

# HÍRADÁSTECHNIKA

## Tranziens elven történő szintmérés

B. NAGY PÉTER

Budapesti Műszaki Egyetem,  
Alkalmazott Biofizikai  
Laboratórium

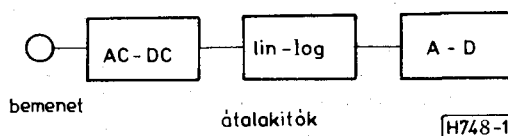
Különböző szakterületek közös problémája az adott feladatnak megfelelő szintmérési eljárás kiválasztása. A követelmények változatosságából néhány általános alapvető igény emelhető ki, pl.: legyen a szintmérő szelektív, nagy felbontóképességű, széles dinamikatartományú, digitális, legyen a mérési karakterisztika logaritmikus stb. Ezeknek a feltételeknek az egyidejű biztosítása a hagyományos eljárások alkalmazásával gyakran nehézségekbe ütközik. Az alábbiakban egy újszerű mérési eljárást mutatunk be, melyet eredetileg különböző ultrahang-diagnosztikai rendszerekben történő felhasználásra fejlesztettek ki, de egyszerűsége és előnyös mérési tulajdonságai révén más területeken is alkalmazhatónak látszik.

### A hagyományos szintmérési eljárások

A vizsgálatunk tárgyát képező precíziós szintmérők szinte kivétel nélkül szelektív, szuperheterodin rendszerű eljárásokon alapulnak. A tulajdonképpen szintmérés a mért jel frekvenciájától függetlenül mindig egy adott (ti. a közép-) frekvencián történik. A továbbiakban csak ennek a szokásosan kb. 100 kHz-es jelnek a pontos megméréseivel foglalkozunk, és az előzetes feldolgozás (erősítés, keverés, szűrés) során fellépő hibákat elhanyagoljuk.

A hagyományos szintmérési eljárások közös tulajdonsága, hogy működésük az egymás után végzett egyszerű konverziók sorozatán alapul. A legegyszerűbb ilyen megoldás az 1. ábrán látható. Ez a változat rendkívül egyszerű, különös tekintettel arra, hogy a lineáris-logaritmikus és az analóg-digitális átalakítók funkcionálisan összevonhatók [1, 2].

Általában is megállapítható, hogy egy rendszer, amely funkcionálisan nem illeszkedik kellőképpen a megoldani kívánt feladathoz, az elérhető optimum-



1. ábra. A mérési feladat hagyományos megoldása egyszerű konverziók soros alkalmazásával

hoz képest érzékenyebb lesz elemeinek az ideáltól való eltérésre. Ilyen esetekben a rendszer bizonyos elemeire indokolatlanul szigorú követelmények adódnak, melyek teljesítéséhez gyakran még a rendkívül gyorsan fejlődő elektronikai ipar nyújtotta lehetőségek is elégtelenek.

Könnyen megállapítható, hogy az 1. ábrán látható megoldás esetén az AC-DC átalakító rendkívül nehezen realizálható, ha egyidejűleg széles dinamikatartományt ( $D \approx 60$  dB) és jó felbontóképességet ( $d = 0,1$  dB) kívánunk biztosítani. Ha ugyanis a mérési hiba értékét a felbontóképességnek megfelelően korlátozzuk ( $h \leq \pm 0,1$  dB  $\pm 1$  digit), az AC-DC átalakító üzemi tartománya felső határa és az átalakítás során képződő abszolút hiba aránya legalább  $10^5$  kell, hogy legyen. Sajnos ez a viszony még speciális AC-DC átalakítók alkalmazásával sem biztosítható, vagyis az átalakítás során képződő abszolút hiba a dinamikatartomány alsó szakaszán megengedhetlenül növekvő relatív hibát eredményez [3, 4 és 5].

Az AC-DC átalakítás során képződő abszolút hiba káros hatása jelentősen csökkenthető az AC-DC és a lineáris-logaritmikus átalakítók sorrendjének a felcserélésével. Természetesen bipoláris AC jelek feldolgozása nem lehetséges közvetlenül a kizárólag unipoláris jelek fogadására alkalmas hagyományos logaritmikus átalakítókkal, ezért megfelelő DC eltolást, vagy pl. ar sh x átalakítót kell használnunk [6, 7]. A módosítás hatására a dinamikatartomány ugyan jelentősen megnő ( $D \approx 80$  dB), de ugyanakkor a mérési hiba lényegesen romlik ( $h \approx 1$  dB) [8].

Beérkezett: 1980. VII. 18.

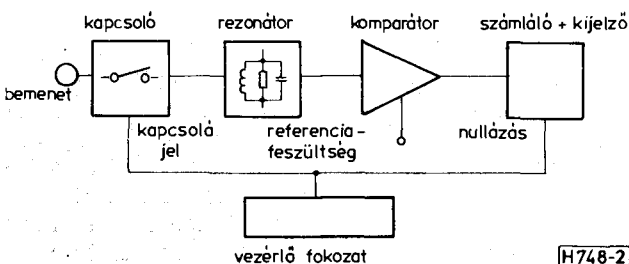
Végeredményben megállapíthatjuk, hogy a hagyományos eljárások esetében a dinamikartomány csak a mérési pontosság rovására növelhető, ezért a teljes mérési tartományt egy méréshatárváltóval viszonylag szűk (10–20 dB-es) sávokra kell bontanunk. Bár egy korszerű automatikus méréshatárváltó rendszer alkalmazása esetén ez a kényeszerű felbontás csak elhanyagolható mértékben befolyásolja a készülék kezelhetőségét és a mérés sebességét, bonyolultsága miatt alkalmazása mégis hátrányos lehet egy jellegénél fogva széles dinamikartományú eljárással szemben.

### A javasolt mérési eljárás

Az alábbiakban egy közismert fizikai jelenség újszerű méréstechnikai alkalmazását vizsgáljuk meg [9]. A működés áttekintéséhez használjuk fel a 2. ábrán látható tömbvázlatot.

A mérendő jel egy  $U_m$  amplitúdójú és  $\omega_0$  frekvenciájú harmonikus feszültség. A vezérlő fokozat a kapcsoló segítségével a mérendő jelet az  $\omega_0$  frekvenciára hangolt,  $Q_0$  jósági tényezőjű rezonátorra csatolja. A rezonátor, a kezdeti tranziensek lezajlása után,  $U_m$  amplitúdóval harmonikus rezgést végez. A rezonátor kimenő jele a kapcsoló kikapcsolását követően exponenciálisan lecseng. A lecsengés során az egymást követő maximumok aránya állandó és csak a rezonátor jósági tényezőjétől függ (pl. ha  $Q_0 = 272,88$ , az említett arány 0,1 dB). A rezonátor kimenő jelét egy  $U_0$  referenciaszintű komparátor figyeli, és az  $U_0$ -nál nagyobb impulzusokat megszámlálásra továbbítja a számlálóhoz. A vezérlő fokozat a számlálót a kapcsoló megszakításával egy időben aktivizálja. A számlálás végeredménye (a kijelzett érték) így a mérendő feszültség és a komparátor referenciaszintjének a viszonya lesz (az említett jósági tényező esetében) tized decibelben.

A javasolt mérési elv jellegénél fogva logaritmikus mérési karakterisztikát szolgáltat. Ennek az a fizikai magyarázata, hogy egy lineáris rezonátorban az egy rezgési periódus során disszipálódó veszteségi energia arányos a rezonátorban lengő összenergiával. A logaritmikus mérési karakterisztika „eredetiségének” megfelelően abszolút hiba nem képződik, hiszen minden szint detektálása ugyanazon az  $U_0$  referenciaszinten történik. A mérőkör enyhén szelektív tulajdonságú (ti. a KF szűrő szelektivitásához képest enyhén). Mivel abszolút hiba nem képződik, a rendszer a kapcsoló és a rezonátor linearitásától,



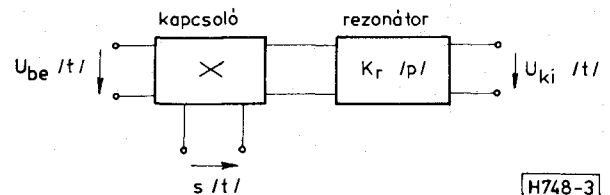
2. ábra. A javasolt mérési eljárás tömbvázlata

ill. a komparátor zajérzékenységétől függően széles dinamikartományú. A lecsengési folyamat egy önmagától lépegető feszültségosztónak tekinthető, és a mérendő feszültségnek a referenciaszintre történő leosztásához szükséges lépéseket számláljuk meg. Tekintettel a számlálási funkcióra, a javasolt mérési eljárás jellegénél fogva digitális.

A fentiekhez két kiegészítést kell fűznünk. Egyrészt, hogy az említett fizikai jelenséget széles körben használják jósági tényező meghatározására, és ez lehetőséget nyújt bizonyos konstrukciók eredmények átvételére, adaptálására. Másrészt fel kell hívni a figyelmet arra, hogy a javasolt eljárás és a hagyományos digitális szintosztáson alapuló megoldás között szoros analógia áll fenn. Ez utóbbi az automatikus méréshatárváltás egy továbbfejlesztett változata és kivételes specifikációk biztosítására nyújt lehetőséget [10]. Mindkét módszer lényege az, hogy a mérendő feszültséget több lépésben úgy osztjuk le, hogy a leosztott jel, a felbontóképesség által meghatározott határokon belül egyenlő legyen egy adott referenciaszinttel. Mivel a hagyományos eljárás esetén az osztáslépések nagysága változtatható, általában sokkal kevesebb lépésre van szükség a mérés során. Ebből a szempontból a javasolt eljárás távolról sem optimális, az állandó osztáslépés lassítja a mérést. Bőséges kárpótlást nyújt viszont az, hogy az „osztó” önmagától, kapcsolási idő igénybevétele nélkül „lépeget”.

### A működés matematikai analízise

A matematikai analízis során a 3. ábrán látható hálózatot vizsgáljuk. A  $Q_0$  jósági tényezőjű,  $\omega_0$  frekvenciára hangolt rezonátor átviteli függvénye  $K_r(p)$ .



3. ábra. A matematikai analízis során vizsgált hálózat

venciára hangolt rezonátor átviteli függvénye  $K_r(p)$ .

