

Szegedi Tudományegyetem
Természettudományi és Informatikai Kar
Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

OTDK dolgozat

**Üvegmagú fotonikus kristálysál diszperziós görbájének
meghatározása spektrális interferometriával**

Készítette: Gulyás Oldal Lénárd
Fizikus MSc szakos hallgató

Témavezető: Dr. Kovács Attila
Adjunktus

Szeged 2014

Tartalom

Bevezetés	2
I. Elméleti összefoglaló	4
I.1. Impulzusok lineáris terjedése.....	4
I.2. Kettős törés	6
I.3. Optikai szálak tulajdonságai	7
I.3.1 Hagyományos optikai szálak jellemzői.....	7
I.3.2 Fotonikus kristályszálak.....	11
I.4. Spektrálisan bontott interferometria.....	14
I.4.1. A mérés alapelve.....	14
I.4.2 Fázismodulált koszinusz függvény illesztésének módszere	16
II. Célkitűzés	17
III. Eredmények.....	18
III.1. A kísérleti elrendezés	18
III.2. A rövidebb szál vizsgálata.....	22
III.3. A hosszabb szál vizsgálata	25
Dolgozat összegzése.....	32
Irodalomjegyzék	33
Köszönetnyilvánítás.....	34
1. Függelék	35

Bevezetés

Az elmúlt néhány évtizedben a fényvezető optikai szálak alkalmazása jelentősen megnőtt számos tudományterületen, mivel a szál egyik végén belépő fényjel a szál teljes hosszán komolyabb veszteségek nélkül végig tud haladni, még a szál meghajlított állapotában is. Ezért az optikai szálak kiválóan alkalmazhatóak a telekommunikációban digitális jelsorozatokat alkotó fényimpulzusok továbbítására, nagy távolságra. Az optikai szálak manapság már az orvostudományban is nélkülözhetetlenek a modern endoszkópoknál vagy a laparoszkópos műszereknél, ahol az optikai szálnak a flexibilis fénytovábbítási tulajdonságát használjuk ki.

Ha ultrarövid lézerimpulzusok továbbítására használjuk a fényvezető szálakat, szembe kell néznünk azzal a problémával, hogy a szálban terjedő impulzus terjedése során még viszonylag rövid szál esetében is időben jóval nagyobb mértékben megnyúlik, mint a telekommunikációban használt piko- vagy nanoszekundumos fényimpulzusok esetében. Ennek egyik fő oka, hogy a szál magját alkotó anyag törésmutatója függ a hullámhossztól, amit anyagi diszperzióknak nevezünk. Ennek következtében a lézerimpulzusok egyes spektrális komponenseinek a szálban való terjedési sebessége eltérő, azaz a terjedés során időben a komponensek szétcsúsznak, ami az impulzus időbeli kiszélesedését eredményezi. Az anyagi diszperzió mellett még felléphet az ún. hullámvezető diszperzió, a módus diszperzió, a polarizációs módus diszperzió, és nagy intenzitások esetében a nemlineáris diszperzió is. Az anyagi és hullámvezető diszperzió hatását bizonyos mértékig az ún. impulzuskompresszorokkal kompenzálni tudjuk. Ennek során azonban előfordulhat, hogy míg az alacsonyabb rendű diszperziót kompenzáljuk, addig a magasabb rendű diszperzió jelentősebbé válik és például mellékimpulzusok megjelenéséhez vezet.

Az impulzusok torzulásmentes átvitelének megoldását segítheti az 1980-as évektől fejlesztett ún. fotonikus kristálysálak megjelenése, amelyeket speciális geometriai struktúrával készítenek. A szálgeometria pontos kialakításával elérhető, hogy a szál széles hullámhossztartományon egymódusú, diszperziómentes hullámvezetőként viselkedjen. Mivel az igencsak összetett geometriai struktúra gyakorlati megvalósítása még nem kiforrott, így fontos, hogy a legyártott szálak optikai tulajdonságait mérésekkel ellenőrizni tudjuk.

Dolgozatom célja volt egy üvegmagú fotonikus kristálysál diszperziós görbéjének meghatározása, mivel ezzel a görbével jól jellemezhető a szálnak az ultrarövid

lézerimpulzusok időbeli alakjára gyakorolt hatása. A dolgozatomban első részében áttekintem a szükséges ismereteket az ultrarövid lézerimpulzusok lineáris terjedéséről, a fényvezető optikai szálakról, illetve a fotonikus kristálysálakról. Bemutatom az általam vizsgált fotonikus kristálysál jellemzőit és az alkalmazott mérési módszert. Ezután megfogalmazom a célkitűzéseimet, majd rátérek az eredményeimre, ahol bemutatom az általam megépített mérési elrendezéseket, és kapott diszperziós görbéket. A dolgozatot egy rövid összefoglalóval zárom.

Méréseimet a Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékének Helios lézerlaborjában végeztem.

I. Elméleti összefoglaló

Elsőként tekintsük át azt a formalizmust, mellyel a fényimpulzusok optika szálban való terjedése is leírható [1-3].

I.1. Impulzusok lineáris terjedése

Vizsgáljuk meg egy lineáris, homogén, izotróp, diszperzív közegben terjedő ultrarövid fényimpulzus időbeli alakjának változását. Tételezzük fel, hogy az impulzus lineárisan poláros, azaz a térerősség-vektora egy adott síkban rezeg. Ekkor elegendő csak a síkkal párhuzamos irányban vizsgálni a térerősség értékét. A közegbe belépő fényimpulzust felfoghatjuk, mint különböző ω körfrekvenciájú monokromatikus hullámok szuperpozíciója, azaz:

$$E_{be}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(\omega) e^{i\omega t} e^{-i\phi_{be}(\omega)} d\omega \quad (1.1)$$

, ahol $E_0(\omega)$ a beérkező ω körfrekvenciájú hullám amplitúdója és $\phi_{be}(\omega)$ a spektrális fázisa.

A közegből kilépő fényimpulzus időbeli alakja azért változhat meg, mert az eltérő körfrekvenciájú spektrális komponensek más-más fázissebességgel haladnak a diszperzív közegben, illetve a közeg a komponensek amplitúdóját is megváltoztathatja. Ezen hatásokat oly módon vesszük figyelembe, hogy a monokromatikus hullámok amplitúdója az $A(\omega)$ amplitúdóátvitellel szorozódik, a fázisuk pedig eltolódik a közegre jellemző $\phi(\omega)$ spektrális fázissal. A közegből kilépő hullám térerősségének időbeli alakját a megváltozott amplitúdójú és spektrális fázisú monokromatikus hullámok összegzésével kapjuk meg:

$$E_{ki}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(\omega) A(\omega) e^{i\omega t} e^{-i(\phi_{be}(\omega) + \phi(\omega))} d\omega \quad (1.2)$$

Gyakran az $A(\omega)$ amplitúdóátvitel értéke jó közelítéssel állandó, azaz nem függ a frekvenciától. Ebben az esetben a jelalakban fellépő változásért csak a közeg $\phi(\omega)$ spektrális fázisa a felelős. Annak érdekében, hogy a fellépő spektrális fázistolás hatását

számszerűen is jellemezni tudjuk, célszerű sorba fejteni a spektrális fázisfüggvényt az impulzus ω_0 központi frekvenciája körül:

$$\begin{aligned} \phi(\omega) = & \phi(\omega_0) + \phi^{(1)}(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \phi^{(2)}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + \\ & \frac{1}{6} \phi^{(3)}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{24} \phi^{(4)}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^4 + \frac{1}{120} \phi^{(5)}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^5 + \dots \end{aligned} \quad (1.3)$$

Az így kapott $\phi(\omega_0)$, $\phi^{(1)}(\omega_0)$, $\phi^{(2)}(\omega_0)$, $\phi^{(3)}(\omega_0)$, $\phi^{(4)}(\omega_0)$, $\phi^{(5)}(\omega_0)$ fázisderiváltakkal jellemezhetjük a közeg diszperzióját. Vizsgáljuk most meg külön-külön milyen hatással vannak a különböző együttthatók az impulzus időbeli alakjára:

- $\phi(\omega_0)$ tagnak csak a néhány optikai ciklusból álló (10 fs-nál rövidebb) ultrarövid fényimpulzusoknál van szerepe, mivel erősen befolyásolja, hogy az időfüggő térerősség burkológörbéjének maximumához képest mennyivel van elcsúszva a térerősség maximális értéke.

- $\phi^{(1)}(\omega_0) = \frac{d\phi(\omega)}{d\omega_0}$ tag neve csoportkésleltetés (group delay, GD). Megadja azt az időt, ami alatt az ω_0 központi frekvenciájú impulzus áthalad a diszperzív közegen.

- $\phi^{(2)}(\omega_0) = \frac{d^2\phi(\omega)}{d\omega_0^2}$ tagot csoportkésleltetés-diszperciónak nevezzük (group delay dispersion, GDD). Ha az impulzust több különböző vivőfrekvenciájú impulzusocskák összegeként fogjuk fel, és az impulzusocskák csoportkésleltetése függ a frekvenciától, azaz eltérő idő alatt érnék át a közegen, akkor ez az impulzus időbeli kiszélesedéséhez vezet. Az impulzus kezdeti GDD-jének előjelétől függően a közeg GDD-je csökkenti vagy növeli az impulzus időbeli félértékszélességét.

- $\phi^{(3)}(\omega_0) = \frac{d^3\phi(\omega)}{d\omega_0^3}$ tagnak nincs speciális elnevezése, egyszerűen csak harmadrendű diszperciónak (third order dispersion, TOD) hívják. Ennek hatására az impulzus időbeli alakja aszimmetrikus lesz, esetleg mellékimpulzusok jelennek meg.

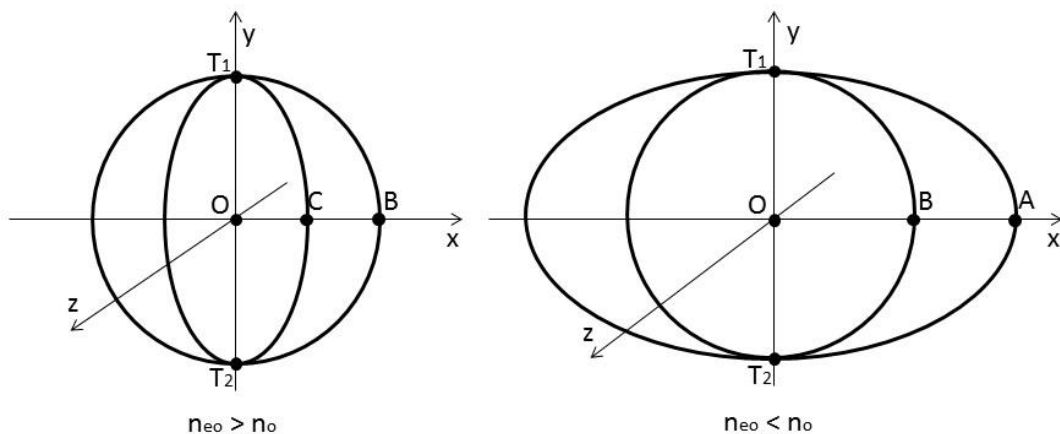
- $\phi^{(4)}(\omega_0) = \frac{d^4\phi(\omega)}{d\omega_0^4}$ elnevezése negyedrendű diszperzió (fourth order dispersion, FOD). E tag hatására az impulzus időben csak kismértékben szélesedik ki, viszont az impulzusnak "talpai" lesznek, amelynek következtében az impulzus kontrasztja lecsökken.

$-\phi^{(5)}(\omega_0) = \frac{d^5\phi(\omega)}{d\omega_0^5}$ neve ötöd rendű diszperzió (quint order dispersion, QOD). Az impulzusra való hatása hasonló, mint a TOD-nak, vagyis aszimmetrikus impulzusalak jön létre mellékimpulzusokkal.

I.2. Kettős törés

Mivel a vizsgált fotonikus kristálysál kettősen törő, ezért röviden tekintsük át ennek a jelenségnek a megértéséhez szükséges alapvető ismereteket [4-6]. Bizonyos kristályok (pl. kalcit kristály) olyan tulajdonsággal rendelkeznek, hogy ha rajtuk keresztül szemlélünk egy írást, azt kettősnek látjuk. Ezt a jelenséget nevezzük kettős törésnek, ami az amorf és a szabályos kristályrácsú anyagok kivételével minden kristályos anyagban fellép. Ennek az az oka, hogy a kristályra bocsátott természetes fényt a kristály két, egymásra merőleges polarizációjú sugárra bontja. Az egyik sugár az ún. rendes vagy ordinárius sugár, ami követi a Snellius-Descartes-féle törési törvényt, és erre a sugárra, minden beesési szögnél a kristály n_o törésmutatója állandó. A másik sugarat extraordinárius vagy rendellenes sugárnak nevezik, mivel a Snellius-Descartes-féle törési törvényt nem követi, és az előzővel ellentétben erre a sugárra a kristály n_{eo} törésmutatója függ a beesési szögtől.

