

Ritkaföldfémekkel adalékolt optikai szálerősítők és számítógépes modellezésük

VÁRALLYAY ZOLTÁN, JAKAB LÁSZLÓ, RICHTER PÉTER

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Atomfizika Tanszék
vz423@hszk.bme.hu, jakab@eik.bme.hu, richter@eik.bme.hu

VARGA GÁBOR

Fizika Tanszék, vargag@phy.bme.hu

Reviewed

Kulcsszavak: optikai szálerősítők, EDFA, populáció inverzió

Az optikai szálerősítők erősítési tulajdonságait a hordozó és szennyező anyagok együttesen alakítják ki. Az egyre szélesedő kommunikációs sávok erősítési problémái is a megfelelő fizikai tulajdonságokkal rendelkező adalékanyagok és szál alapanyagok kiválasztásában rejlik. Az ilyen rendszerek modellezése, tervezése visszavezethető az adott hordozóban jelenlevő szennyező hatáskeresztmetszetének mérésére és a terjedési egyenletek ezen mérési eredményekkel történő megoldására. A nemlineáris és diszperziós hatások figyelembevételére bizonyos csatornaszám és kommunikációs sebesség esetén fontossá válhat, amelyre közlünk egy lehetőséget.

Bevezetés

Az optikai erősítők megjelenése nagy előrelépés volt a fényvezető összeköttetések hatótávolságának növelésére. A földrészeket összekötő, óceánokat átívelő optikai telekommunikációs rendszerekben alkalmazott erősítők alkalmasak a csillapodott fény-impulzusok széles optikai tartományon történő erősítésére, lényegében az időegység alatt átvitt információ sebességétől függetlenül.

Az elektronikus ismétlők (regenerátorok) használata kényelmetlen, ugyanis a bit sebesség növelése nem oldható meg egyszerűen. A hullámhosszosztásos nyálbólási (WDM) technikák alkalmazása további problémákat ró az elektronikusan feldolgozandó jel detektálására, erősítésére és regenerálására, ha a kommunikációs csatornák számát növelni szeretnénk. Optikai erősítők használatával a fenti nehézségek kiküszöbölhetőek.

Működésük szempontjából két alapvető típust különböztethetünk meg:

- 1) lézer hatáson alapuló optikai erősítők, amelyek az indukált emisszió jelenségét használják fel a fény intenzitásának erősítésére, ilyen az egyik legközismertebb szálerősítő az erbium adalékolt szál erősítő (EDFA) [1]
- 1) és a nemlineáris szórás jelenségeket felhasználó erősítők, mint például a Raman-erősítők [2, 3].

Az első kategóriába tartoznak még a félvezető erősítő lézerek (SLA) és más ritkaföldfémekkel adalékolt szálak, míg a másodikba a Brillouin-szórás alapú erősítők.

Ezen cikk a ritkaföldfémekkel adalékolt szálerősítők fizikai tulajdonságairól, felhasználási lehetőségeiről, optikai rendszerekbe való integrálhatóságukról és számítógépes szimuláción keresztüli tervezhetőségükről ad áttekintést.

Ritkaföldfémekkel adalékolt szálak

Ahhoz, hogy az erősítő megfeleljen az optikai rendszerek által támasztott követelményeknek (részletek [2]-ben vagy [3]-ban) olyan anyagokat kell választani, melyeknek lehetőleg kicsi a vesztesége, diszperziója és nemlinearitása. Ezekhez a megfelelő anyagokat megtalálni az anyagtudomány feladata. Mi itt csupán összefoglaló áttekintést adunk a napjainkban használatos optikai szál alapanyagok és szennyezők tulajdonságairól. Az 1. táblázatban található néhány üveg, amelyben a legkisebb veszteségi értékeket is feltüntetjük a hullámhosszal együtt.

1. táblázat

Néhány üveg elméletileg jóslott minimális vesztesége és a hullámhossz, melyen ez elérhető.

