

Fotonikus szálból kilépő impulzus vizsgálata Fourier-transzformációs spektrális interferometriával

TDK Dolgozat

Készítette:

Grósz Tímea

Fizikus MSc szakos hallgató

Témavezető:

Dr. Kovács Attila Pál

Egyetemi adjunktus

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM

OPTIKAI ÉS KVANTUMELEKTRONIKAI TANSZÉK

SZEGED, 2012.04.26.

TARTALOMJEGYZÉK

BEVEZETÉS.....	3
I. ELMÉLETI ÖSSZEFOGLALÓ.....	5
I.1. Fotonikus szálak jellemzői	5
I.1.1. Fotonikus szálak szerkezete	5
I.1.2. Fotonikus szálak vezetési mechanizmusai	7
I.1.3. Hagyományos és fotonikus szálak diszperziós jellemzőinek összehasonlítása ...	8
I.2. Optikai elemek spektrális fázisfüggvénye.....	10
I.3. Kollineáris spektrális interferometria.....	11
I.3.1. Az eljárás alapelve	11
I.3.2. Fourier-transzformációs kiértékelési módszer	13
I.3.3. Fényimpulzus időbeli alakjának meghatározása egyszerűsített Fourier-transzformációs módszerrel.....	15
II. CÉLKITŰZÉS	17
III. EREDMÉNYEK	18
III.1. Kísérleti elrendezés.....	18
III.2. Spektrális interferogramok kiértékelése Fourier-transzformációs módszerrel.....	19
III.2.1. Kromatikus diszperzió meghatározása	19
III.2.2. Módusdiszperzió meghatározása	23
III.3. Az alapl módushoz tartozó impulzus idő- és térbeli alakja	26
IV. ÖSSZEFOGLALÁS.....	29
IRODALOMJEGYZÉK.....	30

BEVEZETÉS

Manapság a kétfotonos fluoreszcencia mikroszkóp egyre nagyobb teret hódít az orvostudományban. Tekintve, hogy a kétfotonos átmenet megvalósulásának valószínűsége az intenzitás négyzetével arányos, fontos minél nagyobb csúcsintenzitású impulzusok előállítása. A minta illetve a páciens sérülését elkerülendő, az alkalmazott fény impulzushosszának minél rövidebbnek kell lennie. Lényeges szempont a rendszer mobilitása, mely optikai szálak használatát teszi szükségessé.

Bár egy vékony üveglemezen áthaladó rövid lézerimpulzus a lemez anyagának diszperziója miatt csak kis mértékben torzul, addig egy több méter hosszú hagyományos optikai szál esetében ez már nem mondható el. Utóbbi esetben ún. impulzuskompresszorokra van szükség, melyek a szálban történő terjedés során a diszperzió miatt fellépett torzulás mértékét jelentősen csökkentik, ideális esetben megszüntetik. Ezek az eszközök azonban nem igazán hordozhatók, és beállításuk is nagy pontosságot igényel. Megoldást jelenthet speciális geometriával rendelkező fotonikus kristálysálak alkalmazása. A gyártási technológia sajátosságaiból adódóan az elkészült szál szerkezete némileg eltérhet a tervezettől. Éppen ezért kulcsfontosságú, hogy nagypontosságú diszperzió mérési eljárással rendelkezünk, mely segítené a tervezést, oly módon, hogy a gyártástechnológia torzító hatásait is figyelembe tudnánk venni. E célra a kollineáris spektrális interferometria megfelelő eljárásnak tűnik. Kérdés, hogy az interferogramok kiértékelésére a szakirodalomban található módszerek közül jelen esetben melyik a legcélravezetőbb.

Korábbi dolgozatomban megvizsgáltam a spektrális interferogramok három lehetséges kiértékelési eljárását, a minimum-maximum, az állandófázisú pont és a koszinusz-függvény illesztésén alapuló módszerét. Azt találtam, hogy ez utóbbi eredményezte a legnagyobb pontosságot. Azonban ez a módszer sem érzékeny a fotonikus szálak spektrumában látható rezonanciák környezetében fellépő fázisugrások detektálására, továbbá nehezen automatizálható.

Jelen munkámban az üvegek diszperziójának vizsgálatára széles körben használatos Fourier-transzformációs eljárás pontosságát és érzékenységét vizsgálom meg a fotonikus szálak diszperziójának meghatározása esetén. A szál felhasználhatósága szempontjából fontos lenne, ha nemcsak a szál spektrális fázisfüggvényét jellemző diszperziós együtthatókat, hanem a szálból kilépő impulzus idő- és térbeli alakját is ismernénk.

Dolgozatom első fejezetében áttekintem a szükséges háttérismereteket, melynek során definiálom a meghatározandó diszperziós együtthatókat, ismertetem a fotonikus szálak jellemzőit, a Fourier-transzformációs spektrális interferometria alapjait, valamint bemutatom az impulzusok időbeli alakjának meghatározására nemrég kidolgozott egyszerűsített Fourier-transzformációs eljárást. A célkitűzések megfogalmazása után ismertetem az általam megépített kísérleti elrendezést, és az elért eredményeimet. Dolgozatomat egy rövid összefoglalóval zárom.

Méréseimet az SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékének Tewati-Helios laboratóriumában végeztem.

I. ELMÉLETI ÖSSZEFOGLALÓ

I.1. Fotonikus szálak jellemzői

I.1.1. Fotonikus szálak szerkezete

A hagyományos optikai szálak alkalmazhatóságának határait feszegetve egyre nagyobb a törekvés az újfajta megoldások felkutatására. Már a kilencvenes években felmerült, hogy olyan fényvezető anyagokat kellene létrehozni, melyek a félvezetők mintájára működnek, de elektronok helyett fotonokkal. Eszerint az elektron félvezetőkben történő mozgásának analógiájára olyan kristályt kellene létrehozni, melyben megvalósíthatók hasonló periodikus határfeltételek az elektromágneses hullámokra nézve. Egy ilyen közegben tiltott és megengedett sávok jönnének létre, és a fotonok terjedését ezek befolyásolnák. A felismerés, miszerint fotonikus kristályok alkalmazásával ez megvalósítható, hamarosan ezen típusú anyagok irányába terelte a figyelmet.

Habár a fotonikus kristályok története a 19. sz. végére tekint vissza, Rayleigh megfigyelései [1] után mintegy száz év telt el, mielőtt a témában mérföldkőnek számító két cikk [2, 3], majd maga a „fotonikus kristály” kifejezés megjelent. Ekkor már ismert volt, hogy az elektronok félvezetőkben tapasztalt periodikus potenciáltérének analógiája elektromágneses hullámok számára olyan periodikus mikroszerkezet megvalósításával érhető el, melyben a törésmutatót változtatják. A létrehozott tiltott sávban, amint az elvárható, nem tartózkodhatnak fotonok, a kristály tehát minden olyan frekvenciájú elektromágneses sugárzás számára átlátszatlan, melynek energiája kisebb a tiltott sáv szélességénél. Egyedül azon fotonok képesek áthaladni rajta, melyek energiája a megengedett tartományba esik. Innen a PBG (Photonic Band Gap) kristály elnevezés [4].

Léteznek egy-, kettő- és háromdimenziós fotonikus kristályok. Gyártásuk nehézsége miatt sokáig főként elméleti leírások születtek a témával kapcsolatban. Eleinte minden törekvés a háromdimenziós változat létrehozására irányult [5]. Hamarosan azonban rájöttek, hogy a kétdimenziós megoldás egyszerűbb és ugyanolyan hatékony lehet. 1995-ben el is készült az első ilyen fotonikus kristály, majd az első fotonikus kristályszál (Photonic crystal fiber, PCF) is megjelent. Ezen alacsony veszteségű szálak igen fontos tulajdonsága, hogy gondos tervezéssel elérhető bizonyos kulcsparaméterek, mint például a diszperzió kontrollálása, a nemlinearitás csökkentése, kiküszöbölése vagy éppen növelése, csakúgy, mint az átviteli teljesítmény növelése. A legtöbb fotonikus kristályszál tiszta

szilícium-üvegből készül, azonban gyakran polimereket és nem szilícium alapú üvegeket is használnak.

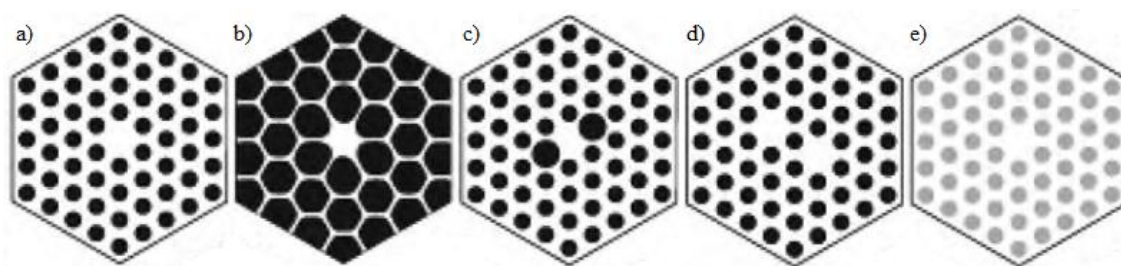
A fotonikus szálakat belső szerkezetüket tekintve gyakran lyukacsos („holey”) vagy mikrostruktúrált szálnak is nevezik. A szál teljes hosszában a legegyszerűbb esetben azonos átmérőjű, mikroszkopikus, levegővel teli csatornák futnak végig egymással párhuzamosan. Ezek falakat, pontosabban szóró felületeket képeznek, amelyek segítségével a fényt egy központi szerkezeti hibába, a magba irányítják. Aszerint, hogy a mag üveg vagy üres cső, kétféle száltípust különböztetünk meg. A legelső szál ún. „hollow core” típusú volt, azaz a magot voltaképpen egy üres csatorna jelentette. Hamarosan megjelent a tömör magú változat is.

