

Fotonikus kristálysálak diszperziójának mérése spektrális interferometriával

TDK Dolgozat

Készítette:

Grósz Tímea

Fizikus MSc szakos hallgató

Témavezető:

Dr. Kovács Attila Pál

Adjunktus

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM
OPTIKAI ÉS KVANTUMELEKTRONIKAI TANSZÉK
SZEGED, 2010

TARTALOMJEGYZÉK

I. BEVEZETÉS	1
II. ELMÉLETI ÖSSZEFOGLALÓ	3
II.1. A fotonikus kristályszálak jellemzői	3
II.2. Impulzusok lineáris terjedése	5
II.3. Kollineáris spektrális interferometria	6
II.3.1. Az eljárás alapelve	6
II.3.2. Kiértékelési módszerek	7
II.3.2.1. Állandó fázisú pont módszere	7
II.3.2.2. Minimum-maximum módszer	9
II.3.2.3. Fázismodulált harmonikus függvény illesztése	10
III. CÉLKITŰZÉS	11
IV. EREDMÉNYEK	12
IV.1. Kísérleti elrendezés	12
IV.2. Mérési eredmények	13
IV.2.1. Kiértékelés az állandó fázisú pont módszerével	15
IV.2.2. Kiértékelés minimum-maximum módszerrel	16
IV.2.3. Kiértékelés fázismodulált harmonikus függvény illesztésével	17
IV.2.4. Kiértékelési módszerek összehasonlítása	19
IV.2.5. A fotonikus kristályszál diszperziójának hatása az impulzusalakra	21
IV.2.6. Hagyományos és PBG szál diszperziójának összehasonlítása	22
V. ÖSSZEFOGLALÁS	24
Irodalomjegyzék	26

I. BEVEZETÉS

Napjainkban az optikai szálak alkalmazása igen széleskörű, nemcsak a telekommunikációban, hanem például a femtoszekundumos lézerek orvosi alkalmazásainál is találkozhatunk vele. Ha egy kétfotonos fluoreszcencia-mikroszkóppal végzünk egy vizsgálatot a beteg bőrfelületén, akkor fontos, hogy a femtoszekundumos lézerből kijövő impulzusokat minél mobilabb módon, adott esetben optikai szálon juttassuk el a vizsgálandó felületig. Hagyományos optikai szálak esetében ilyen rövid impulzusokra nézve a szál diszperziója olyan nagy, hogy az impulzust negatívan előchirpölni kell egy impulzuskompresszorral ahhoz, hogy a szál végén továbbra is rövid legyen az időbeli hossza. Az impulzuskompresszor alkalmazása két problémát is felvet. Egyrészt bonyolítja a kísérleti elrendezést, másrészt a jelenleg használt, versenyképes árú impulzuskompresszorok a szál ún. harmadrendű diszperzióját túlkompensálják, ami utóimpulzusokat eredményez.

A fotonikus szálak megjelenése egy lehetséges megoldást jelent erre a problémára. Ezek olyan periodikusan mikrostrukturált kristályszálok, melyekben a fényvezetést a törésmutató periodikus változása következtében kialakult tiltott sávok irányítják. Innen a PBG (photonic band gap) elnevezés. Ezen szálak fontos tulajdonsága, hogy gondos tervezéssel elvileg széles hullámhossztartományban egymódusú, diszperziómentes szálak készíthetők, melyek nemlinearitása és vesztesége elenyésző, átviteli teljesítménye viszont igen nagy.

A femtoszekundumos optikában igen elterjedt a vizsgált optikai elem diszperziójának Taylor-sorbeli konstansokkal történő jellemzése. Egyrészt egy diszperzió kompenzációs feladatnál néhány konstanssal való számolás könnyebb, mintha egy függvényt használunk, másrészt az említett együtthatókhöz szemléletes impulzus alaktorzulásokat társíthatunk. Felmerül azonban a kérdés, hogy a PBG szálak jellemzésére ez mennyire használható, illetve maga a mérési módszer mennyire pontosan adja meg az együtthatókat. Az irodalomban található néhány publikáció fotonikus szálak diszperziójának méréséről, azonban nem egyértelmű, hogy melyik módszer és melyik kiértékelési eljárás a legmegfelelőbb.

A dolgozat első részében egy rövid áttekintést adok a PBG szálak tulajdonságairól, illetve az általunk használt mérési eljárás, a kollineáris spektrális interferometria elméleti alapjairól. Az interferogramok kiértékelésére több módszer is található az irodalomban, melyek közül csak az esetünkben számba jöhető módszerek jellemzőit ismertetem.

A dolgozat második felében bemutatom az általam megépített kísérleti elrendezést, valamint bemutatom a különböző kiértékelési módszerekkel meghatározott mérési

eredményeimet. Megvizsgálom a fejlesztés alatt lévő PBG szál mért diszperziójának hatását a rajta áthaladó femtoszekundumos impulzus alakjára. Végül összefoglalom az eredményeimet.

Méréseimet az Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék TeWaTi laborjában végeztem.

II. ELMÉLETI ÖSSZEFOGLALÓ

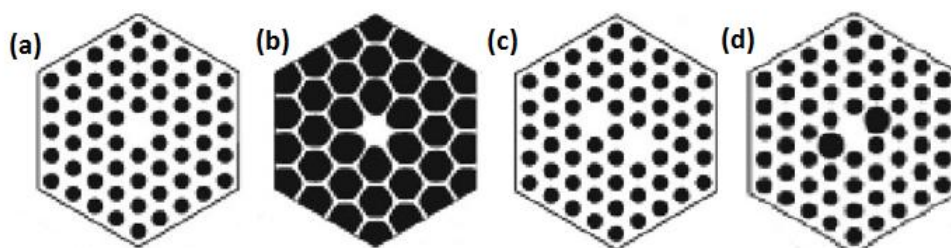
II.1. A fotonikus kristálysálak jellemzői

A félvezető eszközök megjelenése új korszak kezdetét jelentette a fizikában. Ezek közös vonása, hogy bennük a töltéshordozók mozgását a sáv szerkezet, pontosabban a tiltott sáv jelenléte és tulajdonságai befolyásolják. Ugyanakkor az ilyen eszközök működési sebességét az elektronok viszonylag „lomha” mozgása korlátozza. Felmerült, hogy az elektronok helyett a sokkal gyorsabban mozgó fotonok vezetését kellene ehhez hasonlóan megoldani. 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.

Az első ún. fotonikus szálak 1995-ben jelentek meg. Ezek olyan térben periodikus mikroszerkezettel rendelkező kristályok, melyekben a periodicitást a törésmutató szakaszos változtatásával érik el [1,2]. 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. Azon fotonok, melyek energiája a megengedett tartományba esik, áthaladnak a kristályon. Innen a PBG (Photonic Band Gap) szál elnevezés. A PBG szálak keresztmetszetében mikroszkopikus csatornákat hoznak létre, melyeket levegő tölt ki. Ezek falakat, pontosabban szóró felületeket képeznek, amelyek segítségével a fényt egy központi, tömör üveg vagy üres magba terelik. Eszerint két száltípust különböztetünk meg. Az előbbinél a lyukak alkotta szabályos rács közepéből hiányzik egy lyuk. Ennek helyén tömör üveg mag van, melynek törésmutatója sokkal nagyobb, mint az őt körülvevő fotonikai kristály köpenyé. 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, 337-1550 nm-es tartományban. 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. A nagy móduskeresztmetszet nagy teljesítmények átvitelét teszi lehetővé. Ultra kicsi móduskeresztmetszet kialakításával (nagyobb lyukátmérő és kisebb magátmérő) viszont kis hullámhosszakra is zérus lehet a diszperzió.

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.

Különböző típusú elrendezések léteznek. Ezekből látható néhány az *1. ábrán*. Itt a fekete térrészek a lyukakat, a fehér részek pedig a tömör üveget jelentik. Az *1.a ábrán* látható megvalósítás az endlessly egymódusú szál, míg az *1.b ábra* elrendezése egy nagy nemlinearitású szálakat mutat. Látható, hogy létezik kétmagvas PBG szál is (*1.c ábra*). Vannak olyan megoldások is (*1.d ábra*), melyek a kettőtörés kontrollálását teszik lehetővé, így olyan olyan szálak is tervezhetők, melyekben csupán egy polarizációs állapotú fényvezetés valósítható meg.



1. ábra Különböző PBG száltípusok [2]

A legtöbb PBG szál tiszta szilícium-üvegből készül, azonban gyakran polimer és nem szilícium alapú üvegeket is használnak. Ezen alacsony veszteségű szálak igen fontos tulajdonsága, hogy gondos tervezéssel elérhető bizonyos kulcsparaméterek, mint például a diszperzió és a nemlinearitás csökkentése, kiküszöbölése, valamint az átviteli teljesítmény növelése. Fontos, hogy a PBG szálaknál a fényvezetés már nem a teljes visszaverődésen alapszik, így nincs kritikus befogadási szög sem.

A PBG szálak diszperziójának mérése egy fontos kutatási terület [3-7], mivel a jelenleg alkalmazott gyártási eljárások nem garantálják, hogy a tervezett tulajdonságokkal bír a legyártott szál. Ezért csak több lépésben lehet az eredetileg tervezett diszperzióval rendelkező szálakat 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 szálakat létrehozni, ami igen komoly költségmegtakarítást eredményezhet.