Mivel az ordinárius hullámra vonatkozó n_o és az extraordinárius hullámra vonatkozó n_{eo} törésmutatók különböznek egymástól, ezért a kristályban a kétfajta fényhullám különböző fázissebességgel terjed. Ezért a kristály belsejében lévő O pontból kiinduló természetes fényhullámnak az o összetevője bizonyos idő alatt az OB sugarú gömbfelületre ér, az eo összetevője pedig egy forgási ellipszoidra, amelyet a 1. ábra szemléltet. Az ellipszoid a gömbfelületet a T_1 és T_2 pontjában érinti, mivel a tengely irányában a kétféle fázissebesség megegyezik.



1. ábra. Az ordinárius és extraordinárius hullámok fázissebességeinek irányfüggése.

I.3 Optikai szálak tulajdonságai

I.3.1 Hagyományos optikai szálak jellemzői

A hagyományos optikai szálakban az impulzus torzulását nem tisztán az anyagi diszperzió okozza, hanem több diszperzió típus együttes hatása miatt változik meg a szálból kilépő impulzus időbeli alakja. Ezek a diszperzió típusok a következők [2,7]:

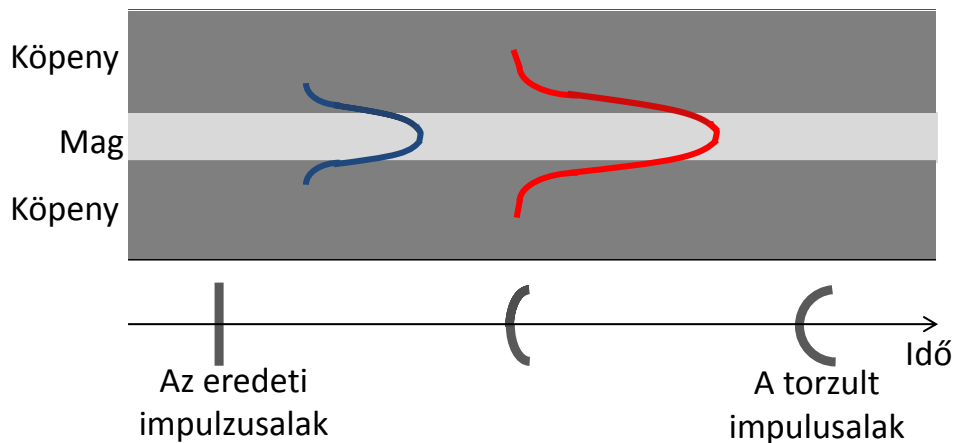
- Kromatikus diszperziós (hullámvezető- és anyagi diszperzió együttes hatása)
- Polarizációs módus diszperzió
- Nemlineáris diszperzió
- Módus diszperzió

A hullámvezető diszperzió és az anyagi diszperzió hatása nem mérhető külön-külön, ezért csak együttesen tudjuk őket meghatározni és közös néven kromatikus diszperciónak nevezzük.

Az anyagi diszperzió hatása abból következik, hogy az optikai szál magjának törésmutatója függ a benne terjedő fény hullámhosszától, pontosabban pozitív diszperzió esetén a nyaláb hosszabb hullámhosszú komponensei lemaradnak, a rövidebb hullámhosszkomponensek pedig előrehaladnak a terjedés során, így az impulzus kiszélesedik.

A hullámvezető diszperzió viszont ellentétes hatású, így egymás hatását kis tartományon belül kompenzálni is képesek. A hullámvezető diszperzió abból adódik, hogy

ha az optikai szálban kialakuló módus átmérője nagyobb, mint a szál magátmérője, akkor a fény a köpenyben is terjedni fog. Azt a határt, ameddig az impulzus behatol a köpenybe "mode field diameter"-nek (MFD) nevezzük. Az MFD nagysága függ az alkalmazott fény hullámhosszától, egészen pontosan a rövidebb hullámhosszú komponensekhez kisebb MFD érték tartozik. A 2. ábrán látható, hogy a rövidebb (kék) hullámhosszkomponens kevésbé hatol a köpenybe, mint a hosszabb (vörös) komponens, valamint az ábra alján látható, hogy a magban és a köpenyben terjedő impulzusrészek között futási idő különbség lép fel, mivel a mag és a köpeny törésmutatói eltérnek. Ezért az eredeti impulzusalak görbült lesz, a köpenyben terjedő impulzusrész előrébb lesz a magban terjedő impulzusrészhez képest.



2. ábra. A hullámvezető diszperzió szemléltetése.

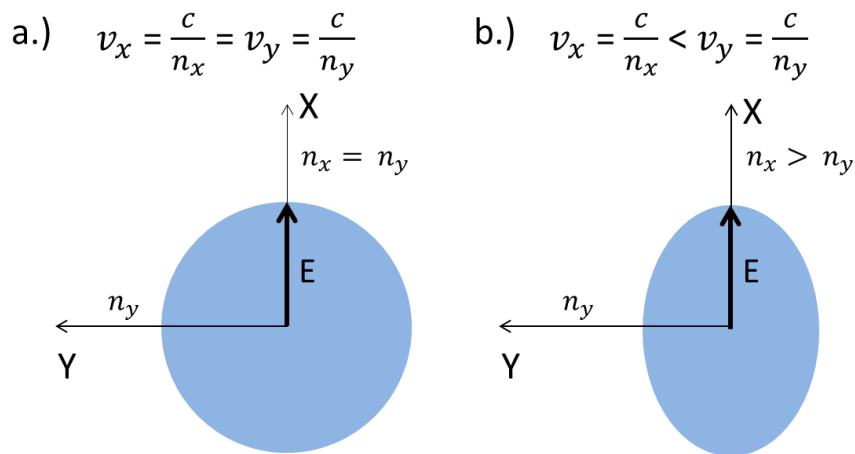
Fontos megemlíteni, hogy a fényvezető optikai szálak kromatikus diszperziójának jellemzésére gyakran nem a femtoszekundumos optikában használt GDD, TOD, FOD, stb. diszperziós együtthatókat alkalmazzák, hanem az D diszperziós együtthatót [8]:

$$D = \frac{1}{L} * \frac{dGD}{d\lambda} \quad (1.4)$$

,ahol L a szál hossza. Rendszerint ps/nm*km mértékegységben adják meg.

A polarizáció módus diszperzió (PMD) egy szál kettős törő tulajdonsága miatt lép fel [2,10], mivel a szálba lépő fénynyaláb két egymásra merőleges polarizációjú nyalábra válik szét, és a két nyaláb eltérő törésmutatójú közeget érzékel. Emiatt a két polarizációs

síkban terjedő impulzus között futási idő különbség lép fel. A PMD jelensége a 3. ábra segítségével érthető meg. Az a.) ábrán egy olyan szál törésmutatójának profilja látható, amelynek a két polarizációs irányban a törésmutatója azonos, azaz a törésmutató profil kör alakú, így ebben az esetben nem fog fellépni a PMD hatása. Ellentétben a b.) ábrával. Ezen az ábrán egy olyan szál törésmutató profilja figyelhető meg, amely ellipszis alakú, vagyis az optikai szálnak az egyes polarizációs irányokban a törésmutató értéke eltérő értékű. Ezért az egyes polarizációs irányba terjedő impulzusok más-más törésmutatót érzékelnek és emiatt köztük futási idő különbség lép fel. Ha mondjuk az x irányban az n_x törésmutató értéke nagyobb, mint az y irányú n_y értéke, akkor a $v = \frac{c}{n}$ összefüggés értelmében (ahol c a fény terjedési sebessége vákuumban) a v_x értéke kisebb lesz, mint v_y . Ennek értelmében megkülönböztetünk lassú tengelyt (slow axis), ami esetünkben az x tengely, és gyors tengelyt (fast axis), ami a példában az y tengely.

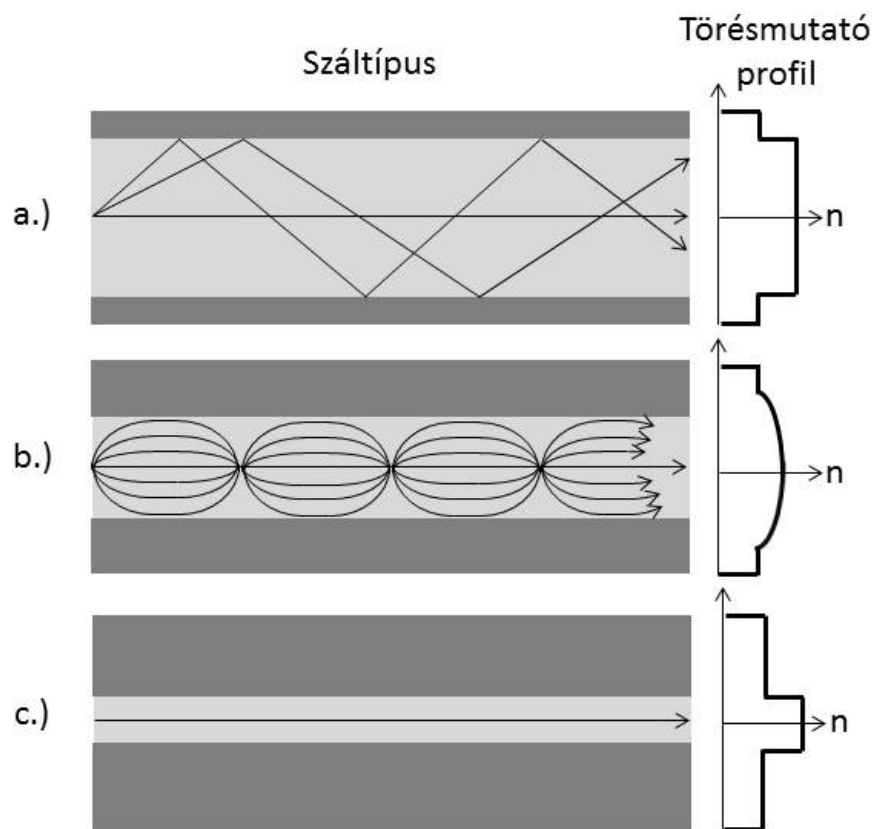


3. ábra. A polarizációs módus diszperzió szemléltetése. Az a.) ábra egy homogén törésmutatójú szál esetében, a b.) ábra pedig inhomogén törésmutatójú szál esetében mutatja a polarizációs módus diszperziót.

A nemlineáris diszperzió hatása, akkor válik jelentőssé, ha olyan nagy intenzitásokat alkalmazunk, amelyeknél a szál törésmutatója intenzitásfüggővé válik. A törésmutató intenzitásfüggő részét nemlineáris törésmutatónak nevezzük, ami nagy intenzitások hatására önfázis modulációt eredményez. Ez a jelenség bizonyos körülmények között képes kompenzálni a csoportsebesség diszperzió hatását, így az impulzus torzulások nélkül haladhat keresztül a szálon (szolitonterjedés).

Egy további diszperziós jelenséggel kell számolnunk, ha az optikai szálban nemcsak az alaplómódus, hanem magasabb rendű módusok is kialakulhatnak. Ez a jelenség a módus diszperzió [9]. E diszperzió függ a szál magjának átmérőjétől, hiszen a magban

annál több módus alakulhat ki, minél nagyobb a magátmérő. Az impulzustorzító hatás azért lép fel, mert a különböző rendű módusok más és más útvonalon terjednek a szálban, így más úthosszakat is járnak be. Emiatt a különböző módusok futási ideje eltérő lesz, a szálból kilépő impulzus torzul. A multimódusú szálaknál ez a diszperziós hatás jelentősebb, mint az előző diszperziós hatások. A jelenség megértését segíti a 4. ábra. Az a.) ábra egy multimódusú szálakat mutat, amelynek a törésmutató profilja lépcsős. Látható, hogy a különböző rendű módusok más-más útvonalon terjednek, és emiatt fellép a módus diszperzió. A b.) ábrán egy gradiens törésmutatójú szál látható. Ennél a típusnál is fellép módus diszperzió, mivel még elég nagy a magátmérő több módus kialakulásához, azonban az ilyen szálstruktúráknál kisebb az impulzustorzító hatás, mint az előző típusnál. A c.) ábra egy egymódusú szálakat szemléltet, amelyben ez a hatás fel sem lép a mag kicsiny mérete miatt.