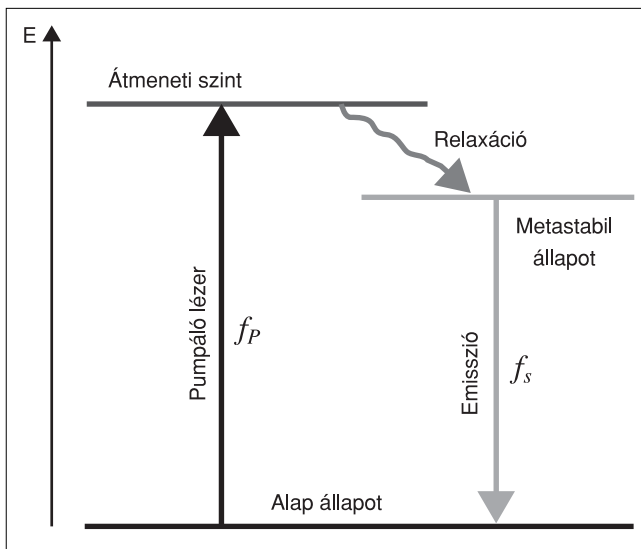
Anyag név	Minimális veszteség [dB/km]	Hullámhossz [nm]
SiO ₂	0.16	1600
As ₂ S ₃	4.0	3800
GeO ₂	0.6	2000
ZBLAN fluorid	0.025	2500
BeF ₂	0.005	2100
ZnCl ₂	0.0035	4600

Az optikai szálak olvadékból való húzással készülnek a leggyakrabban szilikát (SiO₂) alapú üvegből. További szennyező anyagok használata szükséges az előformában (preform) a mag törésmutatójának a megváltoztatásához, vagy a törésmutató profil kialakításához. Erre alkalmas a germánium-dioxid (GeO₂) és a fluor (F), amit a köpeny szennyezéséhez használnak. Manapság egyre növekvő érdeklődés mutatkozik a fluorral szennyezett ZBLAN (Cirkónium, Bárium, Lantán, Alumínium, Nátrium) típusú üvegek iránt, amelyeknek a vesztesége igen kicsi, azonban a ma telekommunikációra használt tartománytól (1520-1620 nm) távol esik az ilyen anyagok minimális veszteségi tartománya (táblázat). A ma használatos erbiummal adalékolt szál erő-

sítók alumíniummal (Al) és germániummal (Ge), illetve alumínium és foszforral (P) szennyezett szilikát üvegeken alapulnak. De további pozitív tulajdonságokkal rendelkeznek a tellúr-dioxid (TeO₂) üvegek is, amelyek ugyancsak hordozói lehetnek a ritkaföldfém szennyezőknek. Ezen utóbbiak szennyezése esetén a megfigyelt emissziós spektrum valamivel szélesebb, mint a szilikát üvegeknél.

Ahhoz, hogy szálerősítőt építsünk, úgy kell szennyezni a szál magját, hogy a szennyező egy adott pumpáló hullámhosszon abszorbeáljon, majd rövid időn belül egy olyan metastabil állapotba kerüljön, ahol az előző folyamatokhoz képest hosszú időt tölt, így lehetővé téve egy arra haladó fotonnakimpulzusnak, hogy azt indukált emisszióra kényszerítse (1. ábra). Majdnem minden lézerezanyag viselkedése az első ábrán látható egyszerű modell alapján kezelhető, bár ezek energiasáv szerkezete ennél jóval összetettebb. Például az Er³⁺ ion gerjeszthető az 1480 nm, 980 nm, 800 nm, 650 nm és további rövidebb hullámhossz értékek közvetlen közelében is. Ezek a ⁴I_{15/2}, ⁴I_{13/2}, ⁴I_{11/2}, ⁴I_{9/2}, ⁴F_{9/2} stb. szintek közötti átmenetekhez tartozó hullámhossz értékek [4]. A matematikai modelljeink általában csak kétszintes modellt vesznek alapul, mint azt láthatjuk később: az alapállapotot és a metastabil állapotot. Ezek a modellek jó közelítések, hiszen az átmeneti állapot élettartama olyan rövid egyéb átmenetekhez képest, hogy annak dinamikája nem járul hozzá jelentősen a rendszer viselkedéséhez.