II.2. Impulzusok lineáris terjedése

Ha a fényimpulzusokat különböző frekvenciájú monokromatikus összetevőkből álló hullámcsomagoknak tekintjük, akkor ezen komponensek szuperpozíciójával a közegbe lépő impulzus térerősségének időbeli alakja a következőképpen írható fel [8, 9]:

$$E_{be}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} a_{be}(\omega) e^{i(\omega t + \varphi_{be}(\omega))} d\omega \quad , \quad (1)$$

ahol $a_{be}(\omega)$ jelöli az ω frekvenciájú komponens amplitúdóját, $\varphi_{be}(\omega)$ pedig a fázisát.

Ha az impulzus diszperzív közegen halad keresztül, a különböző frekvenciájú komponensek más-más sebességgel terjednek, aminek következtében az impulzusalak megváltozik. Homogén, lineáris, diszperzív közeget feltételezve az egyes komponensek amplitúdója rendszerelméleti megfontolások szerint a frekvenciafüggő $A(\omega)$ amplitúdóátvitellel, a fázis pedig a $\varphi(\omega)$ fázisátvitellel változik meg. Ha ezen komponensek szuperpozícióját felírjuk, a kimenő jel térerősségére a következő összefüggés adódik:

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

Ahhoz, hogy megvizsgáljuk a diszperzió hatását a bemenő impulzus fázisszerkezetére, az egyik legelterjedtebb eljárás szerint a közeg fázisátvitelét Taylor-sorba fejtjük az impulzus központi frekvenciája (ω_0) körül:

$$\varphi(\omega) = \phi_0 + \phi_1 (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \phi_2 (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \phi_3 (\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{24} \phi_4 (\omega - \omega_0)^4 + \dots \quad (3)$$

A fenti kifejezésben a Taylor-sor együtthatói nem mások, mint a sorbafejtett fázisfüggvény frekvencia szerinti deriváltjai, azaz:

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

A Taylor-sor egyes tagjai különböző hatással vannak az impulzus időbeli alakjára. Többnyire a negyedrendű fázisderiváltig szokás vizsgálni a hatást, mivel a gyakorlati esetek többségében e tagok hatása lehet jelentős.

A sorfejtés konstans tagja, a ϕ_0 az impulzus vivő-burkoló fázisát (carrier-envelope phase, CEP) határozza meg, azaz azt, hogy a térerősség maximuma milyen mértékben tolódik el a térerősség burkolójának maximumához képest. Ennek a hatásnak csak nagyon rövid (10 fs) impulzusoknál van jelentősége.

A ϕ_1 azt az időt jelenti, ami alatt az ω_0 központi frekvenciájú impulzus áthalad a közegen, innen adódik a csoportkésettetés (group delay, GD) elnevezés is.

A ϕ_2 , más nevén a csoportkésettetés-diszperzió (group-delay dispersion) hatására az impulzus megnyúlik. Ha ez a tag domináns, és feltesszük, hogy az abszorpció frekvenciafüggetlen ($A(\omega)=\text{állandó}$), valamint hogy a jel transzformlimitált ($\phi_{be}(\omega)=0$) és Gauss spektrális eloszlású, akkor a kimenő jel intenzitásának időbeli félértékszélessége:

$$\tau = \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{4 \ln 2 \cdot \phi_2}{\tau_0^2}\right)^2}, \quad (5)$$

ahol τ_0 a bemenő jelre vonatkozó időbeli félértékszélesség. A fenti képletből látható, hogy ha ϕ_2 nem zérus, akkor az impulzus kiszélesedik.

A ϕ_3 , azaz a harmadrendű derivált (third-order dispersion, TOD) hatásának következtében az időbeli alakban asszimmetria és mellékimpulzusok tapasztalhatók.

A negyedrendű fázisderivált (ϕ_4 , fourth-order dispersion, FOD) megnöveli a bemenő jel elején és végén lévő, különben kis intenzitású részek intenzitását, aminek következtében romlik az impulzus időbeli kontrasztja.

II.3. Kollineáris spektrális interferometria

II.3.1. Az eljárás alapelve

A spektrális interferometria egy igen elterjedt, nagy pontosságú módszer különböző optikai elemek diszperziójának mérésére, illetve egy referenciaimpulzushoz viszonyítva az impulzus fázisstruktúrája is vizsgálható vele [10-17]. Az SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén is már közel 20 éve használják, illetve fejlesztik e módszert.

A mérés során a vizsgálni kívánt mintát az interferométer tárgykarjába tesszük, az interferométert pedig széles spektrumú fényforrással világítjuk ki. Fényforrásként használható közönséges fehér fényű izzó, LED, illetve ultrarövid lézerimpulzus. Megfelelő referenciakarhossznál az interferométer kimenetén interferenciát figyelhetünk meg. Ahhoz, hogy láthatóvá váljon a fényforrás spektrális komponenseinek egymáshozképesti fázisa, az interferenciacsíkokat egy spektrográfon keresztül vizsgáljuk. A 2. ábrán egy ilyen elrendezés látható.



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

A spektrográf kimenetén megfigyelhető interferogram intenzitása a két karból kijövő intenzitások (I_1 és I_2) fázishelyes összegzéséből származtatható:

$$I(\omega) = I_1(\omega) + I_2(\omega) + 2\sqrt{I_1(\omega) \cdot I_2(\omega)} \cdot \cos(\Phi(\omega)). \quad (6)$$

A fenti képletben Φ a két kar közötti fáziskülönbséget jelenti, mely a következőképpen írható fel:

$$\Phi(\omega) = \frac{\omega}{c}(L_t - d) + \varphi(\omega) - \frac{\omega}{c}L_r, \quad (7)$$

ahol c a vákuumbeli fénysebesség, L_t a tárgykar, L_r a referenciakar hossza, d a vizsgált diszperzív elem geometriai hossza, melynek fázistolását a φ jelöli. A levegő diszperziójától eltekintettünk. A fázist a körfrekvencia függvényében megkaphatjuk, ha az interferogramot normáljuk a következőképpen:

$$\cos(\Phi(\omega)) = \frac{I(\omega) - I_1(\omega) + I_2(\omega)}{2\sqrt{I_1(\omega) \cdot I_2(\omega)}}. \quad (8)$$

A normálást követően az interferogram kiértékelése különböző módszerekkel történhet, melyeket a következő fejezetben ismertetek.

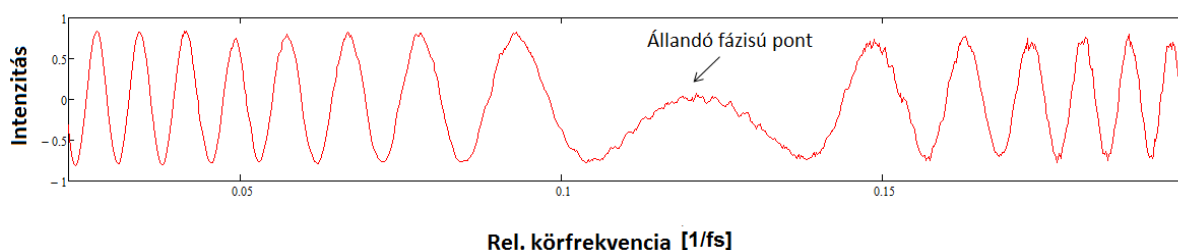
II.3.2. Kiértékelési módszerek

II.3.2.1. Állandó fázisú pont módszere

Először is megvizsgáljuk, hogy az előző fejezetben kapott normált interferogramon milyen frekvenciánál lesz az intenzitásfüggvénynek szélsőértéke. Ehhez a (8) egyenletet frekvencia szerinti első deriváltja zérus kell legyen:

$$\frac{d(\cos(\Phi(\omega)))}{d\omega} = -\sin(\Phi(\omega)) \cdot \frac{d\Phi}{d\omega} = 0. \quad (9)$$

Tekintsük elsőként azt az esetet, amikor a (9) egyenlet a $d\Phi/d\omega=0$ következtében teljesül. Annál a frekvenciaértéknél, amelyre ez teljesül, kialakul az ún. állandó fázisú pont [16]. Elnevezését az indokolja, hogy e pont környékén a fázis igen lassan változik (3. ábra).



3. ábra Állandó fázisú pont a spektrális interferogramon

Az állandó fázisú pont helye változik az interferogramon a referenciakar késleltetésének változtatásával, ugyanis ekkor más frekvenciaértéknél teljesül a $d\Phi/d\omega=0$ feltétel. Ha most a (7) egyenletet kicsit átírjuk, azaz a késleltetésre bevezetjük a $\tau=(L_t - L_r - d)/c$ jelölést, és figyelembe vesszük az állandó fázisú pont kialakulásának feltételét, ezt könnyen be is láthatjuk:

$$\Phi(\omega) = \varphi(\omega) + \omega\tau$$

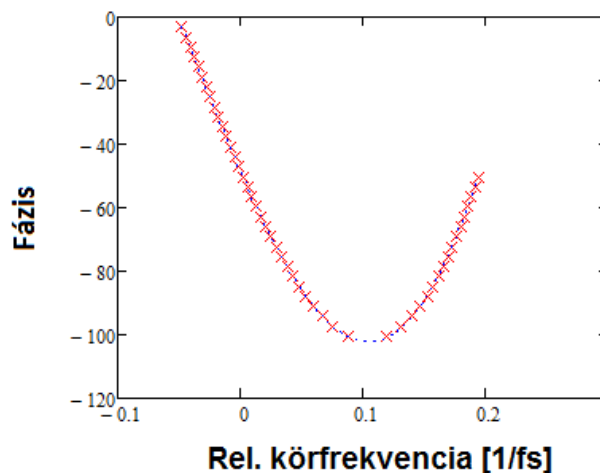
$$-\frac{d\varphi}{d\omega} = \tau. \quad (10)$$

A fenti megállapításokból következik, hogy különböző karhosszaknál vizsgálva az állandó fázisú pont helyzetét, a diszperzió előjele megállapítható. Az állandó fázisú pont módszerének ez egy igen fontos tulajdonsága más módszerekkel szemben. Ha például azt látjuk az interferogramon, hogy az állandó fázisú pont a nagyobb frekvenciák felé mozdul a referenciakarhossz növelésével (a késleltetés növelésével), az arra utal, hogy a rövidebb hullámhosszú komponensek az impulzus végén találhatóak, azaz a GDD előjele pozitív. Ha a csoportkésleltetést ábrázoljuk a frekvencia függvényében, és erre harmadfokú polinomot illesztünk, akkor az illesztés együtthatói megadják a GDD, a TOD és a FOD értékét.

