

Hírközlés fényvezető kábeleken

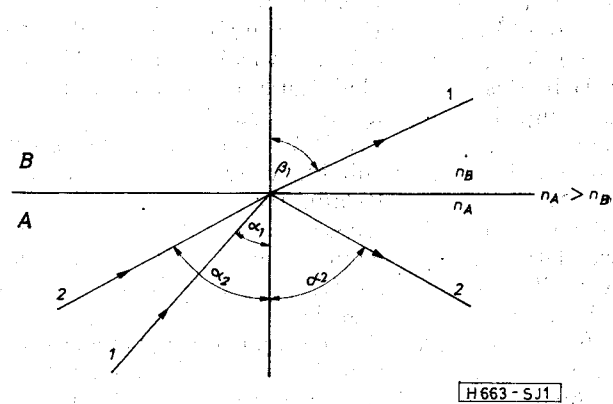
ETO 621.391.63:681.7.068.3

A fényt hírközlés céljára mindig felhasználtuk. A felhasználás módja a technika általános szintje által nyújtott lehetőségektől függött: a pusztá tűz, a máglyák még csak irányfényként vagy valami egyszerűbb értelmű jelzésre szolgálhattak; a fáklyák feltalálása formajelek adását tette lehetővé, a tükörrel készített heliteleográfokon pedig már az egész ABC közölhető volt. Napjaink technikájának vívmánya a fénynek fényvezető szálakon való továbbítása.

Az alkalmazott jelenség a totálreflexió. A geometriai optikából ismeretes, hogy, ha a fénysugár két különböző minőségű átlátszó anyag határán a közös felületre nem merőleges szögben átlép, útja törést szenved. Ha a beesés szöge változik, változik a kilépésé is, és pedig olyan módon, hogy a vizsgált fénysugárnak a felület két oldalán az átlépési pont normálisához mért szögei szinuszaik aránya állandó (Snellius—Descartes) törvény. Ezt az arányt a két anyag relatív törésmutatójának (n) nevezzük. Így, ha a nagyobb törésmutatójú anyagból a kisebb törésmutatójába lép át a fény, a kilépési szögnek nagyobbak kell lenni egészen addig, míg a szögek növelése folyamán a kilépő fénysugár hozzá nem simul a közös felület érintőjéhez, majd a belépési szög további növelése után a fénysugár erről a felületről a tükrökre érvényes reflexió törvényei szerint veszteségmentesen visszaverődik, amit éppen ezért totálreflexiónak nevezünk.

Az 1. ábrán az A jelű közeg törésmutatója legyen nagyobb, mint a B -vel jelzetté, vagyis $n_A > n_B$. Az 1 jelű fénysugár iránya az A közegből a B -be átlépve az előbbieket szerint tárgyalt módon megtörik, a szögek növelése után pedig visszaverődik a 2-vel jelölt sugár útja szerint.

Amennyiben az A anyag párhuzamos oldalú lemez és mindkét oldalát B határolja, úgy az utóbbi fénysugár az említettek miatt cikcakkos úton fog az A lemezben haladni, míg csak a véglapon ki nem lép (2. ábra). Ha pedig az A anyag hengernek vagy



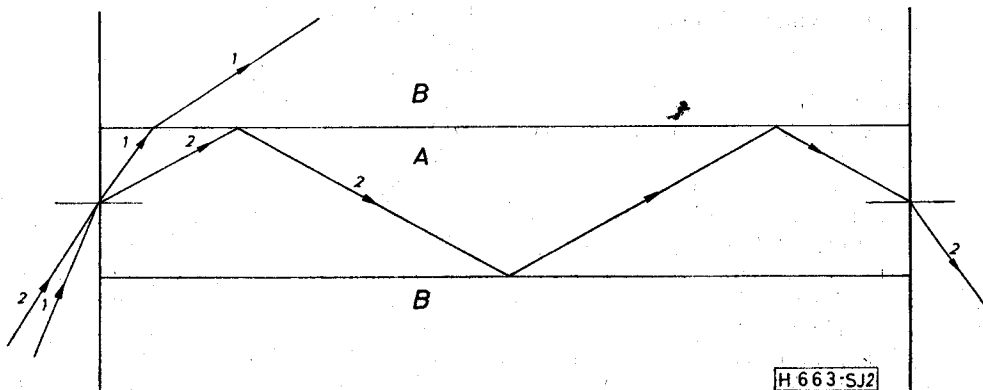
1. ábra. A Snellius—Descartes-törvény

éppen vékony szálnak van kiképezve, melyet B anyagból való köpeny vesz körül, úgy a fénysugár abban mint egy vezetékben halad tovább, és annak enyhébb görbületeit is követi. Amennyiben az anyag jó fényáteresztő képességű, úgy segítségével a fényt eléggé messze és a környezettől elhatárolva lehet elvezetni, illetőleg segítségével fényjeleket lehet küldeni. Ezek a jelek lehetnek közönséges értelemben vett egyszerű jelzések, de lehetnek például hangnak valamilyen módon fényjelekké alakított formái.

Fényinformáció létrehozására, fény modulálására és demodulására bizonyos eszközök már régebben is álltak rendelkezésre, ilyen a hangosfilm-technikában a felvételnél a Kerr-cella, a visszajátszásnál pedig a fotocella.

A fényvezetékes rendszer létrehozására a fő akadályt a megfelelő optikai és mechanikai tulajdonságú fényvezető anyag jelentette. Gondoljuk csak meg, hogy még jó minőségű üveg esetén is mintegy 10 cm vastagság esetén már észre tudjuk venni, hogy a látott kép szürkébb, mintha azt csak levegőn át néznénk. Mivel pedig az emberi szem különbségi küszöbe 10% körül van, az 1 dB csillapítást jelenthet, vagyis kilométerenként több ezer dB-t. Néhány

Beérkezett: 1979. II. 26.



2. ábra. A totálreflexiót szenvedő sugár tovahaladása párhuzamos síkokkal határolt közegben

10 m ezekből az üvegekből gyakorlatilag már minden fényt elnyelne.

Nem is volt szükség a jelen célhoz alkalmas, különlegesen jó transzparenciájú üvegekre, mert még a bonyolultabb optikai eszközeinkben is csak 10 cm körüli utat tesz meg a fény az üvegben, és az abszorpciónál lényegesen nagyobb veszteséget okoznak az üveg-levegő felületek reflexiói.

A döntő lépés a módszer irányában a célnak megfelelő üveg kifejlesztésével történt meg. 1966-ban a Brit Posta és a Bell Laboratórium az amerikai Corning Glass Works-nél olyan üveg kifejlesztését rendelte meg, melynek átlátszósága az 1000 m tagságnál még legalább 1%, vagyis a csillapítás nem nagyobb, mint 20 dB/km. Ilyen fajlagos csillapítás látszott csak reális lehetőséget nyújtani az új rendszer létrehozására, melynek többi tagja már valamilyen elfogadható fejlettségű szinten volt, vagy ennek elérése már bizonyosnak látszott.

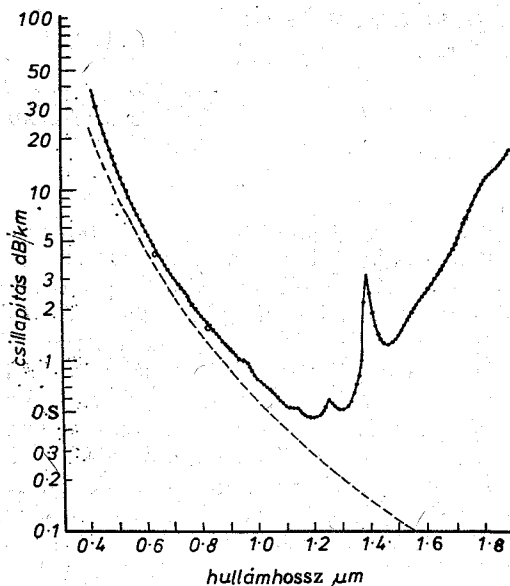
Ezt a kitűzött célt a corningi üvegyár 1970-ben elérte, de a fejlődés nem állt meg, hanem a világ legkülönbözőbb részein egymással versenyezve igyekeznek az érintett vállalatok ezt túlszárnyalni. A megjelent közlemények szerint a jelenleg alkalmazott kvarcalapanyagú anyagok elméletinek látszó határát, mely valamennyivel 0,5 dB/km alatt van, laboratóriumi szinten már számos helyen elérték, és van olyan gyár is, mely ezt már a jövőbeni gyártási programjába felvette. Napjainkban a kereskedelmi forgalomban elérhető jó minőségű fényvezetők csillapítása 5 dB/km alatt van. Ennek értékelésére megemlítendő, hogy nagyvárosok levegőjének fénycsillapítása viszonylag tiszta időben mintegy 10 dB/km-nek vehető.