1. ábra Háromszintes lézer energiaszint diagramja



Lényeges az is, hogy milyen hullámhosszon fog emittálni az adott lézerezanyag. Tehát milyen frekvencia vagy hullámhossz tartományban fog erősíteni az erősítő. Ez azt jelenti, hogy az első ábrán látható f_s frekvenciának az erősítendő jel frekvenciájához közel kell lennie. Erbiummal adalékolt szálak esetén ez a telekommunikációban használt sáv szélességekhez képest meglehetősen széles 1520 és 1620 nm közötti hullámhossz tartományra tehető. Ebben a tartományban, 10

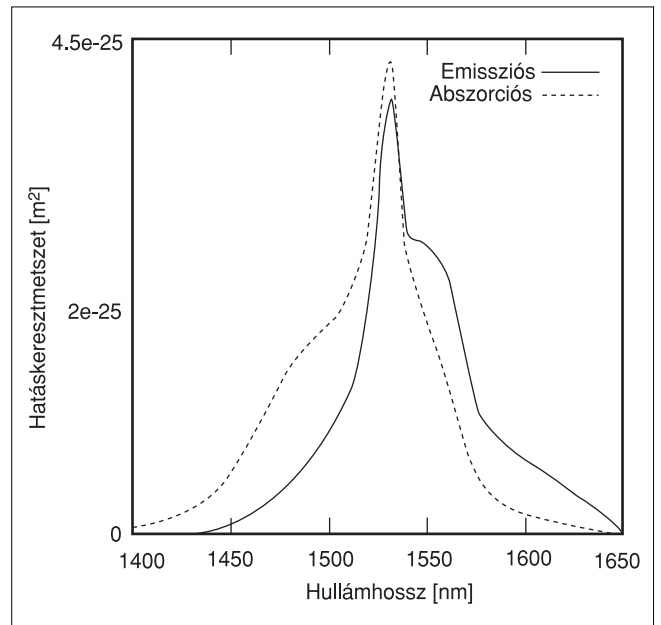
Gb/s sebességű kommunikáció esetén, 20-24 csatorna is elfér. Az erősítés mértéke ebben a régióban jó közelítéssel egyenletes. Az erősítés és a veszteség mérhető, amely a számolásoknál használt emissziós- és abszorpciós hatáskeresztmetszettel állnak kapcsolatban [5]

$$g(\lambda) = \sigma_e(\lambda)\Gamma(\lambda)n_{Er} \quad (1)$$

$$a(\lambda) = \sigma_a(\lambda)\Gamma(\lambda)n_{Er}$$

ahol $g(\lambda)$ az erősítés hullámhossz függése, $a(\lambda)$ az abszorpciós spektrum, az átfedési integrál az optikai módusok és az erbium ionok között (tipikus értéke 1550 nm-en 0.69), míg n_{Er} az Er³⁺ ionok koncentrációja a magban, $\sigma_a(\lambda)$ és $\sigma_e(\lambda)$ az abszorpciós és emissziós hatáskeresztmetszetek, amelyeket a 2. ábra mutat erbium esetén.

2. ábra Az Er³⁺ ion abszorpciós- és emissziós hatáskeresztmetszete. Az 1480 nm-es pumpálás ideális, mert erre a hullámhosszra az abszorpció nagy, viszont az emisszió



kicsi.

Az Erbiummal adalékolt szálerősítőknek azonban az a hátrányuk, hogy csak bizonyos frekvenciákon pumpálhatóak és csak bizonyos frekvencia tartományon képesek erősíteni, amely tartomány nem függ a pumpáló lézer hullámhosszától, ellentétben a Raman-erősítőkkel, ahol a választott pumpáló lézer hullámhossza fogja behatárolni az erősítési tartományt is egyben [2, 3].