A tömör magú száltípusnál a lyukak alkotta szabályos rács közepéből hiányzik egy lyuk, melynek helyén egy a köpenyhez viszonyított nagy törésmutatójú üveg van. Ezeknél a szál geometriájának megfelelő kialakításával elérhető (ha a lyukak átmérője a közöttük levő távolságokhoz képest kicsi), hogy csak egy vezetett módus legyen. Kísérletileg alátámasztották, hogy az ilyen szálak egymódusú fényvezetőként működnek igen széles, 457-1550 nm-es tartományban [6]. Elméleti megfontolások szerint ez kisebb hullámhosszakra is fennáll, így ezek joggal tekinthetők ún. „endlessly” egymódusú fényvezetőknek. A hagyományos szálakkal szemben nagy előnyük, hogy ehhez nem szükséges a kis magátmérő biztosítása. Az ilyen nagy móduskeresztmetszet nagy teljesítmények átvitelét teszi lehetővé. Ultra kicsi móduskeresztmetszet kialakításával (nagyobb lyukátmérő és kisebb magátmérő) viszont a korábban tapasztaltaknál kisebb, akár a látható tartományba eső hullámhosszakra is zérus lehet a diszperzió. Ilyen geometriájú szálak megfelelően nagy bemenő intenzitás alkalmazása esetén szuperkontinuum generálásra is alkalmasak fokozott nemlinearitásuk miatt [7].

A másik száltípusnál a fény terjedése egy kis törésmutatójú szerkezeti hibában, a szál tengelyében futó üres cső belsejében történik, aminek következtében a diszperzió és a nemlinearitás is igen csekély. Ilyen elrendezésnél az átvihető teljesítmény körülbelül százszor akkora, mint tömör üvegben. Megjegyzendő, hogy ezeknél hullámhossz-szűrésre is van lehetőség, ugyanis csupán azon hullámhosszak vezetése valósul meg, melyek rezonanciában vannak a maggal. Fontos, hogy ezen szálaknál a fényvezetés már nem a teljes visszaverődésen alapszik, így nincs kritikus befogadási szög sem. Szállézeres és gáz analizátorok megvalósításában és tökéletesítésében fontos alkalmazásra talált [7].

A fent említetteken kívül még egyéb szálgeometriák is léteznek, melyek közül néhány az 1. ábrán az látható. A fekete térrészek a lyukakat, a fehér részek a tiszta, a

szürke részek pedig az adalékolt üveget jelentik. Az *1.a ábrán* látható megvalósítás az endlessly egymódusú szál, míg az *1.b ábra* elrendezése egy nagy nemlinearitású szálát mutat. Látható, hogy létezik kétmagvas fotonikus kristályszál is (*1.c ábra*). Vannak olyan megoldások is (*1.d ábra*), melyek a kettőstörés kontrollálását teszik lehetővé, így olyan szálak is tervezhetők, melyekben csupán egy polarizációs állapotú fényvezetés valósítható meg. Adalékolt üvegeket is használnak a még nagyobb törésmutató különbségek elérésének érdekében (*1.e ábra*).



1. ábra Fotonikus kristályszálak különböző szerkezeti megvalósításai [5]

A fotonikus szálak vizsgálata ma is igen aktuális téma. Ha a „photonic crystal fiber” kulcsszavakra rákeresünk például a www.sciencedirect.com bázisban, látszik, hogy megjelenésük óta több mint 5200 publikáció született velük kapcsolatosan, melyek közül 313 az idei évben jelent meg. Különböző szálgeometriák kialakítása folyamatosan újabb és újabb alkalmazások lehetőségével kecsegtet. A fotonikus kristályszálak diszperziójának mérése ennek megfelelően fontos kutatási terület [8-12], mivel a jelenleg alkalmazott gyártási eljárások nem garantálják, hogy a tervezett tulajdonságokkal bír majd a legyártott szál. Ezért csak több lépésben lehet az eredetileg tervezett diszperzióval rendelkező szálát előállítani. A mérések lehetővé teszik a gyártási technológia hatásának a figyelembevételét a tervezésnél. Ez viszont azt jelenti, hogy minél pontosabb mérési módszerünk van, annál kevesebb lépésben tudjuk a célparaméterekkel rendelkező szálát létrehozni, ami igen komoly költségmegtakarítást eredményezhet.

I.1.2. Fotonikus szálak vezetési mechanizmusai

A fotonikus szálaknál kétféle fényvezetési mechanizmus lehetséges [7, 13]. Az egyik az ún. effektív-index vezetés, a másik pedig a fotonikus tiltott sávú vezetés.

Tömör maggal rendelkező szálak esetén a köpenyhez viszonyítva nagyobb törésmutatójú mag alkalmazásával a fényvezetés hagyományos szálaknál ismert teljes belső visszaverődéshez hasonló elven történik. Ha a lyukak átmérője sokkal kisebb, mint

az alkalmazott fény hullámhossza, akkor a mikrostruktúrált köpeny az alkalmazott lyukacsos anyag és a benne levő lyukak által meghatározott effektív törésmutatójú, homogén közegként viselkedik. Ilyen geometriával leginkább az egymódusú szálaknál találkozhatunk. Ha a lyukátmérő és a hullámhossz összemérhető, akkor a köpeny már kétdimenziós periodikus rendszerként kezelendő. Ilyen esetekben a köpeny törésmutatója függ a hullámhossztól. Megfelelő tervezéssel endlessly egymódusú optikai szálak tervezésére is lehetőség van.

A fotonikus tiltott sáv elvén működő szálak lehetnek tömör és légmagos szálak is. Azon üvegmagos szálaknál, melyeknek a köpenyhez képest nagyobb törésmutatójú magja van, az alapl módus vezetése mindig a teljes visszaverődés elvén valósul meg. Ilyen esetekben esetleg a magasabb módusokra teljesülhetnek a PBG-vezetéshez szükséges feltételek [13]. Ez a vezetési mechanizmus voltaképpen a periodikus struktúráról, levegő- vagy éppen egy kis törésmutatójú csatorna faláról történő koherens Bragg visszaszóródás eredménye [14], aminek következménye, hogy légmagos szálaknál is megfigyelhető. Ennek függvényében csak azon fotonikus kristálysálak PBG szálak, melyekre ez a vezetési mechanizmus inkább jellemző, és csupán bizonyos hullámhossz sávba eső fény számára átjárhatók.

I.1.3. Hagyományos és fotonikus szálak diszperziós jellemzőinek összehasonlítása

Miközben a rövid lézerimpulzus áthalad egy diszperzív közegen, például optikai szálon, torzulást szenved, megnyúlik. Hagyományos szálak esetén ötféle diszperziós jelenség léphet fel [7]:

- anyagi diszperzió,
- módusdiszperzió,
- hullámvezető diszperzió,
- polarizációs módusdiszperzió és
- nemlineáris diszperzió.

Az *anyagi diszperzió* az optikai szál anyagának hullámhosszfüggő törésmutatójából adódik. Ennek következtében az optikai szálon a hullámcsomag egyes komponensei különböző csoportsebességgel haladnak, így az impulzus megnyúlik. Hagyományos optikai szálak esetén az anyagi diszperzió a látható és a közeli infravörös tartományban a mag anyagára jellemző sima függvény. Fotonikus szálak esetében azonban a spektrumukban tapasztalható abszorpciós völgyek miatt fázisugrások jelennek meg a

spektrális fázisfüggvényben ezen hullámhossztartományokban. Ez a tapasztalat óvatosságra int a Taylor-sorfejtés együtthatóinak a használatával kapcsolatban, ha fotonikus szálak diszperziós tulajdonságait akarjuk jellemezni velük. Kérdés, hogy az említett fázisugrások milyen hibát okoznak azon kiértékelési módszereknél, melyek arra a feltevésre épülnek, hogy a szál spektrális fázisfüggvénye alacsony foksámú polinomokkal megadható. Az anyagi diszperzió kombinálódhat az ún. módusdiszperzióval.

A *módusdiszperzió* a multimódusú szálak jellemzője [15], mely a különböző transzverzális módusok csoportsebességeinek eltéréséből fakad. A folytonosan változó indexű (graded-index) optikai szál esetén a módusdiszperzió kevésbé jelentős, mint például a lépcsős törésmutatójú (step-index) szálaknál, tekintve, hogy ezeknél a csoportsebességek kiegyenlítettek. Mindkét száltípusra igaz, hogy az időbeli megnyúlás a szál hosszával arányosan nő egy kritikus hosszúságig, amikor is a megnyúlás mértéke a módusok csatolása miatt lecsökken. Fellépése nagyban függ a becsatolástól. A szélesedés kifejezése $ns/\sqrt{km}$ egységekben történik.

A *hullámvezető diszperzió* megjelenésének oka, hogy az egyes módusok csoportsebességei hullámhosszfüggők. Fellépte azzal magyarázható, hogy a magmérettől, pontosabban a magméret és a továbbított jel hullámhosszána arányától függően az impulzus nem csak a magban, hanem a köpenyben is terjedhet. Ezáltal a magban és a köpenyben összpontosuló optikai teljesítmények aránya hullámhosszfüggővé válik. Mivel a magban és a köpenyben a fázissebességek eltérők, az adott módus csoportsebessége megváltozik. A diszperzió ezen típusa különösen jelentős az egymódusú szálak esetén. Olyan hullámhosszak használatakor válik dominánssá, amelyekre az anyagi diszperzió elhanyagolható. Adott frekvenciatartományon egymás hatását kompenzálni képesek. Az anyagi és hullámvezető diszperzió együttes hatását *kromatikus diszperzió*nak nevezik. Manapság már különböző technikák ismeretesek, melyek segítségével diszperzió csökkentett, –szabályozott vagy –kompenzált szálak készíthetők.

A *polarizációs módusdiszperzió* egy sztochasztikus valószínűségi folyamat, melynek megjelenése az optikai szálak gyártási hibáinak és a környezet hatásainak következménye. A hullámvezető magjának keresztmetszete általában nem tökéletesen kör alakú és anyaga sem izotróp. Tekintve, hogy az egyes (például az egymódusú) optikai szálakban is léteznek egymásra merőleges főpolarizációs irányok, némely kristályhoz hasonlóan ezek is kettőstörő hatást mutatnak. Ha tehát a szálba csatolt lézerimpulzus polarizációs iránya nem esik egybe valamelyik főtengely irányával, akkor a szál két főpolarizációs irányának megfelelően a becsatolt impulzus két egymásra merőleges

polarizációjú impulzusra válik szét, melyek terjedési sebessége eltérő lesz. Ez azt jelenti, hogy létezik egy átlagos, polarizációtól függő impulzusszétválási idő. A polarizációs módusdiszperzió tehát az optikai szálban terjedő impulzusok módusai közötti időeltolódás. Ez az időkülönbség a szál hosszának négyzetgyökével arányos, és függ az ún. fajlagos diszperziótól is, melynek értéke hagyományos szálaknál $0.1-0.4 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ körül van. Hatása jelentős egymódusú szálak esetén, amikor a kromatikus diszperzió elhanyagolható [7, 16].