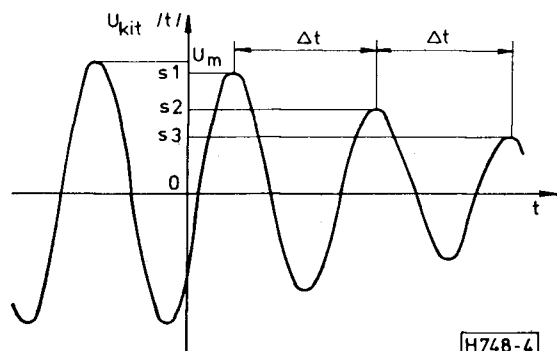
$$K_r(p) = \frac{p/Q_0\omega_0}{1 + p/Q_0\omega_0 + p^2/\omega_0^2} \quad (1)$$

Az  $U_{be}(t) = U_m \sin(\omega_0 t + \varphi)$  mérendő jel a  $t=0$  pillanatban kezdi gerjeszteni a rezonátort, vagyis  $s(t) = 1(t)$ . A rezonátor  $U_{ki}(t)$  kimenő jelét Laplace-transzformációval határozhatjuk meg [9].

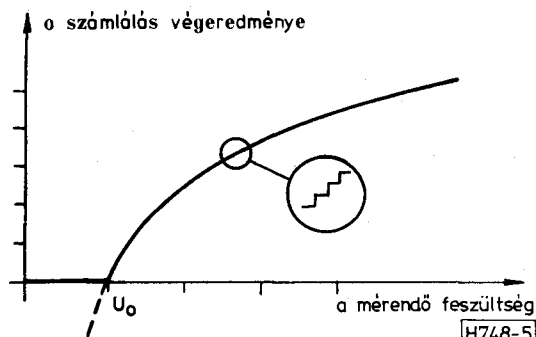
$$U_{ki}(t) = U_m \sin(\omega_0 t + \varphi) - U_m A e^{-\omega_0 t / 2Q_0} \sin(\omega_0' t + \alpha), \quad (2)$$

ahol  $\omega_0'$  a rezonátor sajátrezgésének a frekvenciája, A és  $\alpha$  pedig  $Q_0$ -tól és  $\varphi$ -tól függő tranziens paraméterek.

$$\omega_0' = [1 - 1/4Q_0^2]^{1/2} \omega_0 \quad (3)$$



4. ábra. A rezonátor lecsengő kimenő jele



5. ábra. A javasolt eljárás mérési karakterisztikája

$$A = \left[ \sin^2 \varphi + \frac{[\cos \varphi - \sin \varphi / 2Q_0]^2}{1 - 1/4Q_0^2} \right]^{1/2} \quad (4)$$

$$\alpha = \arctg \frac{\sin \varphi [1 - 1/4Q_0^2]^{1/2}}{\cos \varphi - \sin \varphi / 2Q_0} \quad (5)$$

Mint az várható volt, az állandósult rezgés meg-  
egyezik a bemenő jellel. Ha most a kapcsolót a  $t=0$   
pillanatban nem be, hanem kikapcsoljuk, és a rezoná-  
tór korábban az állandósult rezgés eléréséhez ele-  
gendő ideig gerjesztve volt, a kimenő jel az  $U_{kit}(t)$   
„lecsengés” lesz.

$$U_{kit}(t) = U_m A e^{-\omega_0 t / 2Q_0} \sin(\omega_0 t + \alpha) \quad (6)$$

Határozzuk meg a (6) szerinti lecsengés maximu-  
maiból összeállított  $s_i$  sorozatot. (6) differenciálásá-  
val megkereshető a maximumok helye,  $t_{mi}$ .

$$\operatorname{tg}(\omega_0 t_{mi} + \alpha) = [4Q_0^2 - 1]^{1/2} \quad (7)$$

Belátható, hogy a maximumok távolsága mindig

$$\Delta t = \frac{2\pi}{\omega_0} \quad (8)$$

A lecsengés menete a 4. ábrán látható. Az egy-  
mást követő maximumok aránya  $q$ .

$$q = e^{-\pi/Q_0 [1 - 1/4Q_0^2]^{1/2}} \quad (9)$$

A felbontóképesség (9)-ből kifejezhető:

$$d[\text{dB}] = \frac{20\pi}{Q_0 [1 - 1/4Q_0^2]^{1/2} \ln 10} \quad (10)$$

Ugyanez  $Q_0$ -ra rendezve:

$$Q_0 = \left\{ \left[ \frac{20\pi}{d \ln 10} \right]^2 - \frac{1}{4} \right\}^{1/2} \quad (11)$$

Az 5. ábra a mérési karakterisztikát, az 1. táblázat  
pedig néhány összetartozó felbontóképesség-jósági  
tényező értékpárt mutat.

1. táblázat

Összetartozó felbontóképesség és  
jósági tényező értékek

Felbontó- képesség $d$ [dB]	Jósági tényező $Q_0$
2,0	13,63
1,0	27,28
0,5	54,57
0,2	136,47
0,1	272,87

Hátravan még  $s_1$  meghatározása.  $s_1$  a kikapcsolás  
fázishelyzetétől,  $\varphi$ -től függően  $U_m$  és  $qU_m$  között vál-  
tozik, és ezzel egy digit mérési bizonytalanságot  
okoz.

A számolásnál még figyelembe vett utolsó maxi-  
mumról,  $s_m$ -ről csak annyit állapíthatunk meg, hogy  
 $U_0$  és  $q^{-1}U_0$  közé esik. Ez a kvantálás természeténél  
fogva  $\pm 1$  digit bizonytalanságot okoz. Ezzel szem-  
ben az  $s_1$  határozatlansága miatt fellépő további  
egy digit bizonytalanság nem tekinthető a rendszer  
immanens hibájának, és viszonylag egyszerűen meg-  
szüntethető. Szinkronizáljuk a kapcsoló jelet a mé-  
rendő jelhez, vagyis a kikapcsolást mindig a mérendő  
jel egy adott  $\varphi_0$  fázisánál kezdeményezzük! Így az  
 $U_m/s_1$  viszony állandó értéken tartható, a bizony-  
talanság eltűnik.

Hogy valósítható meg a lehető legegyszerűbben egy  
ilyen szinkronizálás? Megállapítható-e a 60 dB-es  
dinamikatartományban változó mérendő jel fázisa  
elegendő pontossággal az eredeti rendszer kifejezet-  
ten szinkron célokat szolgáló kiegészítése nélkül?  
Kézenfekvőnek látszik a komparátor behillenesének  
pillanatát választani referenciapontnak. Ha a kikap-  
csolást a komparátor behillenesének pillanatában,  
 $t_k$ -ban kezdeményezzük,  $\varphi$  kb. 0 és  $\pi/2$  között vál-  
tozna. Ugyanígy, ha a kikapcsolást a  $t_k$  időpont után  
 $t_d$  időtartammal késleltetve hajtjuk végre,

$$\varphi = \pi/4 + t_d \omega_0 \pm \pi/4, \quad (12)$$

ahol  $0 \leq t_d \leq 2\pi/\omega_0$ . A szinkronizálás tehát akkor old-  
ható meg viszonylag egyszerűen, ha található olyan  
 $\varphi_0 = \pi/4 + t_d \omega_0$  fázishelyzet az  $s_1(\varphi)$  görbén, ahol a  
 $\pm \pi/4$  radián bizonytalanság nem vált ki néhány tíz-  
zed digitnél nagyobb ingadozást  $s_1$  részéről.

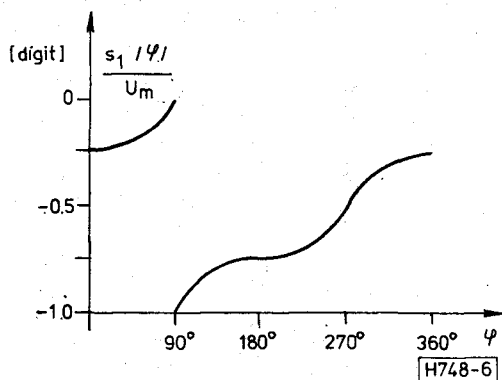
Határozzuk meg az  $s_1(\varphi)$  függvényt. (7) alapján az  
első maximum helye

$$t_{m1} = \frac{\arctg [4Q_0^2 - 1]^{1/2} - \alpha}{\omega_0}, \quad (13)$$

ahol  $\alpha$   $\varphi$ -nek az (5) szerinti függvénye. Az  $s_1(\varphi)$

függvény  $i_{m1}$ -nek (6)-ba történő behelyettesítésével nyerhető. Az  $s_1(\varphi)$  függvény numerikus megoldásának eredménye a 6. ábrán látható [9].

$s_1(\varphi)/U_m$  gyakorlatilag független a rezonátor jó-sági tényezőjétől. Ha  $Q_0 < 20$ , vagyis a felbontóképesség rosszabb mint 1 dB, az  $s_1(\varphi)/U_m$  görbe kissé eltolódik a csökkenő  $\varphi$ -k irányába, ugyanis a lecsengés maximumai ilyenkor már nem esnek egybe a harmonikus tényező maximumaival.



6. ábra. A kikapcsolást követő első maximum és a mérendő jel viszonya a kikapcsolási fázis függvényében

Az  $s_1(\varphi)$  függvény érdekes hullámmást mutat, ami a rezonátor veszteségi teljesítményének időfüggésével magyarázható. Ez az időfüggés  $\sin^2$  alakú, vagyis egy állandó és egy kétszeres frekvenciájú tag összegére bontható. Az állandó tag okozza az emelkedő jelleget, a harmonikus tag pedig a hullámmást. A  $0^\circ$  és a  $180^\circ$ -os fázishelyzetek a legalkalmasabbak a gerjesztés kikapcsolására. Ezek a pontok ugyanis az  $s_1(\varphi)$  függvény inflexiós pontjai, és itt az elkerülhetetlen  $\pm 45^\circ$ -os fázisingadozás mindössze  $\pm 0,05$  digit mérési bizonytalanságot vált ki.

Végezetül határozzuk meg  $t_d$  optimális értékét (12) alapján.

$$t_{dopt} = \frac{3\pi}{2\omega_0} \quad (14)$$

#### A javasolt eljárás részletes analízise

A javasolt mérési rendszer a fizikai működés ismertetésekor bemutatott 2. ábrán látható. Ehhez idáig egyetlen kiegészítést tettünk, ti. hogy a vezérlő fokozat szinkronjelet kap a komparátortól a kikapcsolás fázishelyzetének rögzítéséhez. A számláló-kijelző és a vezérlő fokozatok működésével nem foglalkozunk részletesebben, mivel ezek nincsenek közvetlen hatással a mérési karakterisztikára. Így csupán három kérdésre kell választ adnunk, ti. hogy milyen hibákat okoz a kapcsoló, a rezonátor és a komparátor ideálistól való eltérése, ill. hogy milyen módszerekkel küszöbölhetők ki ezeknek a tökéletlenségeknek a hatása.

