{b2}$  időnek. Ez esetben a lefutási idő megszabja az impulzus átviteléhez szükséges sáv szélességet. A jól ismert összefüggés szerint:

$$\omega_B = \frac{0,8\pi}{\Delta t} \quad (4)$$

ahol  $\Delta t$  az emelkedési idő a 10% és 90%-os pontok között. Ezt az összefüggést azonban esetünkben két okból nem célszerű használni. Egyrészt azért, mert ideális sávhatárolás feltételezésével került levezésre, azaz olyan átvivő rendszerre igaz, amely igen meredeken vág le a sávhatáron. Másrészt, azért mert az emelkedési időt csak a 10%–90% között tekinti. Ez pedig a mi esetünkben egy kicsi, 10%-nál esetleg jóval kisebb beállási hibahatár szükségessége esetén ( $h$ ) már igen nagy számítási pontatlanságot jelent. Az összefüggés módosítása oly módon, hogy a transziensnek tekintett emelkedési időt a kezdeti és végértékhez közelebbi feszültséghez rendeljük, nem járható út, mert ekkor már a levezés azon közelítése nem lesz elfogadható, amelynél az impulzushomlok egy ferde egyenessel, azaz egy sebességugrás-jellel helyettesíthető.

b) Másik lehetőség: ugyancsak impulzusátvitel vizsgálata, de fentebb említett közelítések mellőzésevel. Tehát ne legyen ideális a sávhatárolás, és ne közelítsük, hanem pontosan számítsuk azt a transziens időt, mely alatt a kezdeti értékről a végértékre ugrik a kimenőjel „ $h$ ” hibaérték figyelembevételével.

Itt, a „nem ideális” sávhatárolásnál álljunk meg egy pillanatra. A valóságos erősítő átviteli karakterisztikája olyan, hogy pl. a Bode-féle ábrázolásban több töréspontja is van. Ahhoz, hogy teljes pontossággal számolni tudjunk, valamennyit figyelembe kellene venni. Ez nem lehetséges, mert számításaink célja éppen a tervezendő erősítő sáv szélesség meghatározása, tehát még nem lehet ismert a töréspontok száma. Nem növeljük nagymértékben a számítási hibát, ha csak egy „domináns” pólust, azaz egy töréspontot — amely most a legalacsonyabb frekvencián van — veszünk számításba. Tovább egyszerűsödhet a helyzet, ha feltételezzük, hogy a domináns pólus a komplex frekvenciasíkon tiszta valós, és egyszeres.

Ez azt jelenti, hogy az első töréspont után a leágási meredekség 20 dB/dek. E két egyszerűsítő feltételt bevezetve a sáv szélesség meghatározása ezek után a törésponti frekvencia kiszámítását jelenti.

A számítást célszerűen a Laplace-transzformáció felhasználásával lehet elvégezni. A bemeneti jel — esetünkben feszültség — időfüggvényének Laplace-transzformáltja könnyen felírható. Ugyancsak könnyű a kimeneti jel — esetünkben áram — Laplace-transzformáltjából az időfüggvény felírása is. A kettő közötti kapcsolatot pedig az átviteli függvény (komplex frekvenciatartomány) teremti meg.

$$Y(p) = \frac{\mathcal{L}\{i_e(t)\}}{\mathcal{L}\{u(t)\}} = \frac{i_e(p)}{u(p)} \quad (5)$$

ahol:  $Y(p)$  a feszültséggel vezérelt áramgenerátor átviteli függvénye (transzfer admittancia),  $i_e(t)$  az eltérítő áram időfüggvénye (kimeneti jel),  $u(t)$  az eltérítő erősítőt meghajtó eltérítő feszültség időfüggvénye (bemeneti jel). Az (5) egyenlet alapján:

$$i_e(t) = \mathcal{L}^{-1}\{Y(p)u(p)\}. \quad (6)$$

Az átviteli függvény egyszeres valós pólus esetén:

$$Y(p)_1 = K_1 \frac{1}{p + \omega_f} \quad (7)$$

alakban írható fel, ahol  $\omega_f$  a Bode-karakterisztika töréspontja,  $K_1$  az egyenáramú átvitelre jellemző állandó.