Az fénytávközlő rendszerek sebességnövelésének egyik módja, az átviteli sebesség növelése mellett, a csatornaszám növelése, a több hullámhosszon történő adat továbbítás, amely az eddig erősítésre lehetőséget adó EDFA tartományából kilóghat mind a rövidebb, mind a hosszabb hullámhosszak felé. A több tíz és néhány száz csatornát magukba foglaló nagy sűrűségű hullámhossz nyalábolási (DWDM) technikákat alkalmazó rendszereknek az EDFA nem nyújt kielégítő

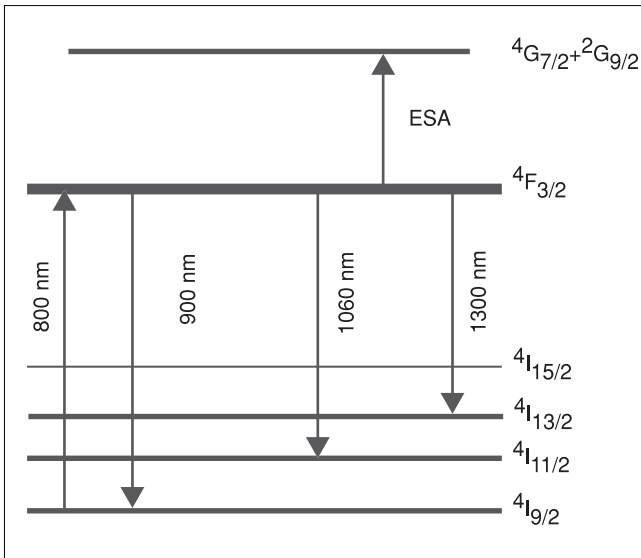
megoldást az összes csatorna megfelelő erősítésére. Az anyagtudósok ezért olyan újabb szennyezők után kutatnak, amelyek az S (1470-1520 nm) és az L (1575-1625 nm) sávban jó emissziós tulajdonságokkal rendelkeznek, illetve az 1330 nm körüli ablakban is használhatóak.

A kísérletek folynak neodímiummal (Nd), amelynek pumpálása 800 nm-en oldható meg és az 1300 nm környéki lehetséges kommunikációs ablak körül erősít. Létrejöhethet azonban a gerjesztett állapotok abszorpciója (ESA) is, amely nem kívánatos jelenség, mivel zajként járul hozzá a rendszer működéséhez (3. ábra) és az erősítés hatékonyságát is rontja. Ennek kiküszöbölésére is vannak ma már megoldások.

3. ábra

A Nd^{3+} ion energiasáv szerkezete.

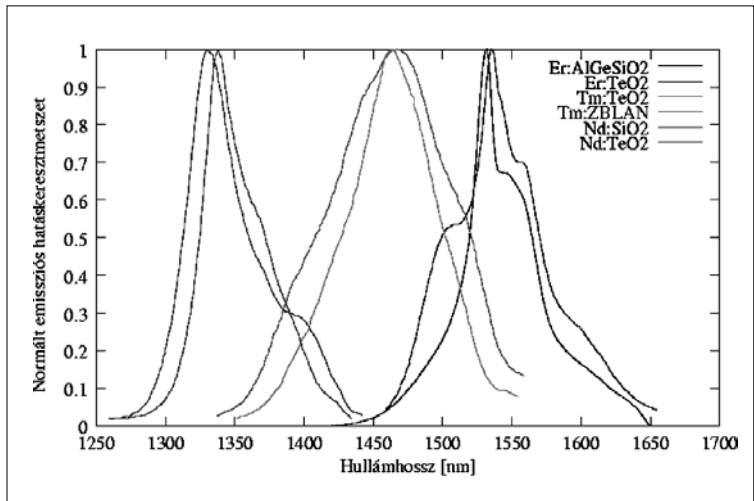
Erősítés az 1300 nm körül kapható 800 nm-es pumpálás esetén. A gerjesztett állapot további abszorpciója (ESA) kiküszöbölhető. A többi átmenet zaj járuléka.