A fényvezető szálakon továbbítandó fényjelek adói és vevői, bár számos más, velük szemben támasztott követelménynek is eleget tesznek, meglehetősen nem lineáris jellegűek, így a fény amplitúdó-modulációja nagyobb kívánalmak esetén meglehetősen komplikált kapcsolást igényelne, melyek tömeggyártásra a jelen fejlettségi fokon nem alkalmasak. A rendelkezésre álló fényadó és -vevő eszközök ezzel szemben kielégítően megfelelnek fényimpulzusok adására és vételére: így elsősorban valamilyen impulzusmodulációs módszer jöhet számításba a fényátviteli rendszereknél. Ezért a szálak tulajdonságait is az impulzusok átvitele szempontjából kell elsősorban vizsgálni.

1. A fényvezető közeggel szemben támasztott követelmények

Az egyik követelmény, amire az előbbieken már utaltunk, a szál átlátszósága. Az elterjedten alkalmazott kvarcalapanyagot erre a célra rendkívül nagy tisztaságban kell előállítani, szigorúbb tisztasági követelmények állanak fenn, mint amilyeneket a fényvezető gyártásnál találunk, 10^{-8} aránynál nagyobb káros szennyezést nem engednek meg.

A kvarc fényátbocsátási csillapításának egyik forrása az ultraviola és a még rövidebb hullámhosszú tartományban a belső finom struktúrájú anyagi egyenlőtlenségekből származó szórás, az ún. Rayleigh-féle szórás (Rayleigh-scattering). Ez a hullám-



H 663-SJ 3

3. ábra. Kvarc alapú fényvezető szál jellegzetes csillapítása a fényhullámhossz függvényében

hossz 4. hatványával fordítottan arányos törvényszerűséget mutat. Ehhez jön még az elektronok átlépéséből és a SiO_2 molekulák rezgésének gerjesztéséből származó csillapítás, továbbá különféle szennyeződések hatása, így elsősorban az ún. középnéhez fémek oxidjaié, mint nikkel, króm, kobalt, vas, réz stb. Hatásuk ugyanaz, mint a drágakövek színezésénél, de jelen esetben nem kívánatosak.

Az 1 mikronnál nagyobb hullámhosszaknál a Si-O kötés rezonanciájából származó csillapítás hatása kezd érvényesülni a hullámhosszal egyenesen arányosan. Az infravörös tartományban első helyen az alapanyag molekulájának saját rezgéséből származó intrinszc abszorpció szerepel (3. ábra).

Az előzőekben felsorolt elemek a legközönségesebb szerkezeti anyagainkat képezik, távoltartásuk elég nehéz. Így megemlíthetjük, hogy még az anyag olvasztásánál alkalmazott platinatégelyek anyagának tisztasága is igen nagy mértékben tudja befolyásolni az átlátszóságot. Az említett fémeken kívül különösen veszélyes az OH gyök jelenléte. Ennek alaprengésszáma 2,73 mikron hullámhossznak felel meg, de felharmonikusai is jelentkeznek, és pedig abban a tartományban, ahol egyébként kedvező csillapításértékek érhetők el. Az anyag olvasztására felhasznált lángból is bejuthat a fényvezető szálba, így lényeges csillapításkülönbséget jelent, hogy azt gáz vagy pl. villamos fűtés felhasználásával készítették. Az elméletileg kimutatott csillapításminimum 0,475 dB/km az 1,2 mikron körüli hullámhossznál.

A teljesség kedvéért meg kell említeni azoknak a vizsgálatoknak az eredményeit, melyek szerint a szál átlátszóságára a radioaktív sugárzás nagy hatással lehet. Egy nagyobb dózis az anyag belső szerkezetét oly módon változtatja meg, méghozzá maradandóan, hogy annak fajlagos csillapítása több ezer dB-lel megnő.

A szál csillapításgörbéjének lefutását lényegesen befolyásolják még a törésmutató kialakítására felhasznált anyagok optikai tulajdonságai.

Megjegyzendő még, hogy bár lényegesen kisebb csillapítású anyagokat is ismerünk, mint pl. a thallium-bromjodid, melynek csillapítása a 4–5 mikron hullámhosszaknál 0,01 dB/km, a kvarcnak egyéb kedvező tulajdonságait, mint amilyen a stabilitás és a nagy mechanikai szilárdság, nem nélkülözhetjük.

2. A totálreflexió

A vezetett fénynek a vezetékben való útja nem teljesen párhuzamos. Már a belépő fénynyalábnak is különböző irányú összetevői vannak, és az eredetileg párhuzamos sugarak az anyag egyenlőtlenége következtében eltérő irányúak lesznek.

Vizsgáljuk a szál véglapjának C középpontjában belépő fénysugarat (4. ábra). Ez a szál magjának palástját az A pontban fogja metszeni. Ebben a pontban definíció szerint a következő egyenletet írhatjuk fel:

$$\sin \theta' n_1 = \sin \theta'' n_2 \quad (1)$$

$$\sin \theta' = \sin \theta'' \frac{n_2}{n_1} \quad (2)$$

$$\sin^2 \theta' = \sin^2 \theta'' \frac{n_2^2}{n_1^2} \quad (3)$$

Ugyanekkor a C belépési pontban

$$\sin \theta n_{\text{levegő}} = \sin (90^\circ - \theta') n_1 = \cos \theta' n_1 \quad (4)$$

$$n_{\text{levegő}} = 1 \quad (5)$$

$$\text{így} \quad \sin \theta = \cos \theta' \cdot n_1 \quad (6)$$

$$\sin^2 \theta = \cos^2 \theta' \cdot n_1^2 = (1 - \sin^2 \theta') n_1^2 \quad (7)$$

Az előző egyenletet $\sin^2 \theta'$ helyére írva

$$\sin^2 \theta = \left(1 - \sin^2 \theta'' \cdot \frac{n_2^2}{n_1^2} \right) n_1^2 = (n_1^2 - \sin^2 \theta'' \cdot n_2^2) \quad (8)$$

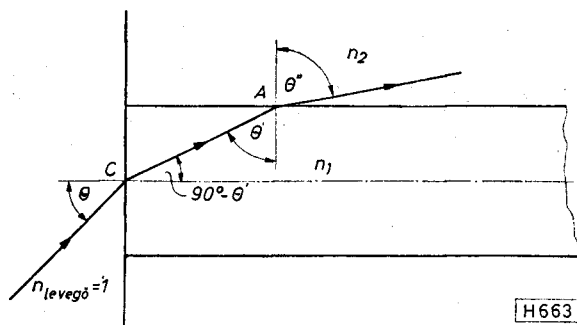
Abban a határesetben, amikor ez a fénysugar éppen nem lép ki a szál magját képező n_1 törésmutatójú közegből, θ'' a 90° -ot éri el, és így $\sin \theta'' = 1$ lesz, az egyenlet pedig

$$\sin^2 \theta = (n_1^2 - n_2^2), \quad (9)$$

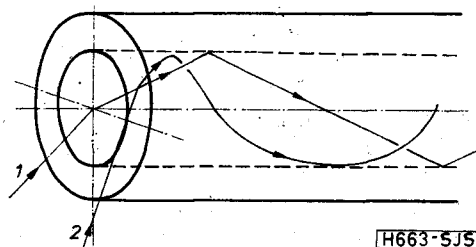
illetőleg

$$\sin \theta = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \text{NA}. \quad (10)$$