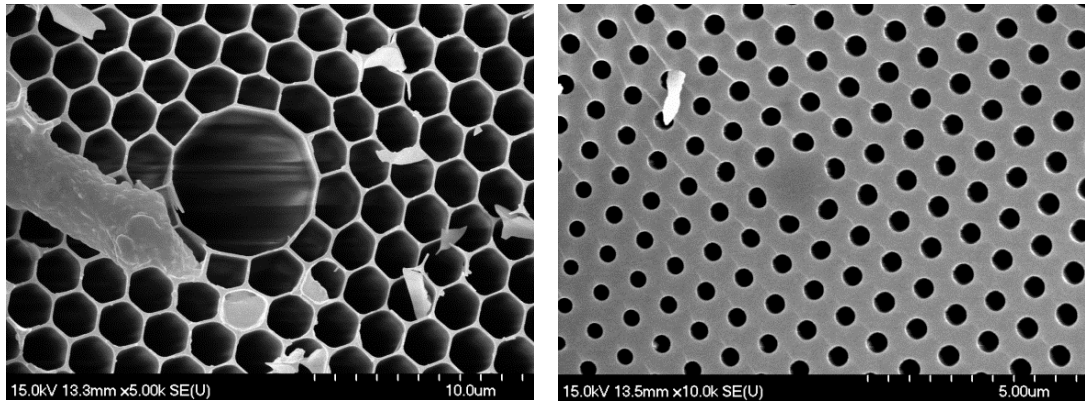


4. ábra. A módus diszperzió a.) multimódusú, lépcsős törésmutató profilú
 b.) multimódusú, gradiens indexű és c.) egymódusú szálaknál.

I.3.2 Fotonikus kristálysálak

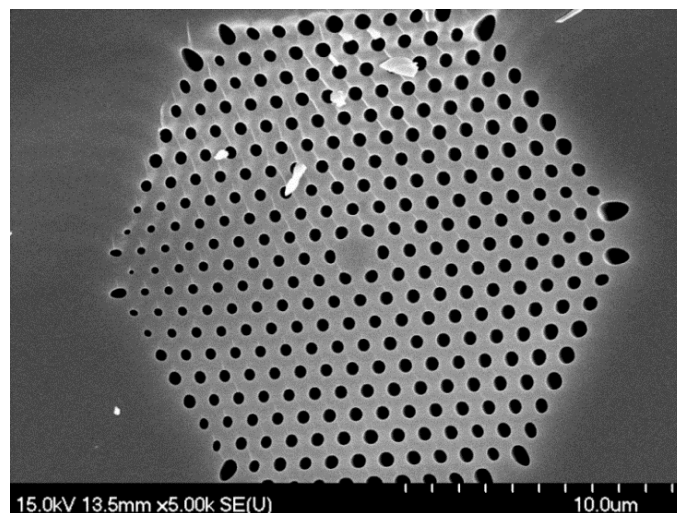
A kutatók szerte a világban azon dolgoznak, hogy forradalmasítsák az optikai sálak felépítését és optikai tulajdonságait, mint például a csillapítás vagy a diszperzió. A '80-as évektől zajlanak kutatások előnyösebb tulajdonságú anyagból készülő optikai sálak előállítására, amelyek mikrostruktúrált szerkezetűek. Ezeket az anyagokat fotonikus kristályoknak nevezik [11]. A kristályokban megvalósított periodikus mikrostruktúrák, azaz a megengedett és tiltott energiasávok elhelyezkedése ugyanúgy foghatók fel, mint a félvezetők esetében. Mivel a félvezetők esetében a tiltott sávban nem tartózkodhatnak elektronok, ezért a fotonikus kristályok tiltott sávjaiban sem tartózkodhatnak fotonok. Ezt úgy kell elképzelni, hogy bizonyos energiájú fotonokat visszaver a kristály, viszont a megengedett energiájú fotonokat átengedi. Számos kutatócsoport fejleszt ilyen kristályokat kettő és három dimenzióban, valamint sík geometriában is, és képesek ezt a szerkezeti formát optikai sál formájában is előállítani, amelyet fotonikus kristálysálnak (PCF) nevezünk.

Egy ilyen PCF keresztmetszetében apró levegő csatornácskákat alakítanak ki, amelyek hengerszerűen futnak végig a sál teljes hosszán [12]. Ezek a csatornácskák koncentrikusan veszik körül a sál közepén lévő fényvezető magot, amely lehet levegővel töltött vagy tömör mag is. Ennek alapján két fő sáltípust különböztethetünk meg, amelyek az 5. ábrán láthatók. Az ábrán egy légmagú és egy üvegmagú fotonikus kristálysál keresztmetszeti elektronmikroszkópos képe látható. Jól megfigyelhető a sálakban kialakított mikrostruktúra, ahol a fekete részek jelölik a levegő csatornácskákat, a világosabb, szürke rész pedig egyfajta üveg, általában tiszta kvarc. Üvegmag esetében a központi rész rendszerint magasabb törésmutatójú, mint a körülötte levő köpeny, így az apró levegő csatornácskák a fényt ebbe a magba vezetik és a hullám terjedése a sálban itt megy végbe a teljes visszaverődés jelenségéhez hasonlóan. A légmagú sál esetében viszont a fény a sál közepén lévő alacsony törésmutatójú csőben halad, amit szerkezeti hibaként is felfoghatunk. Fontos, hogy ebben az esetben a fény terjedése nem a teljes visszaverődés jelenségén alapul. A képeken láthatóak kisebb-nagyobb, alakatlan, világosabb formák is, amelyek a vágás során keletkezett apró törmelék darabkák.



5. ábra. Két fő PCF típus: légmagú (balra) és tömör vagy üvegmagú (jobbra) fotonikus kristálysál.

Az általam megvizsgált szál egy üvegmagú fotonikus kristálysál (SCG-800, NKT Photonics), amelynek elektronmikroszkópos keresztmetszeti képe a 6. ábrán látható. A képen jól látszik a szál mikrostruktúrájú felépítése, ami ennél a szálnál hatszöges elrendezésű, a közepén egy magas törésmutatójú üvegmaggal. Szintén észrevehető, hogy a levegő csatornácskák aszimmetrikus elrendezésűek, ami mutatja, hogy még nincs meg a szükséges technológia a szálak tökéletes, hiba nélküli húzására, ezért szükség van a szálak optikai tulajdonságainak folyamatos kísérleti ellenőrzésére.



6. ábra. Az SCG-800 fotonikus szál elektronmikroszkópos képe 5000-szeres nagyításban.

A szál diszperziós görbéjét a 7. ábrán láthatjuk. A görbe alakja egy másodfokú görbéhez hasonlít, ami nulla diszperziós érték felett éri el maximumát. Ez azt jelenti, hogy a diszperzió két helyen is felveszi a nulla értéket, azaz itt az (1.4) egyenletből következően a csoportképletelés-diszperzió minimális. Ennek a szálnak egy speciális tulajdonsága, hogy megfelelő hosszúságnál és kellően nagy intenzitás alkalmazásánál e két pont

közelében fehér fény kontinuum kelthető benne. A szál főbb tulajdonságai az 1. táblázatban olvashatók.



7. ábra. Az SCG-800 típusú szál diszperziós görbéje [13] alapján.

Rövid/hosszú hullámhossznál a zérus diszperzió helye	~ 775 nm / ~ 945 nm
Magátmérő	1,4 μm
Levágási hullámhossz	<500nm
MFD értéke a szálban	1,36 μm
Numerikus apertúra @ 780 nm	0.44
Nemlineáris együttható	130 (W*km) ⁻¹

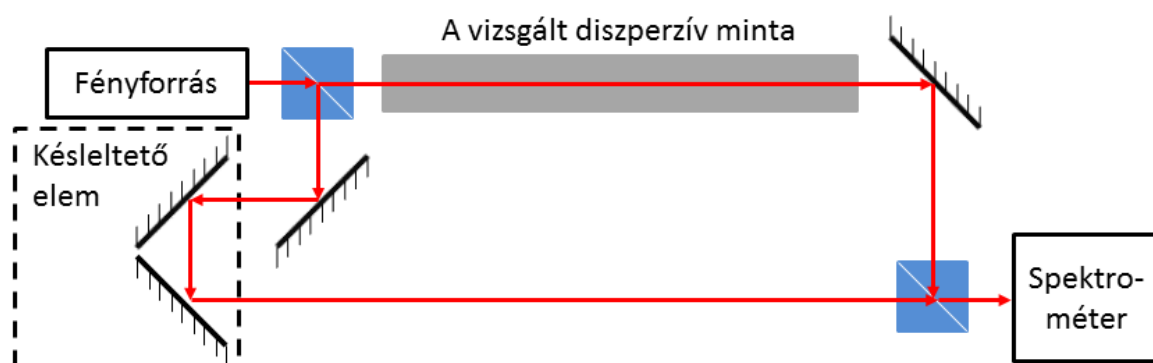
1. táblázat. Az SCG-800 fotonikus kristályszál szál legfontosabb fizikai és optikai jellemzői. [13]

I.4. Spektrálisan bontott interferometria

A következőkben áttekintjük egy diszperzió mérési módszernek, a spektrálisan bontott interferometriának a jellemzőit, mellyel már különböző optikai elemeknél sikerült nagy pontossággal meghatározni a minta diszperzióját, és ezért én is ezt a módszert választottam a szál diszperziójának mérésre.

I.4.1. A mérés alapelve

A mérési elrendezés egy kétutas interferométerre épül, amelynek egyik karjába (tárgykar) helyezzük a vizsgálni kívánt diszperzív mintát (8. ábra). Az interferométert egy széles sávú fényforrással világítjuk meg, mely lehet halogén lámpa, de lehet egy ultrarövid lézerimpulzus is [14-18]. Az interferométerbe érkező fénynyalábot kettéosztjuk egy nyalábosztó kockával. Az egyik nyaláb keresztülhalad a diszperzív mintán, míg a másik a referenciakarban halad, amelyben ideális esetben nincs diszperzív elem. A referenciakar szerepe az, hogy megfelelő időbeli késleltetést tudjunk létrehozni a két nyaláb között. Az interferométer kimeneténél a két nyalábot egyesítjük oly módon, hogy ugyanazon az útvonalon haladjanak a spektrométerbe. A referenciakarban lévő késleltető elem megfelelő állásánál a spektrométeren egy modulált spektrum látható, melyet az (1.5) egyenlettel írhatunk le:



8. ábra. Spektrálisan bontott Mach-Zehnder interferométer.

$$I(\omega) = I_t(\omega) + I_r(\omega) + 2\sqrt{I_t(\omega)I_r(\omega)} \cos(\Delta\varphi(\omega)) \quad (1.5)$$

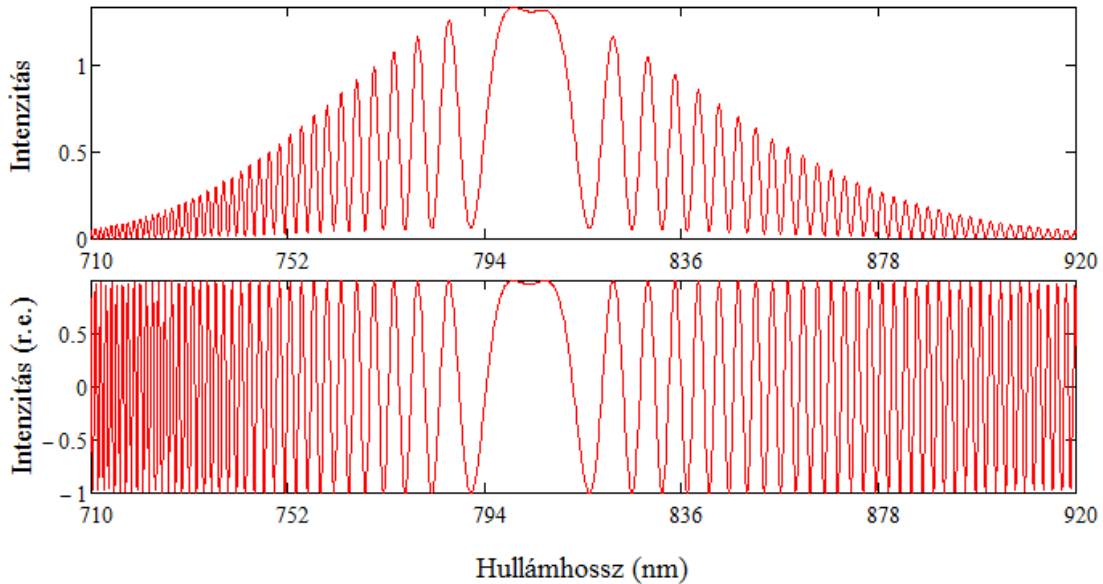
ahol I_t és I_r a tárgykarból és a referenciakarból érkező fénynyaláb spektrális intenzitása, $\Delta\varphi(\omega)$ a két kar közötti fáziskülönbség. E fáziskülönbséget a következő összefüggéssel adhatjuk meg, ha d a diszperzív minta vastagsága, l_t és l_r a tárgy- és a referenciakar hossza és $\varphi(\omega)$ pedig a spektrális fázistolása:

$$\Delta\varphi(\omega) = \frac{\omega}{c}(l_t - l_r - d) + \varphi(\omega) \quad (1.6)$$

A dolgozatban használt kiértékelési módszer csak akkor alkalmazható, ha a felvett interferogramokat normáljuk, vagyis ha a fenti (1.5) egyenletből kifejezzük a $\cos(\Delta\varphi(\omega))$ tagot:

$$\cos(\Delta\varphi(\omega)) = \frac{I(\omega) - I_t(\omega) - I_r(\omega)}{2\sqrt{I_t(\omega)I_r(\omega)}} \quad (1.7)$$

Egy szimulált (a) és a normált (b) interferogram közötti különbséget a 9. ábra mutatja:



9. ábra. A szimulált (a) és a normálással előállított (b) spektrálisan bontott interferogram.