Napjainkban kutatott optikai erősítők a Tuliummal adalékolt szálak, amelyek 790 nm-en pumpálhatóak és az 1470 nm körüli régióban erősítenek, amely tartomány éppen a hagyományos szilikát alapú szálak OH-abszorpciós sávjába esik. Azonban ma már a víz okozta veszteségek is igen jól csökkenthetők, így lehetőség nyílik e tartomány használatára is. A hordozók és a szennyezők kiválasztására meglehetősen sok lehetőség áll a rendelkezésre, az ezekből épített optikai erősítők pedig igen széles tartományt képesek lefedni erősítési tartományukkal (4. ábra), nagyobb szabadságot engedélyezve az adatátvitelhez felhasználni kívánt hullámhosszak tekintetében.

Szimuláció

Az erősítők megfelelő módon történő használatához elengedhetetlen a numerikus tervezés.



4. ábra

Az erbium, a túlium és a neodímium emissziós hatáskeresztmetszetei különböző típusú hordozókban. A TeO2 üveg alkalmazása esetén a görbe félértékessége nagyobb.

A ritkaföldfémekkel adalékolt szálak, akárcsak az EDFA, egy terjedési egyenlet és egy kétszintes lézergyantagot leíró mérlegegyenlet segítségével modellezhetők [5]:

$$\frac{dP(z, f_k)}{dz} = u_k [\sigma_e(f_k) N_2(z) - \sigma_a(f_k) N_1(z)] \Gamma(f_k) n_l P(z, f_k) - \alpha(f_k) P(z, f_k) \quad (2)$$

ahol $z \in [0, L]$ az optikai tengellyel egybeeső koordináta, L a szál hossza, $P(z, f_k)$ a f_k frekvenciájú komponens teljesítménye a z helyen, $\alpha(f_k)$ a veszteség egy adott hullámhosszon, $k = 1, 2, \dots, n$ a szimuláció során jelenlevő összes frekvencia indexe, $N_2(z)$ a populáció inverzió mértéke a z helyen, $N_1(z) = 1 - N_2(z)$ és u_k a terjedési irányt jelölő együttható, amely pozitív terjedés esetén 1, negatív esetén -1. Ha a dinamikai jelenségeket figyelmen kívül hagyjuk, azaz a populáció inverzió időfüggését elhanyagoljuk (bekapcsolási jelenségek), akkor a populáció inverzió a következő kifejezéssel adható meg:

$$N_2(z) = \frac{\sum_{k=1}^n \tau \frac{P^*(z, f_k)}{\pi r_{eff}^2 h f_k} \Gamma(f_k) \sigma_a(f_k)}{1 + \sum_{k=1}^n \tau \frac{P^*(z, f_k)}{\pi r_{eff}^2 h f_k} \Gamma(f_k) [\sigma_a(f_k) + \sigma_e(f_k)]} \quad (3)$$

ahol τ a metastabil állapot élettartama, r_{eff} az Er^{3+} ion eloszlás effektív sugara, h a Planck-állandó, c pedig a fény sebessége vákuumban. A (3) egyenletben $P^*(z, f_k)$ a pozitív és negatív irányba haladó f_k frekvenciájú fény intenzitások összege a z helyen.

Abban az esetben, ha az inverziós szintek dinamikáját is figyelembe vesszük, akkor N_2 egy parciális differenciális egyenlettel adott [6]:

$$\frac{\partial N_2(z, t)}{\partial t} = -\frac{N_2(z, t)}{\tau} - \frac{1}{n_l A_{eff}} \sum_{k=1}^n u_k \frac{1}{h f_k} \frac{\partial P(z, t, f_k)}{\partial z} \quad (4)$$

amely esetben a (2) egyenletrendszer is egy parciális differenciálegyenlet rendszerré változik, ahol az intenzitások az idő függvényei is, de teljesen azonos alakúak (2)-vel.

Fontos ismernünk az erősítő zaj járulékát. Ezért a terjedési egyenleteinkbe integrálnunk kell a megfigyelt tartományban jelentkező erősített spontán emissziót (ASE) bizonyos frekvencia osztással. Az ASE csatornák terjedését (2)-vel megegyező egyenletek írják le egy plusz tagtól eltekintve, aminek alakja:

$$u_k \sigma(f_k) \Gamma(f_k) n_t N_2(z) m h f_k \Delta f_k \quad (5)$$

ahol Δf_k a frekvencia felbontás és m a polarizációs állapotok száma.

