

Optikai elemek fázistulajdonságainak interferometrikus vizsgálata

PhD értekezés

Írta:

Kovács Attila

Témavezető:

dr. Bor Zsolt akadémikus

Szegedi Tudományegyetem

Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

Szeged, 2000

TARTALOM

BEVEZETÉS	4
I. TUDOMÁNYOS ELŐZMÉNYEK	7
1. Impulzus terjedése lineáris, diszperzív közegben	7
1.1. Frekvencia-kép, a csoportképleltetés fogalma	7
1.2. Idő-kép, a csoportképleltetés-függvény szemléletes jelentése	9
2. Optikai elemek csoportképleltetése	10
2.1. Prizmás impulzuskompresszor	10
2.2. Fáziskorrigáló dielektrikum tükör	13
2.3. Lézerkristály	14
3. A csoportképleltetés mérése	15
3.1. Repülési idő interferometria	15
3.2. Rögzített fázisú interferométer	17
3.3. Fourier-transzformációs módszer	18
3.4. Spektrálisan bontott fehér fényű interferometria	20
4. A spektrálisan bontott fehér fényű interferometria további alkalmazásai	22
4.1. Oldatok és optikai üvegek törésmutatójának meghatározása	22
4.2. Fém és dielektrikum tükrök diszperziójának mérése	24
4.3. Fémgőzök anomális diszperziójának vizsgálata	27
II. CÉLKITŰZÉSEK	30
III. ÚJ TUDOMÁNYOS EREDMÉNYEK	31
5. Prizmás impulzuskompresszor izokronikus hangolási irányának meghatározása ...	31
6. A spektrálisan bontott fehér fényű interferenciacsíkok dőlése	35
6.1. Az SBFF Michelson interferométer diszperzív minta nélkül	35
6.2. Az SBFF interferenciacsíkok dőlési szöge és a karhosszkülönbség kapcsolata .	36
6.3. Mérési eredmények	39
6.4. A fehér fényű interferenciacsíkok láthatóságának magyarázata	41
7. Fáziskorrigáló lézertükrök csoportképleltetésének mérése SBFF interferométerrel .	43
7.1. Fáziskorrigáló lézertükör az SBFF Michelson interferométerben	43

7.2. A mérés elve	44
7.3. Hibaforrások és kiküszöbölésük	46
7.4. Mérési eredmények	51
7.5. A tükör fázisderiváltjainak hatása az SBFF interferenciacsíkok alakjára	54
7.6. Egy másik megoldás: SBFF Fabry-Perot interferométer	56
8. Lézerkristályok csoportképletelés-diszperziójának mérése SBFF interferométerrel	61
8.1. Lézerkristály az SBFF Michelson interferométerben	61
8.2. Az SBFF interferenciakép kiértékelése	62
8.3. Mérési eredmények	65
IV. ÖSSZEFOGLALÁS	71
Summary	73
Függelék	77
Irodalomjegyzék	78
Köszönetnyilvánítás	80

BEVEZETÉS

A rövid impulzusok előállítása az első lézerek megjelenése óta a lézerfizika egyik fontos területét alkotja. Az e téren végzett kutatómunka eredményességét jelzi, hogy az eltelt több mint három évtized alatt a lézerimpulzusok időbeli hosszát a kezdeti néhány milliszekundumos időtartamról közel tizenkét nagyságrenddel sikerült csökkenteni. Napjainkra a móduszinkronizált szilárdtest-lézerekkel lehetővé vált stabil, 7-8 femtoszekundumos, az ún. fehér fény kontinuum keltéssel pedig már 4.6 fs-os impulzusok előállítása¹.

Ilyen rövid impulzusok előállításánál illetve alkalmazásánál a használt optikai elemek anyagi illetve szögdiszperziója, azaz az optikai elem anyagát jellemző törésmutató illetve az optikai elemen eltérülő fénysugár eltérítési szögének hullámhosszfüggése komoly problémát okozhat. Amikor egy lézer impulzus halad keresztül diszperzív közegen, akkor az impulzust alkotó spektrális komponensek egymáshoz viszonyított fázisa a diszperzió hatására megváltozik. Egy 5 ps-os impulzus esetében, melynek a spektrális sáv szélessége csak ≈ 0.1 nm, a diszperzió okozta fázistorzulásnak kisebb a hatása az impulzus alakjára, mint egy 5 fs-os impulzusnál, ahol a sáv szélesség a 100 nm-es nagyságrendbe esik. Mivel a lézerek fényerősítő közege és a lézernyaláb tereléséhez használt optikai elemek rendszerint diszperzívek, ezért a femtoszekundumos impulzusok előállításánál illetve alkalmazásánál *az optikai elemek diszperziójának az impulzus fázisszerkezetére gyakorolt hatását, vagy más szóval fázistulajdonságát pontosan kell ismerni.*