A *nemlineáris diszperzió* hatása csupán nagy fényintenzitások alkalmazása esetén számottevő, amikor a törésmutató intenzitásfüggő lesz. Az anyag említett nemlineáris viselkedése önfázis-modulációt eredményez. Adott körülmények között az önfázis-moduláció kompenzálni tudja az anyagi diszperzióra jellemző csoportsebesség diszperzió értékét, melynek következtében az impulzus torzítatlanul haladhat tovább.

Fotonikus szálak diszperziós tulajdonságait nagymértékben befolyásolja a mikrostruktúra geometriája. Ha például a levegővel telt csatornák átmérője kicsi, ezek hatása elenyésző, és a szál fényvezetési tulajdonságait leginkább az anyagi diszperzió határozza meg. Ellenkező esetben, ha a csatornák nagyobb átmérőjűek, a hullámvezető diszperzió válik dominánssá [13]. Ilyen szálak remekül alkalmazhatók diszperzió kompenzációt igénylő esetekben. A diszperzió hatása még inkább jelentős a kis móduskeresztmetszettel rendelkező hullámvezetőknél [17], melyek esetében a nemlineáris diszperziós effektusok is befolyással bírnak. Kettőstörő szálak esetén természetesen a polarizációs módusdiszperzió hatása nem hanyagolható el, ugyanúgy, ahogy multimódusú szálak fontos jellemzője lesz a módusdiszperzió.

I.2. Optikai elemek spektrális fázisfüggvénye

Az ultrarövid fényimpulzusok tekinthetők úgy is, mint különböző frekvenciájú monokromatikus összetevőkből álló elektromágneses hullámcsomagok. A közegbe lépő fényimpulzus térerősségének időbeli alakja ezen komponensek szuperpozíciójaként írható fel [18, 19]:

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

ahol $E_0(\omega)$ az amplitúdósűrűség, $\varphi_{be}(\omega)$ pedig a közegbe való belépéskor a spektrális fázis.

Miközben az impulzus egy diszperzív optikai elemen halad keresztül, a különböző spektrális komponensek eltérő sebességgel haladnak, melynek eredményeképpen az impulzus időbeli alakja megváltozik. Egy homogén, lineáris, diszperzív közegen való áthaladás alkalmával fellépő hatásokat leírhatjuk oly módon, hogy az amplitúdó változását az $A(\omega)$ amplitúdóátvitellel való szorzással, a fázistolást pedig a $\varphi(\omega)$ spektrális fázisfüggvénnyel fejezzük ki. Ekkor a közeg elhagyó impulzus térerőssége:

$$E_{ki}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) E_0(\omega) e^{i(\omega t - \varphi_{be}(\omega) - \varphi(\omega))} d\omega. \quad (2)$$

Az esetek egy jelentős részében az amplitúdóban fellépő változásoktól eltekinthetünk, így a továbbiakban csupán az optikai elem spektrális fázisfüggvényének hatását vizsgálom. Ehhez a közeg $\varphi(\omega)$ függvényét szokás Taylor-sorba fejteni az impulzus központi frekvenciája (ω_0) körül:

$$\begin{aligned} \varphi(\omega) = & \phi_0 + \phi_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\phi_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\phi_3(\omega - \omega_0)^3 \\ & + \frac{1}{24}\phi_4(\omega - \omega_0)^4 + \frac{1}{120}\phi_5(\omega - \omega_0)^5 + \dots \end{aligned} \quad (3)$$

Az így kapott együtthatók a spektrális fázisfüggvény frekvencia szerinti deriváltjai:

$$\phi_1 = \left. \frac{d\varphi}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0}, \phi_2 = \left. \frac{d^2\varphi}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0}, \phi_3 = \left. \frac{d^3\varphi}{d\omega^3} \right|_{\omega=\omega_0}, \phi_4 = \left. \frac{d^4\varphi}{d\omega^4} \right|_{\omega=\omega_0}, \phi_5 = \left. \frac{d^5\varphi}{d\omega^5} \right|_{\omega=\omega_0}, \quad (4)$$

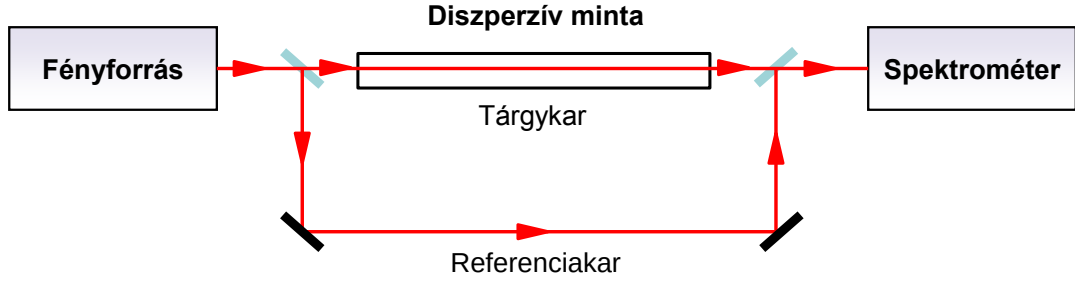
melyekkel jellemezzük az optikai elem diszperzióját. Üvegek illetve üvegből előállított hagyományos optikai szálak esetén a spektrális fázisfüggvény matematikai értelemben vett sima függvény. Korábbi tapasztalatok azt mutatták, hogy az együtthatós módszer ezen optikai elemek esetében valóban megfelelő a diszperzió jellemzésére.

I.3. Kollineáris spektrális interferometria

I.3.1. Az eljárás alapelve

A kollineáris spektrális interferometria egy széles körben használatos nagy pontosságú technika különböző optikai elemek diszperziójának mérésére, mellyel a referencia impulzushoz viszonyított impulzus fázisstruktúrája is vizsgálható [20-27]. A mérés alkalmával vizsgálni kívánt mintát egy széles spektrumú fényforrással kivilágított

interferométer tárgykarjába helyezzük. A fényforrás lehet közönséges fehér fényű izzó, LED, vagy ultrarövid lézerimpulzus. Megfelelő referencia karhossznál az interferométer kimenetén interferenciacsíkok figyelhetők meg. Ahhoz, hogy a fényforrás spektrális komponenseinek egymáshoz viszonyított fázisa láthatóvá váljon, az interferenciacsíkokat egy spektrográf segítségével bontjuk.



2. ábra Spektrálisan bontott Mach-Zehnder interferométer a vizsgálandó diszperzív mintával

Most vizsgáljuk meg az interferogram létrejöttének folyamatát közelebbről. Ehhez tekintsük a két karból származó impulzusok térerősségének időfüggését, mely megadható az impulzust alkotó spektrális komponensek összegeként:

$$E_r(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_{r0}(\omega) e^{i(\omega t - \varphi_r(\omega))} d\omega,$$

$$E_t(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_{t0}(\omega) e^{i(\omega t - \varphi_t(\omega))} d\omega. \quad (5)$$

A fenti összefüggésekben $E_{r0}(\omega)$ és $E_{t0}(\omega)$ a referencia illetve a tárgykarból érkező impulzusok amplitúdósűrűsége, $\varphi_r(\omega)$ és $\varphi_t(\omega)$ pedig az impulzusok spektrális fázisa. Az interferométer kimenetén a két karból jövő impulzus koherens módon találkozik, tehát az időfüggő térerősségük összege jelenik meg:

$$E(t) = E_r(t) + E_t(t). \quad (6)$$

Ideális esetet feltételezve, a lézernyaláb és a detektor pixelei végtelenül vékonyak, a spektrográf felbontóképessége pedig végtelenül nagy. Ekkor a spektrográf kimeneténél elhelyezett detektor pixeleire már nem az impulzusok, hanem az őket alkotó monokromatikus hullámok esnek. Így egy adott ω körfrekvenciának megfelelő pixelnél a térerősség a következőképpen adható meg:

$$E(t, \omega) = E_r(t, \omega) + E_t(t, \omega) = E_{r0}(\omega)e^{i(\omega t - \varphi_r(\omega))} + E_{t0}(\omega)e^{i(\omega t - \varphi_t(\omega))}. \quad (7)$$

A detektor pixelei nem tudják a térerősség (7)-ben meghatározott körfrekvenciájú időbeli változását detektálni, hanem felintegrálják a bejövő fényhullámokban lévő energiát. Ekkor a mért jel, vagyis a spektrális intenzitás:

$$I(\omega) = |E(t, \omega)|^2 = |E_r(t, \omega)|^2 + |E_t(t, \omega)|^2 + E_r^*(t, \omega)E_t(t, \omega) + E_r(t, \omega)E_t^*(t, \omega). \quad (8)$$

A spektrográf kimenetén megfigyelhető interferogram intenzitása a két karból származó intenzitások (I_r és I_t) fázishelyes összegzéséből adódik:

$$I(\omega) = I_r(\omega) + I_t(\omega) + 2\sqrt{I_r(\omega) \cdot I_t(\omega)} \cdot \cos(\phi(\omega)). \quad (9)$$

A fenti egyenletben ϕ a két kar közötti fáziskülönbséget jelöli, mely a következőképpen írható fel:

$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c}(L_t - d) + \varphi(\omega) - \frac{\omega}{c}L_r, \quad (10)$$

ahol c a vákuumbeli fénysebesség, L_t és L_r rendre a tárgy- és a referenciakar hossza, d pedig a vizsgált diszperzív elem geometriai hossza, melynek a spektrális fázisfüggvényét $\varphi(\omega)$ jelöli.

Tekintve, hogy a valóságban a spektrográf felbontóképessége véges, így a jelenség a fenti kifejezéseknél összetettebb integrálokkal írható le. Abban az esetben viszont, ha nem túl nagy a két kar közötti késleltetés, a bemutatott összefüggések jól alkalmazhatók az interferenciamintázat leírására. Nagyobb késleltetések, illetve sűrű csíkrendszer esetén a láthatóság az említett hatások következtében leromlik.

I.3.2. Fourier-transzformációs kiértékelési módszer

A spektrális interferogram kiértékelése több módszerrel történhet. Korábbi dolgozatomban megvizsgáltam a minimum-maximum, az állandó fázisú pont, valamint a koszinusz-függvény illesztését alkalmazó eljárások alkalmazhatóságát fotonikus szálak diszperziójának mérésére [28]. Ebben a fejezetben az üvegek diszperziójának meghatározására már széles körben használt Fourier-transzformáción alapuló kiértékelési eljárást [29] ismertetem. Bemutatom, hogyan határozhatjuk meg a (9) alatt definiált spektrális intenzitásból a tárgykárba helyezett minta fázistolását.