A fenti egyenletek megoldása véges differenciás módszerekkel (FDM) megtehető úgy, hogy a szál teljes hosszát kisebb tartományokra osztjuk, és a populáció inverzió mértékét e rövid szakaszok végén újra számoljuk az ott megkapott intenzitás értékekből. A szimulációinknál használt általános érték volt, hogy egy 10 m-es szálát 100 részre osztottunk, az így keletkezett rövid szakaszokon negyedrendű Runge-Kutta módszert alkalmaztunk, amely szakaszok végén N_2 -t újra számoltuk.

Az erősítőbe becsatolt pumpáló fényforrás iránya lehet a jel terjedésével megegyező és azzal ellentétes irányú is. Az ellentétes irányú pumpálásnál a szál elején nem ismerjük annak értékét, így egy kettős szélsőérték probléma áll elő, amelyet többszöri iterációval sikerült lekezelnünk.

A fenti módon minden adalékolt szálerősítő modellezhető és ezzel a rendszer viselkedése jósolható, ha rendelkezésünkre állnak a hatáskeresztmetszetek hullámhossz függésre vonatkozó értékei ($\sigma_a(f_k)$ és $\sigma_{ea}(f_k)$), az átfedési integrál ($\Gamma(f_k)$) és a szennyező anyag koncentrációja (n_t).

Eredmények

A ritkaföldfémekkel adalékolt szálerősítők néhány méteren is 10-20 dB körüli erősítésre képesek. Így ezen rövid szakaszon általában elhanyagoljuk a diszperzió és nemlinearitás okozta hatásokat. A fenti egyenletek sem tartalmazzák azokat. A kommunikáció sebességének növekedésével viszont jelentőssé válhat az erősítő diszperziós járuléka a teljes rendszeréhez, ugyanis rövidebb impulzusok azonos mértékű diszperzió esetén nagyobb mértékben szélesednek ki. Így a bitek elkülöníthetetlenekké válhatnak. Egy másik fontos tényező a nagyobb intenzitásoknál jelentkező ön-fázis moduláció (SPM), ami a jel spektrumát szélesíti ki, és ezzel átfedések alakulhatnak ki a különböző frekvenciájú csatornák között WDM rendszerekben.

A problémát a klasszikus, nemlineáris hullámterjedés egyik fajta lekezeléséhez hasonló módon kívántuk megoldani. Ez a fajta megoldás az osztott operátor módszer vagy Split-Step Fourier (SSF) módszer, amely a szálba becsatolt elektromágneses hullám burkolófügg-

vényére ható exponenciális operátorok sorozatával tehető meg [7]. Egy első rendű SSF módszer esetén Δz hosszúságú szál szakaszra a belépő és kilépő burkolófüggvények között a következő összefüggés áll fenn:

$$A(z + \Delta z, t) = \exp(\hat{D}\Delta z) \exp(\hat{N}\Delta z) A(z, t) \quad (6)$$

ahol \hat{D} a lineáris-, \hat{N} a nemlineáris tagokat tartalmazó operátor. Ezek alakjai csak elsőrendű tagokat figyelembe véve:

$$\begin{aligned} \hat{D} &= \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \\ \hat{N} &= i\gamma |A(z, t)|^2 \end{aligned} \quad (7)$$

ahol i az imaginárius egység, β_2 a csoportsebesség diszperzió, γ a nemlineáris együttható, amely a nemlineáris törésmutatóból számolható és $A(z, t)$ a komplex burkoló függvény a z helyen.

A nemlineáris hatás figyelembe vételénél probléma adódik, mert a szál hossza mentén a burkoló függvény abszolút érték négyzete nem állandó. Ha a szál elején lévő értékkel számolnánk, a nemlinearitás túl kicsi lenne, ha a szál végén kapott, felerősödött jellel, akkor meg túl nagy. Az átlag kiszámítása viszont lehetséges olyan módon, hogy a (2) egyenletből megkapott $P(z, f_k)$ intenzitás-függvényekből pontról pontra előállítjuk $A(z, f_k)$ -t a frekvencia térben, majd inverz Fourier-transzformáció után átlagolunk. A burkoló időtérben való előállításához rendelkezésünkre áll a kezdeti fázis információ, amely a szál végén is változatlan, ugyanis (2) azt nem változtatja meg.