Ezt a mennyiséget a szál „numerikus apertúrájának” nevezzük; ez annak a szögnek a szinusza; mely szögnél kisebb szögben belépő fénysugarak a szálban, a totális reflexió folytán még tovább tudnak haladni, a nagyobb szögben belépők pedig a mag palástján kilépnek. Hangsúlyozzuk, az előzőek csak azokra a sugarakra érvényesek, melyeknek beesési egyenese átmegy a szál tengelyén. Ezeket a sugarakat éppen ezért meridionális sugaraknak nevezzük. A numerikus apertúra jelentősége abban áll, hogy a szál általában csak az általa meghatározott szögnél kisebb szögben belépő sugarakat tudja tovább vezetni. A sugár belépésével az átmérő mentén a középponttól a palást felé haladva a sugárnak a palástba való ütközési pontjában a normálishoz mért szöge



4. ábra. Numerikus apertúra kiszámítása a törésmutatókból



5. ábra. Meridionális (1) és helikális (2) sugarak

már nagyobb lesz, mert a hozzá tartozó érintő sík is elferdül. A belépési szöget ezért növelni lehet, az átmérő és a henger metszéspontjában pedig 90° -ot érhet el, mert ott a szálba belépve már hozzásimul a palásthoz, és egy $\text{arc sin } \frac{1}{n_1}$ menetemelkedésű csavarvonal mentén fog tovább haladni. Ezeket a sugarakat ferdén belépő angol kifejezéssel „skew”, vagy más elnevezéssel csavarmentes, helikális sugaraknak hívjuk (5. ábra).

3. Diszperzió

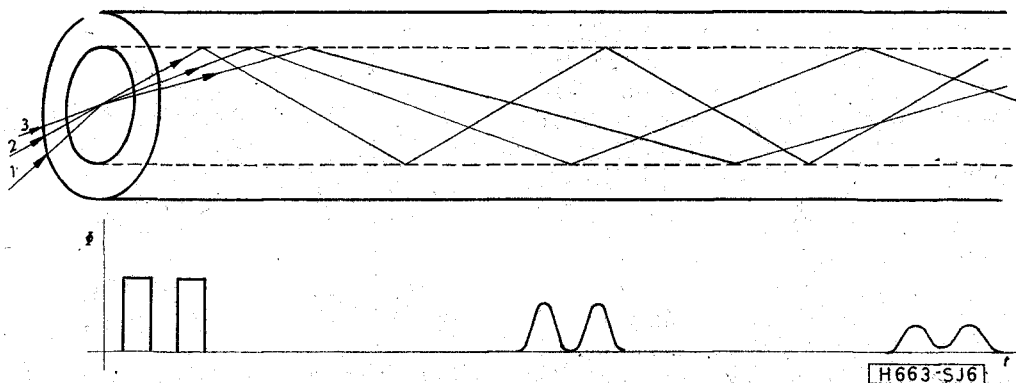
Az előzőekből nyilvánvaló, hogy a különböző körülmények között belépő sugarak különböző hosszúságú utakat fognak megtenni a be- és kilépés között, mely utak különböző időket igényelnek. Legrövidebb lesz a tengely mentén vagy vele párhuzamosan haladó sugarak útja és terjedési ideje; az l hosszúságú n_1 törésmutatójú szálban

$$t_t = \frac{n_1 \cdot l}{c}, \quad (11)$$

ahol c a fénysebesség vákuumban. A meridián síkban haladó sugarak közül a leghosszabb utat a 0 szögben belépő teszi meg, és pedig $\frac{1}{\cos (90^\circ - \theta')} = \frac{1}{\sin \theta'}$ arányban. Ebben a határesetben $\theta'' = 90^\circ$ és $\sin \theta'' = 1$, a (2) egyenlet pedig

$$\sin \theta' = \frac{n_1}{n_2}, \quad (12)$$

Az l hosszúságú szál befutásához szükséges idő pedig



6. ábra. Különböző szög alatt belépő sugarak különböző hosszúságú utat tesznek meg

$$t_0 = \frac{n_1 \cdot l}{c} \cdot \frac{n_1}{n_2} = \frac{l \cdot n_1^2}{c \cdot n_2} \quad (13)$$

A palást mentén belépő ferde sugarak útja és végighaladási ideje még ennél is sokkal hosszabb, így azonban csillapodásuk is sokkal nagyobb, ezért külön nem foglalkozunk velük.

Mint említettük, a szóban forgó átviteli rendszereknél az impulzusmodulációs fajták jönnek számításba. Az előbb leírt terjedési idő különbség az adott éles impulzusok elkenéséhez vezet, mivel a hosszabb úton haladva esetleg éppen akkor érkezik meg a jel, amikor a rövidebb úton haladva jelszünetet kapunk. Így pl. 10 MHz sűrűségű 1:1 arányú impulzusok esetén az impulzus időtartama $5 \cdot 10^{-8}$ s. Szokásos értéként $n_1 = 1,5$; $n_2 = 1,515$ -öt feltételezve a (13) és (15) egyenletekből ez az időkülönbség már 1,5 km hossz esetén, tehát elég rövid távolság megtétele után előáll (6. ábra). Ez a diszperzióknak nevezett jelenség a vétel minőségét kedvezőtlenül befolyásolja. Rövid távolságok, illetőleg kis jelsebességek esetén esetleg nem lényeges a hatása, de hosszú távolságú átvitelnél mindenféleképpen kiküszöbölendő. Teljeség kedvéért ismét meg kell említeni, hogy a hosszabb utat megtevő, jeltorzítást okozó sugarak nagyobb csillapítást szenvednek, és így hatásuk némiképp gyengül.

Ennek a jeltorzító hatásnak csökkentésére többféle lehetőség kínálkozik, A (11) és (13) egyenletekből a fényugarak áthaladásának időkülönbsége a szélső esetben

$$t_0 - t_1 = \frac{l \cdot n_1^2}{c \cdot n_2} - \frac{l \cdot n_1}{c} = \frac{l \cdot n_1}{c \cdot n_2} (n_1 - n_2), \quad (14)$$

vagyis minél kisebb a mag és a köpeny törésmutatójának a különbsége, annál kisebb a problémát okozó időkülönbség. Ezért ezeket egymástól nem túlságosan különböznek célszerű megválasztani. Túlságosan kicsire választani sem érdemes a különbséget, mert akkor a szálban vezetett fény a különböző zavaró hatásokra, mint amilyenek az anyagegyenetlenségek, vagy a szál görbületei, könnyen kilép, ez pedig az átvitelben veszteséget okoz, és többletcsillapításként jelentkezik. A gyakorlat alapján kialakított relatív törésmutató-különbség 1% körül van, amit az előző példánkban alkalmaztunk is. Ugyancsak a gyakorlat alakította ki a szál magátmérőjének $40 \mu\text{m}$ és a köpeny külső átmérőjének $125 \mu\text{m}$ körüli méretét is. Az ilyen módon kétféle törésmutatójú anyagból fel-

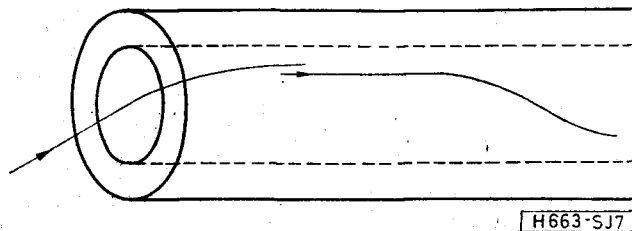
épített szálak lépcsős törésmutatójú szálak (step-index fiber) nevezik.

Egy másik lehetőség az útkülönbségből származó diszperzió csökkentésére az, hogy a magot nem azonos törésmutatójú anyagból készítjük a teljes keresztmetszetében, hanem a törésmutató a középponttól a palást felé csökken. Az egyenlő törésmutatójú anyag koncentrikus hengereken helyezkedik el.

Ennek az előbbieken említett fénytörési törvény alapján az a következménye, hogy ha egy fényugár nem a tengellyel párhuzamosan lép be a szálba, vagy, ha a szálban haladva valamely egyenlőtlenesség folytán a tengelytől eltérő irányt nyer, az ismét a tengely irányába fordul még mielőtt a határfelületet elérné (7. ábra). Így útja és haladásának ideje rövidebb a lépcsős törésmutatójúéhoz képest. Az átvihető frekvencia így lényegesen megnövekszik: durva közelítéssel 2 nagyságrenddel nagyobbak vehetjük. Ezt a száltípust, mivel törésmutatójának a henger sugara mentén változása, gradiense van, gradienses szálak (graded-index fiber) nevezik.