#### A kapcsoló ideálistól való eltéréseinek hatása

A kapcsoló várhatóan bekapcsolt állapotban is csillapítani fogja a továbbítandó jelet, és kikapcsolt állapotban is átengedi annak egy részét. Ugyanakkor a kapcsoló jelet beszívárogtatja a jelcsatornába, nagy jelek átvitelekor nemlineáris torzításokat okoz, kis jelek esetén pedig káros mértékű additív zajt kever a hasznos jelhez — vagyis működése korántsem ideális. Mivel a kapcsoló ki- és bekapcsolt átviteli csillapításai közti viszony tetszőlegesen fokozható több kapcsoló soros alkalmazásával, a kapcsolónak ez a tökéletlensége nem feltétlenül befolyásolja a mérési karakterisztikát. A kapcsoló keltette zajok hatását szintén nem vizsgáljuk, ugyanis a kapcsolót, mint zajforrást, az erősen szelektív rezonátor követi, így annak zavaró hatása elhanyagolható a komparátor saját bemeneti zajához viszonyítva. A kapcsoló nagy jelek esetén mutatkozó nemlinearitása (a rezonátor hasonló tulajdonságával együtt) a dinamikatartomány felső határát meghatározó tényező. Ez a nemlinearitás azonban korszerű eszközök esetén néhány voltos jelszintig 0,1% alatt marad, így elhanyagolható.

Egyedül a kapcsoló jelnek a jelcsatornába történő beszívargása jelent olyan problémát, amellyel részletesebben kell foglalkoznunk. Könnyen belátható, hogy a kapcsoló jel elnyomása szempontjából nem, vagy csak nehezen tartható specifikációk adódnak a kapcsolóra. A jelcsatornába beszívargó kapcsoló jelet a továbbiakban nevezzük a kapcsoló tranziensének. Ez a tranziens meglehetősen rezonátort, és ez a káros lengés hozzáadódik a hasznos lecsengéshez, ami hamis detektálást okozhat.

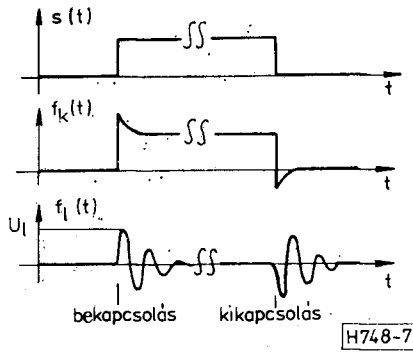
Először is becsüljük meg, hogy mekkora az a kapcsoló okozta káros lengés, amely még nem vált ki hamis detektálást. Mivel ez a káros lengés a hasznos lecsengéssel azonos exponenciális módon tűnik el, nagy jelek esetén nyilvánvalóan elhanyagolható, és csak a dinamikatartomány alsó határán okoz nehézséget. A dinamikatartomány ( $D$ ) egyenlő a kapcsolón (és a rezonátoron) megengedhető maximális feszültség szint ( $U_{max}$ ) és a referenciaszint ( $U_0$ ) hányadosával. Ha a megengedhető maximális torzulást 0,1 digitben szabjuk meg, akkor a kapcsoló tranziense okozta káros lengés kezdeti amplitúdóját ( $U_i$ ) a referenciaszint ezredrésze alatt kell tartanunk (0,1 dB-es felbontóképesség mellett). 60 dB-es dinamikatartomány esetén ez azt jelenti, hogy  $U_{max}$ -nak legalább 120 dB-lel kell felülmúlnia  $U_i$ -et.

Ugyanakkora különbséget kell biztosítanunk a kapcsoló be- és kikapcsolt átviteli csillapítása között is, hogy a dinamikatartomány felső szakaszán se torzuljon a mérési karakterisztika 0,1 digitnél nagyobb mértékben, ez azonban, mint azt már korábban említettük, több kapcsoló soros alkalmazásával könnyen biztosítható.

A továbbiakban külön-külön vizsgáljuk a szorzó és a billenő típusú kapcsolók keltette tranzienseket.

#### Szorzó típusú kapcsolók

A legtöbb gyakorlatban használatos kapcsoló tranziensének jellege szerint szorzó típusú, vagyis a kapcsoló jel egy közel lineáris áthalláson keresztül szí-



7. ábra. A kapcsoló jel, a kapcsoló tranziense és a tranziens keltette káros lengés a rezonátoron

várog be a jelcsatornába. Áthallás elsősorban a kapcsoló egyenáramú és kapacitív kiegyenlítettensége miatt lép fel, így az áthallás az alábbi átviteli függvényvel írható le:

$$K_a(p) = A_0 + pA_1, \quad (15)$$

ahol  $A_0$  és  $A_1$  a kapcsoló kiegyenlítettensége jellemző állandók. A jelcsatornába jutó kapcsoló jel ( $f_k(t)$ ) és a hatására a rezonátoron fellépő káros lengés ( $f_l(t)$ ) a 7. ábrán látható.

$s(t)$  és  $K_a(p)$  alapján  $f_l(t)$  Laplace-transzformációval egyszerűen meghatározható [9]. A kapcsoló tranziense okozta káros lengés kezdeti amplitúdója

$$U_l \approx \frac{A_0 + A_1 \omega_0}{Q_0}. \quad (16)$$

(16) jobb oldalán a két közel  $90^\circ$ -kal eltolt komponens amplitúdóját az egyszerűség kedvéért összeadtuk. Mint az várható volt, az aperiodikus gerjesztésre a rezonátor egy olyan exponenciálisan lecsengő harmonikus lengéssel válaszol, melynek kezdeti amplitúdója fordítottan arányos a rezonátor jósági tényezőjével.

A komparátor referenciaszintjének felső határát a kapcsolón torzítás nélkül átvihető maximális jel amplitúdója és a biztosítandó dinamikataromány határozza meg.

$$U_0 \leq \frac{U_{\max}}{D} \quad (17)$$

A maximálisan  $U_l$  amplitúdójú lengés okozta relatív zavar mértékét adjuk meg a  $Z_r = U_l/D_k$  viszonyval, ahol  $D_k$  a referenciaszintre vonatkoztatott abszolút felbontóképesség.

$$D_k = U_0 [1 - 10^{-d/20}] \quad (18)$$

A relatív felbontóképesség ( $d$ ) értékét (10)-ből helyettesítsük be (18)-ba.

$$D_k \approx U_0 \pi / Q_0 \quad (19)$$

A zavar relatív mértéke

$$Z_r \approx \frac{A_0 + A_1 \omega_0}{U_0 \pi}. \quad (20)$$

Végül (17) felhasználásával

$$Z_r \approx \frac{A_0 + A_1 \omega_0}{U_{\max}} \frac{D}{\pi}. \quad (21)$$

A (21) szerinti relatív zavar értéke elsősorban az alkalmazott kapcsoló paramétereit tartalmazó első tényezőtől függ.  $Z_r$  értéke jó minőségű kétszeresen kiegyenlített kapcsolók esetén is meghaladja a kívánatos 0,1-es határt, és a kiegyenlítettéget meghatározó szimmetria hőfokfüggése miatt nem csökkenthető tovább [9]. A továbbiakban bebizonyítjuk, hogy a kapcsoló lelassításával a szükséges javulás könnyen biztosítható.

*A kapcsoló lelassításának hatása a kapcsoló tranziensére*

Mi történik, ha a kapcsolót az eredetileg javasolt eljárásból eltérően nem pillanatszerűen, hanem lelassítva (néhány, vagy néhány száz tiz lengési periódus alatt) kapcsoljuk ki? Bebizonyítható, hogy a kapcsoló tranziense által kiváltott káros lengés a lassítás módjától és mértékétől függően jelentősen csökkenni fog. A káros lengés csökkenése lehetőséget nyújt a referenciaszint csökkentésére a detektálási bizonytalanság növekedése nélkül, vagyis a dinamikataromány növelhető. Ugyanakkor a lecsengés kezdeti szakasza a kikapcsolás teljes befejezéséig torzulni fog, nem lesz exponenciális. Ha a lelassított kikapcsolási folyamat  $k$  periódust vesz igénybe, a lecsengés maximumaiból összeállított sorozat is csak a  $k$ -edik tagtól lesz geometriai sorozat. A számlálásnál figyelembe vehető első tag ( $s_k$ ) így jelentősen kisebb lesz  $U_m$ -nél ( $U_m \leq U_{\max}$ ), vagyis a dinamikataromány felső határa is csökken.

Az alábbiakban meghatározzuk a dinamikataromány alsó és felső határának csökkenését, ill. a dinamikataromány eredő növekedését a lassítás mértékétől függően. Az egyszerűség kedvéért csak egyetlen lassítási móddal fogunk foglalkozni, amikor is a kapcsoló jelet egy  $K_l(p)$  átviteli függvényvel jellemezhető elsőfokú integrátoron vezetjük keresztül.

$$K_l(p) = \frac{1}{1 + p\tau_l}, \quad (22)$$

ahol  $\tau_l$  az integrátor időállandója.

Először is becsüljük meg  $s_k$  értékét! A lelassított kapcsoló jel  $2\pi\tau_l$  idő elteltével 0,2% pontosan megközelíti az állandósult állapotát, tehát ennyi idő alatt a lelassított kapcsoló is teljesen kikapcsol. A számlálásnál figyelembe vehető első maximum  $s_k = U_m q_k$ , ahol  $q_k$  a dinamikataromány felső határának csökkenését jelöli.  $q_k \approx q^k$ , mivel a kapcsoló átmeneti állapota során a rezonátor kimenő jele lassabban csökken, mint a teljésén kikapcsolt esetben.

$$-20 \log q_k \leq \frac{2\pi\tau_l d}{T'_0} \approx \tau_l \omega_0 d, \quad (23)$$

ahol  $T'_0$  a rezonátor sajátrezgésének a periódusideje.

A lelassított kapcsoló tranziense okozta káros lengés a rezonátoron (1), (15) és (22) felhasználásával pontosan meghatározható [9]. A számítások alapján megállapítható, hogy a lelassított kapcsoló tran-

ziense keltette káros lengés kezdeti amplitúdója ( $U_{II}$ ) jelentősen csökken az eredeti esethez képest.

$$U_{II} \approx \frac{U_I}{\omega_0 \tau_l} \quad (24)$$

Ha a dinamikartományt alulról korlátozó egyéb tényezőket (pl. a komparátor zajérzékenységet) elhanyagoljuk, a lassítás hatására a komparátor referenciaszintje  $\omega_0 \tau_l$ -ed részére csökkenthető a pillanatserű kikapcsolás esetéhez képest.