Optikai szálak esetén a diszperzió értéke, azaz a GD, GDD, TOD értékei igen magasak, így az interferogram egyes részein az interferenciacsíkok olyannyira besűrűsödnek, hogy a spektrográf kiátlagolja azokat. Ilyen esetekben a diszperzióknak az állandó fázisú pont módszerével történő meghatározása igen megbízható lehetőség. A módszer hátránya azonban, hogy pontos méréshez sok interferogramon kell egyenként leolvasni az állandó fázisú pont helyét, ami meglehetősen időigényes, esetenként igen nehézkes. Kisebb diszperziók esetében az állandó fázisú pont kiszélesedik, ekkor az eljárás pontatlanná válik.

II.3.2.2. Minimum-maximum módszer

Ha a (9) egyenlet teljesülésének másik feltételét vizsgáljuk, egy másik kiértékelési lehetőséghez jutunk. A $\sin(\Phi(\omega)) = 0$ a minimum és a maximumhelyeket adja meg. Azon frekvenciaértékeknél lesz szélsőérték, ahol a fázis a π egész számú többszöröse, azaz $\varphi(\omega) = m \cdot \pi$ esetén. A kiértékelés során először is a felvett majd normált interferogramról leolvassuk a maximumokhoz és minimumokhoz tartozó frekvenciaértékeket. Ezekhez a fázisukat úgy rendelhetjük hozzá, hogy az adott maximum illetve minimum sorszámát (ez a fentebb említett m -nek felel meg) π -vel szorozzuk. Ha tehát az így meghatározott fázisértékeket a leolvasott értékek függvényében ábrázoljuk, és egy negyedrendű görbét illesztünk a kapott adatokra, akkor az illesztési paraméterek meghatározhatjuk a GDD, a TOD valamint a FOD értékeit. Természetesen figyelembe kell venni, hogy az állandó fázisú pontnál a fázis menete előjelet vált, azaz az ezt követő pont is ugyanolyan fázisértékű lesz, mint az állandó fázisú pontot megelőző, valamint hogy ettől kezdve a fázisértékek csökkenni kezdenek – a kapott görbe átfordul. Pontosan ez látszik a 4. ábrán, ahol kék szaggatott vonallal az illesztett görbe látható.



4. ábra Spektrális interferogram minimum-maximum módszeres kiértékelésével kapott fázisfüggvény

E módszer volt a spektrális interferometria 1900 körüli születésétől kezdve a számítógépes kiértékelés elterjedéséig, azaz a 60-es évek végéig az egyetlen használható módszer, hiszen a fotolemezre felvett interferogram sötét csíkjaikat komparátorokkal pontosan le tudták olvasni. Aztán kissé feledésbe merült, ám nemrégiben sikerült ezt a módszert éppen optikai szálak diszperziójának méréséhez újra felfedezni [4]. Vegyük észre, hogy ennél a kiértékelési eljárásnál voltaképpen egyetlen interferogram felvétele is elegendő lenne a

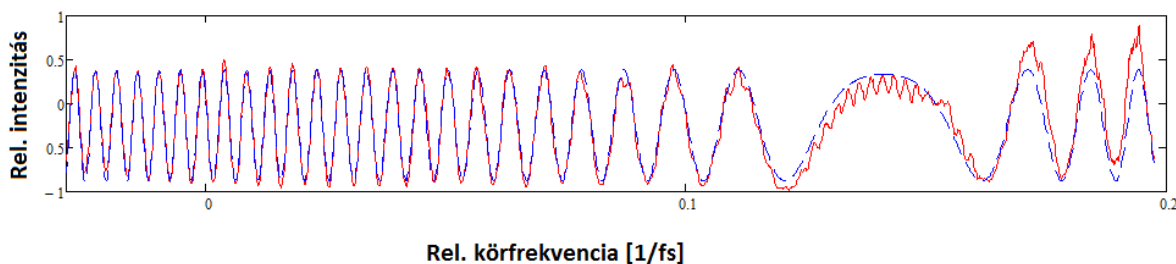
diszperzió pontos meghatározásához. A mérés pontossága növelhető sűrűbb gyűrűrendszer kialakításával, ha a referenciakar hosszának változtatásával növeljük a két kar közötti időbeli késleltetést. Minél szélesebb sávú fényforrást alkalmazunk, annál nagyobb tartományon tudjuk meghatározni a spektrális fázist, és így a diszperziós együtthatók mérési pontosságát növelni tudjuk. Ilyen esetekben azonban előtérbe kerül a módszer talán egyetlen hátránya, hogy igen nehézkes a minimumok, maximumok egyenkénti meghatározása, különösen, ha némi zajjal is terhelt a mérés.

II.3.2.3. Fázismodulált harmonikus függvény illesztése

Az előző fejezetekben ismertetett eljárásokkal szemben ezen módszer előnye a gyorsasága. A normált interferogramra egy fázismodulált negyedrendű koszinuszfüggvényt illesztünk a következő séma szerint:

$$I_{illesztett} = u_1 + u_2 \cdot \cos(u_3 + u_4 \cdot \Delta\omega + u_5 \cdot \Delta\omega^2 + u_6 \cdot \Delta\omega^3 + u_7 \cdot \Delta\omega^4). \quad (11)$$

A fenti képletben u_1, u_2, \dots, u_7 az illesztési paraméterek. Ha az illesztési paramétereket meghatároztuk, ezek konstanssorosaiból a GDD, a TOD és a FOD értékei könnyedén számolhatók. Az 5. ábrán pirossal a normált interferogramot, kézzel pedig az illesztett görbét jelöltem.



5. ábra Fázismodulált harmonikus függvény illesztése spektrális interferogramra

A módszer hátránya, hogy ha túl sűrűvé válik a csíkrendszer, akkor spektrográf optikai elemei által meghatározott véges felbontóképesség és a detektor pixeljeinek véges mérete miatt a csíkrendszer el kezd kiátlagolódní, ami a csíkrendszer láthatóságának csökkenéséhez vezet. Ebben az esetben az illesztőprogram által szolgáltatott eredmények kezdenek egyre pontatlanabbá válni, mivel a jel a vizsgált frekvenciatartomány mentén nem állandó amplitúdójú. Ilyenkor lassúsága ellenére az előbbi fejezetben ismertetett módszer válik megbízhatóbbá.

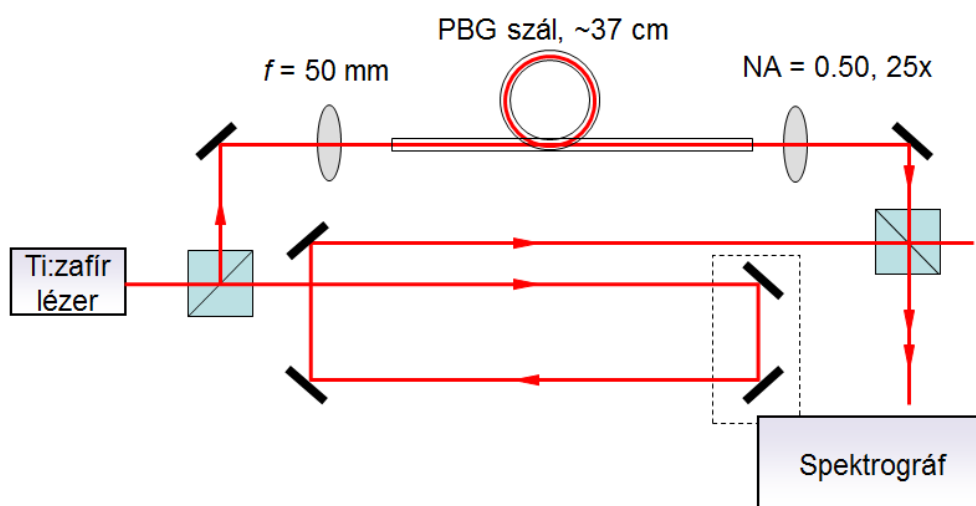
III. CÉLKITŰZÉS

- Építetek egy spektrális interferometrián alapuló elrendezést PBG szálak diszperziójának mérésére.
- A spektrálisan bontott interferogramokat többféle módszerrel értékelem ki, és összehasonlítom a módszereket pontosság, gyorsaság szempontjából.
- Megvizsgálom, hogy a mérésekből kapott diszperziós együtthatók önmagukban vagy a belőlük számolható spektrális fázisfüggvény ad pontosabb eredményt a vizsgált szál diszperziójára.