4. Módusok

A további lehetőség tárgyalása előtt a fénynek a szálban való terjedése fizikájáról kell pár szót szólni. Az eddigiekben ugyanis csak a geometriai optika törvényeit használtuk fel. Alkalmazásuk egyszerű, a velük való számolás könnyen áttekinthető, és eredményeik mintegy beláthatóak. Ezért szívesen alkalmazzák őket, ha csak lehet, a felmerült problémák megoldására. Alkalmazásuknak azonban határa van. Ezt a határt a fény hullámhossza körüli méreteknek tekinthetjük. A látható fény hullámhossza $400 - 800 \text{ nm}$ között van, a fényvezetők $40 \mu\text{m}$ -es átmérője pedig már közel esik ehhez. Így a pontosabb vizsgá-



7. ábra. Gradienses szálban a ferde szögben belépő, vagy az eltérített irányú sugarak a tengely irányába fordulnak

lathoz már a fény elektromágneses hullámelméletét fel kell használni.

Térjünk vissza a 2. ábrán vázolt lemez további vizsgálatához. A belépett folytonos fénysugár azonos fázisban lévő pontjai egy bizonyos sebességgel haladnak tova. Több azonos szögben belépett egyforma hullámhosszú sugár így interferenciára képes. Az interferencia feltétele az, hogy az egyforma fázisban lévő pontok együtt haladjanak végig a fényvezetőn a fázisfrontok reflexiói után is, vagyis az optikai út hosszának fázisváltozása az AB szakaszon a CD szakasztól 2π egész számú többszörösével különbözzék, és így egységes hullámfront alakuljon ki (8. ábra).

A távolság B és C között

$$d/\operatorname{tg} \theta - d \cdot \operatorname{tg} \theta, \quad (15)$$

az A és B pontok között pedig

$$s_1 = \left(\frac{1}{\operatorname{tg} \theta} - \operatorname{tg} \theta \right) \cdot d \cdot \cos \theta = (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \frac{d}{\sin \theta} \quad (16)$$

a C és D pontok közt a távolság

$$s_2 = \frac{d}{\operatorname{sh} \theta}. \quad (17)$$

Az n_1 törésmutatójú közegben s utat megtevéő hullám fázisváltozását az $s \cdot n_1 \cdot k$ mennyiség adja meg, ahol $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Minden reflexiónál ehhez jön még egy Φ nagyságú fáziseltolódás.

Az előbb megfogalmazott feltétel a C -ben és a D -ben, tehát két alkalommal való reflexió figyelembevételével a következőképpen fejezhető ki:

$$n_1(s_2 - s_1)k + 2\Phi = 2N\pi, \quad (18)$$

ahol N egy egész szám. Ez az egyenlet a megengedhető beesési szögeket adja meg, egyben arra is utal, hogy csak véges számú lehetséges úthosszat futhatnak be a sugarak, vagyis véges számú módus alakulhat ki. A kialakulás jelenségét pedig módus-diszperzióknak (modal dispersion) nevezik.

Az elméletileg korrekt megoldást a Maxwell-egyenletek adják.

Ezen egyenletekből levezethető a téglalap, majd végül a kör keresztmetszetű dielektromos hullámvezető egyenlete. Mivel a közbenső lépések igen elhúzódnak, csak a számunkra érdekes utóbbi egyenletet adjuk meg henger-koordinátákban:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \Phi^2} + K_j^2 \Psi = 0, \quad (19)$$

ahol

$$K_j^2 = n_j^2 \cdot k^2 - \beta^2, \quad (20)$$

mely utóbbi egyenletben

$$\beta = n_1 k \cos \theta \quad \text{és} \quad k = \frac{2\pi}{\tau}.$$

Ennek a, Bessel-típusú differenciálegyenletnek a további kifejtéséből adódnak a fényvezető száakra vonatkozó törvényszerűségek vagy azok közelítő megoldásai.

Ezen eljárásoknak ismertetéséről hosszadalmasságuk miatt lemondunk, és itt csak az eredményeket ismertetjük. A további számolás folyamán a

$$V = \pi \frac{d}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (21)$$

karakterisztikus frekvenciának is nevezett mennyiség bevezetésével a vezetett módusok száma (a kisebb számoktól eltekintve) jó közelítéssel:

$$N \approx \frac{V^2}{2}. \quad (22)$$

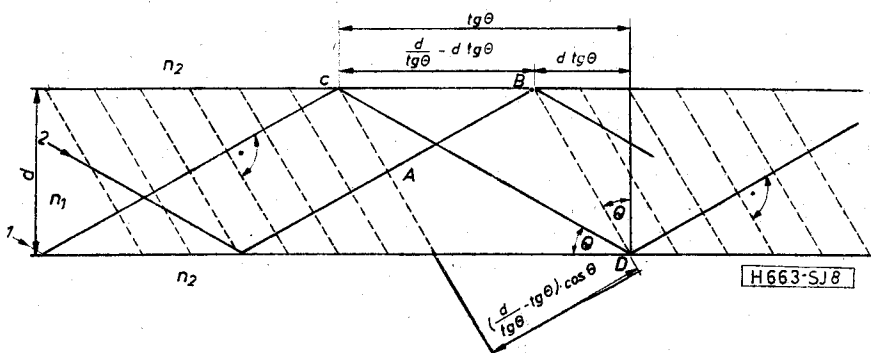
Amennyiben $V < 2,405$, úgy a vezetőben csak egyféle módus haladhat, amit ezért egymódusú vagy monomodális szálnak nevezünk. Ez az előzőekben említett több módusú lépcsős indexű és gradienses szálak után a harmadik száltípus. Benne a különböző módusok terjedési időkülönbségéből származó jeltorzulás nem alakulhat ki.

Az egymódusú szál magjának átmérője csak néhány μm -t tesz ki, így előállítására és alkalmazására jelenleg még elég nagy technológiai nehézségekbe ütközik.

5. A gradienses szál tulajdonságai

Átviteltechnikai célokra ezért a gradienses szál mutatkozik a legfontosabbnak. Amint említettük, ennél a keresztmetszet sugara mentén a mag törésmutatója változik. A változásra olyan függvényt kellett kialakítani, hogy annak hatására a létrejövő útkülönbségek a legkisebbek legyenek, más szóval, hogy minél kevesebb módus jöhessen létre.

A számítások szerint a törésmutatónak a sugár mentén való legkedvezőbb változását az



8. ábra. A fényvezetőben interferáló hullámfrontok kialakulásának feltétele

$$n(r) = n_1 \left[1 - \Delta \left(\frac{r}{d/2} \right)^\alpha \right] \quad (23)$$

függvény adja, ahol Δ a mag és a köpeny törésmutatójának viszonya; α -t igen jó közelítéssel 2-nek vehetjük. Pontosabb számítások figyelembe veszik az ún. profildiszperziót, D -t, vagyis a törésmutatónak a hullámhossztól való függését is, melyet a

$$D = (\lambda/\Delta) \cdot (d\Delta/d\lambda) \quad (24)$$

mennyiség fejez ki. Ennek felhasználásával

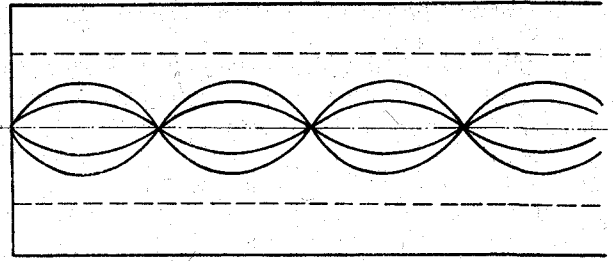
$$\alpha = 2 \left[1 - D \frac{\Delta(2-D)(3-2D)}{(5-4D)} \right] \approx 2(1 - 1,2\Delta). \quad (25)$$

Az ilyen módon kapott értékektől való nem túl nagy eltérés is már lényegesen csökkenti a móduskiegyenlítő hatást. A fentiekből az is nyilvánvaló, hogy az egyik hullámhosszra optimális profil egy másik hullámhosszon már nem lesz optimális. A kelendő gondossággal gyártott gradienses szálak sáv szélessége kb. 100-szorosa a lépcsős indexűének.