I.4.2 Fázismodulált koszinusz függvény illesztésének módszere

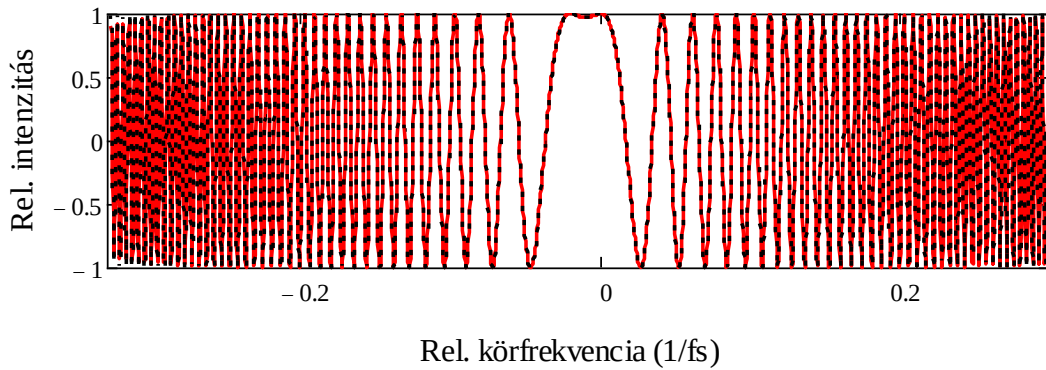
A módszer lényege, hogy a normált interferogramra egy fázismodulált koszinusz függvényt illesztünk, amelynek alakja a következő:

$$I_{illesztett} = u_0 + u_1 \cos(u_2 + u_3(\omega - \omega_0) + u_4(\omega - \omega_0)^2 + u_5(\omega - \omega_0)^3 + u_6(\omega - \omega_0)^4 + u_7(\omega - \omega_0)^5) \quad (1.8)$$

,ahol $u_3, u_4, \dots, u_7$ illesztési paraméterek a megfelelő konstans szorzással a diszperziós együtthatókat adják meg:

$$GD \equiv u_3 \quad ; \quad GDD \equiv 2 \cdot u_4 \quad ; \quad TOD \equiv 6 \cdot u_5 \quad ; \quad FOD \equiv 24 \cdot u_6 \quad ; \quad QOD \equiv 120 \cdot u_7$$

A 10. ábrán a koszinusz függvény illesztése látható a 9. ábrán már bemutatott normált interferogramra (piros a normált jel, fekete pedig az illesztett koszinusz függvény).



10. ábra. Fázismodulált koszinusz függvény illesztése a normált interferogramra.

A módszer előnye, hogy a kiértékelést gyorsan el tudjuk végezni, és akár automatizálható is. Hátránya azonban, hogy ha a csíkrendszer túl sűrűvé válik, vagy ha a normált interferogram amplitúdója túl nagy mértékben változik az illesztőprogram nem tud, vagy csak pontatlanul tud koszinusz függvényt illeszteni a jelre, és ezáltal a diszperziós együtthatók meghatározása során számottevő eltéréseket tapasztalhatunk.

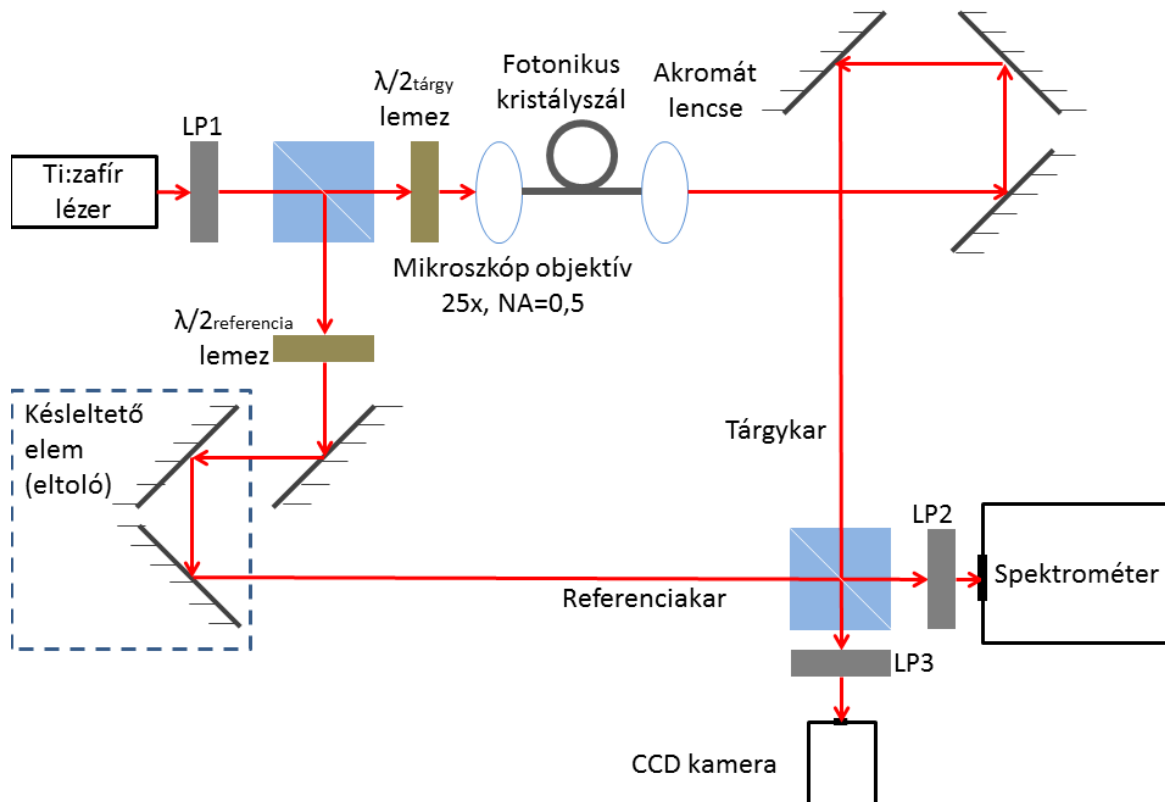
II. Célkitűzés

- Megmérem egy 55 mm és egy 85 mm hosszú SCG-800 típusú üvegmagú fotonikus kristálysál diszperziós görbét a spektrálisan bontott interferencia módszerét alkalmazva.
- A hosszabb optikai szál esetében megvizsgálom, hogy változik-e a szál diszperziós görbéje, ha a becsatolt lézerfény teljesítményét változtatom.

III. Eredmények

III.1. A kísérleti elrendezés

Két különböző hosszúságú, üvegmagú SCG-800 típusú fotonikus kristályszálnak határoztam meg a diszperziós görbéjét. Mérési elrendezésként egy Mach-Zehnder interferométert használtam, amely a 11. ábrán látható. Az interferométer tárgykarjába helyeztem be a vizsgálni kívánt fotonikus kristályszálat. Fényforrásként egy 800 nm központi hullámhosszúságú Ti:zafír lézer fényét vezettem a mérési elrendezéshez. A lézer átlagos teljesítménye ~ 200 mW és impulzusainak hossza 20 fs, amelyeket 80 MHz-es ismétlési frekvenciával szolgáltat. A lézer fényét egy 0,5 numerikus apertúrájú, rövid munkatávolságú mikroszkóp objektív segítségével fókuszáltam a szálba. A szál után akromát lencsét ($f = 19$ mm, numerikus apertúra = 0,66) helyeztem el, amelynek segítségével kollimáltam a szálból kilépő lézernyalábot. A kiértékelések során a szálba be- és kicsatoló elemek diszperziós értékeit kivontam az interferogrammból közvetlenül kapott diszperziós értékekből.



11. ábra. Spektrálisan bontott Mach-Zehnder interferométer, tárgykarjában a vizsgált fotonikus kristályszállal.

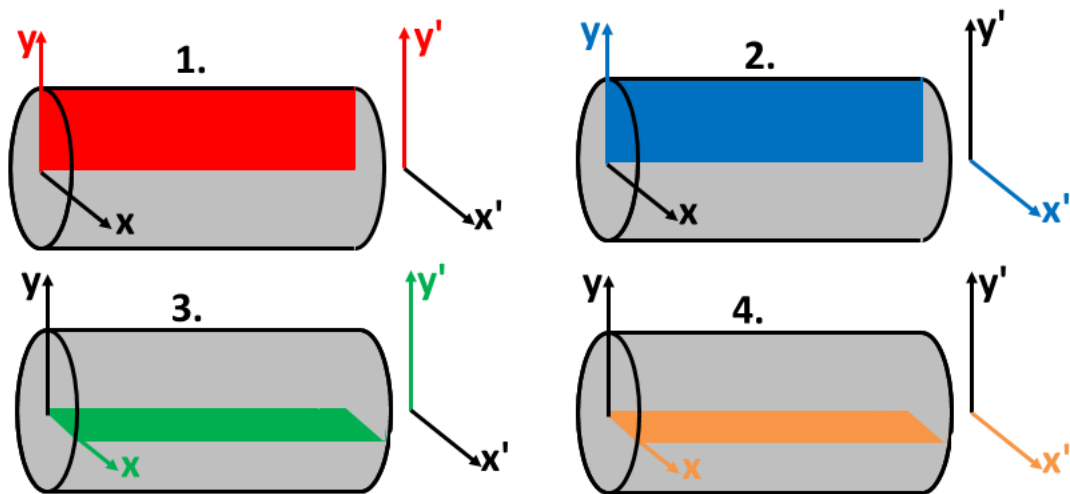
Az interferométer kimenetét kétféle spektrométerrel is vizsgáltam. Az egyik egy Ocean Optics HR4000 típusú spektrométer, amely rövid hullámhossztartományon (700 – 900 nm) használható, viszont nagy spektrális felbontóképességű (0,1 nm). A másik pedig egy Avantes 3648 típusú spektrométer volt, amely jóval nagyobb hullámhossztartományon használható (200 – 1100 nm), viszont a felbontóképessége elmarad az előbbitől (0,3 nm). A szálba való becsatolás minőségét egy Thorlabs DCU223 típusú CCD kamerával tudtam ellenőrizni, amely a spektrométer mellett, az interferométer másik kimeneténél kapott helyet. Kimutattam, hogy a gyári adatoktól eltérően a szál kettősen törő, ezért a mérések során mindkét polarizációs irányban vizsgáltam a szálak diszperziós tulajdonságait, ezért mind az interferométer bementénél, mind a spektrométer illetve a CCD kamera előtt egy-egy polarizátort helyeztem el (LP1, LP2, LP3). Ezenfelül az interferométernek mind a tárgykarjába, mind a referenciakarjába helyeztem egy-egy félhullámlemez, amelyekre azért volt szükség, hogy a megfelelő irányba tudjam forgatni a lézerimpulzusok polarizációs irányát. Ennek megfelelően minden mérési alkalommal négy különböző mérési beállításnál határoztam meg a szál diszperziós görbéjét (12. ábra):

1. A be- és kimeneti polarizátorok (LP1, LP2) is és a tárgy- és referenciakarban levő félhullámlemezek polarizációs síkjai párhuzamosak voltak egymással, azaz ekkor a szál egy meghatározott polarizációs irányba lett gerjesztve és ez az irány is lett vizsgálva a kimeneten.
2. A tárgykarban levő félhullámlemez azonos állásban volt az előbbivel, viszont a kimeneti polarizátor polarizációs síkja a bemeneti polarizátoréhoz képest 90^0 -kal el volt forgatva. Ezért a referenciakarban levő félhullámlemez is a kimeneti polarizációs irányhoz kellett igazítani annak érdekében, hogy a kimeneten interferencia legyen megfigyelhető. Tehát ekkor is a szál ugyanazon polarizációs irányba lett gerjesztve, mint az 1. esetben, viszont a kimeneti oldalon az arra merőleges polarizációs irányba lett vizsgálva, azaz a szálban történő fény átszóródásának mértéke volt mérhető.
3. Ekkor ismét párhuzamos állásban voltak a polarizátorok síkjai, viszont a szál előtti félhullámlemez segítségével a szálba becsatolt lézerimpulzus rezgési síkját 90^0 -kal elforgattam, ezáltal lehetővé vált a szál másik polarizációs síkja mentén a diszperziós jellemzők vizsgálata. Ebben az esetben a referenciakarban lévő félhullámlemez vissza kellett állítani az

eredeti állásába. Ezzel a mérési beállítással ismét a szálban terjedő impulzus átcsatolódásának mértéke volt vizsgálható.