A dinamikartomány teljes növekedése ( $D_d$ ) (23) és (24) alapján meghatározható.

$$D_d [\text{dB}] = 20 \log (\omega_0 \tau_l) - \omega_0 \tau_l d \quad (25)$$

(25) alapján differenciálással meghatározható az optimális lassítás mértéke ( $\tau_{\text{opt}}$ ).

$$\omega_0 \tau_{\text{opt}} = \frac{20}{d \ln 10} \quad (26)$$

0,1 dB-es felbontóképesség esetén  $\omega_0 \tau_{\text{opt}} \approx 80$ , és az elérhető dinamikartomány-növekedés pedig maximálisan kb. 30 dB. Mivel ekkora dinamikartomány-növelésre (a kapcsolót illetően) nincs szükség, általában megelégedhetünk egy  $\omega_0 \tau_l = 10$ -es lassítással [9].

A kapcsoló egyszerű lelassítása tehát lehetőséget nyújt a kapcsoló tranziense keltette káros lengések jelentős csökkentésére. Finomabb felbontóképesség esetén a módszer hatékonysága tovább javul, ugyanis a lassítás mértéke jelentősen növelhető a dinamikartomány felső határának lényeges csökkenése nélkül.

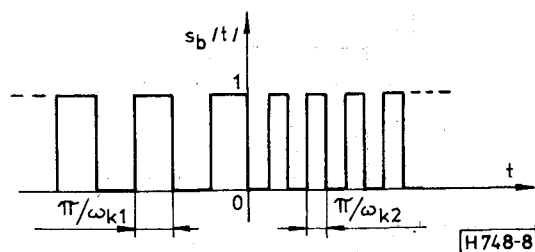
#### A kapcsoló keverőként történő megvalósítása

A továbbiakban megvizsgáljuk, hogy mennyiben tekinthető a rezonátort gerjesztő jel elhangolása egyenértékűnek a jel kikapcsolásával. Bizonyítjuk, hogy a gerjesztő jel elhangolásával egy kedvező tulajdonságokkal rendelkező „kapcsolót” alakíthatunk ki, melynek káros tranziensei lényegesen kisebbek az eredeti kapcsolóéhoz képest.

A gerjesztő jel elhangolását keveréssel oldjuk meg. Az eredeti javaslat szerint a rezonátort gerjesztő  $\omega_0$  frekvenciájú jelet a mérési ciklus során egyszer ki-, ill. bekapcsoljuk. A módosított változatban a mérendő jel frekvenciája  $\omega_{be}$  eltér a rezonátor sajátfrekvenciájától, pl.  $\omega_{be} \gg \omega_0$ . A kapcsolót a „bekapcsolt” állapotban  $\omega_{kl} = \omega_{be} + \omega_0$ , a „kikapcsolt” állapotban pedig  $\omega_{k2} = 2\omega_{kl}$  frekvenciával kibe kapcsolgatjuk. Ezt az eljárást a továbbiakban a kapcsoló billegtetésének nevezzük. Kimutatjuk, hogy ebben az esetben a rezonátor lecsengése nem lesz exponenciális, tehát ez az eljárás már elvi hibát is tartalmaz, ez a hiba azonban elegendően kicsi, így elhanyagolható.

A módosított kapcsoló jel a 8. ábrán látható, pontos időfüggése pedig az alábbi:

$$s_b(t) = [I(-t) - I(-t + \pi/\omega_{k1}) + I(-t + 2\pi/\omega_{k1}) \dots] + [I(t - \pi/\omega_{k2}) - I(t - 2\pi/\omega_{k2}) + \dots] \quad (27)$$



8. ábra. A módosított billegtető kapcsoló jel

$s_b(t)$ -t állítsuk elő felharmonikus tagok összegeként.

$$s_b(t) = 1/2 + \sum_{n=1}^{\infty} I(-t) C_n \sin(-n\omega_{k1}t) - \sum_{n=1}^{\infty} I(t) C_n \sin(n\omega_{k2}t) \quad (28)$$

(28)-ban az első összegzés a kikapcsolás előtti, a második pedig a kikapcsolás utáni impulzusokat állítja elő. Mindkét összegzésből kiemeltük az 1/2 értékű nulladik felharmonikus, és a koszinuszos tagokat nem is jelöltük, mivel azok együtthatói mind zérusok. A (28) szerinti kapcsoló jel nem belépő függvény, így a Laplace-transzformációs megoldás során nehézségek léphetnek fel. A továbbiakban ezért feltételezzük, hogy  $s_b(t)$  még egy  $I(t+T_b)$  belépő függvénnyel is meg van szorozva, és  $T_b$  elég nagy ahhoz, hogy a  $t=0$  pont környezetében ennek a szorzásnak a hatása már elhanyagolható legyen.

A rezonátor kikapcsolás utáni kimenő jele,  $U_{kib}(t)$ , a hasznos lecsengés,  $U_{kit}(t)$  és egy hibatag,  $U_{kih}(t)$  összegeként adható meg.

$$U_{kib}(t) = U_{kit}(t) + U_{kih}(t) \quad (29)$$

A billegtetéses eljárás esetén az átkapcsolás pillanatában a kapcsoló jel frekvenciája megváltozik az  $\omega_{k1} = \omega_{be} + \omega_0$  értékről egy jóval nagyobb, pl. kétszeres frekvenciájú  $\omega_{k2}$  értékre. A rezonátort gerjesztő  $s_b(t) U_m \sin \omega_{be} t$  jel négy additív komponensre bontható. Egyrészt egy  $\omega_{be}$  frekvenciájú,  $U_m/2$ -es amplitúdójú harmonikus tagra, másrészt egy  $\omega_0$  frekvenciájú,  $t_m C_1$  amplitúdójú, a  $t=0$  pillanatban kikapcsolt jelre, harmadrészt  $n\omega_{k1} - \omega_{be}$  ( $n \neq 1$ ) és  $n\omega_{k1} + \omega_{be}$  frekvenciájú,  $U_m C_n$  amplitúdójú, a  $t=0$  pillanatban kikapcsolt harmonikus jelek összegére és negyedrészt pedig  $n\omega_{k2} \pm \omega_{be}$  frekvenciájú,  $U_m C_n$  amplitúdójú, a  $t=0$  pillanatban bekapcsolt harmonikus jelek összegére.  $U_{kit}(t)$  a rezonátor válasza a másodikként említett tagra,  $U_{kih}(t)$  pedig a gerjesztő jel összes többi komponensére.

Az  $U_{kih}(t)$ -t létrehozó gerjesztő jel komponensek frekvenciáját általánosságban jelöljük  $\omega_x$ -szel, és vezessük be az alábbi jelölést:

$$\eta = \frac{\omega_x}{\omega_0} \quad (30)$$

$\omega_x$  lehetséges értékei  $\omega_{be}$ ,  $n\omega_{k1} \pm \omega_{be}$  és  $n\omega_{k2} \pm \omega_{be}$ , kivéve az  $\omega_x = \omega_{k1} - \omega_{be} = \omega_0$  esetet. A részletes számítások [9] azt mutatják, hogy az  $U_{kih}(t)$ -t létrehozó komponensek csak a rezonátor szelektivitása által meghatározott  $K_n, Q_0$  tényezővel csökkentett amplitúdójú káros lengéseket tudnak létrehozni a rezoná-

toron.  $K_{\eta, Q_0}$  a 9. ábrán látható. Becsüljük meg a fel-lépő káros lengések hatását a következő frekvenciák esetén:  $\omega_{be} = 30\omega_0$ ,  $\omega_{k1} = 31\omega_0$  és  $\omega_{k2} = 2\omega_{k1}$ . Így  $\eta$  minden komponensre nagyobb, mint 30, és a rezonátor szelektivitásából adódó elnyomás 0,1 dB-es felbontóképesség esetén legalább 80 dB lesz. Belátható, hogy az  $U_{kih}(t)$  hibafüggvény képzésekor végzendő összegzés nem vezethet az eredmény lényeges növekedésére, hiszen a növekvő frekvenciájú komponensekre nemcsak a növekvő értékű elnyomás hat, de azok amplitúdója ( $C_n$ ) már a gerjesztő jelben is erősen csökkenő irányzatú.

$$C_n = 2/\pi n, \text{ ha } n \text{ páratlan, különben pedig } C_n = 0. \quad (31)$$

A későbbiekben kimutatjuk, hogy célszerű a komparátort is bizonyos fokig szelektívvé tenni, így az említett 80 dB-nél jóval nagyobb, legalább 120 dB-es elnyomás érhető el a billegtetés keltette káros nagyfrekvenciás lengésekre.

Végeredményben megállapíthatjuk, hogy a billegtetéses eljárás esetén az exponenciális lecsengés némileg eltorzul, a hasznos jel mellett hasonló módon eltűnő és állandósult lengések is fellépnek. Ha azonban a billegtetés frekvenciája legalább 10–30-szorosan felülmúlja a rezonátor sajátfrekvenciáját, ezek a káros lengések teljesen elhanyagolhatók lesznek. Következésképpen a gerjesztés egyszerű kikapcsolása helyettesíthető a gerjesztő jel szaggatásával. A továbbiakban kimutatjuk, hogy egy ilyen helyettesítés rendkívül előnyös lehet a kapcsoló tranzienst keltette káros lengések elnyomása szempontjából.

#### A kapcsoló tranzienst keltette káros lengések

A kapcsoló ki- és bekapcsolása exponenciálisan eltűnő lengéseket vált ki a rezonátoron,  $f_{11}(t)$ -t és  $f_{12}(t)$ -t.