A lépcsős indexű szálban haladó fénysugár általában nem halad az egész szálon ugyanazzal a reflexiós szöggel végig, hanem az anyagban lévő egyenetlenségek eltérítik, más szóval módusváltás áll elő. Általában mindig a legközelebbi rendszámú módus fel lépése következik be. Ez a jelenség a szál egész hosszán valamennyi módussal ismételtelen előfordul, és az egyes elemi fénysugarak úthosszának és az út megtételéhez szükséges időnek kiegyenlítésére vezet. Azt a távolságot, amely alatt valamennyi belépett fénysugár módust változtatott, a szál „csatolási hosszának” (L_0) nevezik. Ezen a távolságon az impulzusok szélesedése az úttal kb. egyenesen arányosnak vehető. Ennél nagyobb hosszakon — bizonyos tényezők feltételezésével végzett számítások szerint — az ehhez viszonyított arány négyzetgyökét követve szélesedik az impulzus: $(L_0 \cdot L)^{0,5}$. A végzett mérések szerint azonban a 0,5 hatványkitevő bizonyos fokig ($\pm 0,17$) módosulhat.

Az anyag egyenlőtlenségéhez hasonló hatása van a felület egyenlőtlenségének is, mint amilyen a hullámosság, a keresztmetszet változása, vagy a körtől való eltérése. Ezek a tényezők jó hatással vannak az impulzusok alakjára, azonban káros hatásuk jelentkezik a szál csillapításában, mert a sugár olyan irányt is nyerhet, amely már nem marad a szálon belül: a szál sugárzóvá válik. A sugarak egy darabon a köpenyben haladnak, mintegy szívárognak (leaky ray), majd onnan is kilépnek, vagy lecsillapodnak. Ezért az impulzusszélesedés csökkenése ellenére is káros, ha a szálban belső anyagi vagy alak egyenlőtlenségek vannak.

Gradienses törésmutató-profilú szálban a fény vezetési mechanizmusából következik, hogy ilyen jellegű átlagolásnak nincs helye: az impulzus hossz növekedése a szál hosszával arányos, de sokkal kisebb, mint a lépcsős indexű szálban. Ez a geometriai optikai szemléletből is kiadódik, ha meggondoljuk, hogy a szál közepétől távolodva az anyag törésmutatója folyamatosan csökken, ezért abban a fény sebessége nagyobb lesz, így a tengelytől eltávolodó sugarak bár hosszabb utat tesznek meg, de nagyobb sebes-



H663-SJ9

9. ábra. Módusok kialakulása a gradienses szálban

séggel haladnak, és ez kiegyenlítő hatással van. Itt is fennáll azonkívül az, hogy a hosszabb utat megtető fénysugár nagyobb csillapítást szenved el, ami szintén hatással van a vett impulzus alakjára (9. ábra).

A gradienses törésmutatójú szálban egy megemlíthető probléma a numerikus apertúrának az értelmezése, hiszen ez a törésmutatóból számítva a mag sugarának minden pontján másnak adódik. Definíció szerint ez a középpontra értendő, de a tényleges fényfelvétel értékelésére a szélek felé való csökkenését figyelembe kell venni.

Az egymódusú szálaknál a profilból származó impulzustorzulás nem áll elő, de itt is felléphet az említett egyenlőtlenségekől származó sugárzás és a vele járó csillapításnövekedés. Mindezek előre jelzik, hogy a szálaknak milyen szigorú követelményeket kell kielégíteni.

6. Színszórás

Van az impulzushossz növekedésének olyan forrása is, mely mind a három szálfajtánál érvényesül: a törésmutatónak a hullámhossztól való függősége, a színszórás jelensége, amit anyagdiszperzióknak (materiális dispersion) nevezünk. A rendelkezésre álló fényforrásaink, bár monokromatikusnak nevezük őket, nem szigorúan egyféle hullámhosszú fényt sugároznak, hanem egy keskeny spektrumsávot. Ennek különböző hullámhosszú összetevői a törésmutató változása miatt különböző sebességgel haladnak. A jelenség eredményeképpen az impulzus hossza megnő a szálban való haladás alatt.

Elvileg van még egy harmadik oka is a diszperzióknak, az ún. hullámvezető hatás, melynek jelentősége azonban esetünkben meglehetősen csekély. Oka a módusok csoportsebességének a hullámhossztól való függésében van.

A fényvezetőkben történő módusváltásoknak van még egy további érdekes következménye is. A betáplált impulzus a szál elején először aszimmetrikusan torzul, majd a továbbhaladás folyamán visszanyeri szimmetriáját, és valószínűségi haranggörbe alakot vesz fel.

Az impulzusszélesedés adatait katalógusokban ns/km-ben szokták megadni, más esetekben az egységnyi távolságon átvihető impulzussűrűséget (Mbit × km) közlik.

7. A fényvezetők gyártási technológiája

Az átviteltechnikai célokra alkalmazott szálak alapanyaga a nagy tisztaságú kvarc. Törésmutatóját adalékanyagokkal módosítják: foszfor és bór csökkenti, germánium növeli.

A lépcsősen változó törésmutatójú szál készítésénél a szál magját képező nagyobb törésmutatójú megolvasztott anyagot tartalmazó edény kiömlő nyílása belemerül a kisebb törésmutatójú anyagba, annak kiömlő nyílása fölé úgy, hogy a szál kiömlési folyamata alatt ebből a második edényből közösen lépnek ki oly módon, hogy a második anyag körül fogja az elsőt. A kiömlő nyílás külön való hevítésével (pl. lézerrel) a folyamatot bizonyos fokig befolyásolni lehet. Ezt a módszert kettős tégelyű eljárásnak hívják (10. ábra).

Mindenesetre rendkívüli tisztaságú környezet és teljes nyugalom szükséges a szigorú követelményeknek eleget tevő anyag előállítására. Gondoljuk meg, hogy esetleg még a pókhálónál is vékonyabb szálak hülését mennyire befolyásolja a legkisebb légáram is.

A gradiens szálak készítésének elterjedt módja az ún. vegyi lecsapatási módszer (chemical vapor deposition = c.v.d., vagy modified chemical vapor deposition = m.c.v.d.). Ennek lényege abból áll, hogy egy kb. 1–2 m hosszú és 20 mm átmérőjű kvarccsőben nagy tisztaságú SiCl_4 , GeCl_4 és O_2 gázállapotú anyagokat fújnak keresztül, miközben a csőnek egy kis szakaszát kívülről, lehetőleg valamilyen elektromos hevítéssel felmelegítik, izzásba hozzák, és ezt a hevített zónát mintegy 3 mm/mp sebességgel a cső mentén végigvezetik. A hő hatására a bevezetett gázok cserebomlást szenvednek, és a keletkezett SiO_2 és GeO_2 a cső belső falára kicsapódik, a felszabadult Cl_2 pedig eltávozik. Ezt a folyamatot többször (mintegy 50-szer) ismételve, és közben az átfújt gázok arányát egyre több GeCl_4 adagolásával megfelelően változtatva, a cső belülről feltöltődik, és a lerakódott anyag törésmutatója a szükséges módon változik. Ezután a csövet magas hőmérsékletre való felizálásával, annak belső szemcsés szerkezetét összeomlasztva, az anyagot homogenizálják. Így egy tömör rúd keletkezik, melynek törésmutatója a kívánt módon változik. A nyert „előformából” (preform) húzási eljárással a kívánt méretű és tulajdonságú szálakat kapjuk.

Az előző eljárásokkal nyert szálnak kiváló, a jó minőségű acéllal is vetekedő mechanikai szilárdsága van, de ezt a szabad levegőn, annak korrodáló hatására igen rövid idő alatt elveszti. Felületén szabad szemmel láthatatlan méretű maródások támadnak, melyek kezdő törések kiindulásául szolgálnak. Ennek meggátlására a húzás után rövidesen megfelelő műanyag bevonattal kell ellátni őket. Ezután kábellel szerelik a szálakat.

A különböző szempontok érvényesülésének hatására többféle speciális fényvezető kábelszerkezet jött létre.