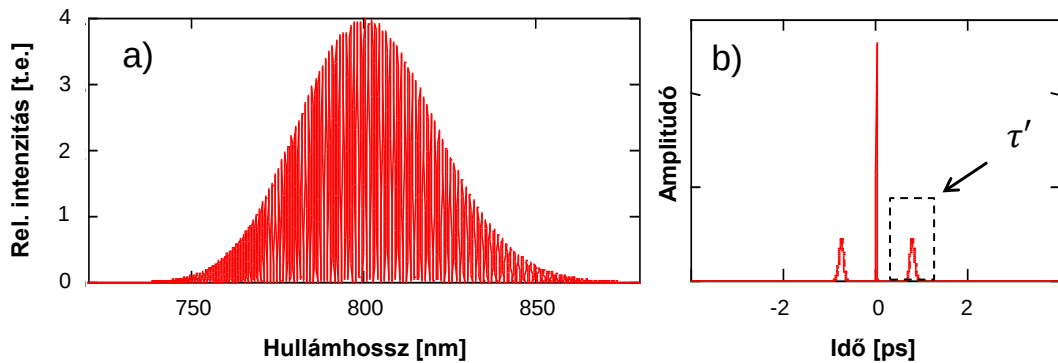
A módszer alapkövetelménye a sűrű csíkrendszer (3.a ábra), azaz a viszonylag nagy, pikoszekundumos nagyságrendbe eső időbeli késleltetés. A felvett interferogramon, pontosabban a spektrális intenzitáseloszláson végrehajtunk egy Fourier-transzformációt:

$$\mathcal{F}\{I(\omega)\} = \mathcal{F}\{I_r(\omega)\} + \mathcal{F}\{I_t(\omega)\} + \mathcal{F}\{2\sqrt{I_r(\omega) \cdot I_t(\omega)} \cdot \cos(\phi(\omega))\}. \quad (11)$$

Ekkor az eredményül kapott $I(t)$ függvény négy tagja

$$I(t) = I_r(t) + I_t(t) + I_{int}(t - \tau') + I_{int}(t + \tau'), \quad (12)$$

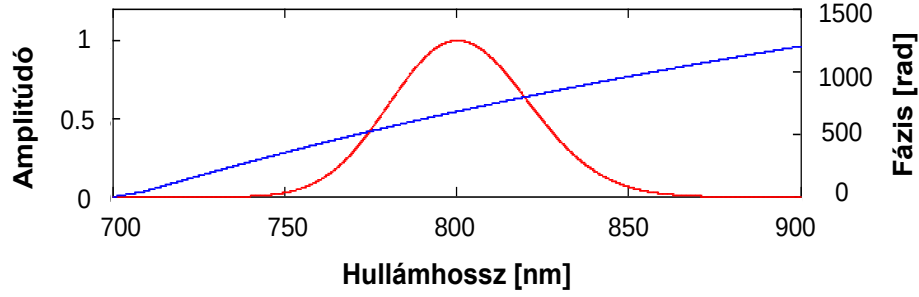
voltaképpen három részre osztható (3.b ábra). A referencia valamint a tárgykarból érkező impulzusok ($I_r(\omega)$ és $I_t(\omega)$) spektrális intenzitása ω -ban lassan változó függvény, így a megfelelő Fourier-transzformáltjaik ($I_r(t)$ és $I_t(t)$) a $t = 0$ körüli tartományban jelennek meg. Ezzel szemben a (11) összefüggés jobb oldali harmadik tagja, mely a vizsgálandó fázisfüggvényt tartalmazza, ω -ban gyorsan változó függvény, így az $I_{int}(t - \tau')$ és az $I_{int}(t + \tau')$ Fourier-transzformáltjai a $\tau' = \tau + d\phi/d\omega$ illetve a $-\tau'$ időpontok környezetében találhatók. A τ' a tárgy illetve a referencia karból érkező két impulzus közötti időbeli késést jelöli. Ez két részből tevődik össze, egyrészt a két kar geometriai útkülönbségéből származó τ időkésésből, másrészt a $d\phi/d\omega$, azaz a diszperzív mintán áthaladáskor fellépő időkésésből. Ez esetben a két $t = 0$ -ra szimmetrikus csúcs megjelenése azzal magyarázható, hogy a Fourier-transzformáció valós függvényen történt.



3. ábra (a) Szimulált spektrális interferogram és (b) Fourier-transzformáltja

A kapott Fourier-transzformáltak közül a pozitív τ' -hoz tartozót kivágjuk, majd visszatranszformáljuk a frekvenciatartományba. Ekkor a visszatranszformált függvény argumentumából kinyerhető fázis-relatív körfrekvencia függvényből egy megfelelő polinomillesztéssel megkaphatjuk a vizsgált mintára jellemző fázisderiváltak értékeit. Végül a spektrum és a fázisgörbe (4. ábra) (vagy a fázisderiváltakból számolt

fázisfüggvény) felhasználásával egy újabb Fourier-transzformáció segítségével az impulzusalakot tudjuk meghatározni.



4. ábra A szimulált spektrum és a kapott fázisfüggvény

Látható, hogy ez a kiértékelési eljárás meglehetősen időigényes. Emellett meg kell jegyeznünk, hogy a spektrális fázisfüggvény és így az impulzusalak kis mértékben függ az említett időtartománybeli szűrésnél alkalmazott ablakszélességtől.

I.3.3. Fényimpulzus időbeli alakjának meghatározása egyszerűsített Fourier-transzformációs módszerrel

Ebben a fejezetben a hagyományos Fourier-transzformáció korábban említett hibáinak kiküszöbölésére javasolt [30] egyszerűsített, szintén a Fourier-transzformáción alapuló módszert mutatom be. Ehhez a Fourier-transzformáció elvégzése előtt a spektrális interferogramot el kell osztani a referencia impulzus térerősség amplitúdó spektrumával, azaz $2\sqrt{I_r(\omega)}$ -val. A korábbi (11) összefüggés így a következőképpen módosul:

$$\mathcal{F}\left\{\frac{I(\omega)}{2\sqrt{I_r(\omega)}}\right\} = \mathcal{F}\left\{\frac{I_r(\omega)}{2\sqrt{I_r(\omega)}}\right\} + \mathcal{F}\left\{\frac{I_t(\omega)}{2\sqrt{I_r(\omega)}}\right\} + \mathcal{F}\{\sqrt{I_t(\omega)} \cdot \cos(\phi(\omega))\}. \quad (13)$$

Ha feltesszük, hogy a referenciakarban nincs diszperzió és a referencia impulzus transzformlimitált, azaz a

$$\phi(\omega) = \phi_t(\omega) - \phi_r(\omega) \quad (14)$$

összefüggésben $\phi_r(\omega) = \omega\tau$, akkor a (13) kifejezésben szereplő utolsó tag éppen a tárgyimpulzus időbeli alakját adja meg:

$$\mathcal{F}\left\{\frac{I(\omega)}{2\sqrt{I_r(\omega)}}\right\} = \mathcal{F}\left\{\frac{I_r(\omega)}{2\sqrt{I_r(\omega)}}\right\} + \mathcal{F}\left\{\frac{I_t(\omega)}{2\sqrt{I_r(\omega)}}\right\} + \mathcal{F}\{\sqrt{I_t(\omega)} \cdot \cos(\phi_t(\omega) - \omega\tau)\}. \quad (15)$$

Tekintve, hogy a fenti egyenlet jobb oldalán szereplő első két tag a spektrális tartományban lassan változó függvény, a harmadik tag, azaz a tárgyimpulzus az időtartományban jól elkülönül ezektől.

II. CÉLKITŰZÉS

Megvizsgálom, hogy a fotonikus szálak spektrális fázisfüggvénye a spektrálisan bontott interferogramok Fourier-transzformációs eljáráson alapuló kiértékelésével pontosabban meghatározható-e a korábbi dolgozatomban alkalmazott minimum-maximum, állandó fázisú pont és koszinusz-függvény illesztésén alapuló módszereknél.

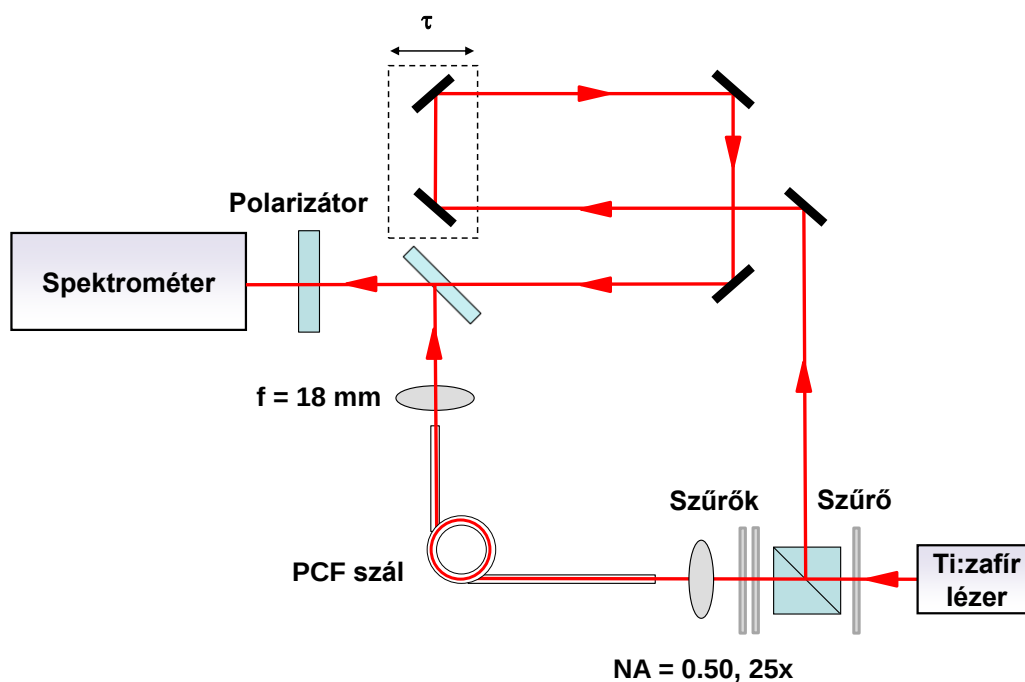
Megvizsgálom, hogy a módusdiszperzió értéke egyértelműen meghatározható-e az interferogram Fourier-transzformáltjából.