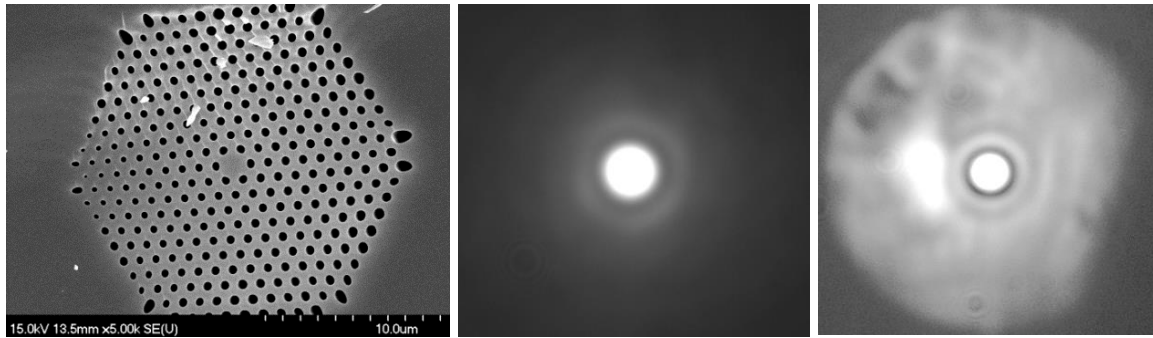
4. A tárgykarban lévő félhullámlemez állása változatlan maradt a 3. mérési beállításnál említett képest, viszont a kimeneti polarizátor állása a bemenetihez képest 90^0 -al el volt tekerve és ezzel együtt a referenciakarban lévő félhullámlemez is a kimenethez lett állítva.

A fent leírt mérési beállítások szemléltetése a 12. ábrán látható, ahol is a szál gerjesztési irányait a vesszőtlen koordináták mutatják, míg a vesszős koordináták a vizsgált polarizációs irányt, azaz a spektrométer előtt lévő polarizátor irányát jelentik.



12. ábra. A szálba csatolt fény polarizációs síkjai a vizsgált polarizációs irányokkal.

A vizsgált SCG-800 típusú fotonikus kristályszárról először készítettünk elektronmikroszkópos képeket, mert a szakirodalomban nem találtam a szál struktúrájáról pontos leírást vagy ábrázolást. Egy ilyen kép látható a 13. a.) ábrán. A 13. b.) ábra a CCD kamerával készített kép, amely a szálból kilépő fény intenzitás eloszlását mutatja abban az esetben, amikor tökéletesen a szál magjába történt a becsatolás. Látszódik, hogy a mag ebben az esetben igen intenzíven világít, a körülötte levő köpenyben nem, vagy csak igen kis mértékben terjed a lézervény. A 13. c.) ábra azt az esetet hivatott bemutatni, amikor a lézer lefókuszált fénye nem tökéletesen a kristályszál magjába irányult. Ekkor ugyan látszódik a mag intenzíven világító fénye, viszont sokkalta gyengébben világít, mint a b.) esetben. Ugyanakkor látszódik az is, hogy a köpenyben ezúttal már számottevő fény mennyiség tud terjedni a pontatlan becsatolásnak köszönhetően.



a.)

b.)

c.)

13. ábra. Az SCG-800 fotonikus kristálysál elektronmikroszkópos képe (a), a szál végén kialakuló intenzitás-eloszlásról a CCD kamerával készített kép jó becsatolás mellett (b) és pontatlan becsatolás esetén (c).

A méréseim során szükséges volt a *b.) ábrán* feltüntetett, tökéletes becsatolás elérése, hiszen ennek elmaradása esetén a meghatározott diszperziós értékek és az azokból számolt diszperziós görbe nem pusztán az optikai szál fényvezető részének az anyagára volna jellemző, hanem az őt körülvevő, tőle kisebb törésmutatójú közegre, a köpenyre is. Ennek megfelelően minden méréssorozat előtt tökéletesítettem a lézerfénynek a szálba való becsatolását, és ezután kezdtem meg a különböző mérési beállításoknál a méréseket.

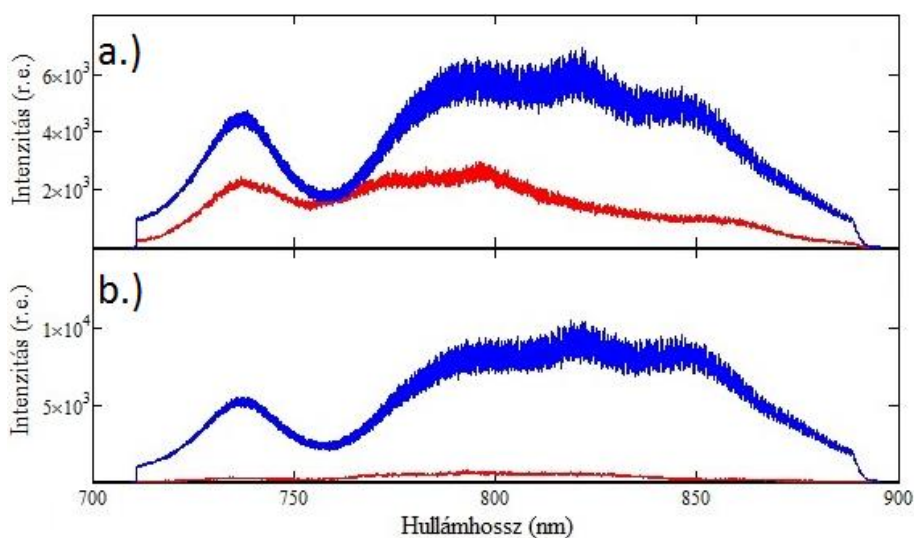
A méréseim során a be- és kicsatoló elemek nem kívánt diszperzióját úgy kompenzáltam, hogy először megmértem a spektrális interferométerben levő összes optikai elem diszperzióját, majd ezután kivettem a mérési elrendezésből a vizsgált optikai szálát és ismételten megmértem a mérési elrendezésben megmaradt optikai elemek diszperziós értékeit. Az így kapott értékeket kivonva az előbbi mérés eredményéből megkaphatjuk pusztán a szálra jellemző értékeket, melyekből már megrajzolható a kívánt diszperziós görbe.

A diszperziós görbéket nem pusztán egyetlen mérési eredményből határoztam meg, hanem a *11. ábrán* látható késleltető elem (szaggatott vonalú téglalappal jelölve) segítségével több különböző késleltetés értéknél vettem fel az interferogramokat. Ezeket a koszinusz függvény illesztésének módszerével kiértékelve megkaptam a diszperziós együtthatókat, amelyeket átlagoltam, és az átlagolt diszperziós együtthatók értékéből számítottam ki a diszperziós görbéket. A koszinusz függvényt, a normált interferogramokhoz a 710 – 890 nm-es hullámhossztartományon illesztettem az Ocean Optics típusú spektrométer alkalmazása esetén, viszont a későbbiekben alkalmazott Avantes típusú spektrométerrel szélesebb tartományon (690 – 920 nm) tudtam az illesztést véghezvinni. Mivel a gyártó által szolgáltatott diszperziós görbe a 670 – 1050 nm-es

hullámhossztartományon ismeretes, ezért az általam meghatározott görbék is ezen a tartományon ábrázoltam. Fontos megjegyezni, hogy 890-1050 nm illetve a 920-1050 nm-es részen a görbék extrapolált értékeket mutatnak.

III.2. A rövidebb szál vizsgálata

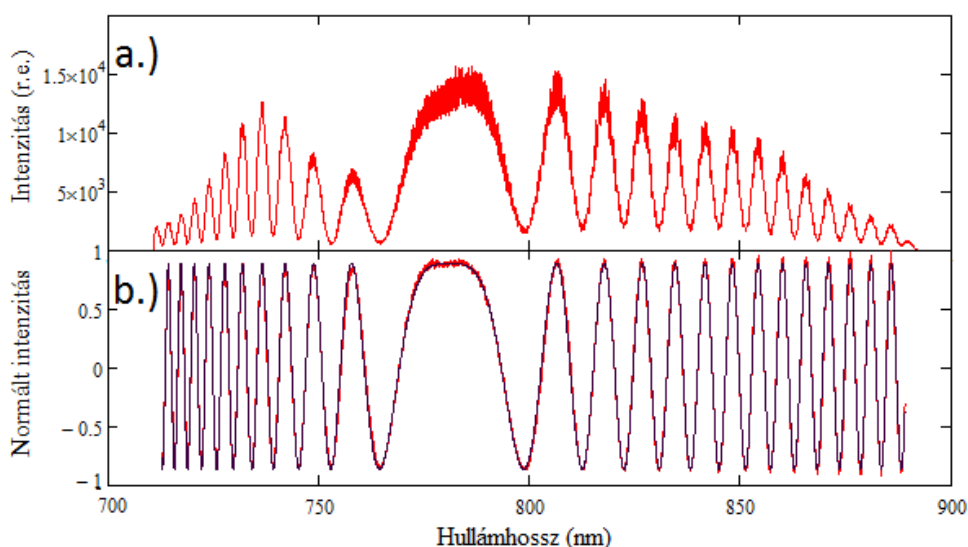
Először a rövidebb, 55 mm hosszúságú fotonikus kristályszálat helyeztem a 11. ábrán látható kétutas Mach-Zehnder interferométer tárgykarjába. A fent leírt és a 12. ábrán szemléltetett négy mérési beállításnál vizsgáltam a szál diszperziós tulajdonságait. Ennél a méréssorozathoz a bemenő nyalábot egy ND20-as szűrővel szűrtem, ami a nyaláb teljesítményének mindössze az 1%-át engedte a mérési elrendezéshez. Ekkor az Ocean Optics típusú, rövidebb hullámhossztartományon használható spektrométert alkalmaztam a kimenet vizsgálatára. A szál kettős törő tulajdonsága miatt mindkét polarizációs sík mentén vizsgáltam a diszperziót. A 14. a.) ábrán látható a tárgy- (piros) és a referenciakar (kék) intenzitásának viszonya egy adott polarizációs irányú gerjesztés esetén ugyanazon polarizációs irányt vizsgálva és a 14. b.) ábra mutatja ugyanezen polarizációjú gerjesztés esetén a másik polarizációs síkot vizsgálva, azaz a b.) ábra a szálban végbemenő átcsatolódnak a mértékét mutatja.



14. ábra. A tárgy- (piros) és referenciakar (kék) intenzitásának viszonyai az 55 mm hosszú SCG-800 típusú szálnál a.) az 1. mérési beállítás esetén és b.) a 2. mérési beállítás esetében.

Látható, hogy a szálban a két polarizációs sík között mérhető átcsatolódás játszódik le. Amikor a szál másik polarizációs síkjába csatoltam be a fényt, hasonló spektrumokat kaptam.