A bemeneti jel Laplace-transzformáltja attól függ, hogy alakja impulzussorozat egyszeres impulzus vagy csak feszültségugrás. Az impulzussorozat vizsgálata nyilvánvalóan semmi előnyt nem jelent az egyszeres impulzus vizsgálatához képest, sőt az impulzusvizsgálatot is mellőzhetjük a feszültségugrás vizsgálat egyszerűsége kedvéért, mert feltételezhetjük, hogy a tranziens idő az impulzusszélességhez képest kicsi. Így:

$$u(p) = \frac{U(p)}{p} \quad (8)$$

Miután összefüggéseink nagyon egyszerűek, ezért rögtön a (6) egyenlet szerint számított inverz Laplace-transzformáltat írjuk fel:

$$i_e(t)_1 = K_1 \frac{U}{\omega_f} (1 - e^{-t \cdot \omega_f}) \quad (9)$$

Kapott eredményünk a 4. ábrán látható. Az ábra alapján az  $\omega_f$  törésponti frekvencia, mely esetén  $\tau_{b2}$  idő alatt „h” hibaértéken belül az eltérítő áram eléri végértékét, a következő összefüggésből számítható:

$$\frac{K_1 U}{\omega_f} (1 - h) = \frac{K_1 U}{\omega_f} (1 - e^{-\tau_{b2} \cdot \omega_f}) \quad (10)$$

Egyszerűsítés, rendezés után:

$$\omega_f = -\frac{\ln h}{\tau_{b2}} \quad (11)$$

Amint látható, nagyon egyszerű összefüggést kaptunk a tranziens idő, az elérendő „h” hibaérték, valamint a szükséges sávzélesség között. Sajnos, összefüggésünk használhatóságát még egy szempontból meg kell vizsgálni, és ez a maximális eltérítési sebesség. A (9) egyenlettel adott időfüggvény csak akkor ilyen lefolyású, ha a tranziens idő alatt az eltérítő áram változása sehol sem lépi túl a tervezendő erősítő maximális eltérítő áram változási sebességét. Ellenkező esetben a bevezetésben említett feszültségugrás miatt az áram lefolyása más alakú. Tehát a (9) és ezzel együtt a (11) összefüggés akkor igaz, ha

$$\frac{di_e(t)_1}{dt} \leq \left(\frac{di_e}{dt}\right)_{\max} \quad (12)$$

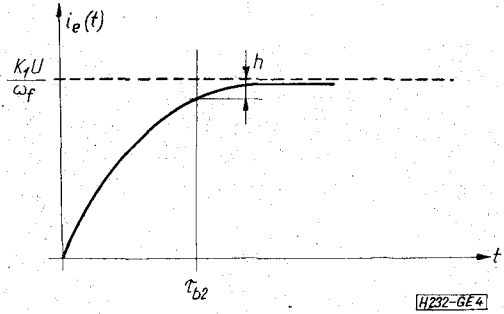
$\frac{di_e(t)_1}{dt}$  maximális értéke a  $t=0$  helyen van és ez a (11) egyenletből kapható meg.

$$\left(\frac{di_e(t)_1}{dt}\right)_{\max} = K_1 \cdot U \quad (13)$$

A (12) és (13) összefüggéssel egy újabb feltételt kaptunk, ti. a két egyenlet összevetésével:

$$K_1 U \leq \left(\frac{di_e}{dt}\right)_{\max} \quad (14)$$

Ha ezen összefüggés nem áll fenn, úgy a (11) egyenlet nem használható. Ez nagyon súlyos követelmény, mert  $K_1 U$  a tervezendő erősítő erősítés jellemzője, valamint a bemeneti feszültség szorzata, ezeket



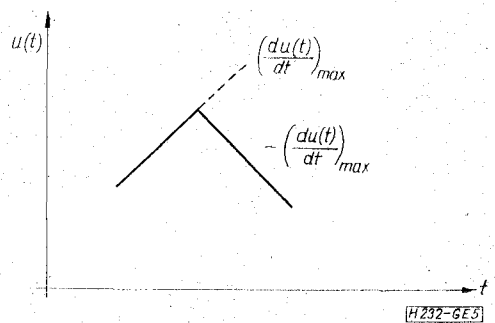
4. ábra

pedig nyilvánvalóan más szempontok szerint kell megválasztani. Tehát fenti módon csak egyes esetekben számolhatunk.

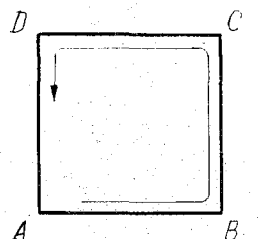
Ezen oknál fogva ezt a második, impulzusátviteli vizsgálaton alapuló módszert is, számunkra kevésbé alkalmasnak kell minősítenünk.

