

Vezetékes optikai átvitel rendszerparamétereinek közti összefüggések*

ÁRIK TIVADAR
Távközlési Kutató Intézet

1. Bevezetés

Napjaink egyik izgalmas és még megválaszolatlan kérdése a fénynek információhordozóként való felhasználása a vezetékes átvitelben. A témával kapcsolatban számos tanulmány látott már napvilágot. E cikk alapvető célja a főbb rendszerparaméterek közti összefüggések feltárása, segítséget nyújtva ezzel az optimális működési feltételek beállításához. A vizsgálat alapjául az irodalomban többnyire elfogadott véletlenszorzós fotodetekció modellje szolgált [1, 3]. A megoldáshoz vezető út felvázolása nélkül vegyük sorra a legfontosabb eredményeket. A jelölések jobb megértése végett rajzoljuk fel a teljes vevőáramkört (1. ábra).

2. A vevőáramkör

A jelölések magyarázata:

- $p(t)$ — beeső véletlen optikai teljesítmény,
- $i_d(t)$ — a dióda teljes fotoárama,
- C_d — zárórétg-kapacitás,
- R_e — előfeszítő ellenállás,
- i_{Re} — előfeszítő ellenállás ekvivalens zajgenerátora,
- R_{be}, C_{be} — a műveleti erősítő bemeneti impedancia-elemei,
- i_z, U_z — ekvivalens bemeneti zajgenerátorok,
- $h_{be}(t)$ — az erősítő bemenő áramkörének súlyfüggvénye,
- $h_{eq}(t)$ — a kiegyenlítő súlyfüggvénye,
- $v(t)$ — a döntési pontba jutó kimeneti feszültség időfüggvénye.

3. A termikus zaj

A vevő döntési pontjába jutó eredő termikus zaj végső alakja:

$$\overline{n_t^2} = \frac{S_e}{2\pi} R^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{H(\omega)}{H_p(\omega)} \right|^2 d\omega + \frac{S_1}{2\pi} R^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{H(\omega)}{H_p(\omega)} \right|^2 d\omega + \frac{S_u}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{H(\omega)}{H_p(\omega)} \right|^2 d\omega + \frac{S_u}{2\pi} (RC)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{H(\omega)}{H_p(\omega)} \right|^2 \omega^2 d\omega,$$

ahol S_e , S_1 [A²/Hz] és S_u [V²/Hz] az ekvivalens zajforrások spektrális jellemzői — valamennyit frekvenciafüggetlennek tekintjük —, valamint

$$H_p(\omega) = \mathcal{F}\{h_p(t)\}, \quad H_{eq}(\omega) = \mathcal{F}\{h_{eq}(t)\},$$

$$H(\omega) = H_p(\omega) \cdot H_{be}(\omega) \cdot H_{eq}(\omega)$$

rendre a súlyfüggvények Fourier-transzformáltjai. R és C az eredő impedanciaelemek:

$$R = R_e \times R_{be}, \quad C = C_d + C_{be}$$

$h_p(t)$ — a bemenő impulzus jelalakja, az adóelem és a szál együttesen határozzák meg:

$$h_p(t) = h_a(t) * h_s(t),$$

$h_e(t)$ — az adóimpulzus jelalakja,
 $h_s(t)$ — a szál alapsávi átvitelének súlyfüggvénye.

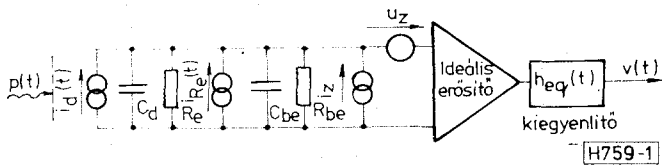
4. A sörétzaj

A sörétzaj meghatározása számottevően bonyolultabb, levezetését mellőzzük [1, 3].

A sörétzajra kapott kifejezés

$$\overline{n_s^2}(t) = g^2 q^2 R^2 \frac{\eta}{h\nu} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\sum_k a_k \cdot e^{-j\omega_k T} \cdot H_p(\omega) + \lambda_0 \right] \left[\frac{H(\omega)}{H_p(\omega)} * \frac{H(\omega)}{H_p(\omega)} \right] d\omega.$$

* A TKI Ifjúsági Konferencián (1980. XI. 17.) elhangzott előadás alapján.



1. ábra. A vevőáramkör

ahol:

- q — egy elektron töltése,
- $\hbar\nu$ — egy foton energiája,
- η — a kvantumhatásfok,
- a_k — a k -edik elemi jel energiája,
- g — véletlen szorzó a lavinaszorzási

effektust modellezi. Számításaink során elég átlagát (\bar{g}), ill. négyzetes átlagát ($\overline{g^2}$) figyelembe venni.