Ennél kissé egyszerűbb eljárás az, ha $P(z, f_k)$ -k átlagát számoljuk és ezen átlagnak a függvényében változtatjuk meg a nemlineáris lépés hosszát úgy, hogy a szál végén kapott burkoló függvényt használhassuk a számolásnál. Az így kapott redukált nemlineáris lépéshossz a következő alakban adható:

$$L_r = \frac{\langle P \rangle}{P(L)} L \quad (8)$$

ahol L a szál hossza és

$$\langle P \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L P(z) dz \quad (9)$$

A (2)-(9) egyenletek használatával épített modell alapján kapott eredményt az 5. és 6. ábrán foglaltuk össze. Itt egy 160 Gb/s sebességű WDM rendszerbe épített EDFA-t modelleztünk. Négy különböző csatorna terjed egymástól 1.4 THz távolságban. A multiplexelt 1 mW-os Gauss impulzusok a 193.4 THz frekvencia környékén (1550 nm) helyezkednek el egyenlő távolságban. Itt csak egy bit szélesre választottuk az idő ablakot, tehát egyetlen impulzus terjedését ábrázoljuk, mely négy különböző frekvenciából lett nyálábolva, hogy a diszperzió káros jelensége jól megfigyelhető legyen. A szálban lévő erbium koncentrációt $2.5 \cdot 10^{24} 1/m^3$ -nek, a

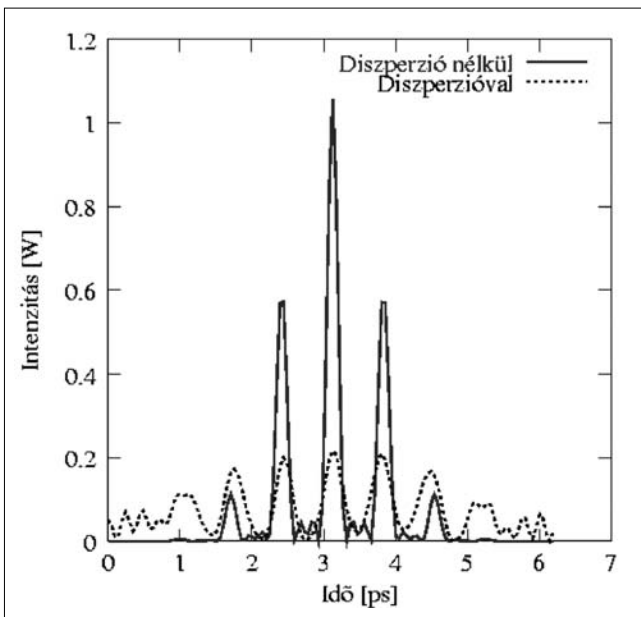
szál diszperzióját $4 \text{ ps}/(\text{nm km})$ -nek és a nemlineáris törésmutatót pedig $3.2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ -nak választottuk. A diszperzió tehát nem nagy. A tipikus egymódusú szálak (SSMF) 1550 nm hullámhossz körüli értéke $17 \text{ ps}/(\text{nm km})$.

A 30 m hosszú szál után létrejövő képen látszanak a diszperzió és a nemlinearitás jelei. A spektrumon (6. ábra) megjelennek a négy hullám keverésből adódó új frekvenciák, míg az 5. ábrán a jel alak teljesen szétfolyik, ami annyit jelent, hogy átlóg a szomszédos bitek időablakába (Interszimbolum interferencia).