A továbbiakban szeretnék egy egyszerű számítási eljárást ismertetni, amely a képernyőre rajzolt ábrák torzulásából indul ki, figyelembe veszi az eltérítési sebességet, és nem ideális erősítőt tételez fel.

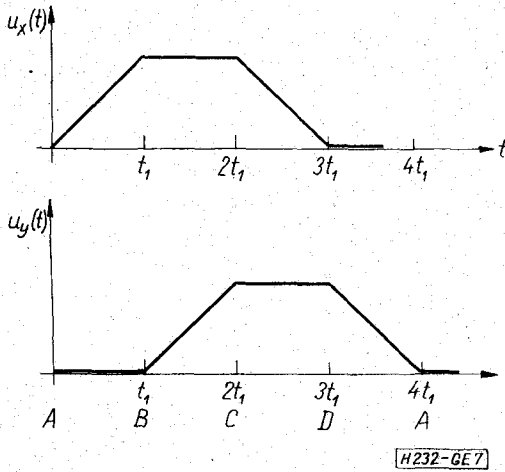
Az elektronsugár mozgatása szempontjából próbáljunk egy kedvezőtlen esetet keresni. Ehhez ismerünk kell az eltérítőjel alakját. Ez viszont, igen sokféle lehet a szükséges ábrák — amelyeket a képernyőre a sugár felrajzol — alakjából levezethetően. Nem vétünk hibát, ha feltételezzük, hogy bármely jelalak közül az a legkritikusabb, mely akkor lép fel, ha az elektronsugarat pl. valamely irányba mozgatjuk, majd adott időpontban hirtelen irányváltatásra kényszerítjük. Ezt a sugármozgást viszont joggal olyan sebességűnek tételezhetjük fel, a legkedvezőtlenebb eset kijelölése végett, mely a maximális eltérítési sebességnek felel meg. Ilyenformán egy emelkedő, majd egy csökkenő szakaszt jelölhetünk ki az eltérítő jelben (l. 5. ábra). Ezen jelalak feltételezése még akkor is elfogadható, ha a



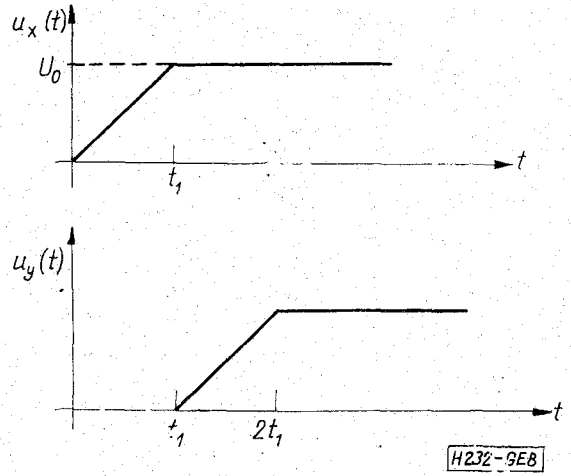
5. ábra



6. ábra



7. ábra



8. ábra

sugár mozgatása ugrásjellel történik oda és vissza is, mert korábban láttuk, hogy a kimeneti áram és eltérítő rendszerre jellemző maximálisnál gyorsabban úgysem tud változni (l. 3. ábra). Az emelkedő és csökkenő szakasz két sebességugrás alakú jelből tehető össze.

A képernyőre való rajzolás minőségi megítélése céljából azonban ne egy egyszerű irányváltozást tételezzünk fel a továbbiakban, hanem egy olyan egyszerű ábrát, amely szintén sebességugrásokból összehajtható eltérítő jelet igényel, tehát olyat, amelyből a legbonyolultabb ábra vagy írásjel, vagy az imént említett irányváltozás is előállítható. Sok lehetséges eset közül egy négyzetet válasszunk (6. ábra). Ennek  $x$  és  $y$  irányú eltérítő jele a 7. ábrán látható, ha az elektronsugarat az  $A$  pontból indítjuk  $B$  felé, majd tovább körben a négyzet oldalai mentén. Ez a jel a  $t=0$  időpontban indul, s egyszerű körülfutás esetén a  $t=4t_1$  idő elteltével fejeződik be.

Azt vizsgáljuk meg ezek után, hogy egy ilyen jelalakot hogyan visz át egy véges sávszélességű, véges levágási meredekségű erősítő. A számításhoz a (6) egyenletet használjuk fel.

A bemeneti jelek sebességugrásokból tehetőek össze, melyek időben eltolva jelennek meg  $0$ ;  $t_1$ ;  $2t_1$ ; időpontokban. Ennek megfelelően írhatjuk fel Laplace-transzformáltjukat is.