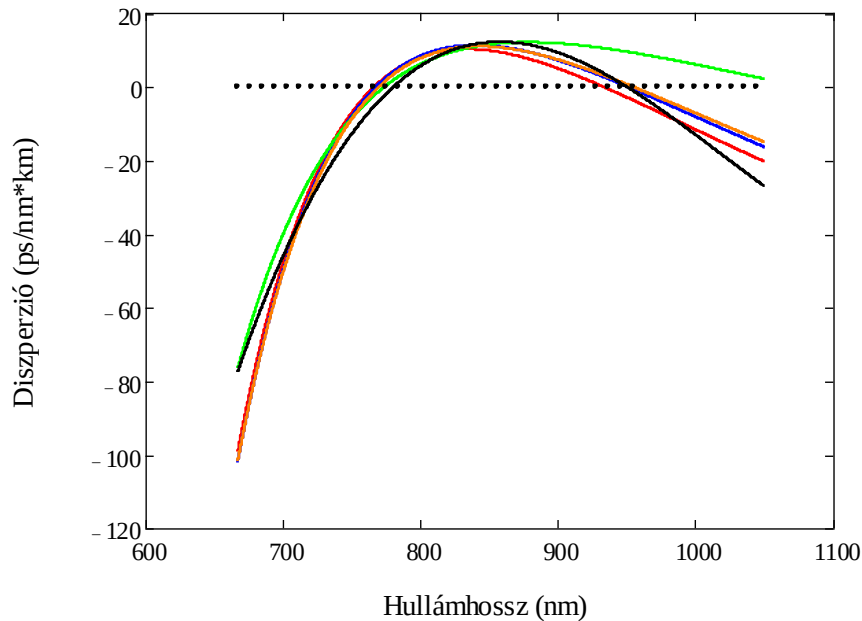
A mért spektrális interferogramok közül egy adott késleltetési értéknél felvett interferogramot mutat a 15. a.) ábra, valamint ennek normált alakját és a ráillesztett fázismodulált koszinusz függvényt a 15. b.) ábra.



15. ábra. a.) Egy adott késleltetési értéknél felvett spektrálisan bontott interferogram és b.) annak normált alakja (piros) a ráillesztett fázismodulált koszinusz függvényvel (fekete).

Látható, hogy a spektrométer érzékenysége a 710 és a 890 nm-nél jelentősen lecsökken, ami az illesztés határait meghatározta ennél a spektrométernél. A normált interferogram amplitúdója azonban állandónak mondható, ami a fázismodulált koszinusz függvény illesztésénél egy kritikus feltétel. A normált és az illesztett görbe szépen együtt futnak, azaz a diszperziós együtthatókat, így a diszperziós görbéket kellően pontosan meg tudtam határozni.

Több, a 15. ábrán látható interferogramhoz hasonló, de más késleltetéseknél felvett interferogramok kiértékelésével kapott diszperziós görbék a 16. ábrán láthatóak.



16. ábra. Az 55 mm hosszú SCG-800 típusú szál diszperziós görbéje az 1. (piros), 2. (kék), 3. (zöld), 4. (narancssárga) mérési beállításnál, az irodalomban talált diszperziós görbe (fekete) és a diszperzió nulla szintjét jelentő vízszintes pontozott vonal.

A kapott diszperziós görbék hasonló lefutásúak, mint a gyártó által nyilvánosságra hozott görbe. Látható, hogy a piros és narancssárga görbék, amelyek azt az esetet mutatják, amikor a szál adott gerjesztése mellett a kimenetnél ugyanezen polarizációs irány lett vizsgálva, együtt futnak és hasonló lefutásúak, mint az irodalmi görbe. Egészen csak a 900 nanométer feletti hullámhossz-tartományon válnak el egymástól, ami azt mutatja, hogy nem teljesen egyezik meg a diszperzió értéke a két polarizációs irányban. A kék görbe pedig azt az esetet mutatja, amikor a szálban a fény terjedése során a fény átcsatolódtott a másik polarizációs irányba (2. eset), és ez a diszperziós görbe is hasonló lefutású, mint a narancsszínű, amit a 4. esetben kaptam. Ez azt jelenti, hogy a becsatolt fény már a szál elején átcsatolódtott a másik polarizációs síkba. A 3. mérési beállítással meghatározott diszperziós görbe jelentősen eltér a többitől. Ez valószínűleg amiatt történhetett, hogy a szál kicsiny magmérete miatt elállítódott az előzőleg pontosan beállított becsatolás valamilyen mechanikai rezgés hatására. Így a fény egy része a köpenyben is terjedhetett, ezért a meghatározott diszperziós görbe nem pusztán a szál magjának anyagára vonatkozik.

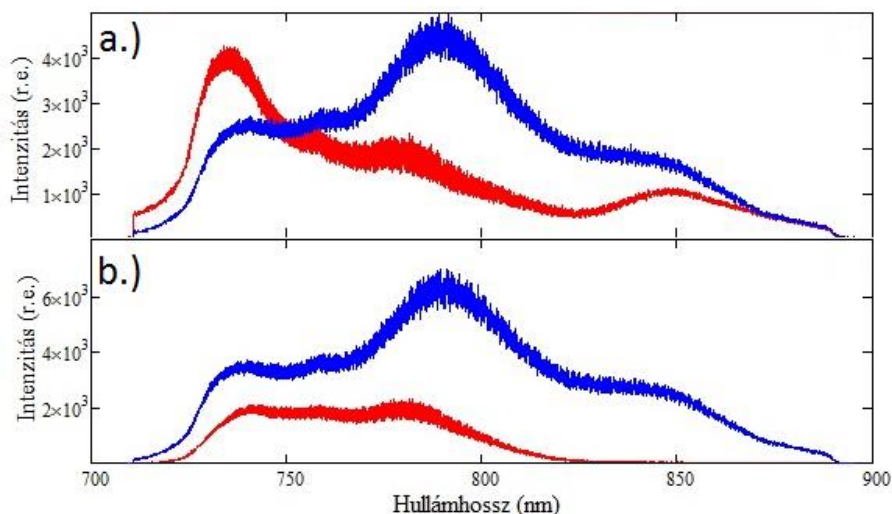
A diszperzió nulla szintjét jelentő fekete pontozott vonallal vett metszéspontjai a görbéknek azokat a pontokat jelölik a diszperziós tartományban, amikor a szálban terjedő egyes spektrális komponensek a terjedésük során nem csúsznak szét időben egymáshoz

képest, azaz itt a csoportkéseletetés hullámhosszfüggése minimális. Ezekben a pontokban, amelyek a mérésekből a ~ 770 nm és ~ 940 nm-re adódtak, a szál speciális tulajdonságának köszönhetően fehér fény kontinuum generálható a szálban, ha megfelelően nagy intenzitású lézerimpulzusokat csatolunk be a szálba. Vegyük észre, hogy a mért görbék és az irodalmi görbe jó közelítéssel ugyanazon hullámhosszaknál veszi fel a 0 értéket.

Az is észrevehető, hogy a görbék a 770 nm alatt és 940 nm felett negatív diszperziós értéket vesznek fel, aminek fizikai jelentése, hogy itt a csoportsebesség diszperzió (GDD) értéke pozitív, azaz ezt a tartományt normál diszperziós tartománynak nevezzük. Tehát, ha tekintenénk egy 700 nm központi hullámhosszú impulzust, akkor az ezen a szálon keresztülhaladva úgy szélesedik ki, mintha egy közönséges üvegen haladna keresztül. A 770-940 nm közötti tartományon a diszperziós görbe pozitív értékeket vesz fel, azaz a GDD negatív. Így a görbének ezt a tartományát anomális diszperziós tartománynak nevezzük.

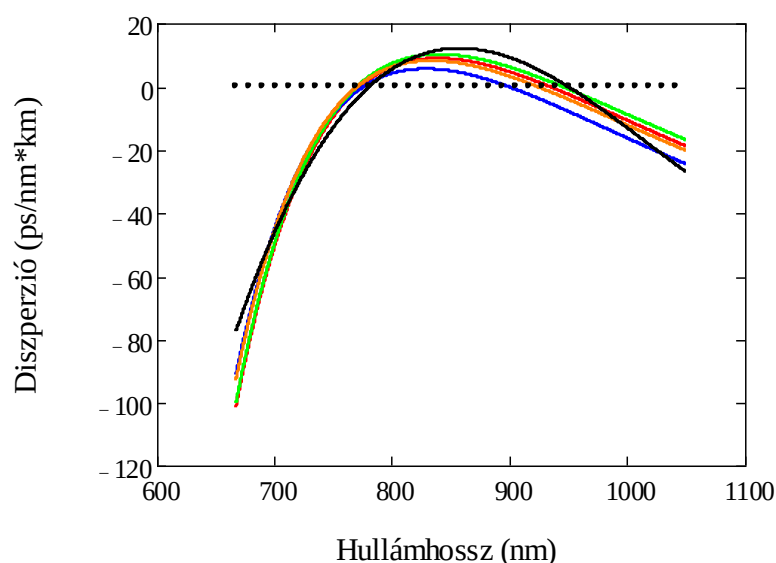
III.3. A hosszabb szál vizsgálata

Ezt követően kezdtem el vizsgálni a hosszabb, 85 mm hosszúságú fotonikus kristályszálat. A mérési elrendezés ezúttal is a 11. ábrán látható Mach-Zehnder interferométer volt, és ebben az esetben is a nyaláb teljesítményének az 1%-át vezetem be a mérési elrendezésbe, és a kimenetet az előbbi spektrométerrel vizsgáltam. Ebben az esetben is mértem a szál mindkét polarizációs iránya mentén a diszperziót. A hosszabb szál esetében a tárgy- és referenciakar viszonyát a 17. ábrán láthatjuk.



17. ábra. A tárgy- (piros) és referenciakar (kék) intenzitásának viszonyai a 85 mm hosszú SCG-800 típusú szálnál a.) az 1. mérési beállítás esetén és b.) a 2. mérési beállítás esetében.

Megfigyelhető, hogy a referenciakar és a tárgykar spektrumának a viszonya jelentősebben eltér a 14. ábrán látottakhoz képest. A 750 nm alatt kifejezetten megerősödtek a szálból kijövő fény spektrális komponensei a bemenethez képest, ami valószínűleg annak köszönhető, hogy a szál nemlineáris válasza ilyen szálhosszúságnál már nem elhanyagolható. Az is észrevehető, hogy a hosszabb szál esetében a fény terjedése során a fény "átszivárgásának" mértéke jelentősebb, mint a rövidebb szál esetében volt. Ennek ellenére az interferogramok hasonlóak a 15. ábrán látottakhoz. Az interferogramok kiértékelésével és a kapott diszperziós együtthatók átlagolásával kapott diszperziós görbék a 18. ábrán láthatók.

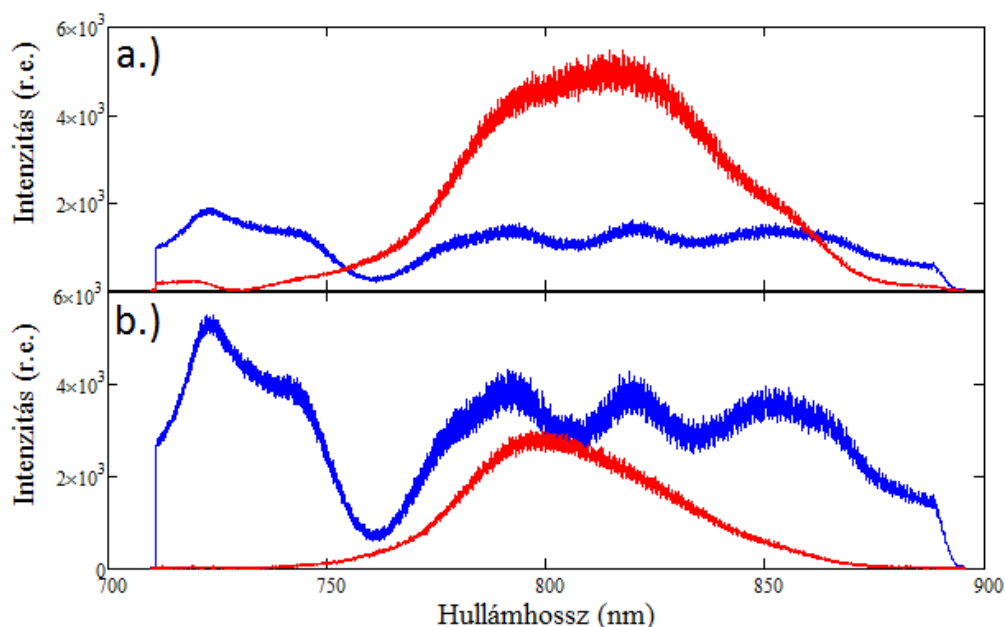


18. ábra. A 85 mm hosszú, SCG-800 típusú szál diszperziós görbéje az 1. (piros), 2. (kék), 3. (zöld), 4. (narancssárga) mérési beállításnál és az irodalomban talált diszperziós görbe (fekete) és a diszperzió nulla szintjét jelentő vízszintes pontozott vonal.