Az egyszerűsített Fourier-transzformációs módszerrel meghatározom az optikai szálból kilépő, majd lefókuszált impulzusok idő- és térbeli alakját.

III. EREDMÉNYEK

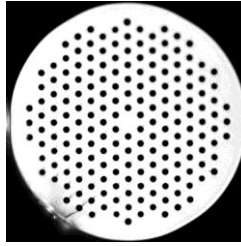
III.1. Kísérleti elrendezés

A kísérleti elrendezés egy Ti:zafír lézerrel kivilágított Mach-Zehnder interferométerből és egy Ocean Optics HR4000 spektrográfból állt (5. ábra). A lézer központi hullámhossza 800 nm, impulzusedje 20 fs. A 37 cm hosszú fotonikus szál az interferométer tárgykarjába helyeztem. A szálba való befókuszálás egy 0,5 numerikus apertúrájú, 25-szeres nagyítású mikroszkóp objektív segítségével történt, a kicsatoláshoz pedig 18 mm fókusz távolságú lencsét használtam. Az elrendezés sematikus rajza az 5. ábrán látható. A szaggatott vonalakkal jelzett rész a referenciakar mozgatható része. A két impulzus egyesítéséhez nyalábosztó kocka helyett egy lemezt használtam, melynek előlő felületének reflexiós tényezője kb. 50% volt, a hátsó felülete pedig antireflexiós réteggel volt bevonva. Így kiküszöböltem azt a problémát, hogy a szálból érkező és már konvergáló nyaláb a kockán való áthaladáskor jelentős kromatikus aberrációt szedjen össze.



5. ábra Spektrálisan bontott Mach-Zehnder interferométer a PCF szállal

A vizsgált szál egy nagy móduskeresztmetszetű multimódusú fotonikus kristálysál volt. Egy ehhez hasonló geometriájú szál keresztmetszete látható a 6. ábrán.



6. ábra Nagy móduskeresztmetszetű multimódusú fotonikus kristálysál elektronmikroszkópos képe [31]

III.2. Spektrális interferogramok kiértékelése Fourier-transzformációs módszerrel

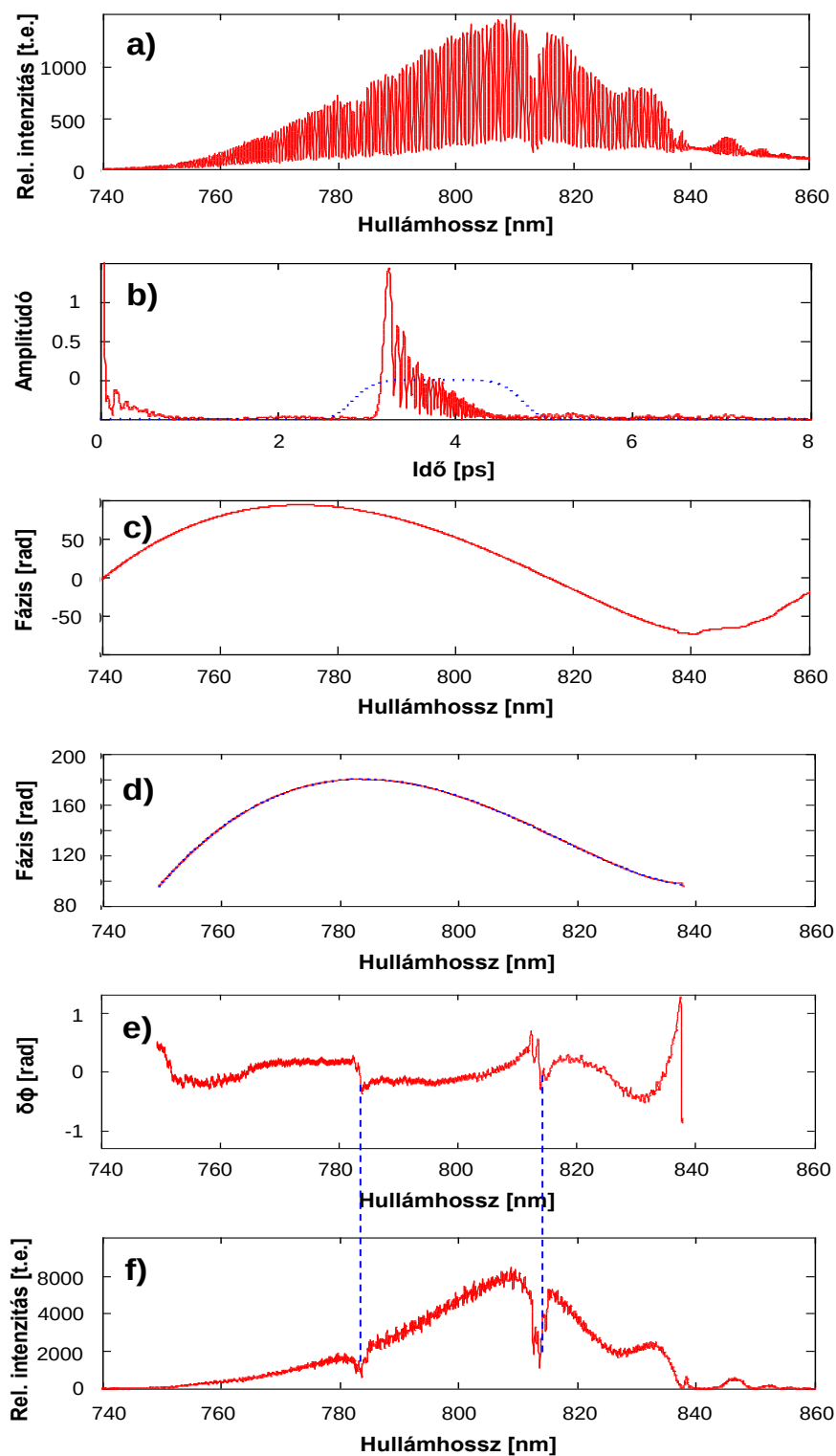
III.2.1. Kromatikus diszperzió meghatározása

A különböző késleltetéseknél felvett interferogramok kiértékelése a korábban, az I.3.2. fejezetben ismertetett módszer felhasználásával történt. Az interferogramok feldolgozását a következő ábrák (7. ábra) sorozatával mutatom be.

A 7.a ábrán látható az interferométer kimenetén elhelyezett spektrométerrel kapott interferogram. A kiértékelés első lépéseként előállítottam az interferogram Fourier-transzformáltját (7.b ábra). Ezután a pozitív késleltetési tartományban megjelenő tagot kivágtam, és az inverz Fourier-transzformáció elvégzésével visszatranszformáltam a frekvencia tartományba. Az így kapott függvény argumentumából a fázis–relatív körfrekvencia összefüggése megkapható. A 7.c ábrán ennek megfelelően látható a fázis–hullámhossz grafikon, pontosabban az ebből a lineáris fázistag levonásával nyert görbe. A lineáris tag kivonásával könnyen észrevehető a harmadrendű kromatikus diszperzió jelenléte, amire a függvény hullámsága utal. A kapott spektrális fázisfüggvénynek a hullámhossztartomány széleihez tartozó részeit kivágtam (7.d ábra), és a fázisfüggvényre egy ötödrendű polinomot illesztettem, így a szál fázisderiváltjait ötödrendig meghatároztam.

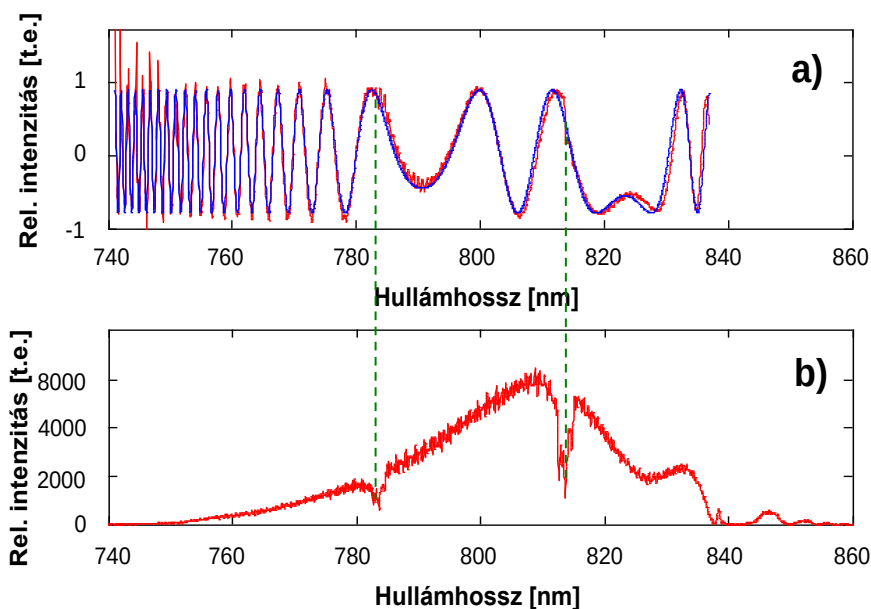
Az alkalmazott Fourier-transzformációs kiértékelési módszer pontosságát ellenőrizhetjük, ha a fázisfüggvény és a ráillesztett polinomfüggvény eltérését megvizsgáljuk. A 7.e ábráról jól látható, hogy bár van némi eltérés a két görbe között, ez a különbség igen csekély, és csupán a széleken szignifikáns. Ha az eltérést bemutató görbét közelebbről megfigyeljük, észrevehetünk ugrásokat a fázisban. A tárgykarból, azaz a szálból kijövő spektrumban a szál magjának anyagára jellemző rezonanciák figyelhetők

meg (7.f ábra). Ha a 7.e és f ábrákat összehasonlítjuk, észrevehetjük, hogy a fázisugrások éppen a rezonanciahelyek környezetében jelentkeznek. Kijelenthetjük tehát, hogy a Fourier-transzformáción alapuló eljárás igen pontos, és érzékeny módszer, mely még az esetleges fázisugrások detektálására is alkalmas.