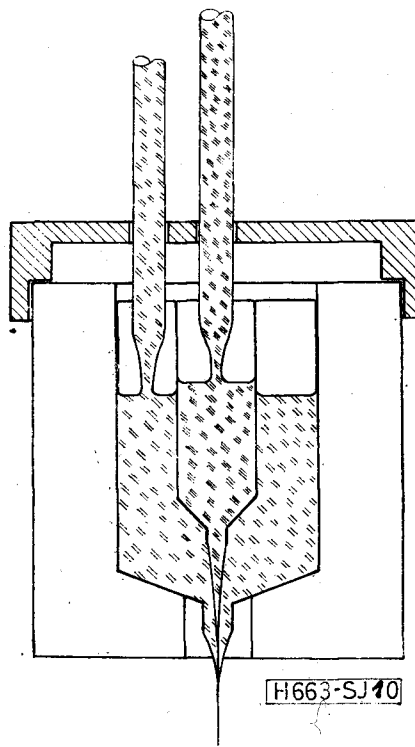
A szálaknak a kábel hajlítása alatt is kellő szabadságot és viszonylag kis igénybevételt biztosít az a megoldás, melynek egy csillag keresztmetszetű műanyag magja van, és ennek hornyaiban helyezkednek el a lazán fektetett szálak. Ezt az egészet veszik körül a kábelköpeny különféle rétegei.

A sok szál tartalmazó kábelek megoldása az az

eljárás, mely először az egyes egymás mellé helyezett szálakat (mintegy 12 db-ot) műanyag szalagba ágyazza, majd több ilyen szalagot összefogva burkolja azokat kábelköpennyel. A kábelköpenyen belül az egész szerkezetnek állandó, kb. fél méter menetmagasságú csavarodása van az esetleges hajlításokból származó húzófeszültségek kiegyenlítésére.

A fényvezető kábelkonstrukciók között is fellelhető a klasszikus kábelekre emlékeztető kábellelek-elrendezés, különösen kisebb számú szálnál.

Mindhárom fajta konstrukció tartalmaz még szilárdságot növelő műanyag (kevlar) betét szálakat a fényvezető szálak igénybevételének csökkentésére.



10. ábra. Kettős tégelyű szálhúzási eljárás elve

A fényvezetőkkel párhuzamosan esetleg futhatnak rézvezetékek is szolgálati összeköttetés és távtáplálás céljára, de ezek a fényvezető kábel egyik értékes tulajdonságát a külvilágtól való teljes villamos elszigetelést veszik el.

A szálak ágyazásánál kétféle szempont érvényesül. Az egyik a mechanikai igénybevételt kívánja csökkenteni; ez lehetőleg lágy burkolatot alkalmaz. A másik a szálnak lehető egyenes haladást kíván biztosítani; ez a lehetőség szerint merevebb burkolatot használ. Az utóbbinak jelentősége abban áll, hogy a kábel készítésénél és fektetésénél az elemi szálak, bár kis méretű, de esetleg sűrű hajlásnak vannak kitéve (microbending), ami sugárzással jár, tehát veszteséget, azaz csillapításnövekedést okoz. Ennek nagysága 1–2 dB/km-t is kitehet. A kis csillapítású fényvezető anyagok előretörésével ez az utóbbi irányzat kezd erősödni, mivel a microbending hasonló nagyságú csillapítást okozhat, mint a szál alapcsillapítása.

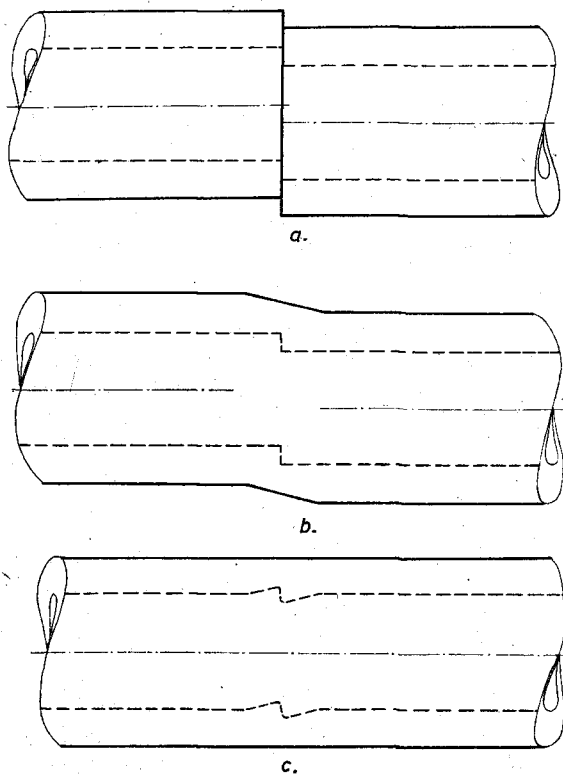
8. Szerelési technológia

A kábelek szerelésénél jelentkező igen fontos problémák a szálak vágása és összekötése.

A szálak vágásánál a cél a tengelyre merőleges, sima felület nyerése. Ezt legjobban az a szerszám látszik megvalósítani, mely a szálát egy az átmérőjétől függő sugarú hengerfelületre meghatározott húzóerővel feszíti fel úgy, hogy a meghajlított szálban nyomott rész ne legyen, majd gyémánt késsel vagy villamos szikrával elrepszti a szálát.

Az összekötésnél a cél a tengelyeknek szöghibamentes sorbaállításban való rögzítése. Ezt valamilyen vezető elem segítségével, mint vezetőcsapok, vagy V alakú hornyot tartalmazó kötőelemek, lehet elérni (ha a V nyílásszöge túl kicsi, a szál viszonylag kis átmérőkülönbsége már számottevő tengelyeltolódást okozhat, túl nagy szög pedig csökkenti a beállítási pontosságot). Az ütközéssel illeszkedő szálakat villamos hegesztő szerszámmal lehet összeolvasztani. A hegesztéskor megolvadt részeket keletkezett felületi feszültség a még nem egészen pontosan beállított szálakat is közös tengelybe húzza (11. ábra). A helyesen végrehajtott hegesztésen 0,1–0,2 dB, vagy még ennél is kisebb, alig mérhető csillapításváltozást mértek. Más megoldás a szembeállított szálvégeknek megfelelő kétalkotós gyantával való kötése. Mindkét esetben szokásos még a kötés külön mechanikai megerősítése.

A fényvezető kábeleknél is fennforog a szakadás veszélye, és mivel nagy csatornaszámú rendszerek átvitelére szolgálnak, feltétlenül szükséges a szakadási



H663 SJ11

11. ábra. Szálak hegesztésekor a megolvadt részen keletkezett felületi feszültség helyre húzza hibásan illesztett végeket

hely gyors és pontos meghatározása. Kézenfekvő a törési felületen keletkezett reflexió felhasználása, és a kifejlesztett megoldások mind élnék is ezzel. Egy lézer egy 45°-os szögben elhelyezett, félig áteresztő, félig reflektáló üveglemezen keresztül fényimpulzusokat küld a fényvezető szálba, ahonnan azok az inhomogenitásokról, tehát a szakadási helyről, reflektálódnak, és ismét az előbb említett üveglemezre, erről pedig a készülék fényvevőjébe jutnak. Innen a villamos jelek felerősítve egy oszcillográf képernyőjén válnak láthatóvá. Az oszcillogramon tüskék formájában jelentkezik az inhomogenitás, melynek helyét az említett tükörről közvetlenül reflektált jelekkel össze lehet hasonlítani. Közlemények szerint egy ilyen elrendezéssel a szakadás helye 0,5 m pontossággal állapítható meg. Külön szolgálata a készüléknek, hogy a Rayleigh szórásban különösen dús részek az oszcillogram „fű” formájában jelentkeznek, és ezzel a hibás gyártási szakaszok megtalálhatóak.

Itt jelentkezik a fényvezető kábeleknek egy előnyös tulajdonsága: méretüknél és súlyuknál fogva igen nagy gyártási hosszakban (1–2 km) készíthetők. Ez a nagy gyártási hossz lehetővé teszi, hogy viszonylag kevés kötésre van szükség, és így ezek nem hoznak magukkal túl sok járulékos csillapítást.