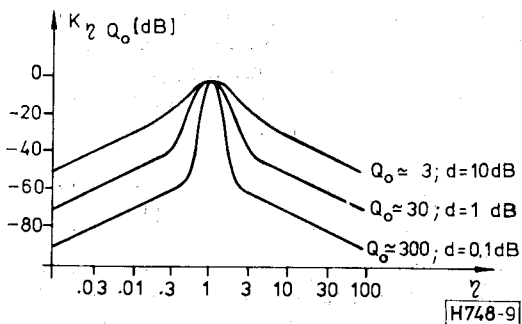
$$f_{11}(t) = U_{11} e^{-\omega_0 t / 2Q_0} \sin \omega_0' t \quad (32)$$

$$f_{12}(t) = U_{12} e^{-\omega_0 t / 2Q_0} \sin \omega_0' t \quad (33)$$

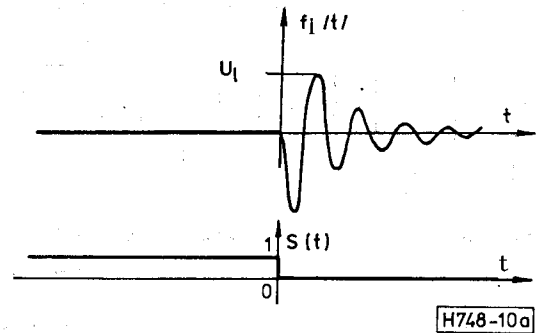
Mivel a jelcsatornába kerülő kapcsolási tranziensek a rezonátor periódusidejéhez képest gyorsan eltűnnek,  $f_{11}(t)$  és  $f_{12}(t)$  jellege nem függ a tranzienst tényleges alakjától, és  $U_{11}$ , ill.  $U_{12}Q_0$ -al fordítottan arányos. A kapcsoló ki-be kapcsolatása az alábbi  $f_{1b}(t)$  káros lengést hozza létre a rezonátoron:

$$f_{1b}(t) = f_{11}(t) + f_{12}(t - \pi/\omega_k) + f_{11}(t - 2\pi/\omega_k) \dots \quad (34)$$

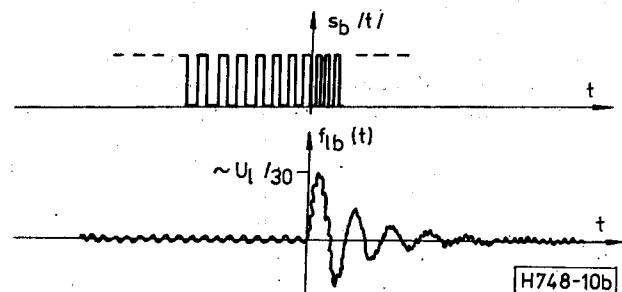
ahol  $\omega_k$  az éppen aktuális kapcsolatási frekvencia.



9. ábra. A rezonátor átvitele a rezonanciafrekvenciára normálva



10a ábra. A rezonátor káros lengése egyszerű kikapcsolás esetén



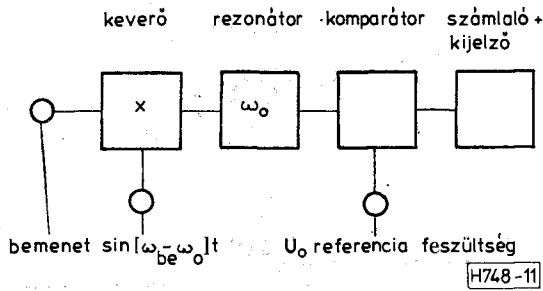
10b ábra. A rezonátor káros lengése billegtetéses kikapcsolás esetén

Szorzó típusú kapcsolók esetén  $U_{11} \approx -U_{12}$ . A kapcsoló minden egyes állapotváltozásakor egy exponenciálisan eltűnő harmonikus lengés keletkezik, mégpedig az átváltás irányától függő, de mindig az előzővel ellenkező előjellel. Ha a kapcsolatás elég gyors, akkor egy nagyon kicsi fáziseltéréstől eltekintve ellenkező előjelű, különben pedig közel azonos lengések adódnak össze, vagyis gyengítik egymást. A 10a ábrán látható az egyetlen állapotváltás keltette lengés lefolyása. A 10b ábra a billegtetés esetén fellépő lényegesen kisebb káros lengést mutatja  $\omega_{k1}/\omega_0 = 30$ -as viszony mellett.

A kapcsoló keltette káros lengésnek mindig egy bizonyos határ alatt kell maradnia (pl. 0,1 dB-es felbontóképesség esetén ez a határ a referenciaszint ezredrésze), így az, hogy  $f_{1b}(t)$  egy idővel el nem tűnő komponens is tartalmaz, nem jelent semmiféle hátrányt. A különböző eljárások között reális összehasonlítási alap a tranzienst keltette káros lengések kezdeti amplitúdója lehet. Egy ilyen összehasonlítás a korábban használt frekvenciák esetén kb. 30-szoros javulást mutat a billegtetéses eljárás javára [9].

#### A keverési funkció kiterjesztése

A keverési funkció kiterjesztésén alapuló változat tömbvázlata a 11. ábrán látható. A mért jel frekvenciája ebben az esetben változó lehet. „Bekapcsoláskor” a kapcsolót  $\omega_{be} + \omega_0$  frekvenciával billegtetjük, „kikapcsoláskor” pedig a billegtetést megszüntetjük vagy elhangoljuk. A kapcsoló látszólagos zárasi csillapítása rendkívül nagy lesz, hiszen „kikapcsolt” állapotban nem juthat  $\omega_0$  frekvenciájú



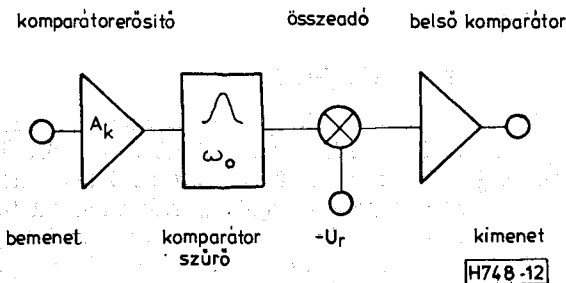
11. ábra. Módosított mérési eljárás a keverési funkció kiterjesztésével

gerjesztés a nagy jósági tényezőjű rezonátorra az esetleges szivárgások ellenére sem. Elegendő lehet tehát egy egyfokozatú kapcsoló alkalmazása is, nem beszélve arról, hogy nincs szükség külön keverőre. Bár a működés ilyenkor is szuperheterodin rendszerűnek tekinthető, a zajok és idegen jelek elnyomása csak korlátozott lehet. Nem alkalmazhatunk ugyanis külön KF szűrőt, és annak szerepét így kizárólag a rezonátor játssza, általában nem kielégítő szelektivitást biztosítva. Ennek ellenére, speciális feladatok megoldására ez a rendkívül „gazdaságos” mérési elv előnyösen alkalmazható lehet.

#### A komparátor ideálistól való eltéréseinek hatása

Mivel a kapcsoló maximálisan néhány volt amplitúdójú jeleket tud káros torzítás nélkül a rezonátorra csatolni, 60 dB-es dinamikatartomány mellett a komparálási szintet néhány millivoltra kell választanunk. 0,1 dB-es felbontóképesség esetén ezt a szintet 1%-nál pontosabban kell detektálnunk, vagyis a megengedhető bizonytalanság nem lehet nagyobb néhány mikrovoltnál. Ilyen kis jelek pontos detektálása a 12. ábra szerinti komparátorral valósítható meg.

A komparátorerősítő 60 dB-lel erősíti a detektálható jelet, és a komparálási szintnél 10 dB-lel nagyobb jeleket határolja. A felerősített jelből a komparátorszűrő választja ki a hasznos komponens, elnyomva részben az erősítés során fellépő zajokat, másrészt a komparátorerősítő határolása miatt jelentkező felharmonikusokat. A felerősített és megszárt jel szintjét egy  $U_r$  referenciasfeszültségű belső komparátor detektálja, így a komparátor eredő referenciaszintje  $U_0 = U_r/A_k$ , ahol  $A_k$  a komparátorerősítő erősítése. Könnyen belátható, hogy a java-



12. ábra. A komparátor részletes tömbvázlata

solt komparátorral kapcsolatban csupán a megfelelő zajvédetség biztosítása okozhat megvalósítási nehézséget.

#### A komparátor zajvédetségének biztosítása

A komparátor zajvédetségének biztosítása egyszerűbben a komparátor szelektívitételével oldható meg. Bár elvileg a rezonátor ideális exponenciális lecsengése csak egy végtelen sávzsélességű komparátorral követhető torzulás nélkül, a gyakorlatban nem célszerű a komparátor sávzsélességének a fokozására törekednünk, sőt előnyösebb annak szándékos korlátozása a zajok okozta detektálási bizonytalanság csökkentése érdekében. Az alábbiakban meghatározzuk azt a határt, ameddig a komparátor sávzsélességét csökkentve még nem lépnek fel káros (kb. 0,1 digitnél nagyobb) torzulások.

A  $K_s(p)$  átviteli függvénnyel jellemezhető komparátorszűrő beiktatásának hatására a rezonátor exponenciális lecsengése,  $U_{kit}(t)$  torzulva jelenik meg a belső komparátor bemenetén,  $U_s(t)$ . A torzulás jellege és mértéke Laplace-transzformációval határozható meg [9].

$$U_s(t) = K_s U_{kit}(t - \tau_s) + U_h(t) \quad (35)$$

A (35) szerinti felbontás jogossága közvetlenül következik a kifejtési tétel alkalmazásából.

$$K_s = |K_s(p_r)| \quad (36)$$

$$\tau_s = \frac{\arccos K_s(p_r)}{\omega_0'} \quad (37)$$

ahol  $p_r$  a rezonátor átviteli függvényének egyik pólusa.

$$p_r = -\frac{\omega_0}{2Q_0} + j\omega_0' \quad (38)$$

A komparátorszűrő alkalmas megválasztásával biztosítható, hogy  $K_s = 1$  és  $\tau_s = 0$  legyen, így a torzulás egyszerűen az  $U_h(t)$  additív hibafüggvénnyel írható le.

Válasszunk komparátorszűrőnek egy  $K_s(p)$  átviteli függvénnyel leírható  $\omega_0$  frekvenciára hangolt, n-szeres, valós pólusú szűrőt.

$$K_s(p) = [K_{sa}(p)]^n \quad (39)$$

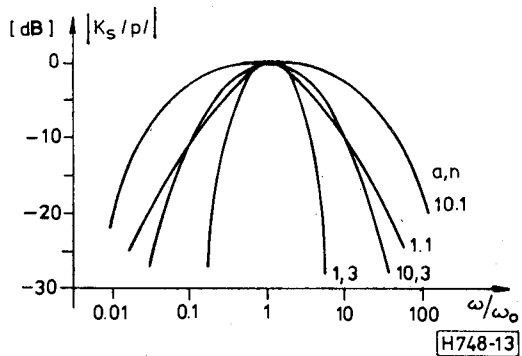
$$K_{sa}(p) = \frac{1 + a^2}{a^2} \frac{pa/\omega_0}{(1 + p/a\omega_0)(1 + pa/\omega_0)} \quad (40)$$

Az  $\omega_0$  frekvenciára normált  $K_s(p)$  szűrők átviteli függvénye  $a$ -val és  $n$ -nel paraméterezve a 13. ábrán látható. A 14a és 14b ábrákon a különböző paraméterekhez tartozó  $U_h(t)$  hibafüggvények láthatók. A 14. ábra alapján válasszuk az alábbi optimálishoz közelálló komparátorszűrőt.