IV. EREDMÉNYEK

IV.1. Kísérleti elrendezés

A kísérleti elrendezés egy Ti:zafír lézerrel kivilágított Mach-Zehnder interferométerből és egy Ocean Optics HR4000 spektrográfból állt. A lézer központi hullámhossza 780 nm, impulzusideje 15 fs. A 37 cm hosszú fotonikus szálát az interferométer tárgykarjába helyeztem. A szálba való befókuszálás egy 50 mm fókusz távolságú, 700-900 nm hullámhossztartományban akromát lencsével történt, a kicsatoláshoz pedig egy 0.5 numerikus apertúrájú, 25-szeres nagyítású mikroszkóp objektívet használtunk. Az elrendezés sematikus rajza a 6. ábrán látható.

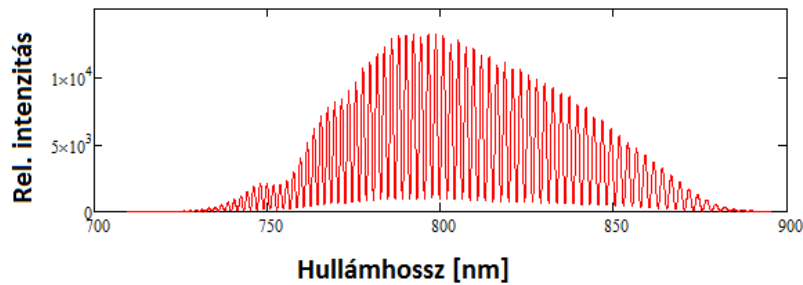


6. ábra Spektrálisan bontott Mach-Zehnder interferométer PBG szállal

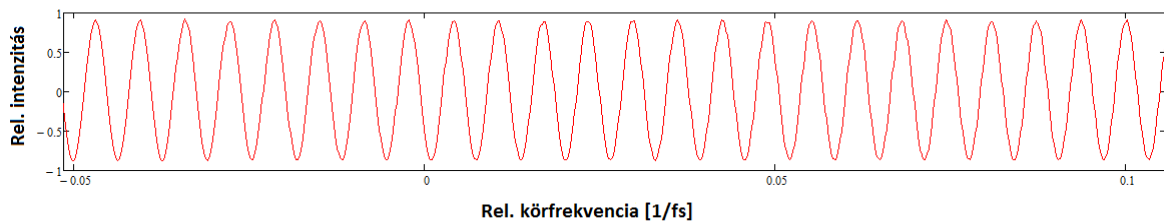
Az ábrán szaggatott vonalak jelzik a referenciakar mozgatható részét, amellyel a karhossz állítható.

IV.2. Mérési eredmények

Elsőként megvizsgáltam, hogy az üres interferométer két karja között van-e diszperzióbeli különbség. Az üres interferométer esetén felvett spektrális interferogram a 7.a és a normált interferogram a 7.b ábrán látható.



(a)



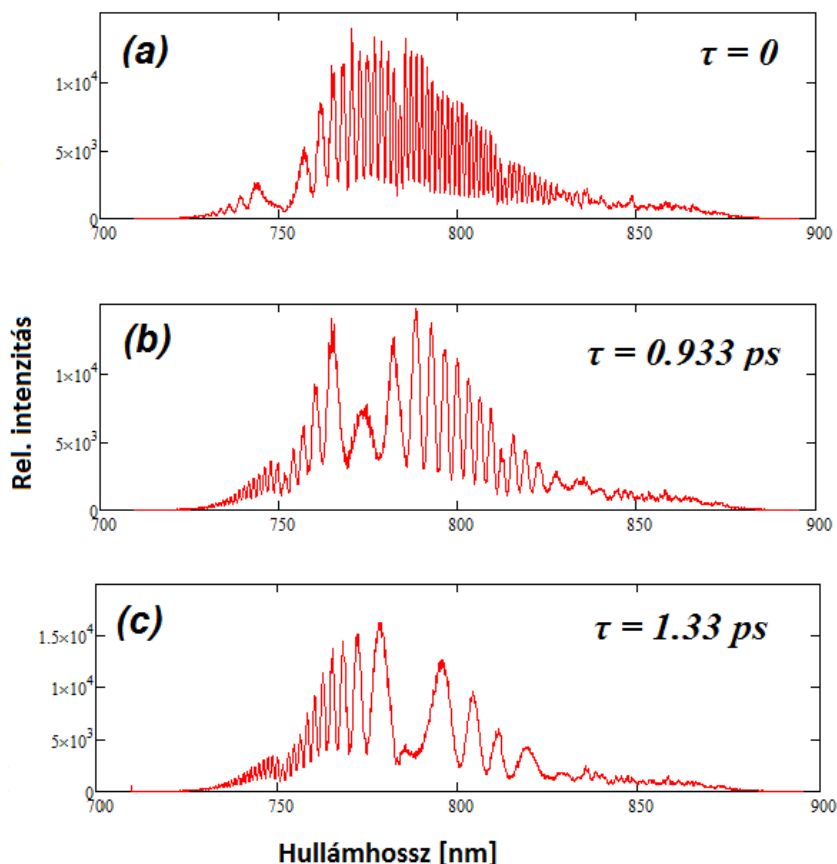
(b)

7. *ábra* Üres interferométer spektrálisan bontott interferogramja normalálás előtt (a) és után (b)

Az ábrákon látható, hogy az interferenciamaximumok közötti távolság állandó, azaz az üres interferométerben nincs maradék diszperzió. Tekintettel arra, hogy várhatólag kicsi diszperziós értéket kapunk, az interferogramra illesztett koszinuszfüggvény fázisát csak másodrendig adtam meg. A felvett interferogram kiértékelésével a GD értéke -984 fs-nak, a GDD-jé -1 fs²-nek adódott. Megállapítható, hogy az üres interferométerben található diszperzív elemek okozta diszperzió elhanyagolhatóan kicsi az optikai szálban mérhető, ennél nagyságrendekkel nagyobb értékek mellett. A kicsi, bár mégis mérhető diszperzió az interferométerben használt nyalábosztókockák illetve tükrök eltérő diszperziójából adódik.

A továbbiakban az optikai szál, valamint a be- és kicsatolást biztosító lencsék behelyezésével végeztem méréseket. Egy előzetes mérés során az akromát lencse és a mikroszkóp objektív diszperziós együtthatóit meghatároztuk, ezek együttes GDD értéke 2200 ± 100 fs², TOD értéke pedig 800 ± 90 fs³ volt. A szál diszperziójának vizsgálatakor a teljes rendszer fázisderiváltjaiból ezen értékeket le kell vonni.

Különböző karhosszaknál több interferogramot is felvettünk. A 8. ábrán ezekből látható három.

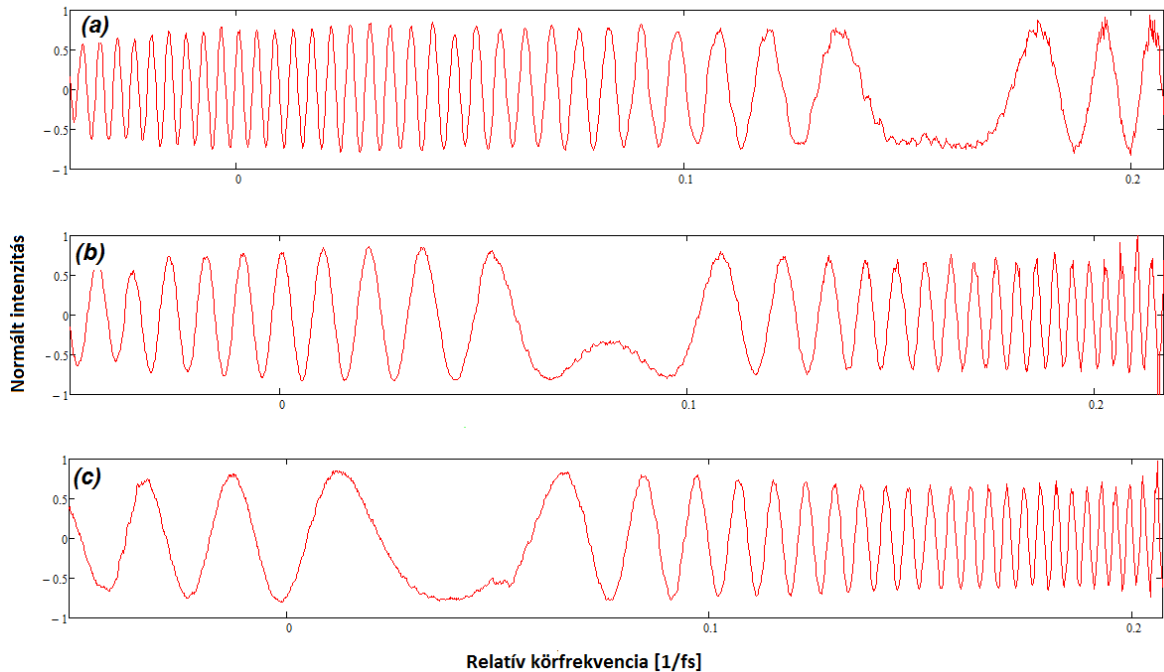


8. ábra A lencse-PBG szál-mikroszkóp objektív optikai rendszer különböző referenciakarhosszaknál (késleltetéseknél) felvett spektrális interferogramjai

A fenti ábrasorozaton megfigyelhető, hogy a karok közötti relatív késleltetés (τ) növelésével (esetünkben a referenciakarhossz csökkentésével), a csíksűrűség változik. A 8.a ábra késleltetéséhez viszonyítjuk a többit, így azt 0-nak tekintjük. A 8.b és 8.c ábrákon látszik, hogy a referenciakarhossz csökkentésével az állandó fázisú pont a nagyobb hullámhosszak felé mozdul, amiből arra lehet következtetni, hogy a diszperzió értéke pozitív. Ez szemléletesen úgy fogalmazható meg, hogy az impulzus elején vannak a hosszabb hullámhosszú komponensek. Az interferogramokon megfigyelhető sűrűsödés elsősorban a másodrendű diszperzió eredménye. Az is látszik, hogy az állandó fázisú pont két oldalán asszimmetrikusan történik a sűrűsödés, amiből már lehet sejteni, hogy jelentős harmadrendű diszperzió lépett fel.