λ_0 — a sötét-áram hatására keletkező primer lyukelektron párok gyakorisága, a gyakorlati esetek többségében elhanyagolható.

Szembevetendő, hogy a zaj függ a vett jelsorozat energiájától (a_k) és az időtől. Ez az optikai átvitelre jellemző.

5. A kimeneti feszültség

A detektor kimenetén a feszültség átlagértéke

$$\bar{v}(t) = gqR \left[\frac{\eta}{\hbar\nu} \sum_k a_k h_p(t - KT) + \lambda_0 \right] * h_{be}(t) * h_{eq}(t) \cong gqR \frac{\eta}{\hbar\nu} a_0 f_0,$$

ahol f_0 a bitfrekvencia.

6. Worst-case zaj

A sörétzaj pontos meghatározásához $p(t)$ -t is véletlen adatjelnek kellene tekintenünk. Ekkor viszont modellünk igen nehezen kezelhetővé válna, ezért worst-case esetet számolunk. Ez a következőket jelenti.

Vizsgáljuk a rendszert a $t=0$ időpillanatban. Érkezzen ekkor a_0 , a sorozat többi elemének pedig a legrosszabb kombinációját vesszük, azaz legyen $a_k = a_{Mx}$, ahol $a_{Mx} = \max(a_k)$ mindenütt, ha $k \neq 0$. Ezek után a termikus összetevőt is tartalmazó worst-case zaj:

$$\begin{aligned} \overline{n_w^2} = & \overline{g^2} q^2 R^2 \frac{\eta}{\hbar\nu} \frac{1}{2\pi} \left\{ a_0 \int_{-\infty}^{\infty} H_p(\omega) \cdot \left[\frac{H(\omega)}{H_p(\omega)} * \frac{H(\omega)}{H_p(\omega)} \right] d\omega + \right. \\ & + a_{Mx} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\sum_{k \neq 0} e^{-j\omega k T} \right] H_p(\omega) \left[\frac{H(\omega)}{H_p(\omega)} * \frac{H(\omega)}{H_p(\omega)} \right] d\omega \left. + \right. \\ & + \left. \left\{ S_e + S_1 + \frac{S_u}{R^2} \right\} \frac{R^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{H(\omega)}{H_p(\omega)} \right|^2 d\omega + \right. \end{aligned}$$

$$+ S_u \frac{(RC)^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{H(\omega)}{H_p(\omega)} \right|^2 \omega^2 d\omega.$$

Bináris átvitelt feltételezve $a_k = 0$ vagy $a_k = a_{Mx}$ minden k -ra. Feladatunk a döntési pontba érkező zajos jelet egy D döntési küszöbvel összehasonlítva dönteni, hogy a bejövő jel maximális, ill. minimális értéket képviselt-e.

Az analízist Personick nyomán végezzük el [1]. A hibavalószínűség és egy Q segédváltozó közti függvénykapcsolat is itt található. Számunkra eredményként a következő lényeges összefüggés mondható:

$$\overline{n_w} |_{a_0 = a_{Mx}} + \overline{n_u} |_{a_0 = 0} = gqR \frac{\eta}{\hbar\nu} f_0 a_{Mx} / Q.$$

7. Minimális vett teljesítmény

Adott hibaarány biztosításához szükséges, hogy a vett teljesítmény egy minimális értéknél nagyobb legyen. Meghatározása az előbbi egyenlet megoldásával történik.

Keressük azon optimális lavinaerősítést ($\overline{g_{opt}}$ -ot), amelynél a legkedvezőbb vételi viszonyokat nyerjük. A szélsőérték meghatározásánál figyelembe vesszük a detektorok többségénél fennálló összefüggést, miszerint $\overline{g^2} = \overline{g}^{2+x}$. Szilíciumnál $x \cong 0,5$, mi ezzel számolunk (ha \overline{g} közeledik az egységhez, ez a közelítés nem helytálló).

Ha a gyököt visszahelyettesítjük, eredményünk a következő alakra hozható:

$$P_{av \min} = Q^{5/3} \cdot \frac{\hbar\nu}{\eta} \cdot f_0^3 \cdot \left(\frac{n_t}{qR} \right)^{1/3} \cdot F(\sigma),$$

ahol $F(a)$ egy, az adóelem kitöltési tényezőjétől és a szál diszperziójától bonyolult módon függő dimenziótlan mennyiség.