Ha feltételezzük, s ezt joggal tehetjük meg, hogy a sebességugrás tranziense a következő ugrás időpontjáig lejátszódik, akkor elég a  $t=0$  és  $t=t_1$  időpontokban fellépő két  $x$ -irányú ugrást megvizsgálni. (L. 8. ábra) Az  $y$  irányú eltérítő jel ugyanolyan, mint a  $x$ -irányú csak időben eltolva, ezért külön vizsgálni szükségtelen. Írjuk fel az  $x$ -irányú eltérítő jel Laplace-transzformáltját.

$$u_x(p) = K \left[ \frac{1}{p^2} - \frac{1}{p^2} e^{-pt_1} \right], \quad (15)$$

ahol  $K = \frac{U_0}{t_1}$  a sebességugrás meredeksége.

Az erősítőről feltételezzük most is, hogy van domináns pólusa, ami egyszeres tiszta valós, vagy konjugált komplex, vagy kettős tiszta valós pólus. A törésponti frekvencia után a vágási meredekség tehát 20 dB/dek, vagy 40 dB/dek.

Az átviteli függvény egyszeres valós pólus esetén:

$$Y(p)_1 = K_1 \frac{1}{p + \omega_f} \quad (16)$$

alakban és konjugált komplex vagy valós kettős pólus esetén:

$$Y(p)_2 = K_2 \frac{1}{(p - p_1)(p - p_2)} = K_2 \frac{1}{p^2 + \frac{p\omega_0}{Q} + \omega_0^2} \quad (17)$$

alakban írható fel, ahol  $\omega_0$  a Bode-karakterisztika töréspontja,  $Q$  a konjugált komplex póluspárral rendelkező, ezért  $Q$  értékétől függően berezgésre is hajlamos rendszer jósgátnyezője,  $K_2$  az egyenáramú átvitelre jellemző állandó.  $K_1$ ,  $\omega_f$  korábban már szerepelt.

A  $p_1$  és  $p_2$  gyökök:

$$p_1 = \alpha + j\beta$$

$$p_2 = \alpha - j\beta,$$

ahol

$$\alpha = -\frac{\omega_0}{2Q}$$

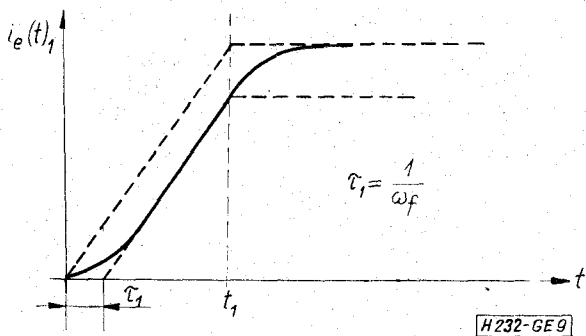
$$\beta = \frac{\omega_0}{2Q} \sqrt{4Q^2 - 1}.$$

Miután összefüggéseink most is egyszerűek, a részleteket elhagyva a (6) egyenlet szerint számított inverz Laplace-transzformáltat írjuk fel:

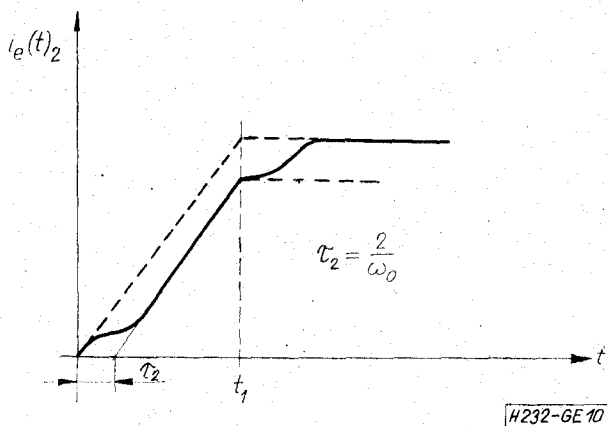
$$i_e(t)_1 = KK_1 \left[ t - \frac{1}{\omega_f} (1 - e^{-t \cdot \omega_f}) \right] - KK_1 \left[ (t - t_1) - \frac{1}{\omega_f} (1 - e^{-(t-t_1) \cdot \omega_f}) \right] \quad (18)$$

akkor, ha egyszeres valós pólus van.