9. Csatlakozások

A kötések egy másik fajtáját képezik az oldható kötések. A feladat itt is az, hogy a két, tengelyre merőlegesen elvágott és sima végű szálát a közös tengely mentén, centrikusan ütköztessük. A két szál összevezetésére bizonyos szerelvények szükségesek, pl. óracsapágykőhöz hasonlóan kidolgozott vezető, vagy alkalmas fészekben elhelyezett, megfelelő méretű kis golyók. Az oldható kötések mozgó része ismét olyan alkatrészbe szerelendő, melynek méretei az emberi kéz számára már biztos fogást tesznek lehetővé. A csatlakozó fényvezető felületek között a veszteségek csökkentésére esetleg a mikroszkóptechnikában alkalmazott immerziós olaj alkalmazható. Az egymódusú, rendkívül kis mag keresztmetszetű szálak csatlakozásánál számításba jöhet jusz-tírozó csavarok alkalmazása is.

Külön probléma a szálaknak a fényforráshoz való csatlakozása. Az alkalmazott félvezető fényforrások ugyanis viszonylag divergáló fénynyalábot adnak, melyek fénykúpja túllépi a fényvezető numerikus apertúráját. A belépés hatásfokának javítására a szál egy, a méreteinek megfelelő lencsével, mely esetleg magából a szál anyagából megolvasztással van kiképezve, csatlakozik.

Ezen a helyen kell megemlíteni, hogy a komplikáltabb hálózatok felépítéséhez szükséges elosztó, kicsatoló stb. elemek a fényvezető technikában is ki vannak már fejlesztve.

10. Adó- és vevőeszközök

Fényjeladókként félvezető vagy solid-state eszközök lehet felhasználni: fénydiódákat (LED), vagy lézereket (LD).

Ezeknek anyaga jelenleg leginkább GaAs. Az ebből az anyagból készült eszközök sugárzásának hullámhossza elég jól illeszkedik az átviteli rendszer többi tagjának, a fényvezető szálnak és a vételi oldalon lévő fotodiódának működési hullámhossz tartományához. A GaAs lézer készítésére azért mutatkozik alkalmasnak, mert ez az ún. direkt félvezetőkhöz tartozik, melyekben a lyukak és az elektronok egy foton kibocsátásának kíséretében közvetlenül rekombinálnak. Ez a tulajdonságuk teszi őket stimulált emisszió kibocsátására alkalmassá.

Újabbban sikeres próbálkozások vannak neodymium lézerek készítésére. Ezek sugárzásának hullámhossza 1,2 nm körül, tehát a fényvezető szál csillapítási tartományának minimális értéke körül van.

Az itt alkalmazott lézer több félvezető réteg egymásra helyezéssel készül. A tulajdonképpeni sugárzó réteg két oldalán alumíniumot is tartalmazó GaAs rétegek vannak, melyeknek a szabad elektronok és lyukak létrehozásánál van szerepük, eltérő törésmutatójuk egyben a lézer működéséhez szükséges tükröként szolgálnak.

A lézer mechanizmusa, mint tudjuk, abban áll, hogy a gerjesztett állapotban lévő közegbe belépő foton a gerjesztett atomokban rekombinálódást vált ki, a rekombinálódást kísérő sugárzás pedig fázisban megegyezik a kiváltóval, mintegy erősítve azt. A keletkezett fotonok egy részét a tükröző felületek felhasználásával az effektus fenntartására és fokozására használjuk. Az eszköz véglapján így koherens fénysugárnyalábot kapunk, mely, ha nem is olyan tökéletesen, mint a gázlézernél, eléggé szűk nyílásszögű.

A kialakított szerkezet folyamatos üzemre is alkalmas (ezért CW = continuous wave lézerek is nevezik őket). Élettartamuk már több tízezer órát ér el.

Gyártásuknál a fokozott gyártási fegyelmet és a félvezetőgyártás minden fogását felhasználják. Így pl. az egymáshoz igen közel eső olvadáspontú anyagok felvitelénél még a Peltier-hő alkalmazására is sor kerül. Mivel a lézer igen nagy, több ezer A/cm² áramsűrűséggel működik, az esetleges inhomogenitások menthetetlenül az élettartam nagymértékű csökkenését okozzák.

A lézertől a fénysugár igen kis, néhány μm méretű résen lép ki, ezért szereléskor gondot kell fordítani a fényvezető szál illesztésére. Ennek megkönnyítésére vannak lézertípusok, melyek már gyárilag beszerelt szálcsonkkal (fiber pig-tail) kerülnek forgalomba.

Ezek a lézerek szimmetrikus felépítésű szerkezetek. Elvileg lehetséges, hogy az egyik végükön belépő fénysugár indítsa meg a sugárzást, mely a másik oldalon felerősítve lép ki, közvetlenül felerősített formában. Ennek a megoldásnak alkalmazási lehetőségét majd a jövő fogja megmutatni.

Kevésbé igényes összeköttetéseknel a jóval egyszerűbb szerkezetű LED-ek is megfelelnek. Ezekben a tükröző hatás alkalmazása elmarad.

Mindkét eszköz karakterisztikája erősen nem lineáris. A megvalósított kapcsolásokban bizonyos állandó nyugalmi árammal szokásos őket táplálni, erre szuperponálódnak a fényhatást kiváltó elektro-

mos impulzusok, melyeknek így valamivel kisebb teljesítményűnek kell lenni.

A fényjelek vételére különféle fotodiódák szolgálnak.

A fotodiódák működése lényegében azon alapul, hogy a záróirányú feszültségre kapcsolt félvezető kristályba ütköző fotonok, ha ezek energiája nagyobb, mint a valencia és a vezetési sáv közötti energiakülönbség, egy elektron-lyuk párt állít elő. A diódára kapcsolt feszültség hatására ezek egymástól eltávolodnak. Ezt a folyamatot kívülről úgy észleljük, hogy a diódán keresztül áram indul meg. A fényvevőkben alkalmazott formájuk a P-I-N típusú dióda.

Ezeknek egy tovább fejlesztett formája a lavina fotodióda (APD = avalanche photo diode). Konstruktíójuk olyan, hogy bennük a fotonok hatására keletkezett szabad töltéshordozók felgyorsulnak, és felgyorsulásuk után ütközéssel újabb szabad elektronokat és lyukakat gerjesztenek. Ezen folyamat továbbhaladásával egy lavinaszerű belső áramerősítés áll elő, némiképpen a sokszorozó csövek mechanizmusához hasonló módon.

A lavinadiódák terén végbement fejlődés után napjainkban a rendelkezésre álló legkedvezőbb elemeknek a planár diódák tekinthetők. Kialakításuk elkerüli az éles csúcokat, melyek a viszonylag magas 100–200 V üzemi feszültség mellett a dióda üzembiztonságát veszélyeztetnék.

Egy diódatípusra a jelen alkalmazásnál számításba veendő jellemzők: a kvantumhatásfok (η), vagyis, hogy a becsapódó fotonok mekkora hányada vált majd ki áramfolyást, a megszólalási idő (t_r = rise time) és a lecsengési idő (t_f = fall time), mely utóbbiak az alkalmazható impulzussebességre vannak befolyással, továbbá a zajtényező és végül bizonyos gyakorlati szempontok. Ezeknek figyelembevételével az előnyös diódák főképpen elektronerősítéssel dolgoznak, ez ugyanis a zajviszonyokra kedvező befolyással van, és így nagyobb belső erősítés engedhető meg. Ugyancsak hasonló okokból kívánatos, hogy az alkalmazott diódák megvilágítás nélkül is fellépő „sötét” árama (dark current) is minél kisebb legyen.

11. Összeköttetés méretezésének szempontjai

Fényvezető rendszerek méretezésénél gyakorlatilag kétszer, egymástól csaknem teljesen függetlenül kell a számításokat elvégezni: csillapításra és impulzus-szélesedésre.