8. Az elérhető ismétlőtávolság

Az ismétlőtávolság mint rendszerjellemző számításakor a következő eszközparamétereket vesszük még figyelembe a korábban tárgyaltakon kívül:

- α [dB/km] — a szál kilométerikus csillapítása,
- P_{AMx} [W] — az adó által leadható maximális pillanatnyi teljesítmény,
- t_A [s] — az adóimpulzus szélessége és
- K — a kötések és csatlakozások együttes vesztesége.

A feladat kiszámítani, mekkora ismétlőtávolság engedhető meg, hogy adott adó- és szálparaméterek esetén a vétel helyén a 7. pontban számított minimális vett teljesítmény biztosított legyen.

Négyszög alakú adóimpulzust feltételezve egy elemi jel által képviselt energia: $E = P_{AMx} \cdot t_A$. Ez egy periódusidőre nézve a vétel helyén $P = \frac{E}{T} = P_{AMx} \frac{t_A}{T} K$.

$\cdot 10^{-\frac{\alpha l}{10}}$ átlagos teljesítménynek felel meg. Tehát a

megoldandó egyenlet:

$$P_{av\min} = P_{AMx} \cdot K \cdot 10^{-\frac{\alpha l}{10}} \cdot \frac{t_A}{T}$$

Innen az ismétlőtávolság: l [km]

$l = \frac{1}{\alpha} 10 \cdot \log \left(K \cdot \frac{P_{AMx} \cdot \gamma}{P_{av\min}} \right)$, ahol $\gamma = t_A/T$ az adóelem kitöltési tényezője.

9. A szál diszperziójának modellezése

Két alapsávi átvitelre végeztünk vizsgálatokat:

a) gaussi átvitelre:

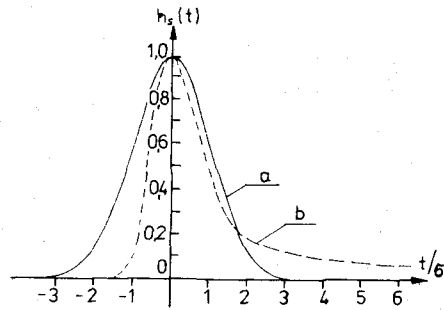
$$h_s(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t}{\sigma} \right)^2 \right],$$

$$H_s(\omega) = \exp \left[-\frac{1}{2} (\omega\sigma)^2 \right]$$

(a — vonali diszperzió), valamint
b) az irodalomban megadott tipikus szál súlyfüggvényére [2, 3]. Az idő- és frekvenciatartománybeli jellemzők a 2. és a 3. ábrán láthatók.

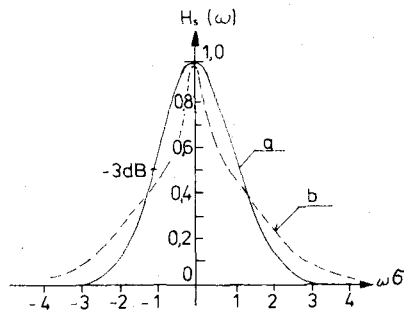
10. A számítógépes analízis eredményei

Nézzük meg különböző bitfrekvenciákon a főbb működési paraméterek változásait mindkét függvényre. A használt változók számszerű értékei: $Q=6,0$ ($P_h=10^{-9}$), $\eta=0,75$, $P_{AMx}=-30$ dB, $R=500$ k Ω , $C=10$



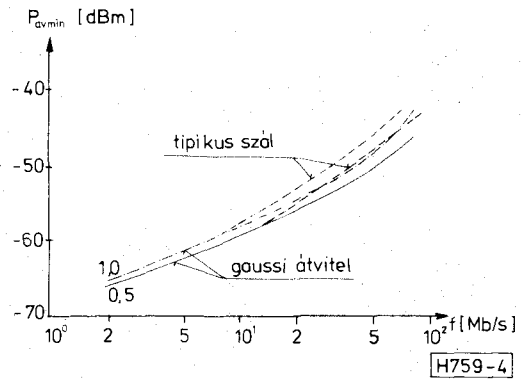
H759-2

2. ábra. A szál alapsávi átvitelének súlyfüggvénye: a) gaussi átvitelű, b) tipikus szálra