A másik esetben a visszatranszformálás előtt döntünk el, hogy  $Q$  értéke mekkora. Ez  $t_i$  befolyásolja az átviteli függvény gyökeit, melyek a visszatranszformálás technikáját is befolyásolják, de befolyásolják a kapott kimeneti jel alakját is.  $Q > \frac{1}{2}$  esetben a rendszer berezgéses, mert gyökei valóban egymásnak konjugáltjai.



9. ábra



10. ábra

Ezt az esetet azonban elejthetjük, mert nem célzerű a gyakorlatban ilyen erősítőt építeni.  $Q = \frac{1}{2}$  esetben, s ez a kritikus csillapítás esete, a gyökök már nem egymásnak konjugáltjai, hanem tiszta valóságok és kettős gyököt alkotnak.  $Q < \frac{1}{2}$  esetben is valóságok a gyökök, de ezt az esetet is elejthetjük, mert ez éppen a nagy csillapítás miatt a leghosszabb tranziensidőt jelenti. Tehát válaszunk a  $Q = \frac{1}{2}$  értéket. Ismét csak a visszatranszformálás vég-eredményét írjuk fel:

$$i_e(t)_2 = \frac{KK_2}{\omega_0^2} \left\{ t - \frac{1}{\omega_0} [2 - (\omega_0 \cdot t + 2)e^{-t \cdot \omega_0}] \right\} - \frac{KK_2}{\omega_0^2} \left\{ (t - t_1) - \frac{1}{\omega_0} [2 - (\omega_0(t - t_1) + 2)e^{-(t - t_1)\omega_0}] \right\}. \quad (19)$$

A kapott időfüggvények a 9. és 10. ábrán láthatók. Mindkét esetben egy időkéssel megjelenő ( $\tau_1$  és  $\tau_2$ ) sebességugrást kaptunk, bár a kapott függvények kezdeti szakasza nem egyforma. Az egyszeres valós pólus esetre kapott 9. ábrán látható eredmény segítségével rajzoljuk meg a teljes időfüggvényt, mely a kimeneten megjelenik, ha a bemenetre a 7. ábrának megfelelő eltérítő jeleket adjuk (l. 11. ábra). A valóságos átvitelhez tartozó, képernyőn megjelenő négyzet ábrát a 12. ábrán rajzoltuk meg, ahol a sugár egyszer jár körbe. Az ábra sarokpontjai a sebességugrás-átvitel kezdeti szakaszának megfelelően jelen esetben legömbölyödnek. A (19) összefüggésnek megfelelő esetben pedig eltorzulnak. Mindkét esetben

fellép az oldalak eltolódása ( $\Delta x$ ). Ha a sarokpontok pontos leírásától eltekintünk, akkor azt mondhatjuk, hogy folyamatos körbejárásnál a négyzet ábra minden sarokpontja „lekerekített” lesz. A „lekerekítési sugár” pedig a  $\Delta x$  távolság.

Eddigi adataink birtokában a lekerekítési sugarat felírhatjuk az erősítő jellemzőinek függvényében. A  $\Delta x$  távolságba való eltolódáshoz  $\Delta I$  eltérítő áram szükséges. A kettő aránya

$$\frac{\Delta x}{\Delta I} = \frac{D/2}{I_c} \quad (20)$$

megegyezik a fél ernyőátmérő ( $D/2$ ) és a teljes kitérítéshez szükséges csúcsáram ( $I_c$ ) arányával. Ugyanakkor a maximális eltérítési sebességet feltételezve a  $\Delta I$  eltérítő áram így írható:

$$\Delta I = \left( \frac{di_e}{dt} \right)_{\max} \cdot \tau, \quad (21)$$

ahol  $\tau$  éppen az az időeltolódás, melyet az eltérítő jelek szenvednek az erősítőn való átjutásuk közben. Ezt a (18) és (19) egyenletből kaphatjuk két vizsgált esetünkben:

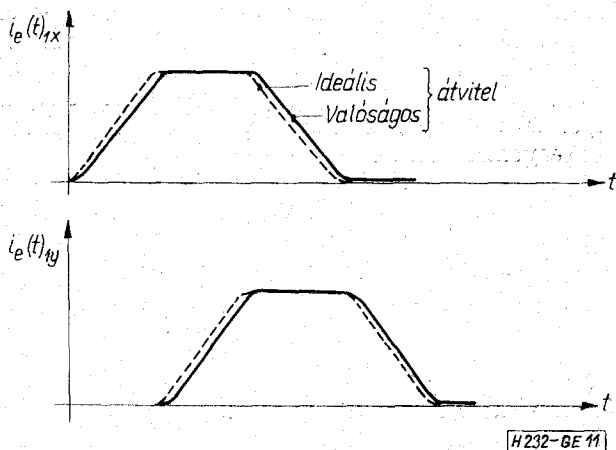
$$\tau_1 = \frac{1}{\omega_f} \quad (22)$$