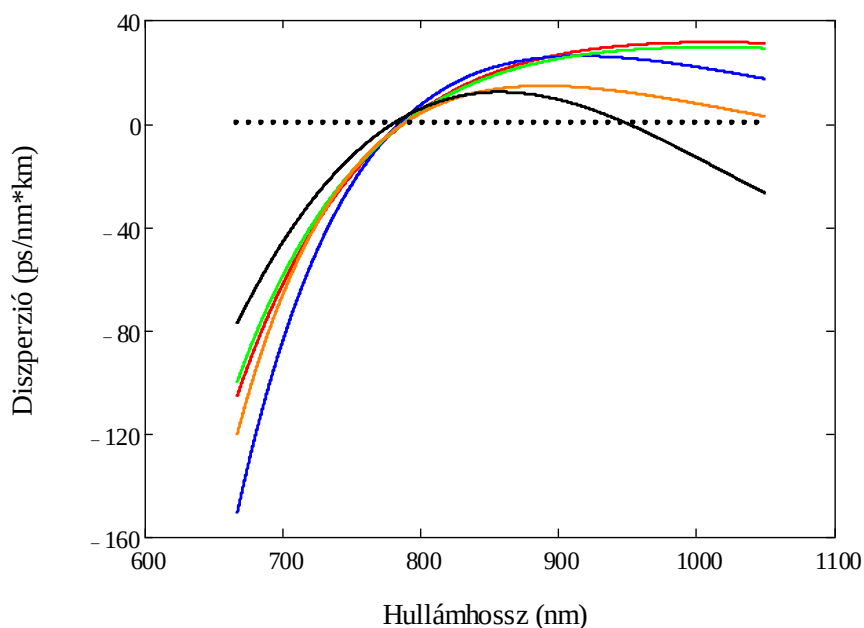
Ezúttal is hasonlítanak a kapott diszperziós görbék az irodalomban talált görbére. A piros és a narancssárga görbe a felrajzolt tartományon szinte teljesen együtt fut, ugyanis ez a két görbe tartozik azokhoz a mérési beállításokhoz, amikor adott gerjesztési irány mellett ugyanazon polarizációs irány volt vizsgálva a kimenetnél. Ebből az következik, hogy függetlenül attól, hogy a szál melyik polarizációs iránya lett gerjesztve, ha megfelelő polarizációs irányt vizsgálunk a kimeneten, akkor mindkét esetben hasonló eredményhez juthatunk. A kék és a zöld görbék pedig azokat az eseteket mutatják, amikor a szálban történő átcsatolódást vizsgáltuk a kimeneten. Ekkor a zöld diszperziós görbe nagyobb értékű, mint az átcsatolódás nélkül kapott görbék, míg a kék görbe kisebb értékű. Valószínűleg az lehet a jelenség magyarázata, hogy az átcsatolódott impulzus intenzitása kisebb, mint a nem átcsatolódotté, így a nemlineáris törésmutató hatása is kisebb.

Látható, hogy rövidebb hullámhossz-tartományon az a pont ahol a diszperzió értéke zérus, az a különböző görbék esetében egészen közel van egymáshoz. A hosszabb hullámhossztartományon viszont a görbék a 900 nm és 940 nm közötti tartományon veszik fel ezt a pontot, ellentétben az irodalomban olvasott eredménnyel, ahol ez 945 nm-nél volt.

Ezt a mérést követően az alkalmazott fényforrás fényútja át lett építve, a fényútba elhelyeztem egy 50% - 50% arányban osztó nyalábosztó kockát, ezenkívül több tükröt is használtam valamint még az ND20-as optikai szűrővel tovább csökkentettem a mérési elrendezéshez jutó nyaláb teljesítményét. Ennek következtében az interferométerbe belépő nyaláb a lézer teljesítményének mindössze $\sim 0,3\%$ -át hordozta. Ez annyit jelent, hogy az előző mérésekhez képest az alkalmazott fényforrás teljesítménye lecsökkent a 30%-ára. Ennél a teljesítményértékeknél újabb méréssorozatokot végeztem. Ezúttal is az Ocean Optics típus spektrométert alkalmaztam detektorként. A 19. ábrán látható a tárgy- és referenciakar spektruma. Vegyük észre, hogy a szálból kilépő fény spektruma jelentősen beszűkült a korábbiakhoz képest, a 730 nm környékén egyáltalán nem látható spektrális csúcs. Ez összhangban van azzal, hogy a kisebb intenzitásnál a szál nem lineáris válasza elhanyagolhatóvá válik. Az interferogramok hasonló lefutásúak voltak, mint a korábbi esetekben. Az interferogramokat kiértékelve és átlagolva kaptam a diszperziós görbéket, amelyek a 20. ábrán láthatóak.



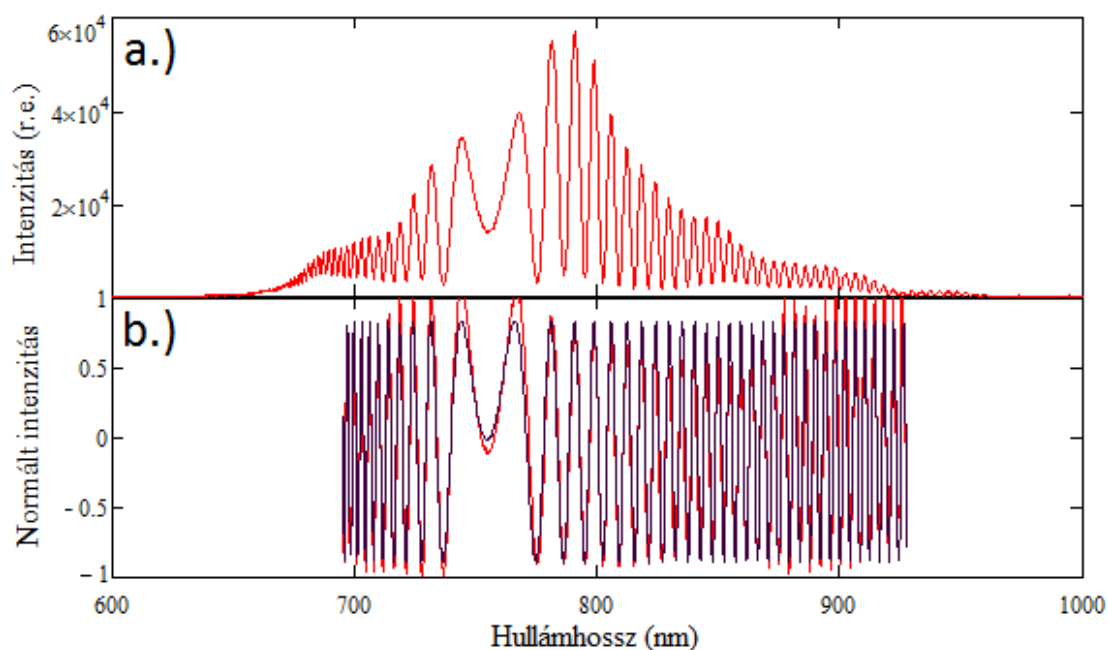
19. ábra. A tárgy- (piros) és referenciakar (kék) intenzitásának viszonyai a 85 mm hosszú SCG-800 típusú szálnál a.) az 1. mérési beállítás esetén és b.) a 2. mérési beállítás esetében csökkentett intenzitást alkalmazva.



20. ábra. A csökkentett teljesítményű nyalábbal meghatározott diszperziós görbék az 1. (piros), 2. (kék), 3. (zöld), 4. (narancssárga) mérési beállításnál, az irodalomban talált diszperziós görbe (fekete) és a diszperzió nulla szintjét jelentő vízszintes pontozott vonal.

Egyértelműen látható, hogy az ekkor alkalmazott kisebb lézerimpulzus-teljesítménynél a diszperziós görbék teljesen eltérnek az irodalmi értékektől. A 800 nm feletti hullámhossz tartományon különösen más tendenciát mutatnak a görbék, nem figyelhető meg a hosszabb hullámhossz-tartománybeli normál diszperziós tartomány. A második zérus diszperziós értékhez tartozó pont nincs is rajta a vizsgált hullámhossz-tartományon. Sőt két görbe, az egyik, amelyik az adott gerjesztéshez való megfelelő polarizációs irányú megfigyeléshez tartozik (piros), a másik egy átszűrődést szemléltető görbe (zöld) nem is tűnik úgy, hogy a magasabb hullámhossztartományon elérne olyan tartományt, ahol a diszperzió értéke negatívra változik, tehát ezeknél a görbéknel csak egy normális és egy anomális diszperziós tartomány figyelhető meg.

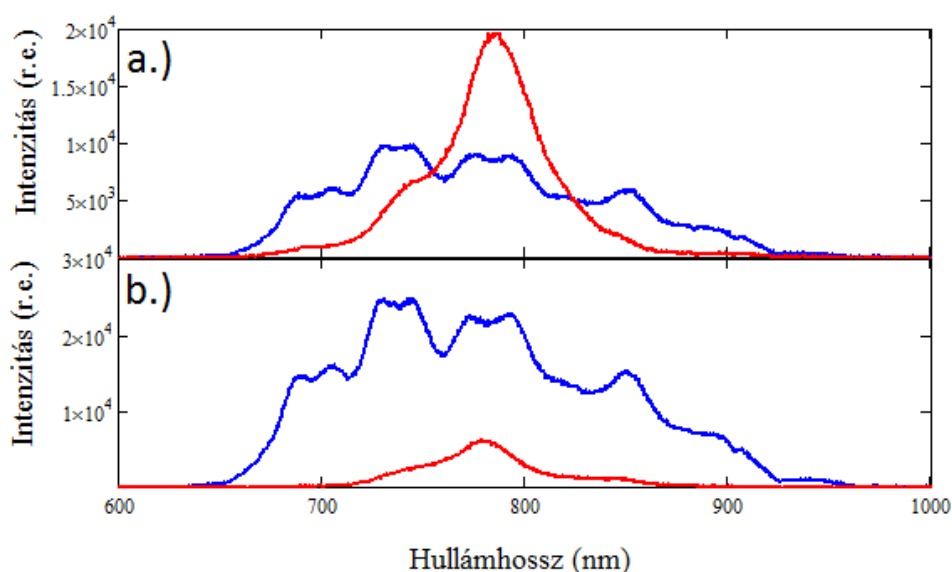
Megvizsgálva az eddigi eredményeimet megfigyeltem, hogy a mérések között a legfőbb különbség az, hogy más volt az interferométerbe bevezetett fény teljesítményének értéke. Ennélfogva megpróbáltam a kezdeti 1% és a későbbi 0,3% közötti fénytelsítmény tartományban beállítani egy köztes értéket, amellyel megismételtem a méréssorozatot. Ennél a méréssorozatnál a szélesebb hullámhossz- tartományú spektrométert alkalmaztam a kimenet vizsgálatára. Ezzel a spektrométerrel egy adott késleltetésnél felvett interferogramot, annak normált alakját és a normált alakhoz illesztett görbét a 21. ábra szemlélteti.



21. ábra. a.) A 85 mm hosszú SCG-800-as fotonikus kristályszállal egy adott késleltetési értéknél, az Avantes spektrométerrel felvett interferogram és b.) annak normált alakja (piros) a hozzá illesztett koszinusz függvényvel (fekete).

A 21. a.) ábrán látszik a spektrum teljes szélességében ellentétben a 15. a.) ábrával, ahol az Ocean Optics spektrométer a 710 és a 890 nm-nél levágta a spektrumot. Ebben az esetben a spektrométer használható hullámhossztartománya nem korlátozza a koszinusz függvény illesztését, az illesztési tartományt addig tudjuk kiterjeszteni, amíg a jel le nem csökken egy kritikus érték alá, mivel ez alatt a normálás következtében egy zajszerű spektrumot kapunk, amin nem tudjuk elvégezni már az illesztést. A 21. b.) ábráról azt is leolvashatjuk, hogy az illesztési tartomány ekkor 690 és 920 nm között volt. Megfigyelhető még, hogy a normált interferogram amplitúdója kissé változó, de ez még nem annyira drasztikus, hogy az illesztésből számolt diszperziós értékek pontatlanok legyenek vagy akár elvégezhetetlen legyen az illesztés.