Amint arról már szó volt, a kiértékeléshez először is normálni kell a felvett interferogramokat. Ezt a gyakorlatban úgy tehetjük meg, hogy minden vizsgált

referenciakarhossznál felvesszük a tárgykar, a referenciakar, valamint e kettő interferenciájából származó intenzitáseloszlásokat, majd a (8) egyenletnek megfelelően elvégezzük a normálást. A 9. ábrán a fenti három spektrális interferogram normált változatát láthatjuk, pontosabban ezekből is azon tartományokat, melyek használhatók a kiértékeléshez.



9. ábra Különböző késleltetésekhez tartozó normált spektrális interferogramok használható tartományainak megjelenítése

A normálás után következhet a kiértékelés valamely fentebb bemutatott módszerrel. Mind a felvett spektrumok megjelenítése, feldolgoása és normálása MathCad14 szoftverrel történt.

IV.2.1. Kiértékelés az állandó fázisú pont módszerével

Az állandó fázisú pont módszerével történő kiértékelésnél először is meg kell határoznunk az egyes karhosszak relatív késleltetéseit. Ezt a referenciakarhosszak, pontosabban ezek eltéréseinek ismeretében könnyen kiszámíthatjuk. Ekkor a késleltetést ábrázoljuk az egyes karhosszakhoz tartozó körfrekvencia függvényében, majd harmadfokú polinomot illesztünk a pontokra. Az illesztési paraméterekből a fázisderiváltak (GDD, TOD, FOD) egy konstansszorzással meghatározhatók.

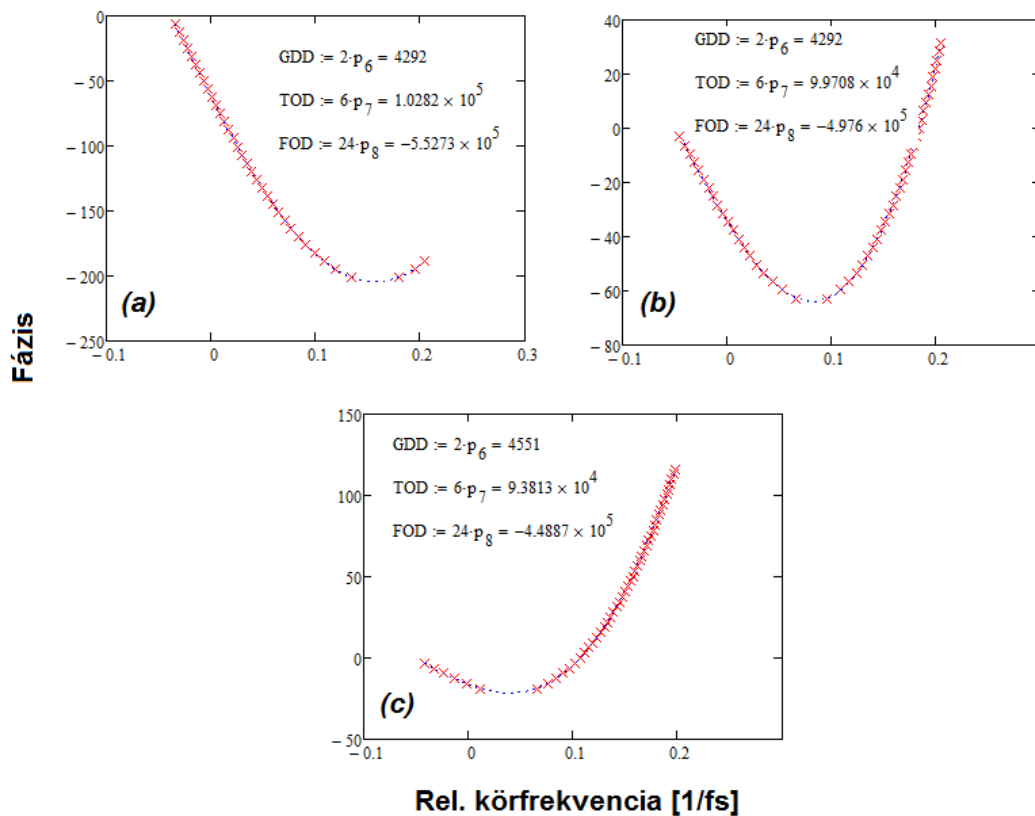
Az előjelkorrekció, és a lencsék diszperzióinak levonása után ezzel a módszerrel a következő értékek adódtak a szál fázisderiváltjaira:

GDD [fs ²]	TOD [fs ³]	FOD [fs ⁴]
2392	$1.01 \cdot 10^5$	$-6.2 \cdot 10^5$

1. táblázat A PBG szál diszperziós együtthatói az állandó fázisú pont módszerével meghatározva

IV.2.2. Kiértékelés minimum-maximum módszerrel

Az elméleti összefoglalóban leírtak szerint ennél a kiértékelési módszernél először is minden normált interferogram esetében leolvastam az intenzitásminimumok és -maximumok helyét. Ezekhez hozzárendeltem a megfelelő fázisértéket, melyeket a leolvasott helyzetük függvényében ábrázoltam. A kapott pontokra negyedrendű polinomot illesztettem, az illesztési paraméterek konstansszorzói megadták a lencse-szál-mikroszkóp objektív rendszer GDD, TOD és FOD értékeit. A 8. ábrán bemutatott három referenciakarhossznál kapott spektrális interferogram minimum-maximum módszeres kiértékelése a 10. ábrán látható.



10. ábra A lencse-PBG szál-mikroszkóp objektív optikai rendszer spektrális interferogramjának minimum-maximum módszeres kiértékelésével kapott fázisfüggvények különböző késleltetéseknél

A fenti ábrákon piros keresztjek jelölik a kapott pontokat, kék szaggatott vonallal pedig az illesztett negyedrendű polinom látszik. Az ábrákon jelöltem a három kiválasztott esetben

meghatározott másod-, harmad- és negyedrendű diszperzióértékeket is. Itt fontos megjegyezni, hogy mivel a módszerrel nem határozható meg az előjel, így a kapott diszperziós értékeket korrigálni kellett előjel szempontjából. Ezt könnyen megtehetjük az állandó fázisú pont viselkedésének vizsgálatával. A szál diszperziójának meghatározásához ez esetben is le kell vonni a két lencse diszperziós együtthatóinak korábban megmért értékeit.

A minimum-maximum módszerrel való kiértékelés szerint a szál diszperziós együtthatói a következőképpen alakultak:

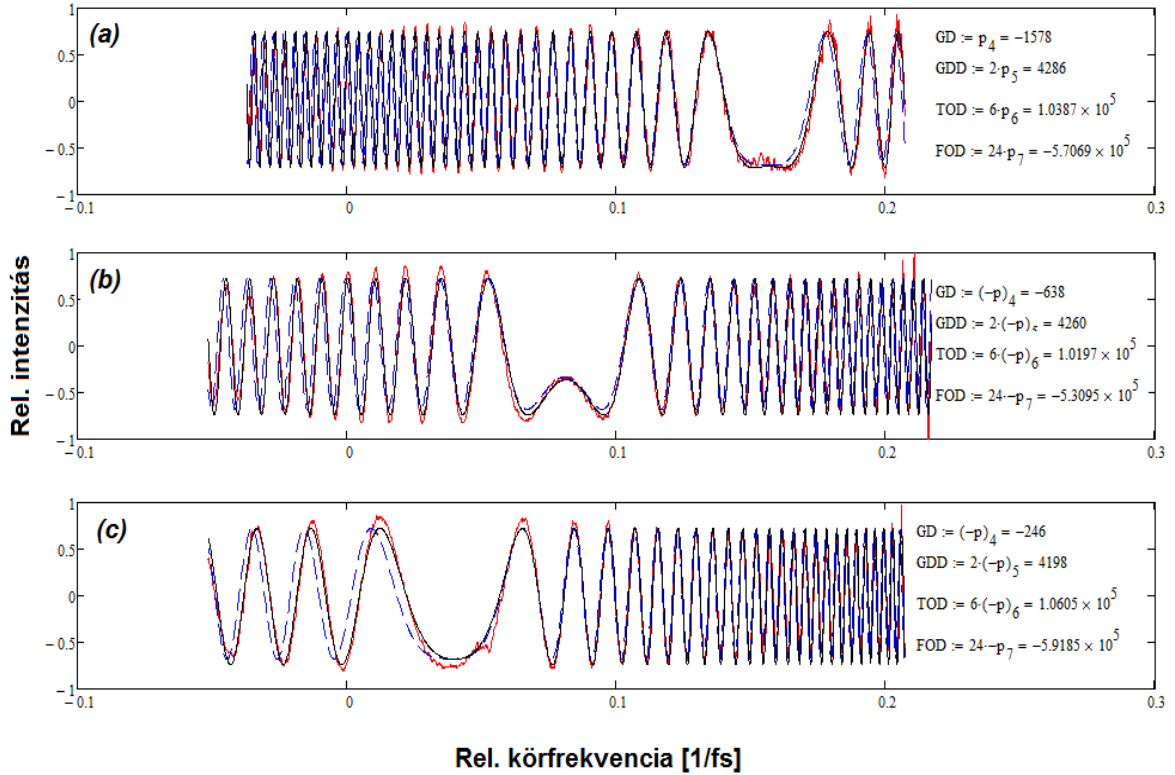
GDD [fs ²]	TOD [fs ³]	FOD [fs ⁴]
2165 ± 300	1.01·10 ⁵ ± 1.2·10 ⁴	-5.2·10 ⁵ ± 1.6·10 ⁵