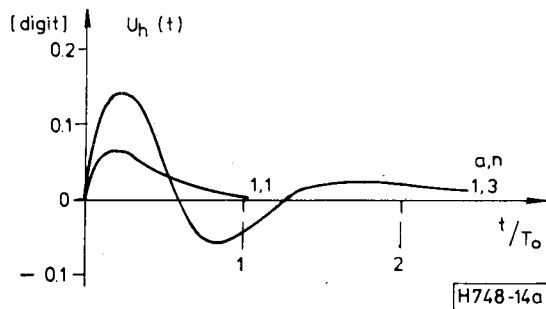
$$K_{sopt1}(p) = K_s(p) \Big|_{a=1 \text{ és } n=3} = 8 \frac{[p/\omega_0]^3}{[1 + p/\omega_0]^6} \quad (41)$$

Az erősítés során fellépő zajok okozta bizonytalanság csökkenését legegyszerűbben a komparátorszűrő ekvivalens zajsávzsélességével jellemezhetjük. A  $K_{sopt1}(p)$  átviteli függvénnyel rendelkező optimális komparátorszűrő ekvivalens zajsávzsélessége egysze-

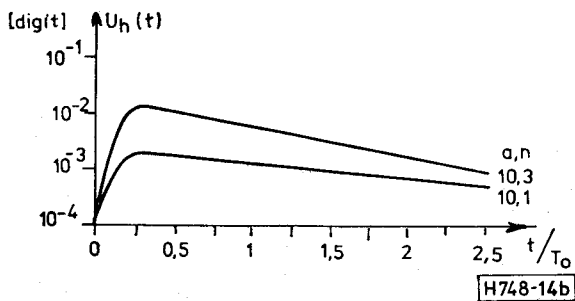




13. ábra. Valós póluspárral kialakított komparátorszűrők átviteli függvénye



14a ábra. Az  $U_h(t)$  hibafüggvény menete  $a=1$  esetén



14b ábra. Az  $U_h(t)$  hibafüggvény menete  $a=10$  esetén

riően meghatározható a [11]-ben leírt módszer alkalmazásával.

$$\beta_{\text{opt } 1} = \frac{3}{16} \omega_0 \quad (42)$$

A fentiekben meghatározott szűrő csak abból a szempontból tekinthető optimálisnak, hogy maximális zajvédeltséget biztosít a komparátor számára a rezonátor ideális exponenciális lecsengésének káros mértékű torzítása nélkül. A továbbiakban kimutatjuk, hogy lényegesen jobb eredményt érhetünk el egy ennél általánosabban értelmezett optimalizálással [9]. A komparátorszűrő szelektivitását tovább fokozva a lecsengés kezdeti szakaszán már megengedhetetlenül nagy torzítások lépnek fel. Ezek a torzítások viszont eliminálhatók a lecsengés kezdeti szakaszának figyelmen kívül hagyásával (lásd a kapcsoló lelassítását is). Ha az  $U_h(t)$  hibafüggvény a k-csoport követően csak a  $k$ -edik periódus után

csökken a hasznos lecsengés 0,1%-a alá, a dinamikartomány felső határa  $D_f = kd$  értékkel csökken.

A fokozott szelektivitást  $n$ -szeres komplex pólus-párú szűrővel biztosíthatjuk. Ebben az esetben a komparátorszűrő átviteli függvénye az alábbi:

$$K_s(p) = \left[ \frac{\omega_0 p / g}{p^2 + \omega_0 p / g + \omega_0^2} \right]^n, \quad (43)$$

ahol  $n$  a szűrő fokszáma,  $g$  pedig az alaptag ekvivalens jósági tényezője. A  $K_s(p)$  átviteli függvény néhány, a gyakorlatban fontos paraméterpár esetére a 15. ábrán látható. Laplace-transzformációval egyszerűen meghatározható az  $U_h(t)$  hibafüggvény és  $D_f$  értéke [9].  $D_f$   $g$  függvényében és  $n$ -nel paraméterezve a 16. ábrán látható.

A detektálási bizonytalanság változását ismét a komparátorszűrő ekvivalens zajszélességével ( $\beta_s$ ) írjuk le. Az ekvivalens zajszélesség meghatározását a definícióban szereplő bonyolult integrálás elvégzése helyett a [11] és [12]-ben javasolt módszer szerint végezzük el.

$$\beta_s = \frac{\omega_0}{4g} \frac{[2(n-1)]!}{[(n-1)!] 2^{2(n-1)}} \quad (44)$$

$\beta_s$   $g$  függvényében és  $n$ -nel paraméterezve a 17. ábrán látható. Egyszeres szűrőt választva, határozzuk meg a maximális dinamikartományt biztosító  $g_{\text{opt}}$  ekvivalens jósági tényezőt! (44) alapján a vizsgált komparátorszűrő ekvivalens jósági tényezője

$$\beta_s = \frac{\omega_0}{4g} = \frac{\pi f_0}{2g}, \quad (45)$$

ahol  $f_0$  a rezonanciafrekvencia Hz-ben.

Egy ilyen komparátorszűrő a korábban meghatározott egyszerű optimum esetéhez képest a dinamikartomány alsó határának  $D_m$  értékű csökkentését teszi lehetővé.

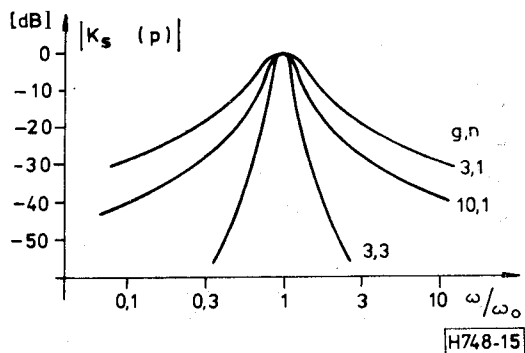
$$D_m [\text{dB}] = 10 \log \frac{\beta_{\text{opt } 1}}{\beta_s(g)} \quad (46)$$

(42) és (45) alapján

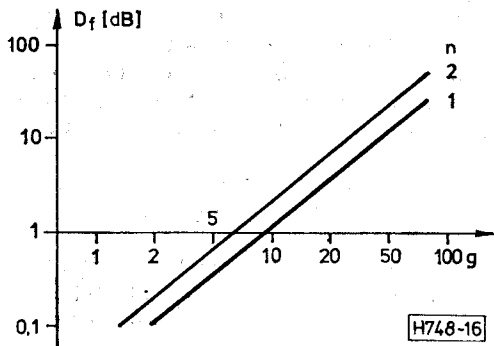
$$D_m [\text{dB}] = 10 \log g - 1,2. \quad (47)$$

A dinamikartomány felső határának csökkentését az alábbi közelítéssel írhatjuk le a 16. ábra alapján:

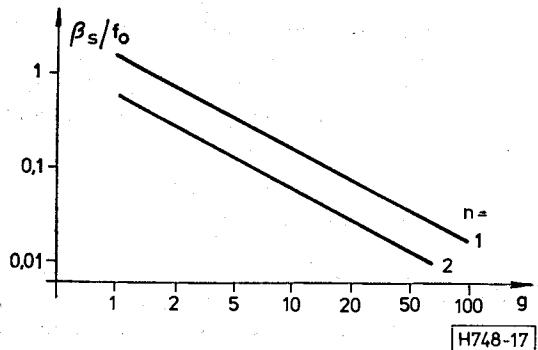
$$D_f [\text{dB}] \approx [g/10]^{1,5}. \quad (48)$$



15. ábra. A  $K_s(p)$  átviteli függvény komplex pólus-párok esetén



16. ábra. A dinamikartomány felső határának csökkenése komplex póluspárú szűrő esetén



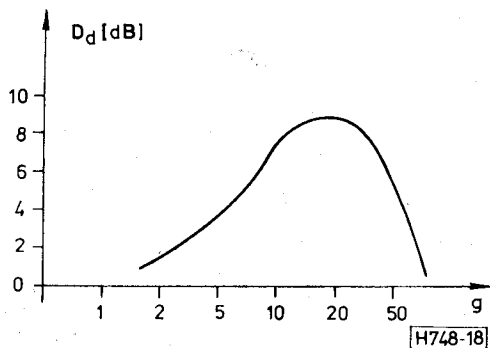
17. ábra. A komparátorszűrő ekvivalens zajsáv szélessége komplex póluspárok esetén

(47) és (48) felhasználásával meghatározható a dinamikartomány teljes növekedésének értéke,  $D_d$ .

$$D_d[\text{dB}] = 10 \log g - 1,2 - [g/10]^{1,5} \quad (49)$$

A (49) szerinti  $D_d(g)$  függvény a 18. ábrán látható. Maximális dinamikartomány  $g_{\text{opt}} \approx 20$  esetén érhető el. Az előzőleg meghatározott egyszerű optimumhoz képest a számítások szerint további kb. 9, a valóságban pedig kb. 12 dB javulás érhető el.

A számított és tényleges dinamikartomány-növekedés közti különbség annak tulajdonítható, hogy a szelektivitás fokozásával a zajfeszültség sűrűségfüggvénye is kedvező irányban módosul. A szélsávú fehér bemeneti zaj a komparátorszűrő kimenetén keskenysávú, ún. Rayleigh-eloszlású zajt ered-



18. ábra. A dinamikartomány eredő növekedése komplex póluspárok esetén

ményez [13], amely átmenetet képez az azonos effektív értékű monokromatikus és fehér zaj között (19. ábra).

Nevezzük a mérés kimenetelét bizonytalannak akkor, ha átlagosan legalább minden 200-adik mért érték helytelen kerekítés eredményeként adódik. Tegyük fel továbbá, hogy a mérendő feszültség egyenletes eloszlása esetén átlagosan legfeljebb minden 20-adik mérés lehet bizonytalan a fenti értelemben. Ha 1% annak a valószínűsége, hogy a zajfeszültség abszolút értéke egy adott  $U_{zm}$  értéknél nagyobb, akkor minden kvantálási határ egy  $2U_{zm}$  nagyságú környezetében 0,5%-nál nagyobb valószínűséggel hibás kerekítés fog előfordulni.