A lézerek fényerősítő közegének diszperzióját leggyakrabban ún. prizmás impulzuskompresszorral kompenzálják. A szinkronpumpált móduszinkronizált lézerek esetében eddig elég nehézkes volt a kompresszor prizmainak megfelelő beállítása. Jelen értekezés egyik célja *a prizmás impulzuskompresszor diszperziós tulajdonságainak vizsgálatán keresztül egy egyszerűbb beállítási mód megadása.*

Az elmúlt évek során egyre nagyobb teret hódított egy olyan új elrendezésű szilárdtest-lézer, ahol a lézerkristály diszperzióját prizmás kompresszor helyett speciálisan tervezett dielektrikumtükörök, ún. fáziskorrigáló tükrök kompenzálják. E tükrök alkalmazásával lehetővé vált egy stabilabb működésű, kompaktabb, szub-10 fs-os lézer előállítása. A tükrök használatakor azonban komoly problémát jelent, hogy a jelenlegi párologtatási technikák nem tudják garantálni, hogy a kész tükrök valóban a tervezett diszperzióval rendelkezzenek. Ezért

¹A. Baltuska, Z. Wei, R. Szipőcs, M. S. Pshenichnikov, D. A. Wiersma, Appl. Phys. B **50**, 175 (1997)

tükrökompenzált lézert csak előzőleg *lemért diszperziójú* tükrökből érdemes építeni. Ennek alapján további célom volt *egyszerű, de nagy pontosságú interferometrikus elrendezések kifejlesztése a fáziskorrigáló lézertükrök diszperziójának mérésére.*

A szilárdtest-lézerek fejlesztése során egyre újabb és újabb kristályokat alkalmaznak fényerősítő közegként. A tükrökompenzált lézerek építésénél, mint az a fentiekből már kiderült, a megfelelő diszperziójú tükrök kiválasztásához a kristály diszperzióját is jól kell ismerni. Némely kristályról azonban a szakirodalomban nem találunk adatot, illetve amint azt a kísérleti tapasztalatok mutatják, a feltüntetett adatok nem megbízhatók. Ezért célom volt *néhány, a tükrökompenzált lézerek építésénél szóbajöhető lézerkristály diszperziós értékeinek meghatározása is.*

Jelen értekezés témája tehát egyrészt egy klasszikus interferometrikus technika, a spektrálisan bontott fehér fényű interferometria továbbfejlesztése fáziskorrigáló tükrök illetve lézerkristályok diszperziójának mérésére, melyhez szükséges az “üres” interferométer esetén létrejövő interferenciacsíkok tulajdonságainak tanulmányozása is, másrészt a prizmás impulzuskompresszorok diszperziós tulajdonságainak vizsgálata.

Az értekezés három fejezetre tagolódik. Az I. fejezetben a tudományos előzmények között először röviden áttekintem az impulzusok lineáris terjedésének elméletét. Ennek alapján definiálom azt a fizikai mennyiséget, a csoportképletet, mellyel az optikai elemeknek az impulzus fázisszerkezetére gyakorolt hatása jól jellemezhető és amely mennyiség meghatározása jelen értekezés témája. Ezután az értekezés keretében vizsgálni kívánt optikai elemek: a prizmás impulzuskompresszor, fáziskorrigáló lézertükrök valamint lézerkristályok csoportképletetésének jellemzőit ismertetem. Rendszerezem a fáziskorrigáló tükrök csoportképletetésének mérésére eddig kidolgozott interferometrikus módszereket, áttekintem ezek előnyeit illetve hátrányait. Külön, kicsit részletesebben foglalkozom a spektrálisan bontott fehér fényű interferometriának a dolgozat témája szempontjából fontos alkalmazásaival. A II. fejezet tartalmazza a célkitűzéseket. A III. fejezetben az új tudományos eredmények között elsőként a prizmás impulzuskompresszor izokronikus irányára vonatkozó számításaimat mutatom be. Utána áttérek a spektrálisan bontott fehér fényű interferometria terén elért eredményeimre. Meghatározom a spektrálisan bontott fehér fényű interferenciacsíkok meredeksége és az “üres”, diszperzív elemet nem tartalmazó Michelson interferométer karhossza közötti kapcsolatot. Ezután a fáziskorrigáló tükrök mérésére általunk kifejlesztett két módszer közül elsőként részletesebben a Michelson, majd utána rövidebben a Fabry-Perot interferométeren alapuló technika elméleti és kísérleti hátterét ismertetem. Módszereink