2. táblázat A PBG szál diszperziós együtthatói minimum-maximum módszerrel meghatározva

Látszik, hogy a fázisderiváltak értékeinek a szórása nem olyan kicsi, mint szeretnénk volna, azaz a GDD és a TOD esetén körülbelül 10 %-os, míg a FOD esetén 25%-os. Azonban amint azt alább látni fogjuk csak bizonyos késleltetések esetén kapunk jelentős eltéréseket, amelyek behozzák ezt a viszonylag nagy szórást a mérési adatokba. Az eljárás hátránya, hogy nagyon lassú, hiszen az interferogramokat egyenként kell kiértékelni. Ha zajosabb a mérés, a szélsőértékek pontos leolvasása nehezebb, így pontatlanabb lehet a kiértékelés.

IV.2.3. Kiértékelés fázismodulált harmonikus függvény illesztésével

Ahogy arról már szó esett, a fázismodulált harmonikus függvény illesztésével történő kiértékelés a leggyorsabb megoldás. A kiértékelés során első közelítésben megadhatunk illesztési paramétereket, melyek segítségével a szoftver könnyebben rátalál a legjobb illeszkedést biztosító értékekre. A 11. ábrán a korábban kiválasztott interferogramok láthatók koszinuszfüggvény illesztésével. Piros görbével jelöltem a kivágott sormetszetet, kék szaggatott vonallal az első közelítésben kapott illesztést, feketével pedig a szoftver által meghatározott illesztési paraméterekkel illesztett görbét.



11. ábra A lencse-PBG szál-mikroszkóp objektív optikai rendszer normált spektrális interferogramja az illesztett koszinuszfüggvénnyel

Amint az megfigyelhető, a fekete, szoftveresen illesztett fázismodulált koszinuszfüggvény igen jól illeszkedik a normált interferogramhoz, ebből az következik, hogy az illesztésből számolt diszperziós konstansok is igen pontosan meghatározhatók. Fontos megjegyezni azonban, hogy ennél a módszernél is fellép az előjel-bizonytalanság, ugyanis a koszinuszfüggvény páros függvény, így az együtthatók teljes előjelváltására is ugyanazt a függvényalakot adja. Ezért itt is az állandó fázisú pont segítségével kell megszüntetni az előjelbeli bizonytalanságot. A módszer egyik hátránya, hogy sűrűbb csíkrendszer esetén a detektor véges felbontóképességéből adódóan a csíkrendszer kiátlagolódik, a láthatósága csökken bizonyos hullámhossztartományokon, és ezáltal az illesztőprogram is pontatlanabb eredményeket ad.

Harmonikus függvény illesztésével a következő értékeket kaptam a szál diszperziós konstansaira:

GDD [fs ²]	TOD [fs ³]	FOD [fs ⁴]
2083 ± 210	$1.03 \cdot 10^5 \pm 8.7 \cdot 10^3$	$-5.6 \cdot 10^5 \pm 1.2 \cdot 10^5$

3. táblázat A PBG szál diszperziós együtthatói harmonikus függvényillesztés módszerével meghatározva

Alapvetően itt is hasonló szórások figyelhetők meg, mint a minimum-maximum módszernél, azaz 10%-os eltérés adódott a GDD és a TOD értékeire, 20%-os a FOD értékére. A pontatlansáért felelős tényező lehet az egyes karhosszaknál tapasztalt sűrű csíkrendszer.

IV.2.4. Kiértékelési módszerek összehasonlítása

Ebben a fejezetben a fent ismertetett eredmények szempontjából az állandó fázisú pont, a minimum-maximum, valamint a harmonikus függvényillesztés módszerét hasonlítom össze. A 4. táblázatban láthatók e három módszerrel meghatározott konstansok átlagértékei, illetve ezek szórásai.

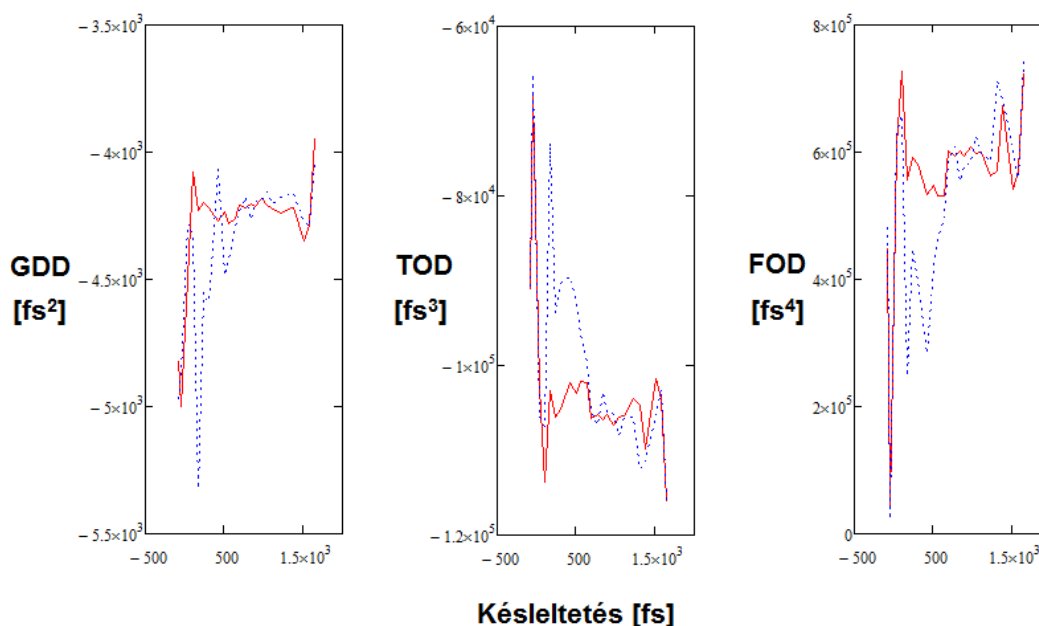
	GDD [fs ²]	TOD [fs ³]	FOD [fs ⁴]
SPP	2392	$1.01 \cdot 10^5$	$-6.2 \cdot 10^5$
Min-max.	2165 ± 300	$1.01 \cdot 10^5 \pm 1.2 \cdot 10^4$	$-5.2 \cdot 10^5 \pm 1.6 \cdot 10^5$
Koszinusz	2083 ± 210	$1.03 \cdot 10^5 \pm 8.7 \cdot 10^3$	$-5.6 \cdot 10^5 \pm 1.2 \cdot 10^5$

4. táblázat A PBG szál diszperziós együtthatói a három kiértékelési módszerrel

A mért diszperziós együtthatók átlagértékei a hibahatáron belül egyeznek a GDD-t kivéve, ahol a koszinusz függvény illesztéséből kapott átlagérték hibahatáron belül az állandó fázisú pont módszerével kapott értékkel már nem egyezik. A minimum-maximum és a koszinuszillesztéses módszernél kapott szórásértékek, ahogy azt már korábban is megjegyeztük, a vártnál magasabbak, 10%, 20% értékűek. Fontos tehát megvizsgálni, mi a jelentős szórás oka. E célból nézzük meg, hogy milyen eltérést mutatnak az egyes diszperziós együtthatók azonos késleltetéseknél e két módszer esetében (12. ábra). Tekintettel arra, hogy valós esetben nem csupán egy szál van a rendszerben, hanem be- és kicsatolást biztosító optikai elemek is, így most az akromát lencse-PBG szál-mikroszkóp objektív rendszer diszperziós értékét tüntettem fel az ábrákon. Előjel-korrekción ez esetben nem végeztem, hiszen a tendenciák vizsgálatához ez nem szükséges. A két módszerrel meghatározott GDD értékek a 12.a ábrán, a TOD értékeket a 12.b ábrán, míg a FOD értékek a 12.c ábrán láthatók.

Az ábrákról könnyen megállapítható, hogy a vizsgált tartomány középső részén többnyire együtt futnak a görbék, ami arra utal, hogy az egyes késleltetéseknél meghatározott fázisderiváltak mindkét módszernél hasonló eredményeket produkáltak, nem túl jelentős szórással. E tartományon a csíkrendszer nem túl sűrű. Azonban amikor a késleltetés a referencia- és tárgykarbeli impulzus között jelentőssé válik, azaz amikor besűrűsödik a

csíkrendszer, mindegyik módszer esetében jelentősen megváltoznak a mért értékei az együtthatóknak. Így megállapíthatjuk, hogy célszerű a méréseket kis késleltetéseknél végezni.