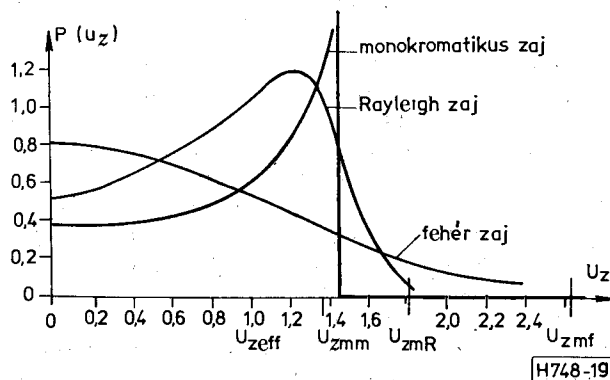
$$2U_{\text{zeff}z} \leq 0,05 U_0 \pi / Q_0, \quad (50)$$

ahol  $U_{\text{zeff}}$  a zajfeszültség effektív értéke, és  $z = U_{zm}/U_{\text{zeff}}$  a zaj sűrűségfüggvényétől függő állandó. A 19. ábrán  $U_{zmm}$ ,  $U_{zMR}$  és  $U_{zmf}$  jelöli  $U_{zm}$  aktuális értékét egy adott  $U_{\text{zeff}}$  effektív értékű monokromatikus, Rayleigh- és fehér zaj esetén. A dinamikartomány növekedése az  $U_{zmf}/U_{zMR}$  viszonytól függően nagyobb a zajteljesítmény csökkenése alapján számított értéknél. Ez a többletnövekedés maximummalisan 4–5 dB lehet, de a gyakorlatban mindössze kb. 3 dB várható.

Ha a fenti rendkívül szigorú követelményeket úgy módosítjuk, hogy tetszőleges mérendő jelszint esetén 0,5%-nál kisebb valószínűséggel forduljon elő  $\pm 1$  digitnél (0,1 dB-nél) nagyobb kerekítési hiba, (50) jobb oldala a következőképpen írható:

$$2U_{\text{zeff}z} \leq U_0 \pi / Q_0. \quad (51)$$

Végezzünk egy gyors becslést az elérhető dinamikartományra vonatkozóan. A későbbiekben kimutatjuk, hogy a legegyszerűbb kvarc rezonátorok rezonanciaellenállása kb. 100 k $\Omega$ , így a komparátorerősítő bemeneti zajteljesítmény-sűrűsége kb. 40 nV/Hz<sup>1/2</sup> lehet. 100 kHz-es mérési frekvencia esetén a komparátorerősítő számára biztosítható legkisebb ekvivalens zajsáv szélesség (45) szerint kb. 8 kHz így a komparátor bemeneti zajfeszültsége kb. 4  $\mu$ V lesz. A 19. ábra alapján  $U_{zMR}/U_{\text{zeff}}$  kb. 1,8, így (51) felhasználásával a referenciaszint minimális értékére 0,1 dB-es felbontóképesség esetén kb. 1,2 mV adódik. A kapcsolón és a rezonátoron megengedhető maximális jelszint ennél legalább 70 dB-lel



19. ábra. A zajfeszültség sűrűségfüggvényének változása a sávkorlátozás hatására

nagyobb, így a dinamikartomány felső határának csökkenése ellenére is biztosítható az eredetileg kitűzött 60 dB-es dinamikartomány. Ennek ellenére a későbbiekben megvizsgáljuk a rezonátor impedanciacsökkentésének lehetőségét is, mivel ez további (az eredetileg kitűzött specifikációkat meghaladó) zajcsökkentést tenne lehetővé.

#### A rezonátor ideálistól való eltéréseinek hatása

A rezonátor alapvető jellemzői a következők: a jósági tényező ( $Q_0$ ) és annak pontossága, linearitása, hőfokstabilitása, valamint a rezonanciafrekvencia ( $\omega_0$ ) és annak stabilitása. Meg kell jegyeznünk továbbá, hogy a rezonátor impedanciája meghatározó szerepet játszik a komparálási bizonytalanságot okozó zaj kialakulásában.

A rezonátor rezonanciafrekvenciája a mérési frekvenciával, tehát általában egy szuperheterodin szintvevő középfrekvenciájával (kb. 100 kHz) egyezik meg. A rezonátor elhangolódása a mérendő jel frekvenciájától ( $\Delta\omega_0$ ) csökkenti a mért jelet. 0,1 dB-es felbontóképeség esetén a  $-1$  digitre vonatkoztatott sávzélesség kb. 50 Hz, vagyis a rezonanciafrekvencia stabilitására viszonylag enyhe követelmények adódnak.

A jósági tényező pontos értékét ( $Q_0$ ) már korábban meghatároztuk, ti. 0,1 dB-es felbontóképeség esetén  $Q_0 = 272,8748$ . Mekkora lehet a jósági tényező tényleges értékének eltérése  $Q_0$ -tól, ha a mérési karakterisztika torzulását a teljes dinamikartományban pl. 0,6 digit alatt kívánjuk tartani? A jósági tényező szükséges pontossága a dinamikartomány és a felbontóképeség viszonyától függ. (10) felhasználásával

$$\frac{\partial d}{\partial Q_0} \approx -\frac{d}{Q_0}, \quad (52)$$

így  $d=0,1$  dB és  $D=60$  dB mellett

$$\frac{|\Delta Q_0|}{Q_0} \leq 0,6 \frac{d}{D} = 10^{-3}. \quad (53)$$

$Q_0$  elsősorban a rezonátor hőfokstabilitásától és a működési hőfoktartománytól, másodsorban pedig a rezonátor linearitásától és a működési feszültség tartománytól függ. Az (53). szerinti rendkívül szigorú követelménynek csak a legjobb mechanikai rezonátorok tudnak megfelelni. Bár a továbbiakban kizárólag a kvarcrezonátorok vizsgálatára szorítkozunk, meg kell említenünk, hogy más piezoelektromos anyagok (pl. lithium-niobat) [14], nagy stabilitású elektrosztrikciós kerámiák (pl. ólom-titanát-cirkonát) [15] és a hagyományos mechanikai rezonátorok (pl. acél-nikkel ötvözetek) [16] is alkalmasak lehetnek a feladat megoldására.

#### Kvarcrezonátorok

A kvarc kiváló tulajdonságokkal rendelkező piezoelektromos anyag [17, 18]. Jósági tényezője általában nagyobb mint  $3 \cdot 10^4$ , frekvenciastabilitása pedig jobb mint  $1 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ . Egyedül a kevésbé fontos rezonátorimpedancia szempontjából okoz nehézségeket

a kvarc viszonylag kis csatolási tényezője (kb. 0,1) és az ugyancsak meglehetősen kicsi dielektromos tényezője (kb. 4,6). Ebből a szempontból az előbb említett megoldások kedvezőbbek, de nem szabad megfeledkeznünk arról a fontos tényről sem, hogy frekvenciastabilizálás céljára a kvarckristályok széles körben elterjedtek, így velük kapcsolatban realizálási nehézségek általában nem merülnek fel, számtalan változatban és olcsón kaphatók.

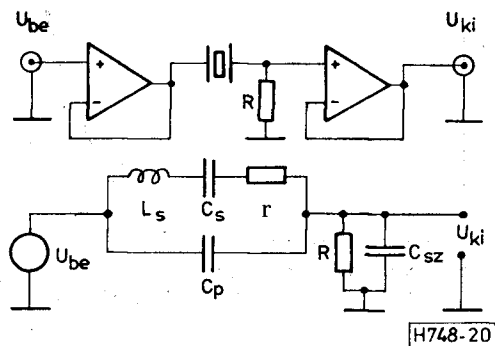
A rezonátor egy lehetséges kialakítása a 20. ábrán látható. A be- és kimeneti követő erősítők a kvarcrezonátort függetlenítik a lezáró impedanciáktól. A helyettesítő áramkörben  $r$  a mechanikai veszteségeket,  $C_s$  a kristály rugalmasságát,  $L_s$  pedig a tehetetlenségét modellezi.  $C_p$  egyrészt a kristály dielektromos eredetű (a rezgésmentesen befogott kristályon mérhető) kapacitásának, másrészt a befogásból származó szórt kapacitásnak az összege.  $R$  a rezonátor külső terhelése (beleértve a követő erősítő bemenő ellenállását is),  $C_{sz}$  pedig az erősítő bemeneti kapacitásának és az esetleges szórt kapacitásoknak az összege.

$C_p$  hatására a rezonanciafrekvencia felett, ahhoz nagyon közel egy átviteli zérus is megjelenik. A rezonátor tényleges átviteli függvénye  $\xi$ -vel paraméterezve a 21. ábrán látható.

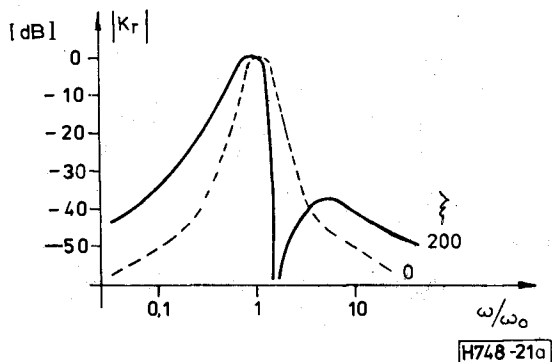
$$\xi = \frac{C_p + C_{sz}}{C_s} \quad (54)$$

A 21a ábra szerint az átviteli függvény változása a rezonanciafrekvenciától távol jelentős, de ez csak akkor zavaró, ha a rezonátort KF szűrőként is használjuk. A 21b ábra szerint viszont az átviteli függvény a rezonanciafrekvencia szűk környezetében gyakorlatilag nem változik. Végeredményben a pólus-hoz igen közel megjelenő zérus a lecsengés jellegét egyáltalán nem, nagyságát pedig csak elhanyagolható mértékben befolyásolja. A 20. ábrán látható rezonátor részletes analízise azt mutatja, hogy  $K_r(p)$ -nek még egy-egy további valós pólusa és zérusa is van, de ezek korábbi eredményeink szerint szintén nincsenek káros hatással a hasznos lecsengésre.

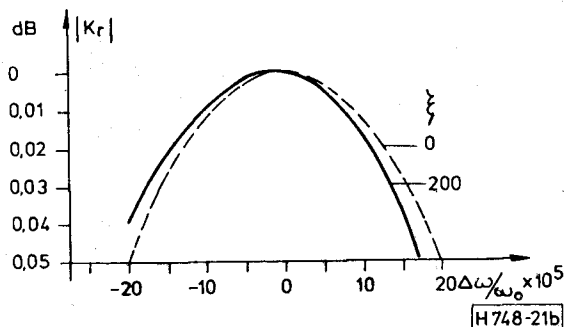
A  $C_p$  és  $C_{sz}$  kapacitások káros hatása nem az exponenciális lecsengés torzításában, hanem sokkal inkább a rezonátor jósági tényezőjének növelésében nyilvánul meg. Mivel  $C_p \gg C_s$ , a viszonylag nagy jósági tényező beállításához túl nagy  $R$  ellenállást kell választanunk, így azt  $C_p + C_{sz}$  jelentősen sőtölmi



20. ábra. A rezonátor és helyettesítő képe



21a ábra.