7. ábra Fourier-transzformációs kiértékelés lépései

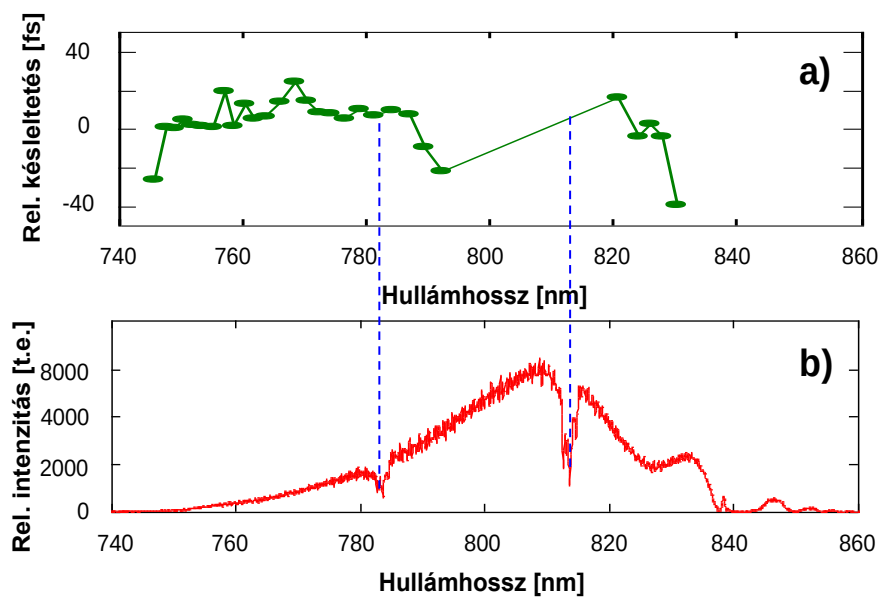
A következőkben hasonlítsuk össze a korábbi dolgozatomban [28] alkalmazott módszereket a pontosság és az érzékenység szempontjából a Fourier-transzformáción alapuló kiértékeléssel. A 8.a ábrán látható a normált, spektrális interferogram (piros) és a koszinusz-függvény illesztésével kapott görbe (kék). A koszinusz-függvény argumentumában szereplő spektrális fázisfüggvényt szintén egy ötödfokú polinommal közelítettem. Megfigyelhető, hogy ez a módszer is érzékeny a magasabb rendű fázisderiváltakra, mivel a két egymás mellett lévő állandó fázisú pontnál is viszonylag jól követi az illesztett görbe a mért értékeket. Negyedfokú polinomot használva ennél jelentősen rosszabb illeszkedést kaptam. A módszer egyik hátránya, hogy az ábrán látható jó illeszkedést csak úgy tudtam elérni, hogy hosszasan próbálkoztam a MathCad programban megírt függvényillesztés megfelelő kezdőértékeinek a megtalálásával. Ha a mért és az illesztett görbe közötti eltérés hullámhosszfüggését a tárgykar spektrumával összehasonlítjuk (8.b ábra), látszik, hogy a rezonanciahelyeknél jelentősebb az eltérés. Ennek az oka, hogy ezen hullámhossztartományokon a spektrális fázisfüggvényben fázisugrások lépnek fel, amit a koszinusz-függvény illesztésén alapuló módszer nem tud lekövetni. Ez nyilván a diszperziós együtthatók meghatározásában is okoz némi bizonytalanságot.



8. ábra (a) A mért (piros) és a koszinusz-függvény illesztésével kapott (kék) normált spektrális interferogram, és (b) a tárgykar spektruma [32]

Ugyanígy megvizsgálhatjuk a korábbiakban alkalmazott állandó fázisú pont módszerének pontosságát is. Ha a különböző késleltetéseknél megfigyelhető állandófázisú

pontok helyét leolvassuk, és ezeket a relatív-körfrekvencia függvényében ábrázoljuk, majd ezekre az értékekre egy negyedfokú polinomot illesztünk, előállnak a fázisderiváltak az ötödik renddel bezárólag. Ebben az esetben is megvizsgálva az illesztett és a mért relatív csoportkésleltetés értékek eltéréseit (9.a ábra), észrevehetjük, hogy az eltérés sokkal jelentősebb, mint a Fourier-transzformációs kiértékelés esetén, de még a koszinusz-függvény illesztésnél tapasztaltnál is. Ha ezt összehasonlítjuk a tárgykarból érkező fényimpulzus spektrumával (9.b ábra), akkor észrevehetjük, hogy a csoportkésleltetés értékei a rezonanciahelyek közötti tartományban eltérnek a korábbi értékektől jelentősebben. Azonban a módszer gyengébb idő- illetve frekvenciafelbontása miatt gyakorlatilag csak éppen észlelni lehetett az eltéréseket, de pontos értékekkel nem szolgált ezen a tartományon a csoportkésleltetés-függvényről. A koszinusz-függvény illesztéses módszerhez hasonlóan, itt is elmondható, hogy a fázisderiváltak mérési pontosságát rontották a csoportkésleltetés-függvénynek a rezonanciahelyek környékén fellépő kiugró értékei.



9. ábra (a) Az állandó fázisú pont módszerével mért és a negyedfokú polinom illesztéséből kapott csoportkésleltetés-függvények közötti eltérés, és (b) a tárgykar spektruma [32]

Bár a korábbi dolgozatban a minimum-maximum módszert is vizsgáltam, de azzal a többi kiértékeléshez képest nagy pontatlansága miatt a továbbiakban nem foglalkoztam.

A fent említett módszerekkel kapott diszperziós együtthatókat az 1. táblázatban foglalom össze.

	<i>Fourier-transzformáció</i>	<i>Koszínuszillesztés</i>	<i>Állandó fázisú pont</i>
GDD[fs²]	3670 ± 30	3680 ± 45	3710 ± 260
TOD[fs³]	1.25 · 10 ⁵ ± 2.3 · 10 ³	1.28 · 10 ⁵ ± 3.1 · 10 ³	1.33 · 10 ⁵ ± 4.5 · 10 ³
FOD[fs⁴]	-1.89 · 10 ⁶ ± 6.0 · 10 ⁴	-1.94 · 10 ⁶ ± 7.7 · 10 ⁴	-1.94 · 10 ⁶ ± 3.4 · 10 ⁵
QOD[fs⁵]	2.2 · 10 ⁷ ± 1.3 · 10 ⁶	2.1 · 10 ⁷ ± 1.5 · 10 ⁶	1.9 · 10 ⁷ ± 5.3 · 10 ⁶

1. táblázat A fotonikus kristályszálból és a be- és kicsatolást végző lencséből álló optikai rendszer diszperziós együtthatóinak három kiértékelési módszerrel kapott értékei [32]

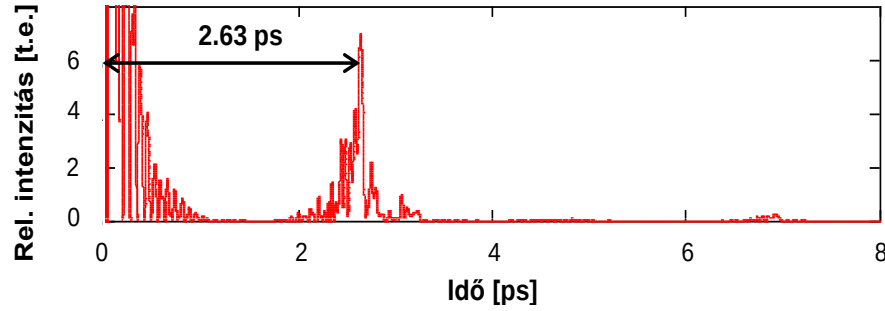
Amint az értékekből látszik, a Fourier-transzformáción alapuló kiértékelési eljárás adja a legnagyobb pontosságot. Összefoglalva tehát elmondható, hogy az 1 méternél rövidebb fotonikus kristályszálok diszperziós együtthatóinak mérésére a Fourier-transzformáción alapuló kiértékelési eljárás a legjobb módszer, hiszen pontosabb a többinél, érzékeny és képes kimutatni a rezonanciák okozta fázisugrásokat, valamint könnyen automatizálható mérést tesz lehetővé [32, 33].

III.2.2. Módusdiszperzió meghatározása

Amint arról az I.1.3. fejezetben szó volt, ha az optikai szál multimódusú, akkor számolni kell a módusdiszperzió hatásaival is. A hagyományos multimódusú szálakkal ellentétben, melyek mindig multimódusú vezetést valósítanak meg, az esetünkben vizsgált nagy móduskeresztmetszetű fotonikus kristályszál a becsatolástól függően működhet egy, illetve többmódusú szálként is. Vizsgáljuk meg először, hogy mi történik, ha a tárgykarból, azaz a szálból például két impulzus lép ki.

Ha a tárgykarban két módus, az alap- és egy magasabb rendű módus terjed, akkor könnyen meg tudjuk mérni a magasabb rendű módus időkésését az alaplómódushoz képest, ha csak a tárgykarból jövő impulzusokat vezetjük a spektrométerbe, ahogy azt Nicholson és munkatársai is tették [15]. Ekkor a két impulzus interferál egymással a korábbi (9) összefüggés segítségével leírható módon. Ha az ekkor kapott spektrális interferogramot Fourier-transzformáljuk, akkor a pozitív késleltetésnél látható jel az alap- és a magasabb rendű módus interferenciájától származik (10. ábra). Ha leolvassuk a jel csúcsához tartozó időpontot, akkor megkapjuk, hogy mennyi az időkülönbség az alap- és a magasabb rendű módusokhoz tartozó fényimpulzusok között. Ebben az esetben a két impulzus időkülönbségére, azaz a módusdiszperzióra 2.63 ps adódott. Vegyük észre, hogy a kapott

jelalak nem egyezik meg a magasabb rendű módushoz tartozó impulzus időbeli alakjával, azaz pusztán csak a jel időkése, ami hasznos információt hordoz.



10. ábra A tárgykarból érkező alap és egy magasabb rendű módus által létrehozott spektrális interferogram Fourier-transzformáltja

Ha a kapott eredményt részletesebb vizsgálat alá vetjük, észrevehetők egészen kis amplitúdóval bíró jelek a nagyobb (pl. 7 ps körüli) késéseknél, melyek további magasabb rendű módusok jelenlétére utalnak. Ezen módusoktól származó jelek azonban annyira közel esnek a zajszinthez, hogy mostani tárgyalásban eltekinthetünk tőlük, hiszen minimális az az energia, amit hordoznak.