és

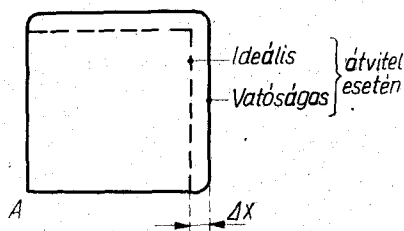
$$\tau_2 = \frac{2}{\omega_0}. \quad (23)$$

A (22) összefüggést a (21) egyenletbe helyettesítve, majd a (20) egyenlettel összevetve adódik:

$$\omega_f = \frac{D/2}{\Delta x} \frac{\left( \frac{di_e}{dt} \right)_{\max}}{I_c}. \quad (24)$$



11. ábra



12. ábra

Felhasználva (23) összefüggést is

$$\omega_0 = \frac{D}{\Delta x} \frac{\left(\frac{di_e}{dt}\right)_{\max}}{I_c} \quad (25)$$

kifejezést kapjuk. Miután a kimeneti áram nem más, mint a bemeneti feszültség és a transzfer admittancia szorzata, s ugyanez áll az áramváltozás, ill. a feszültségváltozás sebességére is, ezért írhatjuk még az alábbi formában is kifejezéseinket.

$$\omega_f = \frac{D/2}{\Delta x} \frac{\left(\frac{du(t)}{dt}\right)_{\max}}{u(t)_{\max}} \quad (26)$$

$$\omega_0 = \frac{D}{\Delta x} \frac{\left(\frac{du(t)}{dt}\right)_{\max}}{u(t)_{\max}} \quad (27)$$

Egyszerű összefüggést kaptunk tehát egyszeres és kétszeres valós pólussal rendelkező átviteli függvények esetére a pólusfrekvencia (az átviteli karakterisztika töréspontja) és az eltérítés maximális sebessége, valamint az ábrarajzolat lekerekítési sugara, az ernyőátmérő és hozzátartozó csúcásáram, vagy a bemeneti csúcshőteltség között.

A kifejezésben szereplő  $\frac{D}{\Delta x}$  hányados tulajdonképpen az ernyőátmérő és a lekerekítési sugár viszonya. Ennek megítélése, megválasztása, szemléletes. A maximális eltérítési sebesség nagyságának eldöntése a kijelző rendszer felhasználásának, és

ezzel a szükséges eltérítő jelalak ismeretében szintén nem nehéz.

Ugyanez vonatkozik a csúcásáramra vagy a bemeneti csúcshőteltsége is.

Az  $\omega_f$  frekvencia a 3 dB-es, az  $\omega_0$  frekvencia pedig  $\left(\text{ha } Q = \frac{1}{2}\right)$  a 6 dB-es frekvenciahatárt jelenti az amplitúdóátviteli karakterisztikában.

#### Összefoglalás

A szükséges sávzsélesség meghatározását háromféleképpen tehetjük meg, 1. Az impulzusátvitel közelítő vizsgálatával kapott emelkedési idő alapján, melyet azonosnak tekintünk a beállási idővel. Ennek matematikai módszere a Fourier-sor vagy Fourier-transzformált felhasználása. [1] Számunkra a legpontosabb. 2. Impulzus átvitel vizsgálata kevesebb közelítéssel, de szintén emelkedési idővel. Matematikai módszer Laplace-transzformáció alkalmazása. Kellő pontosságú, de alkalmazásának feltétele a határértéknél kisebb eltérítési sebesség. 3. Egyszerű ábrák megjelenítéséhez szükséges sebességugrásokból összetehető eltérítő jelek átvitelének kevés közelítéssel való vizsgálata alapján. Kellő pontosságú, szemléletes, sebességkorlátot eleve figyelembe veszi.

#### I R O D A L O M

- [1] Dr. Ferenzy Pál: Hírközlésmélet. Tankönyvkiadó, Bp., 1972.
- [2] Dr. Géher Károly: Lineáris Hálózatok. Műszaki Könyvkiadó, Bp., 1972.
- [3] Dr. Fodor György: Villamosságtan. Kézirat, BME Villamosmérnöki Kar Tankönyvkiadó, Bp., 1965.