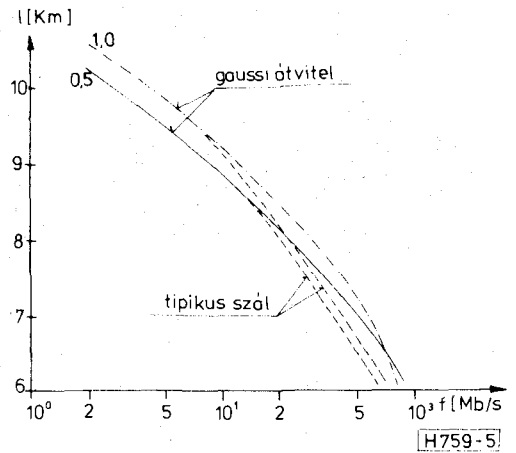
H759-3

3. ábra. Az alapsávi átvitel Fourier-transzformáltja



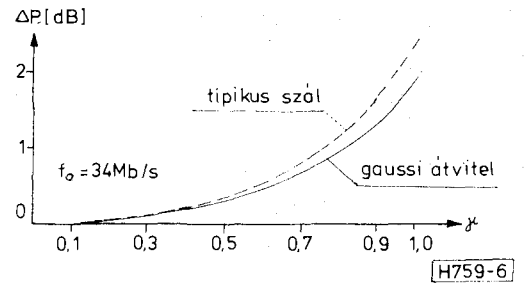
H759-4

4. ábra. A minimális vett teljesítmény frekvenciafüggése (paraméter: γ)



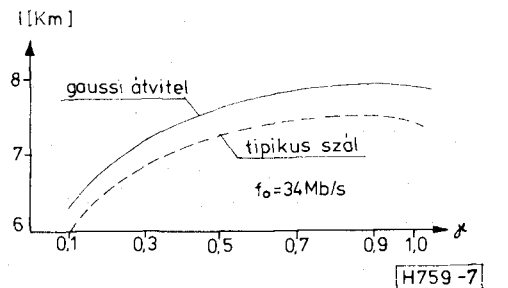
H759-5

5. ábra. Az elérhető ismétlőtávolság



H759-6

6. ábra. A szükséges teljesítménytöbblet különböző kitöltési tényezők mellett



H759-7

7. ábra. Az ismétlőtávolság alakulása különböző kitöltési tényezőknel

pF, $K = -12$ dB, $\Theta = 300$ °K, $\alpha = 5$ dB/km, $r_d = 200$ Ω , $\sigma = 23,54$ ns ($\omega_{3dB} = 50$ MHz).

A vett teljesítmény frekvenciafüggése két adókitöltési tényezővel a 4. ábrán látható. Az elérhető ismétlőtávolság mint legfontosabb rendszerparaméter viselkedését az 5. ábra mutatja. Az adóelem kitöltési tényezőjének hatása az előbbi jellemzőkre a 6. és a 7. ábrán követhető. A vizsgálat frekvenciája itt 34 Mb/s volt. És végül az impedanciaelemek okozta változások a 8–10. ábrákon láthatók.

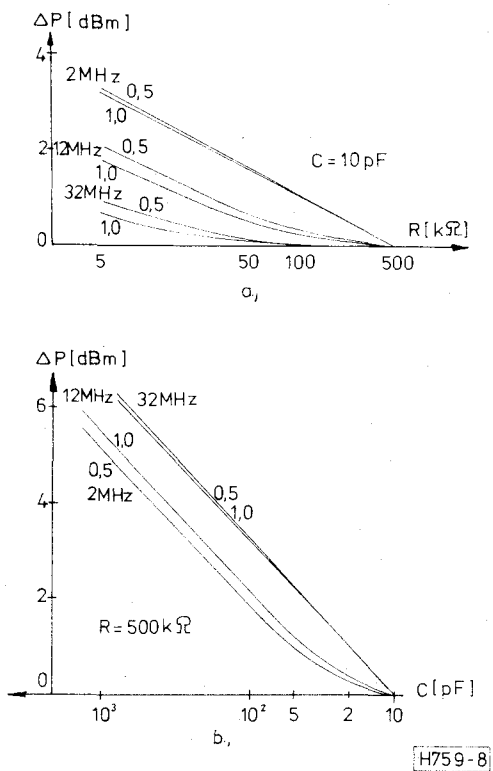
11. Összefoglalás

A zaj jelalaktól való függése nagyobb körületekintést igényel optikai átviteli rendszerek tervezésénél. Röviden foglaljuk össze eredményeinket.