hatékonyságát tipikus diszperziós tulajdonsággal rendelkező lézertükrökön demonstrálom. Végül meghatározom néhány napjainkban gyakran használt lézerkristály diszperziós értékét.

Az értekezésben ismertetett eredményeim döntő többsége a *Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén* született.

I. TUDOMÁNYOS ELŐZMÉNYEK

Ebben a fejezetben először röviden ismertetem a lézerimpulzusok lineáris, diszperzív közegbeli terjedésének két különböző leírási módját, melynek keretében definiálom a csoportképleltetést. Ezután bemutatom a dolgozatban vizsgálni kívánt optikai elemek csoportképleltetésével kapcsolatban felmerült problémákat, majd áttekintem a csoportképleltetés mérésére eddig kidolgozott eljárások előnyeit és hátrányait. Végül bemutatom a spektrálisan bontott fehér fényű interferometriának azon alkalmazásait, melyekre az általunk kifejlesztett, csoportképleltetés mérésére alkalmas módszerek is épülnek.

1. Impulzus terjedése lineáris, diszperzív közegben

Az alábbiakban az impulzusok terjedésének leírására két módszert ismertetek. Először a széles körben alkalmazott ún. frekvencia-tartománybeli vagy más szóval frekvencia-képbeli leírást, mely az impulzustorzulások számolásához, az impulzuskompresszorok tervezéséhez megfelelő, azonban a jelenségek értelmezéséhez kevés szemléletet ad és ez néha hiányérzetet kelt az emberben. A másik ismertetésre kerülő módszer az időtartománybeli vagy más szóval idő-képbeli leírás, mely a szemléletet jobban segíti, azonban matematikai formalizmusát csak nemrég dolgozták ki és a frekvencia-képpel összehasonlítva a számolásoknál nem eredményezett könnyebbséget, így nem igazán terjedt el.

1.1. Frekvencia-kép, a csoportképleltetés fogalma

Az impulzusok lineáris, diszperzív közegben való terjedésének matematikai leírására az egyik leggyakrabban használt módszer az ún. frekvencia-képbeli leírás [1-4]. Ennek lényege, hogy a közegbe belépő $E_{be}(t)$ térerősséggel jellemzett impulzust különböző ω frekvenciájú monokromatikus komponensek szuperpozíciójaként állítjuk elő, melyek $a_{be}(\omega)$ amplitúdóval és $\varphi_{be}(\omega)$ fázissal rendelkeznek:

$$E_{be}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} a_{be}(\omega) e^{i(\omega t + \varphi_{be}(\omega))} d\omega. \quad (1.1)$$

A közegben való terjedés során egyrészt megváltozik a spektrális komponensek amplitúdóeloszlása a közegre jellemző $A(\omega)$ amplitúdóátvitellel, másrészt a fázisuk eltolódik a $\varphi(\omega)$ fázisátvitellel. A közegből kilépő impulzus időbeli alakját az ily módon megváltozott amplitúdójú és fázisú monokromatikus komponensek összegzésével kapjuk meg:

$$E_{ki}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega) a_{be}(\omega) e^{i(\omega t + \varphi_{be}(\omega) - \varphi(\omega))} d\omega. \quad (1.2)$$

Mivel számos esetben a lézerimpulzusok időbeli torzulását döntően a közegnek az impulzus fázisszerkezetére gyakorolt hatása okozza, ezért célja jelen értekezésnek is az optikai elemek fázistulajdonságainak vizsgálata.