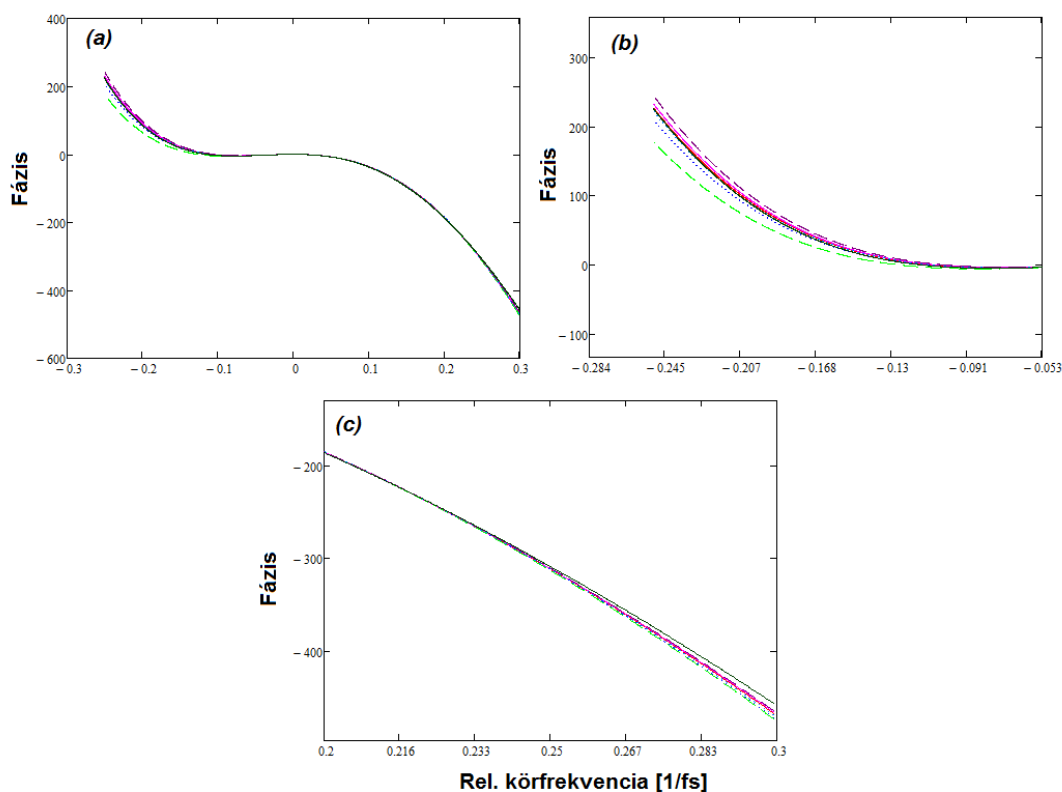


12. ábra Minimum-maximum módszerrel (kék) és koszinuszillesztéssel (piros) meghatározott diszperziós együtthatók összehasonlítása a késleltetés függvényében

Az is látható a grafikonokon, hogy a fázismodulált koszinusz-függvény illesztésével kis késleltetéseknél jóval kisebb szórással adódnak az együtthatók, mint a minimum-maximum módszerrel, azaz a három módszer közül a koszinusz-függvény illesztéses módszert célszerű használni, mivel ez a módszer a leggyorsabb és a legpontosabb.

Ha tovább vizsgáljuk a mért adatok ingadozását, akkor észrevehetünk némi szimmetriát benne, azaz amikor az egyik derivált értéke az átlagtól eltér lefelé, akkor a másik derivált értéke felfelé tér el. Tehát úgy tűnik, mintha az illesztéseknél a program az egyik együtthatónál fellépő eltérést a másik együtthatónál kompenzálná. Ezen korrelációból kiindulva arra a következtetésre jutottam, hogy érdemes lenne inkább a spektrális fázisgörbe kiszámítása, hiszen itt az egyes esetekben tapasztalt eltérések kikompensálódnak. A fenti három késleltetés esetén a MathCad14 program segítségével a GDD, a TOD és a FOD ismeretében kiszámoltam a spektrális fázisgörbéket (13. ábra). Láthatjuk, hogy az együtthatók értékeinek jelentős ingadozásával szemben szinte teljesen egymáson haladnak a görbék a pozitív relatív frekvenciás tartományban, sőt a negatív frekvenciáknál is elég jó az egyezés. Ezen felismerés tehát arra enged következtetni, hogy a diszperzió jellemzésére

sokkal inkább megfelelő a konstansokból meghatározott spektrális fázisgörbe, mint az egyes deriváltak külön-külön.



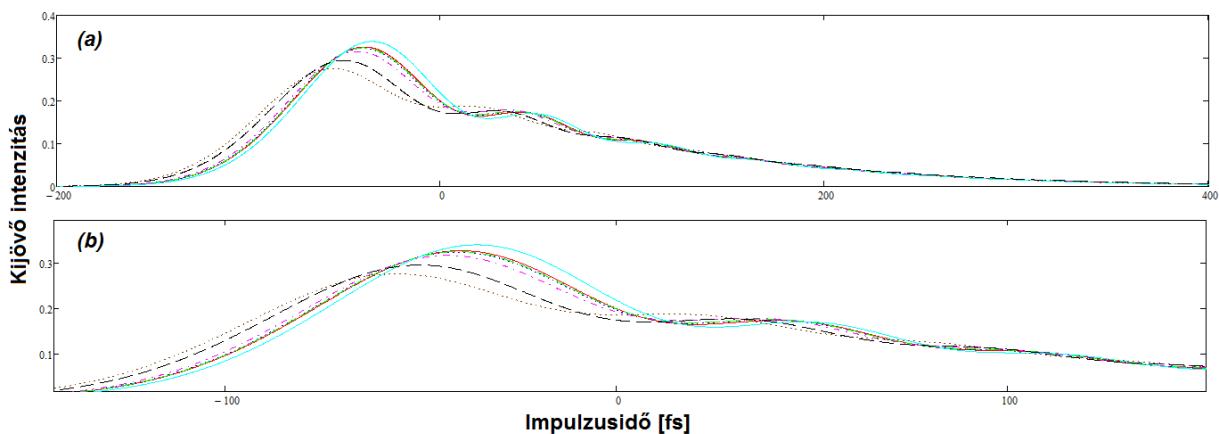
13. ábra A fázisderiváltakból számolt spektrális fázisgörbék különböző késleltetések esetén ((b) a negatív frekvenciatartomány, (c) a pozitív frekvenciatartomány nagyított képe)

Ahogy azt már megállapítottuk, a vizsgált késleltetési tartomány középső részén az egyes módszerek nagy egyezést mutatnak, a széleken tapasztalható némi eltérés.

IV.2.5. A fotonikus kristályszal diszperziójának hatása az impulzusalakra

Ebben a fejezetben azt vizsgálom meg, hogy milyen hatással van a vizsgált szálból és a lencséből álló rendszer esetén kiszámított diszperzió a bemenő impulzusalakra. Így megláthatjuk, hogy a fenti, kismértékben eltérő fázisgörbéknek mekkora a hatása az impulzus alakjára, azaz a fázisgörbék eltérése elfogadható mérték alatt van-e. Láttuk, hogy a vizsgált késleltetési tartomány közepén a különböző módszerekkel meghatározott deriváltak, illetve az ezekből számított spektrális fázisgörbék közel azonosak, így azt várjuk, hogy ezen a tartományon belül az impulzusok torzulása hasonló lesz. A kérdés, hogy az átlagtól jobban eltérő diszperziós együtthatók esetében a torzulás mennyire változik meg. A Fourier-transzformációs összefüggés alapján a vizsgált hullámhossztartományból az adódik, hogy

50 fs-os vagy annál hosszabb impulzusokra célszerű a számolásokat elvégeznünk. A három kiértékelési módszerrel meghatározott fázisderiváltakból MathCad14 program segítségével meghatároztam a vizsgált optikai rendszeren keresztülhaladó impulzus torzulását 50 fs-os bemenő impulzusidőt feltételezve (14. ábra).



14. ábra Impulzusalakok torzulása a rendszer diszperziójának következtében a -200 – 400 fs-os (a) illetve kinagyítva a -150 – 150 fs-os (b) időtartományban

Látható, hogy a számolt impulzusalakok hasonló lefutásúak. A 14.b ábrán, a nagyított képen jobban látszik, hogy két görbe esetén tapasztalható némi eltérés. Az egyik a fekete szaggatott vonallal jelölt görbe, melyet az állandó fázisú pont módszerével meghatározott értékekből számítottam, a másik pedig a barna pontozott görbe, amely az egyik karhossz esetén a minimum-maximumos módszerrel kapott deriváltakból adódott. Ez utóbbi eset a 13.b ábrán zöld szaggatott vonallal jelölt görbéhez tartozó értékekből számolt impulzusalak. Mivel itt a fázisderiváltak kissé eltértek a többi esetben meghatározott értékektől, valószínűsíthető, hogy ez okozott hibát az impulzusalak számolásánál is.