Az alkalmazott fényforrás katalógusadata annak fényteljesítménye, és a sugárzás eloszlása a sugárzási karakterisztika. Ezeknek és a szál numerikus apertúrájának segítségével kiszámítható, esetleg grafikus integrálás alkalmazásával, a szálba becsatolható fényteljesítmény. Amennyiben a fényforráshoz még szálcsonk is tartozik, úgy már közvetlenül a kábel szálába betáplálható teljesítményt adják meg. Ez utóbbi esetben a kétféle szál: a szálcsonknak és a kábelnek esetleges numerikus apertúrakülönbségéből származó veszteséget is számításba kell venni. Az alkalmazott szál fajlagos csillapítása és hossza alapján, továbbá a kábelszakasz kötéseinek és csat-

lakozóinak csillapítása összegezésével kapható a kábelszakasz csillapítása, illetőleg a vevő diódára jutó fénytéljesítmény. A vevő dióda rendszerint sokkal kevésbé érzékeny a csatolásra, mint az adók, és iránykarakterisztikájuk is egyenletesebb. A fényvezető szálak meglehetősen stabilok, hőmérséklet-változásra sem túl érzékenyek, de az alkalmazott aktív optoelektronikai eszközök előregedési és hőmérséklet-változási tulajdonságait már figyelembe kell venni, erre mind az adó, mind a vevő oldalon 2–3 dB kielégítőnek látszik. A fentiek összegezéséből kiadódik a vevő villamos részének bemenetén megjelenő villamos jel, melyből a bit hiba arány (BER = bit error rate), vagy — amennyiben ez adott, úgy — az áthidalható kábelhossz számítható.

Az impulzusszélesedés ellenőrzésénél figyelembe kell venni már az adó és a vevő optoelektronikai átalakítóinak felfutási és lecsengési idejét. Ezekhez jön még a fényvezető szálnak módus-diszperziója, továbbá az alkalmazott fény véges sáv szélességéből származó anyagi diszperzió, melyeket az egységnyi hosszakra ns/km-ben szoktak megadni. Az említett sáv szélesítő hatások négyzetes összegezése adja ki az impulzusok tényleges szélesedését, melyet az impulzus-hibaaarány kiszámításánál figyelembe kell venni. PCM-rendszerek esetén a fényadókat még egy bináris átalakítóknak kell megelőzni, mivel a fényvezetőn csak egyféle impulzus haladhat. Ennek megfelelően a vételi oldalon visszaalakító áramkör szükséges a PCM berendezésre csatlakozás előtt.

A vételi oldalon a vevő dióda után még egy impulzusformáló szűrő — kiegyenlítő áramkör alkalmazása is szokásos a vett impulzusok kedvezőbb feldolgozására. Elvileg meg volna a lehetősége már a fényjelek formálására is: vannak bizonyos növényi eredetű festékanyagok, melyek nem lineáris fényátbocsátó tulajdonságukkal az ellaposodott fényimpulzusokat meredekebbé tudják tenni.

12. Analóg átviteli lehetőségek

Széles sávú, főként video-jelekre a PPM-moduláció és esetleg az FM-rendszer jön számításba még.

A teljesség kedvéért megemlítendő még, hogy vannak próbálkozások analóg átvitelre is. Itt nehézséget okoz, hogy a rendelkezésre álló optoelektronikai eszközeink nem túl lineárisak, és a szükséges torzításcsökkentő kapcsolások csak nagyon körülményesen valósíthatók meg.

Ilyen megoldások a torzításnak előre való becsatolása (feedforward) és az előtorzítás (predistortion).

Az első esetben az összeköttetést tulajdonképpen kétszer építjük fel, párhuzamosan, gondosan válogatott, egyforma karakterisztikájú fényadó és fényvezető elemekből, lehetőleg egy gyártási charge-ból. Az egyik adót, melyet nevezünk segédadónak, az adás helyén vezérelve egy optikai „művonal” segítségével összekötjük a segédvevővel, ahol természetesen torz vételt kapunk, majd egy áramkör segítségével az eredeti jelet ebből kivonva az összeköttetés vételi oldalán várható torzítás felharmonikusait kapjuk. Ezt fordított fázisban az eredeti jelhez adva vezéreljük a főadót, mely ezek után már erősen csökken-

tett torzítású vételt eredményez a távoli állomáson.

A második esetben a főadó jele kimegy a vonalra, de annak egy részével a távoli állomásához hasonló vevőt vezérlünk. Az így nyert tiszta torzítással egy újabb fényadót vezérlünk, és ennek jelét optikailag keverjük az állomásból kilépő jelbe.

A széles sávú analóg átvitelt a vezetékes TV-hálózat kiépítésénél tartják fontosnak (CATV).

Van lehetőség hangfrekvenciás analóg átvitelre is speciális mikrofon segítségével, mely a távoli állomáson gerjesztett fényt a mikrofon membránjára szerelt kis tükör segítségével reflektálja az elmenő szálba. A membrán rezgése esetén a rezgés amplitúdójával arányosan téríti el a visszavezető belépő nyílástól, viszonylag torzításszegény modulációt eredményezve. A készülék hallgatója egy kis kamrából áll, melynek légtérét a távoli állomásról érkező fény-sugár hőhatása gerjeszti.

13. Gazdasági szempontok

A fényvezető kábelek számos, a fémes vezetőktől eltérő tulajdonságokkal rendelkeznek, melyek közül több igen előnyös. Ilyen a külső villamos és mágneses terekkel szembeni érzéketlenségük, a villamos feszültségtől és áramtól való mentességük, a vízzel szembeni ellenállóképességük stb.

Vessünk egy pillantást a fényvezető kábelek gazdaságosságára. Az első, ami szembetűnik, a rendkívül kis anyagigény. A 0,125 mm átmérőjű üvegszálból 1 km súlya kb. 30 g. Ebből a rendkívüli tisztaságot igénylő, 0,04 mm körüli átmérőjű mag mintegy 3–4 g-ot tehet ki. Az egymódusú vezető 0,004 mm átmérőjű magja pedig már csak 50 mg körül lehet. Ezek mind meglepően kis számok. Durva számítás azt eredményezi, hogy egy csatornára a jelenlegi rézvezető súlyához viszonyítva 1:10 000-ed mennyiségű anyag szükséges. A szálak anyaga a természetben a legnagyobb mennyiségben fordul elő, és így a kiindulási anyagok költségének is alacsonynak kell lenni. Ennek ellenére a kész szálak ára még egyáltalán nem alacsony. Ennek magyarázatát abban kell keresnünk, hogy a piacon végre megjelenő terméket évtizedes fejlesztés költségei terhelik, és kétségtelenül még eléggé körülményes műveletekkel folyik előállításuk.

Nem szabad megfeledkeznünk arról sem, hogy újdonságról van szó, és ennek következtében az első termelők igrkeznek járadékszerű haszonra szert tenni, amíg erre lehetőségük van, nem utolsósorban azért, hogy amikor már többen megjelennek a cikkel, az előző költségek megtérültek legyenek, és a továbbiakban már az árral versenyezhesse nek. Ezt több műszaki újdonságnál eddig is saját szemünkkel láthattuk, gondoljunk csak a tranzisztorra, vagy a zseb-számológépre. A technológia fejlődése szükségszerűen fogja az árakat lenyomni.

Azt sem szabad figyelmen kívül hagyni, hogy a Föld rézkészlete korlátozott, és kimerülésének időpontja már belátható távlatba jutott. Az ólom sem áll sokkal jobban. Ez a tény a rézkábelek árának elkerülhetetlen további emelkedését fogja maga után vonni.

DR. SOMOGYI J.: HÍRKÖZLÉS FÉNYVEZETŐ KÁBELEKEN

A rendszerekhez tartozó vonali készülékekről csak annyit mondhatunk, hogy rendkívül egyszerűek, és kevés alkatrészt tartalmaznak, így méretük is kicsiny. Bevezetésükkel ezért a távközlési berendezések méreteinek számottevő csökkenésével számolhatunk. A fényvezető szálak és kötések minőségének még mindig tartó tökéletesedése pedig azt is eredményezheti, hogy közbelső távtáplált erősítők feleslegessé válnak.

A jelenleg már elért vagy a közeljövőben várható

eredmények alapján az egymódusú szálakkal elérhetőnek látszó teljesítmény: 2,5 Gbit sebességnek 100 km távolságra erősítő nélkül való továbbítása.

IRODALOM

- [1] *Dietrich Marcuse: Theory of Dielectric Waveguides.* Academic Press, New York, San Francisco, London, 1974.
- [2] *Hans—Georg Unger: Optische Nachrichtentechnik.* Elsevier-Verlag, Berlin, 1976.