Megállapítottuk tehát, hogy az aktuális beállítás esetén a tárgykarból legalább két impulzus jön ki. Érdekes megnézni, hogy mi történik, ha a referenciakarból jövő impulzussal interferál ez a kettő tárgyimpulzus. Ilyenkor az interferencia a következőképpen írható le:

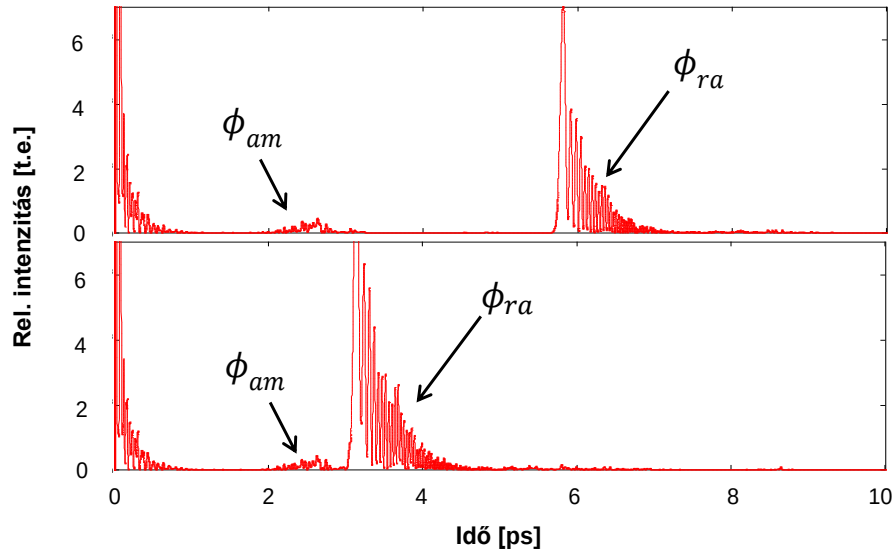
$$I(\omega) = (E_r(t, \omega) + E_a(t, \omega) + E_m(t, \omega))(E_r(t, \omega) + E_a(t, \omega) + E_m(t, \omega))^*. \quad (16)$$

A fenti képletben E_r a referencia impulzus, E_a az tárgykarból származó alaplómódus, E_m pedig a magasabb rendű módus térerőssége. Ebből az interferogram intenzitása a következőképpen írható fel:

$$I(\omega) = I_r(\omega) + I_a(\omega) + I_m(\omega) + 2\sqrt{I_r(\omega) \cdot I_a(\omega)} \cdot \cos(\phi_{ra}(\omega)) + 2\sqrt{I_r(\omega) \cdot I_m(\omega)} \cdot \cos(\phi_{rm}(\omega)) + 2\sqrt{I_a(\omega) \cdot I_m(\omega)} \cdot \cos(\phi_{am}(\omega)). \quad (17)$$

A (17) összefüggésből látható, hogy a szokásos kétimpulzusos interferenciával ellentétben itt nem egy, hanem három interferenciatag lép fel. Az egyenlet jobb oldalán szereplő negyedik tag a referencia impulzus és az alaplómódus, az ötödik a referencia impulzus és a magasabb rendű módus, a hatodik pedig az alap- és a magasabb rendű módus interferenciájának eredménye. Ennek értelmében, ha a már ismertetett egyszerűsített

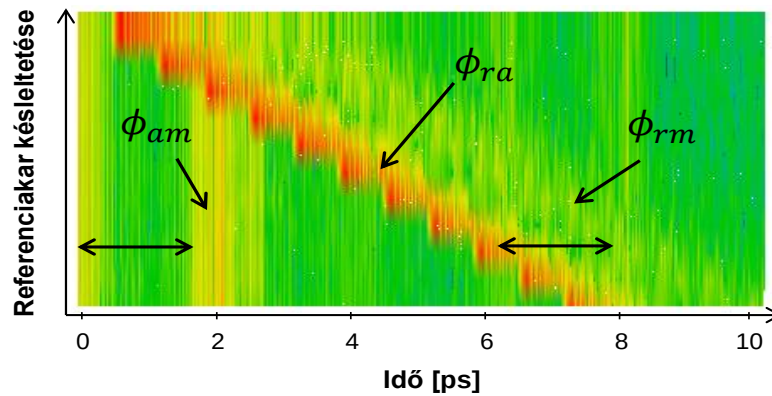
Fourier-transzformációs eljárással meghatározzuk az interferométer kimenetén impulzusalakot, három impulzust kell látnunk, melyek közül kettő elmozdul a késleltetés változtatásának hatására, egy pedig nem. Utóbbi az alap- és a magasabb rendű módus interferenciatagja, mely nem függ a referenciakar késleltetésétől. A 11. ábrán látható két különböző késleltetésnél felvett interferogramból meghatározott impulzusalak.



11. ábra Impulzusalakok különböző késleltetéseknél

Amint azt a nyilak is jelzik, a fenti ábrán csupán két jel figyelhető meg az 1 ps-nál nagyobb időtartományban. Könnyen belátható, hogy a legnagyobb intenzitáshoz tartozó jel a referencia impulzus és az alaplómódus interferenciatagjából (ϕ_{ra}), számolt impulzusalak, ami a korábbi megállapításunknak megfelelően elmozdul a referenciakar késleltetésének változtatásával. A második jel, ami mindkét ábrán ugyanott látható, azaz a késleltetéstől független, az alap- és a magasabb módus interferenciájának eredménye (ϕ_{am}). A harmadik, azaz a referencia impulzus és a magasabb rendű módus interferenciájából származó tag intenzitása feltehetően a zajszinttől kevésbé különböző, azért nem detektálható a felvett metszetek elemzésével.

Ha azonban a különböző referenciakarhosszaknál felvett interferogramokat, illetve a számolt impulzusalakokat egy logaritmikus intenzitásskálájú ábrán tüntetjük fel, a harmadik impulzus is megfigyelhetővé válik. A 12. ábrán a korábbiaknak megfelelően szintén feltűnik a késleltetéstől független tag, a ϕ_{am} , valamint mindkét mozgó tag a ϕ_{ra} , és a ϕ_{rm} is. Utóbbi esetben már beazonosítható, hisz ugyanakkora időkülönbséggel követi az alaplómódust, mint amekkora a korábban már beazonosított másik interferenciatag késése ehhez képest.

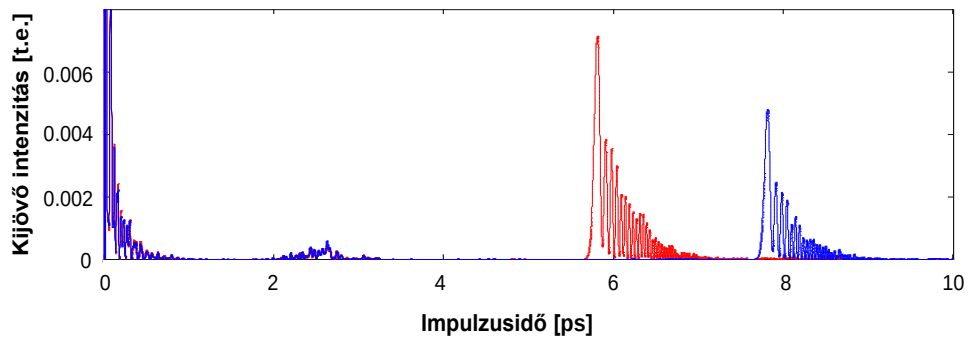


12. ábra Impulzusok mozgása a referenciakár hosszának változtatásával

III.3. Az alaplódushoz tartozó impulzus idő- és térbeli alakja

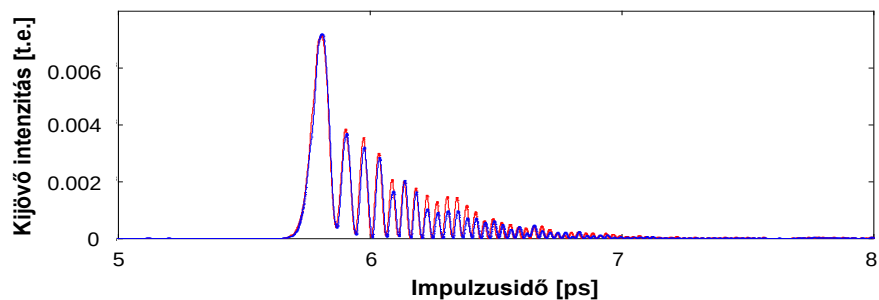
A III.2.1. fejezetben a kromatikus diszperzió meghatározására alkalmazott hagyományos Fourier-transzformáción alapuló kiértékelési módszer pontossága leromlik, ha magasabb rendű módusok is vannak a tárgykarban. Ekkor ugyanis, ha az alap- és magasabb rendű módus interferenciatakjaként megjelenő impulzus túl közel van az alaplódus és a referencia impulzus interferenciájából származó impulzushoz (mint például a 11. ábra alsó részén), akkor a spektrális fázis, illetve a diszperziós koefficiensek nem határozhatók meg nagy pontossággal.

A vizsgált fotonikus kristálysál alkalmazhatóságának szempontjából a diszperziós együtthatók meghatározása önmagában nem elegendő, mindenképp fontos az időbeli impulzusalak ismerete is. E célra az előző fejezetben alkalmazott egyszerűsített Fourier-transzformációs eljárás alkalmasnak bizonyult, sőt, amint az kiderült, az esetlegesen jelenlevő magasabb módusok detektálására is megfelelő. Érdeemes azt is megvizsgálni, hogy mennyire reprodukálható az eredmény, vagyis a meghatározott impulzusalak. Ehhez megvizsgáltam két különböző késleltetéshez tartozó impulzusalakot (13. ábra). Az ábráról egyértelműen látszik, hogy az alap- és a magasabb rendű módus interferenciájának megfelelő impulzus mindkét késleltetés esetén ugyanott marad, és az alakja sem változik.