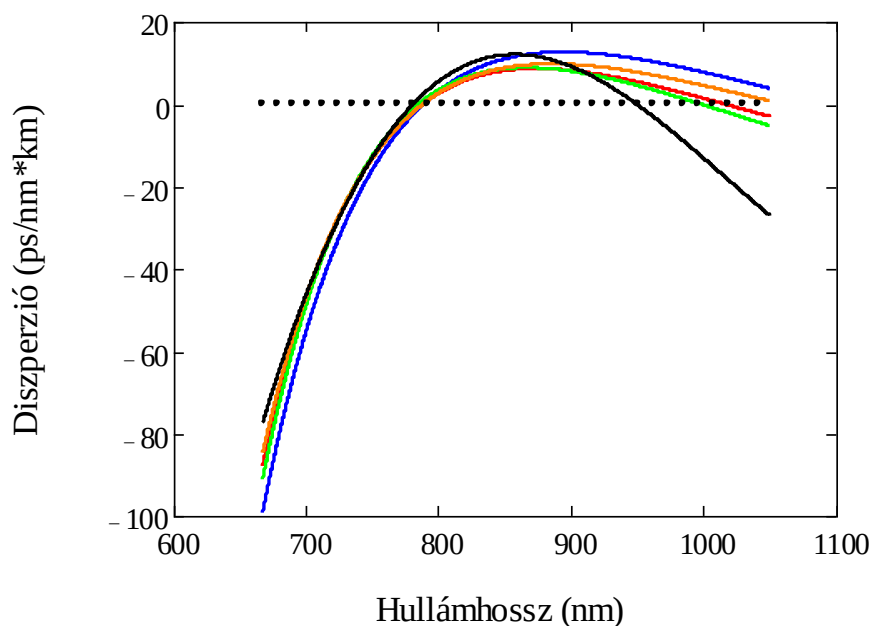
A 22. a.) ábrán látható az 1. mérési beállítás esetén a tárgykar (piros) és a referenciakar (kék) spektruma a 22. b.) ábra pedig a két kar intenzitásának viszonyát szemlélteti a 2. mérési beállítás esetén.



22. ábra. A tárgy- (piros) és referenciakar (kék) intenzitásának viszonyai a 85 mm hosszú SCG-800 típusú szálnál a.) az 1. mérési beállítást és b.) a 2. mérési beállítást esetében.

A 22. a.) ábrán látható, hogy a 700 nm környékén a szálból kilépő spektrum spektrális komponensei elkezdtek megjelenni, ami összhangban van azzal, hogy a szál nemlineáris válasza növekvő teljesítmény esetén már nem elhanyagolható.

A 21. a.) ábrához hasonló interferogramokat felvéve, kiértékelve megkaptam a diszperziós együtthatókat, amelyekből meghatároztam a 23. ábrán feltüntetett diszperziós görbéket.



23. ábra. A 85 mm hosszú SCG-800 fotonikus kristálysál diszperziós görbéi a 20. ábránál alkalmazott teljesítménytől magasabb értéknél. Az 1. (piros), 2. (kék), 3. (zöld), 4. (narancssárga) mérési beállításkor, az irodalomban talált diszperziós görbe (fekete) és a diszperzió nulla szintjét jelentő vízszintes pontozott vonal.

Azonnal észrevehető a görbék jobb egyezése az irodalmival, főként a 800 nm alatti hullámhossz tartományon. Az 1. és 4. mérési beállítással kapott diszperziós görbék (piros és narancssárga) jó egyezést mutatnak, hisz ez a két mérés mutatja az adott gerjesztés mellett ugyanazon polarizációs irányú megfigyelést. E két görbe csak a magasabb, 800 nm feletti tartományon válnak el egymástól, ami arra enged következtetni, hogy abban a tartományban a két polarizációs irányban nem egyezik meg teljesen a diszperzió. A kék és zöld görbék, amelyek a szálban végbemenő átszűrődés folyamatát is jellemzik, szintén hasonlítanak az irodalmi görbéhez. A megrajzott görbéken már látszik - szemben a 20. ábrán feltüntetettekkel -, hogy lesz két normális diszperziójú tartomány annak ellenére, hogy a narancssárga és a kék görbe még nem lépte át a felrajzott tartományon a zérus diszperziójú határt. Valamint lesz egy anomális diszperziójú tartományuk is. Szintén látszik, hogy a görbéknek a várakozásnak megfelelően két olyan pontja is van vagy lesz, amelyeknél a diszperzió értéke zérus, azaz itt fehér fény kelthető a szálban, ha megfelelő hosszúságú a szál és kellően nagy intenzitás lép bele.

Dolgozat összegzése

Dolgozatomban egy SCG-800 típusú üvegmagú fotonikus kristályszál diszperziós tulajdonságait vizsgáltam. Kétféle hosszúságú szálon végeztem méréseket. Először megvizsgáltam a szál szerkezeti struktúráját egy elektronmikroszkóp segítségével. A méréseim fő részét képezték a szálak diszperziós görbéinek meghatározása. Kimutattam, hogy a gyári adatoktól eltérően a szál kettősen törő, ezért a mérések során mindkét polarizációs irányban vizsgáltam a szálak diszperziós tulajdonságait. A diszperziós méréseket egy Mach-Zehnder interferométerrel végeztem. A felvett interferogramokat a fázismodulált koszinusz függvény illesztésének módszerével értékeltem ki.

Először egy rövidebb, 55 mm hosszúságú kristályszálat vizsgáltam. Ennél a szálnál a teljes lézer teljesítményének 1%-át alkalmaztam a diszperziós görbék meghatározására. Kimutattam, hogy a görbék ekkor megegyeztek az irodalomban talált eredménnyel.

Ezután kezdtem vizsgálni egy hosszabb, 85 mm hosszú kristályszálat. Először a rövidebb szálnál alkalmazott teljesítményértékkel határoztam meg a diszperziós görbét. Ebben az esetben jó egyezést mutattak a gyártó által nyilvánosságra hozott görbével. Ennél a szálnál viszont az előbbi teljesítmény érték 30%-ának alkalmazásával is végeztem diszperziós méréseket és ekkor a diszperziós görbék jelentősen eltértek az irodalmi eredménytől. Ezt követően egy ellenőrző diszperzió mérést végeztem az alkalmazott két teljesítményérték közötti teljesítmény értékkel, és a várakozásnak megfelelően, a kapott diszperziós görbék jobban egyeztek az irodalmi eredménnyel, mint alacsony teljesítményű mérés esetén, de kevésbé, mint a magasabb teljesítmény alkalmazásánál kaptak.

Tehát azzal, hogy megnöveltem a mérési elrendezésbe jutó fénynyaláb átlagos teljesítményét jobban egyező görbéket kaptam az irodalomban talált eredménnyel. Ezenfelül a szálaban a fény terjedése során az egyik polarizációs irányból a másikba átszűrődött fénynyalábot vizsgálva hasonló eredményre jutottam, mint a mérési beállítások közül az 1. és 4. beállításokkal, azok csak magasabb hullámhossz tartományon tértek el egymástól. Ebből következik, hogy a diszperziós együtthatók meghatározása, amelyből megrajzolhatjuk a diszperziós görbéket, erősen függnek az alkalmazott fényforrás teljesítményétől. Ez annak az eredménye, hogy a vizsgált szál nemlineáris együtthatója, viszonylag nagy, aminek következtében az alkalmazott fényforrás intenzitásának nagysága erősen befolyásolja a szál diszperziós görbéjének meghatározását.

Irodalomjegyzék

- [1] J. C. Diels, W. Rudolph: Ultrashort laser pulse phenomena (Elsevier, 2006)
- [2] B. E. A. Saleh, M. C. Teich: Fundamentals of photonics (Wiley, 2007)
- [3] Heiner Zs., Osvay K.: A kvantumoptika és –elektronika legújabb eredményei (Szegedi Tudományegyetem, 2006)
- [4] Budó Á., Mátrai T.: Kísérleti fizika III. (1977)
- [5] M. Born, E. Wolf: Principles of optics (Cambridge University Press, 1999)
- [6] http://titan.physx.u-szeged.hu/tamop411c/public_html/Fizikai%20optika/ketts_trs.html
- [7] S. O. Kasap: Optoelectronics and Photonics: Principles and Practices (Hardcover, 2001)
- [8] J. Y. Lee, D. Y. Kim “Versatile chromatic dispersion measurement of a single mode fiber using spectral white light interferometry”, Opt. Exp. **4**, 11608 (2006)
- [9] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran, S. Ghalmi: Opt. Express **16**, 7233, (2008)
- [10] Zsigmond Sz.: Híradástechnika **2**, 11 (2006)
- [11] Jonathan C. Knight ”Photonic crystal fiber” Nature, **847** (2003)
- [12] J. M. Dudley, G. Genty, S. Coen ”Supercontinuum generation in photonic crystal fiber”, Rev. Mod. Phys., **1135** (2006)
- [13] <http://www.nktpotonics.com>
- [14] C. Froehly, A. Lacourt, and J. C. Viénot, “Time impulse response and time frequency response of optical pupils. Experimental confirmations and applications,” J. Opt., **4**, pp. 183, (1973)
- [15] C. D. Dorrer, N. Belabas, J. P. Likforman, and M. Joffre, “Spectral resolution and sampling in Fourier transform spectral interferometry,” J. Opt. Soc. Am. B **17**, 1795 (2000)
- [16] V. N. Kumar and D. N. Rao, “Using interference in the frequency domain for precise determination of thickness and refractive indices of normal dispersive material,” J. Opt. Soc. Am. B **12**, 1559 (1995)
- [17] C. Sáinz, P. Jourdain, R. Escalona, J. Calatroni, “Real time interferometric measurements of dispersion curves,” Opt. Com. **111** 632 (1994)

Köszönetnyilvánítás

Szeretném köszönetemet kifejezni elsősorban témavezetőmnek, Dr. Kovács Attilának a témában nyújtott hasznos tanácsaiért, a méréseimben való odaadó segítségéért és végtelen türelméért. Ezenfelül szeretnék köszönetet mondani Grósz Tímeának, aki bármikor örömmel segítettek, ha a méréseim során problémába ütköztem. Köszönet illeti Dr. Kopniczky Juditot a szál keresztmetszetéről készített elektronmikroszkópos képekért. Szeretném még megköszönni az SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Helios lézertudományi laboratóriumában dolgozók kitartó segítségét és tanácsait.

Jelen kutatást az „Impulzuslézerek alkalmazása az anyagtudományban és a biofotonikában” című, TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060 azonosítószámú projekt támogatja. A projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg. A kutatást támogatta a TECH-09-A2-2009-0134 számú projekt is.

1. Függelék

A céloom két különböző hosszúságú, SCG-800 típusú üvegmagú fotonikus kristálysál diszperziós tulajdonságainak vizsgálata volt a spektrálisan bontott interferencia módszerét alkalmazva. Megvizsgáltam a diszperziós görbéket a sálba csatolt lézerimpulzus paramétereinek függvényében egy általam épített spektrálisan bontott interferométer segítségével.

A mérések megkezdése előtt a mérni kívánt sálat mérőképes állapotba hoztam. Ezt úgy csináltam, hogy először a sálak végeitől néhány milliméterre a védőburkolatot egy blankoló fogóval eltávolítom, hogy könnyebb legyen vágni a sálat. Ezután pedig egy, az erre tervezett gyémántpengés eszközzel egyenesre vágtam a sálak végeit, hogy a sálakba nagyobb hatásfokkal tudjam becsatolni a fényt.

Egy fotonikus kristálysál diszperziós tulajdonságainak mérésénél kritikus pont a fénynyaláb becsatolása és a sálból kilépő fény kollimálása. A sálba a fényt egy mikroszkóp objektív segítségével fókuszáltam, ami állandó helyzetű. Viszont magát a sálbefogó eszközt és a sálból kilépő fény kollimálására alkalmazott lencsét egyetlen egy, mikrométercsavarral ellátott eltolóra építettem meg, mert a vizsgált sálak túlságosan rövidek ahhoz, hogy mindkét végüket szabadon mozgathassam és beállíthassam a megfelelő fénynyaláb útvonalat.

Mérési elrendezésként egy kétutas Mach-Zehnder típusú interferométert alkalmaztam, amelynek a tárgykarjába helyeztem a fent leírt eltolót a sálbefogóval és a kicsatoló lencsével együtt. A referenciakarba pedig elhelyeztem egy késleltető elemet, amellyel különböző késleltetés értékeknél tudtam felvenni interferogramokat, amelyeket spektrométerrel vizsgáltam. A mérési elrendezés helyét és a hozzá szükséges optikai eszközöket a Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékének Helios lézerlaborja biztosította számomra. A méréseimnél a fényforrás egy 200 mW átlagteljesítményű, 800 nm központi hullámhosszúságú Ti:zafír lézer volt, amely egy impulzusüzemű lézer.

A spektrométerrel felvett interferogramokat a fázismodulált koszinusz függvény illesztésének módszerével értékeltem ki. A kiértékelő programot MathCad 14 típusú programnyelvben írtam meg. Minél több interferogramot tudtam felvenni és kiértékelni, annál megbízhatóbb eredményt kaptam. Ezért a mérési elrendezés referenciakarjába helyezett késleltető elem segítségével a lehető legszélesebb késleltetési tartományban vettem fel az interferogramokat.

Lezárás dátuma: 2014.12.28.