A fent említett kommunikációs sebesség esetén a beállított diszperzió és nemlinearitás értékek, a számolásunk alapján nagynak bizonyultak. Ebben az esetben érdemes diszperzióban eltolt (DSF) szálakat hasz-

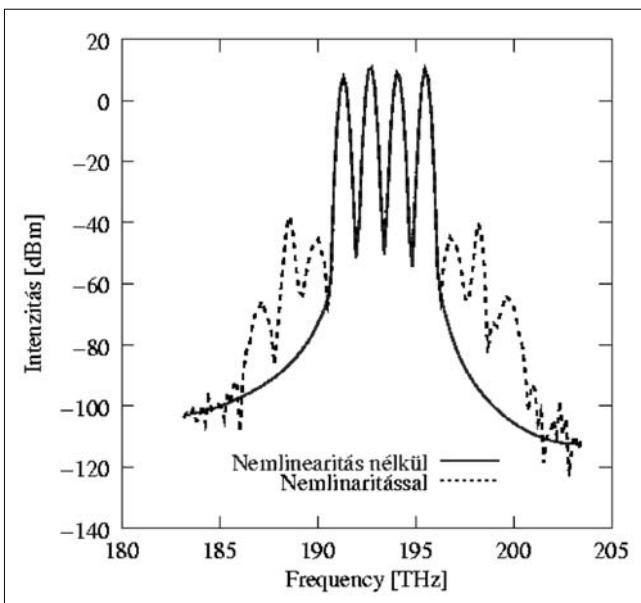
5. ábra

A különböző frekvenciák miatt összelebegő impulzus az erősítés számolása és a diszperzió számolása után.



6. ábra

A négy csatorna spektruma erősítés után és a nemlinearitás következtében megjelent új frekvenciákkal.



nálni az erősítőkben, amelyeknek 1550 nm körüli $20\text{-}30 \text{ nm}$ -es tartományban $1 \text{ ps}/(\text{nm km})$ -nél jóval kisebb a diszperziójuk. A nemlineáris hatások csökkentése is lényeges a csatornák jól elkülöníthetőségének érdekében. Erre a célra léteznek $2.4 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ vagy annál kisebb nemlineáris törésmutatóval rendelkező fényvezető szálak.

Összefoglalás

A ma rendelkezésünkre álló optikai erősítők nyújtotta változatosság lehetőséget ad arra, hogy a megtervezendő rendszert könnyen optimalizáljuk, a kívánalminknak megfelelően. Nem csak a szennyező anyagok, de a hordozók kiválasztása is újabb előnyös tulajdonságokkal javíthatja az optikai erősítők sávszélesség, veszteség és további fizikai tulajdonságait, amelyeket előnyünkre fordíthatunk.

Ezen szál erősítők alkalmazásában és egy komplett rendszer megtervezésében nyújthat segítséget a szimuláció. A vázolt modell alkalmas arra, hogy speciális szennyezők és hordozók esetén is, néhány mért fizikai paraméter segítségével jóslni tudjuk a rendszer viselkedését, illetve annak működését.

Köszönetnyilvánítás

Munkánkat nagymértékben támogatta Dr. Besztercey Gyula a Furukawa Electric Technológia Intézet Kft. ügyvezető igazgatója, akinek a szerzők ezúton is köszönetet mondanak.

Irodalom

- [1] P. C. Becker, N. A. Olsson and J. R. Simpson: Erbium-doped fiber amplifiers: fundamentals and technology, Academic Press, 1997.
- [2] Várallyay Z., Varga G., Jakab L., Richter P.: Szélessávú Raman szálerősítők modern telekommunikációs rendszerekben, Híradástechnika 2003/7, 24. oldal
- [3] Z. Várallyay, G. Varga, L. Jakab, P. Richter: Broadband Raman amplifiers in modern telecommunication systems, Híradástechnika 2003/12, 36. oldal
- [4] E. Desurvire: Erbium-doped fiber amplifiers: principles and applications, John Wiley & Sons, (1994).
- [5] C. R. Giles, E. Desurvire: Modeling Erbium-Doped Fiber Amplifiers, J. Lightwave Technol. 9, 271 (1991).
- [6] A. Bononi, L. A. Rusch: Doped-Fiber Amplifier Dynamics: A System Perspective J. Lightwave Technol. 16, 945 (1998).
- [7] G. P. Agrawal: Nonlinear fiber optics, Academic Press, 3rd edition, 2001.