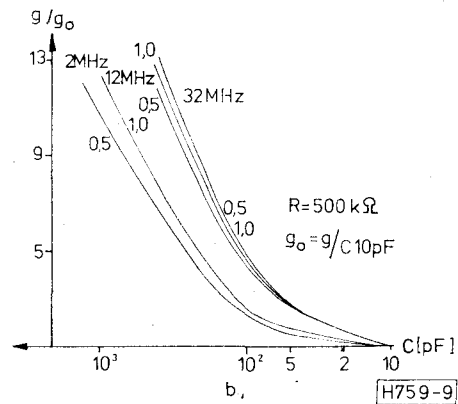
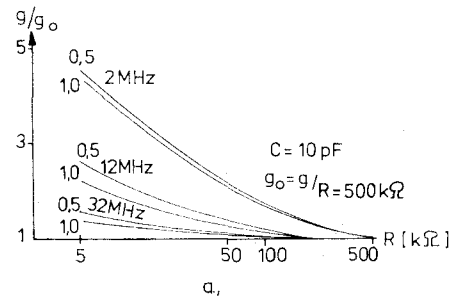
1. Kis bitsebességeknél, míg a bitfrekvencia jóval kisebb ($\cong 1/5$) a vonali diszperzióból adódó sávszélességnél, esetünkben kb. 10 Mb/s-ig, a könnyebben kezelhető gaussi modell is pontosan leírja a jelenségeket.

2. A minimális vett teljesítmény kifejezéséből — 7. pont — közvetlenül látszik, hogy Si detektor esetén abban az n_i termikus zaj $1/3$, tehát kis kitevőjű hatványával szerepel. Ez a gyakorlatban annyit jelent, hogy nem célszerű nagy ráfordítások árán a termikus zaj bizonyos határon túli csökkentése.

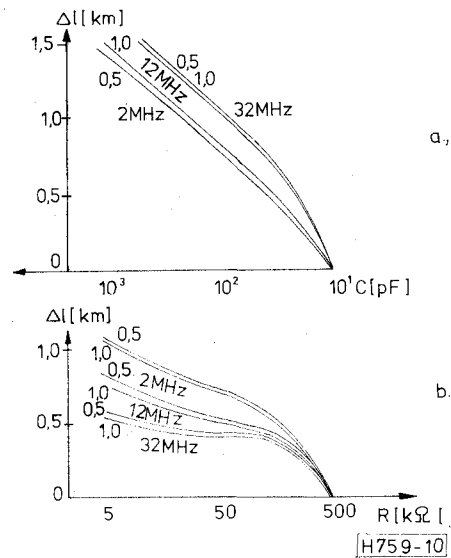
3. Az impedanciaelemek okozta változásokat tekintve világosan kitűnik, hogy — főleg nagyobb bitsebességeknél — a járulékos teljesítménynövekedésért és az ismétlőtávolság csökkenéséért a kapa-



8. ábra. A szükséges többleteljesítmény függése a) az eredő ellenállástól, b) az eredő kapacitástól



9. ábra. Az optimális lavinaerősítés relatív megváltozása a) különböző ellenállásértékeknél, b) különböző kapacitásértékek hatására



10. ábra. Az ismétlőtávolság relatív csökkenése a) az eredő ellenállás, b) az eredő kapacitás függvényében

citás változása a felelős. Kisebb frekvenciákon azonban már az eredő ellenállás hatása is nagyobb mértékben jelentkezik. Általánosságban elmondható, hogy az ésszerűség határára belül az eredő ellenállás növelése és az eredő kapacitás csökkentése kívánatos.

4. Az adóelem kitöltési tényezőjének növekedésével — az áthallás fokozatosan nő — a vétel helyén

az adott hibaarány biztosításához nagyobb teljesítmény szükséges. Másik oldalról viszont nő a leadott átlagteljesítmény is. E két, hatásában ellentétes folyamat eredményeképpen az elérhető ismétlőtávolságnak szélsőértéke — maximuma — jön létre, mégpedig a jelenlegi paraméter-értékeknél közel 90%-os kitöltési tényező mellett (l. 7. ábra). Ez a tény önmagában a felhasználhatóság szempontjából érdektelen a vonali kódolással szemben támasztott követelménye miatt. Sokkal lényegesebb ennél, hogy az 50%-os (RZ) és a 100%-os (NRZ) kódolású jelfolyamok számára az optimálishoz közeli ismétlőtávolság biztosítható.

Végül ez úton szeretnék köszönetet mondani Megyesi Csabának a cikk megírása folyamán nyújtott értékes tanácsaiért.

I R O D A L O M

- [1] *S. D. Personick*: Receiver Design for Digital Fibre Optic Transmission Systems I—II. *Bell S. T. J.* Vol. 52, No. 6, July—August, 1973 pp. 843—882
- [2] *R. Dogliotti—A. Guardincerri—A. Luvison*: Baseband Equalisation in Fibre Optic Digital Transmission. *Opt. and Quant. El.* 8(1976) pp. 343—353
- [3] *R. Dogliotti—A. Luvison—G. Pirani*: Error Probability in Optical Fibre Transm. Systems. *IEEE Trans. on Inf. Theory*, March 1979, vol. IT—25, No. 2, pp. 170—179