13. ábra Impulzusalakok különböző késleltetéseknél

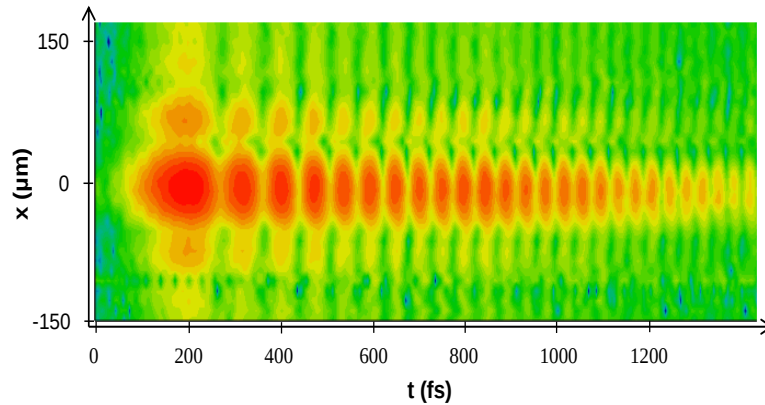
A 13. ábráról az is látszik, hogy az alapl módus és a referencia impulzus interferenciájából adódó impulzusalakok amplitúdói eltérnek a két késleltetés esetén. Ennek az az oka, hogy a késleltetés növelésével a láthatóság lecsökkent a spektrográf véges felbontóképessége miatt. Ha azonban a kapott impulzusokat időben egymásra toljuk és a nagyobb késleltetéshez tartozó (az ábrán kék színnel jelölt) impulzus amplitúdóját megnöveljük, látszik, hogy szinte teljesen identikusak (14. ábra).



14. ábra Egemásra tolt impulzusalakok különböző késleltetéseknél

A szálak orvosi és egyéb területeken történő alkalmazásához nem elég, ha a lézernyaláb egy pontjában meghatározzuk az impulzus időbeli alakját, hanem szükséges, hogy ezt a teljes keresztmetszet több pontjában is ismerjük. Bár egy pontban a hagyományos Fourier-transzformációs kiértékelés még nem olyan hosszadalmas, ha azonban a térben több tíz pontban akarjuk meghatározni az impulzus időbeli alakját, akkor már igencsak hosszúnak érezzük a kiértékeléshez szükséges időt. Ezért ebben az esetben célszerűnek látszik az egyszerűsített Fourier-transzformációs módszer alkalmazása. Ehhez méréseket végeztem a szál kimenetének az $f = 18$ mm-es lencsével előállított képén (15. ábra). Az ábrán egyrészt az látszik, hogy a fotonikus szál domináns harmadrendű diszperziójára jellemző impulzussorozat követi a főimpulzust, másrészt, keresztirányban nem Gauss-görbe, hanem $(\sin x/x)^2$ alakú az intenzitáseloszlás. Így mindkét oldalon

láthatunk egy-egy mellékmaximumot is. Ennek oka valószínűleg az, hogy a lencse numerikus apertúrája kisebb a szálénál, így a nyaláb szélei diffraktálódnak a lencsebefogó peremén.



15. ábra Impulzus idő- és térbeli alakja [33]

Összegzésképp megállapíthatjuk, hogy ez az egyszerűsített Fourier-transzformációs kiértékelési eljárás alkalmas volt arra, hogy egy adott tengely mentén az impulzusnak nemcsak az időbeli, hanem a térbeli alakjáról is információt nyerjünk, jelentősen rövidebb idő alatt, mint ahogyan az a hagyományos Fourier-transzformációs módszerrel adódna. Fontos azonban kihangsúlyozni, hogy ennél az egyszerűsített módszernél is megjelennek azok a jelek, melyek nem csak egy impulzus időbeli alakját mutatják, hanem az előző fejezetben ismertetett módusok közötti interferenciát is. Ennek értelmében a kapott kép értelmezését nagyon körültekintően kell elvégezni.

IV. ÖSSZEFOGLALÁS

Jelen dolgozatban megvizsgáltam, hogy egy rövid fotonikus kristálysál diszperziójának mérésére a spektrálisan bontott interferogramok Fourier-transzformációs kiértékelési módszerének használata milyen előnyökkel jár más, az irodalomban gyakran alkalmazott módszerekhez képest. Kísérletileg igazoltam, hogy a Fourier-transzformációs eljárás nagyobb pontosságú mérést tesz lehetővé, mint az állandó fázisú pont, a minimum-maximum illetve a koszinusz-függvény illesztéses módszer. Ezen módszerekkel ellentétben kimutatja a vizsgált sál spektrumában fellépő rezonanciák okozta fázisugrásokat is. További előnye, hogy az interferogramok kiértékelése könnyen automatizálható.

A Fourier-transzformációs módszernek a magasabb rendű fázisderiváltakra való érzékenysége lehetővé tette számomra, hogy a vizsgált fotonikus sál kromatikus diszperzióját jellemző koeficienseit a szakirodalomban szokásos harmadrend helyett ötödrendig határozzam meg. A kiértékelési módszer alkalmas volt arra is, hogy a sálban terjedő magasabb rendű módusnak az alapl módushoz képesti időkéésését is megmérjem.

Azt találtam, hogy az egyszerűsített Fourier-transzformációs eljárás alkalmas a fotonikus sál esetén is az alapl módushoz tartozó impulzus időbeli alakjának rekonstruálására. Mind elméletileg, mind kísérletileg megvizsgáltam, hogy a magasabb rendű módus jelenléte esetén a Fourier-transzformációval kapott jelalakok közül melyek szolgáltatják az alapl illetve a magasabb rendű módushoz tartozó impulzusalakot.

A sálak alkalmazásánál sok esetben fontos, hogy a sálból kilépő impulzus teljes keresztmetszetének minél több pontjában ismerjük az időbeli alakját. Az egyszerűsített Fourier-transzformációs eljárást alkalmazva, gyorsan és pontosan meg tudtam mérni a vizsgált fotonikus sálból kilépő, majd lefókuszált impulzus idő- és térbeli alakját.

IRODALOMJEGYZÉK

- [1] J. W. S. Rayleigh: Phil. Mag **26**, 256 (1888)
- [2] E. Yablonovitch: Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987)
- [3] S. John: Phys. Rev. Lett. **58**, 2486 (1987)
- [4] Takács S.: Híradástechnika **2**, 8 (2005)
- [5] P. St. J. Russell, G. J. Pearce: Photonic Crystal Fibers in Handbook of Optics, Volume V, (3rd Ed., McGraw-Hill, 2010)
- [6] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. Russell, D. M. Atkin: Optics Letters **21**, 1547 (1996)
- [7] B. E. A. Saleh, M. C. Teich: Fundamentals of Photonics (2nd Ed., John Wiley and Sons, 2007)
- [8] J. Jasapara, Tsing Hua Her, R. Bise, R. Windeler, and D. J. DiGiovanni: J. Opt. Soc. Am. B **20**, 1611 (2003)
- [9] J. Y. Lee, D. Y. Kim: Opt. Express **14**, 11608 (2006)
- [10] P. Hlubina, D. Ciprian, R. Chlebus: Opt. Commun. **281**, 4008 (2008)
- [11] G. Genty, H. Ludvigsen, M. Kaivola, K.P. Hansen: Opt. Express **12**, 929 (2004)
- [12] Q. Ye, C. Xu, X. Liu, W. H. Knox, M. F. Yan, R. S. Windeler and B. Eggleton: Appl. Opt. **41**, 4467 (2002)
- [13] J. Broeng, D. Mogilevstev, S. E. Barkou, A. Bjarklev: Optical Fiber Technology **5**, 305 (1999)
- [14] T. P. White, R. C. McPhedran, C. Martijn de Sterke, N. M. Litchinister, B. J. Eggleton: Opt. Lett. **27**, 1977 (2002)
- [15] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran, S. Ghalmi: Opt. Express **16**, 7233, (2008)
- [16] Zsigmond Sz.: Híradástechnika **2**, 11 (2006)
- [17] http://www.rp-photonics.com/waveguide_dispersion.html (Encyclopedia for Photonics and Laser Technology)
- [18] A. E. Siegman: Lasers (University Science Books, 1986)
- [19] J-C. Diels, W. Rudolph: Ultrashort Laser Pulse Phenomena (2nd Ed., Elsevier, 2006)
- [20] J. Calatroni, J.C. Vienot: Appl. Opt. **20**, 2026 (1981)
- [21] C. Sainz, J.E. Calatroni, G. Tribillon: Meas. Sci. Technol. **1**, 356 (1990)
- [22] A.P. Kovács, K. Osvay, Z. Bor, R. Szipőcs: Optics Letters **20**, 788 (1995)
- [23] L. Lepetit and M. Joffre: Opt. Lett. **21**, 564 (1996)
- [24] D. Meshulach, D. Yelin, and Y. Silberberg: J. Opt. Soc. Am. B **14**, 2095 (1997)

- [25] J. Jasapara and W. Rudolph: Opt. Lett. **24**, 777 (1999)
- [26] C. Sáinz, P. Jourdain, R. Escalona, J. Calatroni: Opt. Commun. **111**, 632 (1994)
- [27] I. Wamsley, L. Waxer, Ch. Dorrer: Rev. Sci. Instrum **72**, 1 (2001)
- [28] Grósz T.: Fotonikus kristályszálak diszperziójának mérése spektrális interferometriával, OTDK (2011)
- [29] C. Dorrer, N. Belabas, J-P. Likforman, M. Joffre, J. Opt. Soc. Am. B **17**, 1795 (2000)
- [30] K. Mecseki, A. P. Kovács 2010. *Monitoring of Residual Higher-Order Dispersion of Pulse Compression by Spectral Interferometry*, AIP Conference Proceedings **1228**, 251
- [31] <http://www.newport.com/Tutorial-Fiber-Optic-Basics/978863/1033/content.aspx>
- [32] A. P. Kovács, T. Grósz, M. Kiss 2011. *Measurement of Higher Order Dispersion in a Photonic Bandgap Fiber Using Spectral Interferometry*, LEI 2011 - Light at Extreme Intensities, Szeged, Hungary (2011), P12
- [33] T. Grósz, M. Kiss, A. P. Kovács, Dispersion Measurement of Photonic Crystal Fibers up to Fifth Order Using Spectral Interferometry, 5th EPS-QEOD Europhoton Conference, Stockholm, Sweden (2012) (elfogadva)

KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Elsősorban témavezetőmnek, Dr. Kovács Attilának tartozom köszönettel hasznos tanácsaiért, a dolgozat elkészítésében, a mérések kivitelezésében, valamint a kiértékelési módszerek megírásában nyújtott segítségéért és türelméért.

Köszönöm az SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék Tewati lézerlaborjában dolgozóknak, különösen Kiss Miklósnak, hogy a felmerülő problémák esetén készségesen segítségemre volt.

Ezt a munkát a Nemzeti Fejlesztési Ügynökség a TECH-09-A2-2009-0134 azonosítójú projekt keretében támogatta.