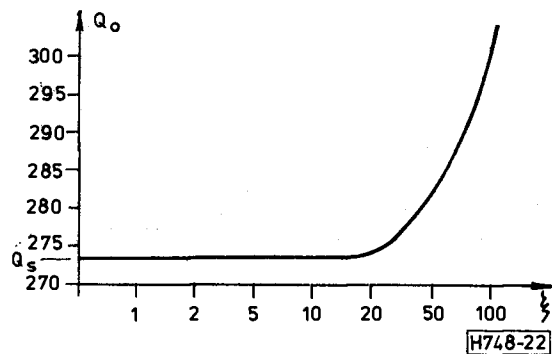


21b ábra. A rezonátor átviteli függvényének torzulása

fogja.  $C_p + C_{sz}$  csökkenti az  $R$  ellenálláson átfolyó, és így veszteségi teljesítményt keltő áramot, ezért a rezonátor tényleges jósági tényezője nagyobb lesz a beállított  $Q_s$  értékénél.

$$Q_s = \sqrt{\frac{L_s}{C_s}} \frac{1}{R+r} \quad (55)$$

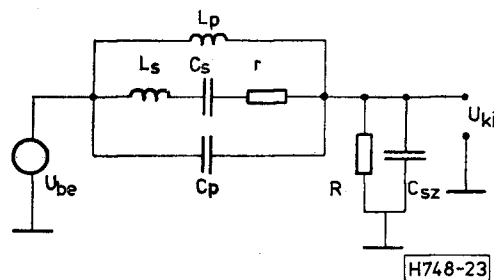
$Q_0$   $\xi$  függvényében a 22. ábrán látható. Kb.  $\xi = 20$  felett a rezonátor jósági tényezője rohamosan növekszik. Azzal a meglehetősen szokatlan helyzettel állunk szemben, hogy nem tudjuk egyszerűen elrontani a rezonátor jósági tényezőjét, de ez csak a kisebbik baj. A jósági tényező meredek függése  $\xi$ -től károsan befolyásolja a rezonátor stabilitását is.  $\xi < 20$  esetén  $Q_0$  és  $Q_s$  értéke és így stabilitása is közel azonos.  $Q_s$  stabilitását elsősorban  $r$  viselkedése ha-



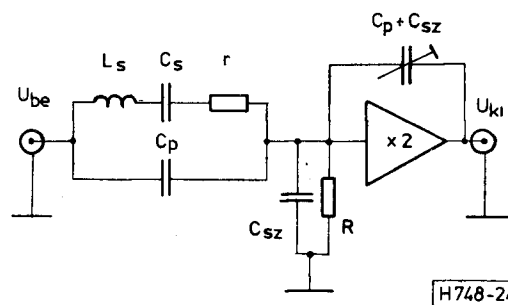
22. ábra. A rezonátor jósági tényezője függvényében

tározza meg,  $L_s$ ,  $C_s$  és  $R$  megfelelően hőfokfüggetlenek lehetnek. A kvarckristály saját vesztesége nagyon kicsi és viszonylag hőfokfüggetlen. A veszteségek nagyobbik része (és az esetleges nemlinearitás is) általában a metszés és a befogás tökéletlenségéből, a felület szennyezettségéből stb. származik. Megfelelő technológiával biztosítható, hogy a kvarckristály jósági tényezője néhány százalék pontosan állandó maradjon a teljes hőfok- és feszültségtartományban. A rezonátor szempontjából ez legalább két nagyságrenddel jobb stabilitást jelent, ugyanis a kristály saját jósági tényezője sokkal nagyobb a beállítandó értékénél. A jósági tényező állandóságára vonatkozó követelmények tehát viszonylag egyszerűen teljesíthetők, sőt túlteljesíthetők, ha a rezonátort egy miniatűr termosztátba szereljük.

A fentiek azonban csak akkor érvényesek, ha sikerül  $\xi$  értékét 20 alá csökkentenünk. Erre két egyszerű lehetőség is nyílik [9].  $C_p$ , ill.  $C_p + C_{sz}$  a rezonanciafrekvencia egy elegendően széles környezetében kihangolható egy  $L_p$  induktivitással (23. ábra). Az előbbi esetben  $L_p$ -vel a lecsengés maximális meredekségére, a második esetben pedig a rezonanciafrekvenciára szimmetrikus átvitelre kell hangolnunk.  $L_p$ -re sajnos meglehetősen nagy értékek adódnak, így annak szórt kapacitása jelentősen megnöveli  $C_p + C_{sz}$ -t. Az eredő hatás még így is pozitív lesz, bár jóval kisebb, mint az a számítások alapján várható volna.  $L_p$  véges jósági tényezője a rezonanciafrekvencia környezetében nem zavar különösebben, mivel a kristály soros veszteségi ellenállása legalább három nagyságrenddel kisebb az  $L_p C_p$  rezgőkör párhuzamos veszteségi ellenállásánál.  $C_p + C_{sz}$  kapacitív úton is kiegyenlíthető, mint az a 24. ábrán látható. A kétszeres erősítésű követő erősítő visszacsatoló kapacitása a bemenet felől nézve egy  $C_p + C_{sz}$  értékű negatív kapacitásnak látszik. A kiegyenlítés



23. ábra. A parazita kapacitások induktív kihangolása



24. ábra. A parazita kapacitások kapacitív kihangolása

ebben az esetben is csak egy viszonylag szűk frekvenciasávban lehet hatásos, mivel stabilitási okokból a kétszeres erősítésű követő erősítőt szelektíven kell kialakítanunk. Ez a megoldás a gyakorlatban is jól alkalmazható a  $C_p + C_{sz}$  kapacitás néhány százalékos kiegyenlítésére, így  $\xi$  az eredetileg szokásos kb. 200-as értékről a kívánatos határ alá csökkenthető.

Végeredményben megállapíthatjuk, hogy a rezonátorral szemben támasztott követelmények egyszerűen kielégíthetők a frekvenciastabilizálás céljára széles körben elterjedt kvarckristályok alkalmazásával. Bár a rezonátort terhelő  $R$  ellenállás általában kellemetlenül nagy (pl.  $C_p = 6$  pF,  $C_s = 40$  mF,  $L_s = 30$  H és  $r = 700$   $\Omega$  esetén  $R \cong 100$  k $\Omega$ ), és ez hátrányos a komparátor zajvédeltsége szempontjából, a korábban felvett specifikációk kényelmesen biztosíthatók.

#### Véggöveztetések

A fentiekben javaslatot tettünk egy jellegénél fogva digitális, logaritmikus mérési karakterisztikájú, széles dinamikatartományú és szelektív szintmérési eljárásra. Bár az alkalmazott fizikai jelenség közismert, szintmérési célra tudomásunk szerint még nem alkalmazták. A javasolt mérési eljárás részletes vizsgálata alapján megállapíthatjuk, hogy az megfelelően érzéketlen, vagy azzá tehető elemeinek az ideálistól való eltérésére, azaz kiválóan alkalmas gyakorlati megvalósításra is. Egyszerű elemekkel is egy igen szigorú követelményeknek eleget tevő mérőkör valósítható meg. Becsléseink szerint 0,1 dB-es felbontóképesség esetén 60–70 dB-es dinamikatartomány érhető el  $\pm 1$  digit  $\pm 0,1$  dB mérési hiba mellett. Bár egy ténylegesen megvalósított mérőkör pontos specifikációi még nem állnak rendelkezésünkre, az eddig végzett kísérletek mindenben igazolták a fenti analízis eredményeit, és már az első megvalósított modell 50 dB-nél nagyobb dinamikatartományban teljesítette a felbontóképességre és a mérési hibára vonatkozó említett követelményeket [9].

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

- [1] Duke, E. J.: RC logarithmic analog-to-digital (LAD) conversion. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement 20(1) (1971) 74–76
- [2] Cantarano, S.—Pallottino, G. V.: Logarithmic analog-to-digital converters: a survey. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement 22(3) (1973) 201–213
- [3] Kreeger, R.: AC-to-DC converters for low-level input signals. EDN 18(7) (1973) 60–62
- [4] Lloyd, A.: Ideal rectifier uses equal-value resistors. Electronic Design 15(13) (1967) 96–97
- [5] Harzetta, L.: Design features of a precision ac-dc converter. Journal of Research of the National Bureau of Standards C. Engineering and Instrumentation 73(3) (1969) 47–55
- [6] Analog-Digital Conversion Handbook, Analog Devices (szerkesztette Sheingold, D. H.) 1976 34–37
- [7] Nonlinear Circuits Handbook, Analog Devices (szerkesztette Sheingold, D. H.) 1976 97–104
- [8] Lásd pl. az USH 1 típusú szintmérőt, Measuring Instruments, Rohde and Schwarz, München 1975/76 114–115
- [9] B. Nagy P.: Tranziens elven történő ultrahangszintmérés. Egyetemi doktori értekezés 1979
- [10] Lásd pl. a PM–4 típusú szintmérőt, Elektronische Präzisionsmessgeräte Wandel und Goltermann (1977) 125–130
- [11] B. Nagy P.: Transzformált szűrők ekvivalens zajsáv szélessége. Híradástechnika 31(1) (1980) 25–27
- [12] B. Nagy P.: Koncentrált paraméterű szűrők ekvivalens zajsáv szélességének meghatározása kifejtési tétellel. Híradástechnika 31(3) (1980) 91–94
- [13] Ambrózy A.: Elektronikus zajok. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1972
- [14] Warner, A. W.: New piezoelectric materials. Proceedings of the Annual Frequency Control Symposia 19 (1965) 5–21
- [15] Schuessler, H. H.: Ceramic filters and resonators. IEEE Transaction on Sonics and Ultrasonics 21(4) (1974) 257–268
- [16] Johnson, R. A. és Guenther, A. E.: Mechanical filters and resonators. IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics 21(4) (1974) 244–256
- [17] Heising, R. A.: Quartz crystals for electrical circuits. Van Nostrand, New York 1946
- [18] Hafner, E.: Crystal resonators. IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics 21(4) (1974) 220–237

**Lapunk példányonként megvásárolható**

**V., Váci utca 10.**

**V., Bajcsy-Zsilinszky út 76. szám alatti  
hírlapboltokban**