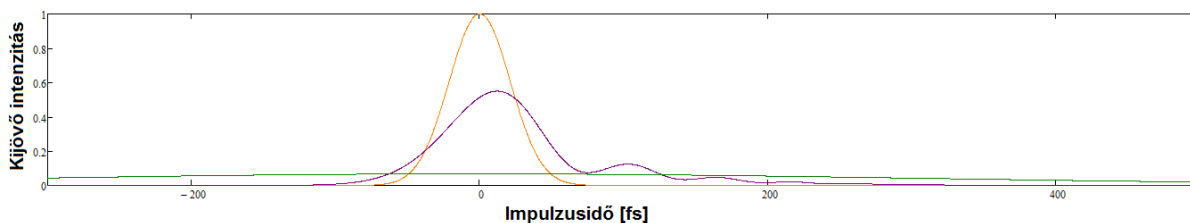
IV.2.6. Hagyományos és PBG szál diszperziójának összehasonlítása

Ahhoz, hogy egyértelműen megfigyelhessük a különbségeket egy hagyományos kvarc és a vizsgált PBG szál impulzus-torzító hatása között, érdemes ezeket összehasonlítani. MathCad-es szimuláció segítségével egy, a PBG szál hosszával megegyező kvarc szálra kiszámítottam a fázisderiváltakat és együtt adtam meg a PBG szál koszinuszos illesztésből kapott átlagértékivel az 5. táblázatban.

	GDD [fs ²]	TOD [fs ³]	FOD [fs ⁴]
Kvarc szál	13379	$1.02 \cdot 10^4$	$-4.23 \cdot 10^3$
PBG szál	2083	$1.03 \cdot 10^5$	$-5.6 \cdot 10^5$

5. táblázat A kvarc szál és a PBG szál diszperziójának összehasonlítása

A táblázatból látszik, hogy a másodrendű diszperzió csökkentésének árán a harmad és negyedrendű fázisderiváltak egy, illetve két nagyságrenddel nőttek. Ezen értékek ismeretében vizsgáljuk meg a két szálnak az impulzusalakra gyakorolt hatását. A PBG szál esetében az előző fejezettől eltérően most eltekintettem a be- és kicsatolást biztosító optikai elemek okozta diszperziótól, és csak a szál diszperziójának hatását hasonlítottam össze a kvarc száléval. A vizsgált impulzus ez esetben is egy 50 fs-os jel volt. A kapott impulzusalakok a 15. ábrán láthatók. Narancssárgával jelöltem a bemenő, lilával a PBG szálból, zölddel pedig a kvarc szálból kijövő impulzust.



15. ábra A bemenő impulzus (narancssárga) torzulása a PBG (lila) illetve a kvarc szál esetén (zöld)

Látható, hogy a hagyományos kvarc szál időben teljesen szétkeni az impulzust, önmagában a szál használhatatlan lenne egy kétfotonos mikroszkópban. Ehhez képest a PBG szálnak, már a fejlesztés első lépcsője után is nagyságrenddel kisebb a torzító hatása, csak a felére esik le a csúcshintenzitás a transzformlimitált impulzussal összevetve. A látszólag nagy értékű magasabb rendű diszperziók hatása nem olyan jelentős. A szálfejlesztés első fázisában kapott diszperziós adatok alapján joggal bízhatunk abban, hogy a következő lépésben már sikerül elérni a kívánt gyakorlatilag diszperziómentes szálát.

V. ÖSSZEFOGLALÁS

Dolgozatom célkitűzésének megfelelően megépítettem egy Ti:zafír lézerrel megvilágított, spektrálisan bontott Mach-Zehnder interferométert fotonikus szálak diszperziójának mérésére. Az interferométer különböző referenciakarhosszainál felvett interferogramokat normálás után három különböző módszerrel értékeltem ki. Az egyik módszernél az interferogram egy sajátos, könnyen beazonosítható pontjának, az állandó fázisú pontnak a referenciakar hosszának változtatására bekövetkező mozgásából határoztam meg a diszperziós együtthatókat. A másik módszer esetében az interferenciacsíkok minimumaihoz és maximumaihoz tartozó frekvenciaértékek segítségével adódtak az együtthatók, míg a harmadik módszernél egy fázismodulált koszinusz-függvényt illeszttem a normált interferogram intenzitásértékeire. A két utóbbi esetben már egy interferogram kiértékeléséből megkapjuk a mérendő együtthatókat, azonban az előjelük meghatározásához még egy interferogram kiértékelésére van szükség.

Elméleti megfontolások alapján negyedrendű fázisderiváltig vizsgáltam a PBG szál diszperziós együtthatóit. A teljes interferogram sorozatot tekintve a minimum-maximum módszerrel és a fázismodulált koszinusz-függvény illesztéssel a vártnál nagyobb, 10-25%-os szórást mutattak a mért diszperziós együtthatók. Megvizsgáltam, hogy milyen mértékben függ a referenciakar hosszától a mért együtthatók eltérése az átlagértéktől. Azt találtam, hogy amikor az interferométer karhosszai között a különbség akkora, hogy az interferenciacsíkokok nem túl sűrűek, és így nem kezd el jelentősen csökkenni a normált interferogramon a láthatóságuk, akkor a szórás jelentősen kisebb mértékűvé válik. Ebből következik, hogy a méréseket kis karhosszkülönbségeknél kell végrehajtani. A pontosság és gyorsaság szempontjából a fázismodulált koszinusz-függvény illesztésének módszere bizonyult a legmegfelelőbbnek.

Tovább vizsgálva az együtthatók átlagtól való eltérését a referenciakar hosszának függvényében azt vettem észre, hogy az eltérésük ingadozásai jó közelítéssel komplementerei egymásnak, melynek háttérében az illesztési algoritmus áll. Ebből kiindulva arra a következtetésre jutottam, hogy a szálak tervezésénél a fázisderiváltakból származtatott spektrális fázisgörbe pontosabb információt hordoz a szál diszperziójáról, mint a fázisderiváltak külön-külön. Ábrázolva különböző referenciakarhosszhoz és különböző kiértékelési módszerrel kapott fázisgörbéket szinte teljesen egymáson haladtak. Észrevehető eltérés csak a negatív relatív frekvenciás tartományban látszott. Ezután kiszámoltam egy a szálon áthaladt, eredetileg 50 fs-os transzformlimitált, impulzus intenzitásának időbeli alakját

a mért fázisgörbékkel. Azt tapasztaltam, hogy fizikai hatás és ennél fogva a tervezés szempontjából az impulzusok alakja lényegében megegyezik.

A PBG szál fejlesztésének első fázisában elkészült szál diszperziójának mérése alapján megállapítottam, hogy a hagyományos kvarc optikai szálakkal összevetve egy 50 fs-os impulzusra gyakorolt torzító hatása jelentősen kisebb. A PBG szál esetében a transzformlimitált impulzushoz képest már csak felére esik le a csúcsintenzitás, a látszólag nagy értékű magasabb rendű diszperziók pedig nem okoznak jelentős torzító hatást. Ezen eredmények alapján bízhatunk abban, hogy sikerül még kisebb diszperziójú szálakat tervezni.

Összefoglalva tehát elmondható, hogy a fotonikus kristálysálak fejlesztéséhez sikerült olyan elrendezést és kiértékelési eljárást találni, mely nagymértékben segítheti a további tervezési-gyártási folyamatot.

IRODALOMJEGYZÉK

- [1] Takács S.: Híradástechnika **2**, 8-12 (2005)
- [2] P. St. J. Russel, G. J. Pearce: Photonic Crystal Fibers in Handbook of Optics, Volume V, (3rd Ed., McGraw-Hill, 2010)
- [3] J. Jasapara, Tsing Hua Her, R. Bise, R. Windeler, and D. J. DiGiovanni: J. Opt. Soc. Am. B **20**, 1611-1615 (2003)
- [4] J. Y. Lee, D. Y. Kim: Opt. Express **14**, 11608-11615 (2006)
- [5] P. Hlubina, D. Ciprian, R. Chlebus: Opt. Commun. **281**, 4008–4013 (2008)
- [6] G. Genty, H. Ludvigsen, M. Kaivola, K.P. Hansen: Opt. Express **12**, 929-934 (2004)
- [7] Q. Ye, C. Xu, X. Liu, W. H. Knox, M. F. Yan, R. S. Windeler and B. Eggleton: Appl. Opt. **41**, 4467-4470 (2002)
- [8] A. E. Siegman: Lasers (University Science Books, 1986)
- [9] J-C. Diels, W. Rudolph: Ultrashort Laser Pulse Phenomena (2nd Ed., Elsevier, 2006)
- [10] J. Calatroni, J.C. Vienot: Appl. Opt. **20**, 2026 (1981)
- [11] C. Sainz, J.E. Calatroni, G. Tribillon: Meas. Sci. Technol. **1**, 356 (1990)
- [12] A.P. Kovács, K. Osvay, Z. Bor, R. Szipőcs: Optics Letters **20**, 788-790 (1995)
- [13] L. Lepetit and M. Joffre: Opt. Lett. **21**, 564-566 (1996)
- [14] D. Meshulach, D. Yelin, and Y. Silberberg: J. Opt. Soc. Am. B **14**, 2095 (1997)
- [15] J. Jasapara and W. Rudolph: Opt. Lett. **24**, 777 (1999)
- [16] C. Sáinz, P. Jourdain, R. Escalona, J. Calatroni: Opt. Commun. **111**, 632-641 (1994)
- [17] I. Wamsley, L. Waxer, Ch. Dorrer: Rev. Sci. Instrum **72**, 1 (2001)

KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Szeretném megköszönni témavezetőmnek, Dr. Kovács Attilának a dolgozat elkészítésében, valamint a mérések és a kiértékelési módszerek kivitelezésében nyújtott segítségét. Köszönöm a TeWaTi laborban dolgozóknak, különösen Kiss Miklósnak, hogy a felmerülő problémák esetén készségesen segítségemre volt.

Ezt a munkát a Nemzeti és Kutatási Technológiai Hivatal a TECH-09-A2-2009-0134 azonosítójú projekt keretében támogatta.