Azért, hogy a közeg $\varphi(\omega)$ fázisátvitelének az impulzus időbeli alakjára gyakorolt hatását jellemezni tudjuk, a $\varphi(\omega)$ -t Taylor-sorba fejtjük az impulzus ω_0 központi frekvenciája körül

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \varphi'(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\varphi''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\varphi'''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.3)$$

A lézerműködés szempontjából a $\varphi(\omega_0)$ fázistagnak nincs jelentősége, azonban $\varphi(\omega)$ deriváltjainak már igen. Vegyük sorra a deriváltaknak az impulzus időbeli alakjára gyakorolt hatását.

Elsőként tekintsük a $\varphi'(\omega_0)$ -t, azaz a fázis frekvencia szerinti első deriváltját, mely egy idő dimenziójú mennyiség. Ahhoz, hogy könnyebben látható legyen a derivált fizikai tartalma, tételezzük fel, hogy a közeg amplitúdóátvittele $A(\omega)=1$ és a fázisátvittele $\varphi(\omega)=\varphi'(\omega_0)(\omega-\omega_0)$ alakú. Ekkor (1.2) a következő alakba írható

$$E_{ki}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} a_{be}(\omega) e^{i(\omega t + \varphi_{be}(\omega) - \varphi'(\omega_0)(\omega - \omega_0))} d\omega, \quad (1.4)$$

melyből átrendezéssel adódik, hogy

$$E_{ki}(t) = e^{i\varphi'(\omega_0)\omega_0} \int_{-\infty}^{+\infty} a_{be}(\omega) e^{i(\omega(t - \varphi'(\omega_0)) + \varphi_{be}(\omega))} d\omega = e^{i\varphi'(\omega_0)\omega_0} E_{be}(t - \varphi'(\omega_0)). \quad (1.5)$$

(1.5)-ből látható, hogy a közegbe be- illetve abból kilépő impulzus $E_{be}(t)$ és $E_{ki}(t)$ térerősségének alakja megegyezik, azonban a kilépő impulzus $\varphi'(\omega_0)$ idővel késik a belépő impulzushoz képest. Azaz a $\varphi'(\omega_0)$ megadja azt az időt, mely alatt az ω_0 központi frekvenciájú impulzus a közegen keresztülhalad, feltéve ha a magasabb rendű deriváltak elhanyagolhatók. Ennek alapján két elnevezés is használatos erre a mennyiségre, egyrészt a terjedési idő, másrészt a *csoportkésleltetés*. Jelen értekezésben ez utóbbit fogom használni.

A $\varphi''(\omega_0)$ második derivált az impulzus időbeli kiszélesedéséért felelős és a φ' elnevezése alapján *csoportkésleltetés-diszperzió*nak nevezzük. A magasabb deriváltak összetettebb

impulzustorzulásokat okoznak.

A fentiek alapján az optikai elemek fázistulajdonságainak jellemzésére az egyik megoldás, hogy az ω_0 -nál vett fázisderiváltakat adják meg. Van amikor elegendő már az optikai elem második és harmadik deriváltjának a meghatározása is az impulzuskompresszor megfelelő beállításához [5], de például a fázismodulált impulzus erősítésnél a negyedik derivált figyelembevételére is szükség van [6].

Egy másik megoldás, amikor a $\varphi'(\omega)$ függvényt adják meg. Ez a dielektrikum tükrök esetében megfelelőbb eljárás, mivel a fent említett sorfejtés, ha a magasabb rendű tagokat elhagyjuk, nem jól közelíti a tükrök fázisfüggvényét. A $\varphi'(\omega)$ függvénynek azonban van egy szemléletes jelentése is, mely a következő pontban tárgyalásra kerülő idő-képen alapul.

1.2. Idő-kép, a csoportképlet-függvény szemléletes jelentése

Az impulzus terjedése leírható ún. idő-képben vagy más szóval az időtartományban is [7]. Ennél a módszernél a bemenő impulzust az alábbi alakban állítjuk elő:

$$E_{be}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(\Omega, t) d\Omega, \quad (1.6)$$

ahol

$$E(\Omega, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\tau^2}{8 \ln 2} (\omega - \Omega)^2} a_{be}(\omega) e^{i(\omega t + \varphi_{be}(\omega))} d\omega. \quad (1.7)$$

Az (1.7) integrálban szereplő $a_{be}(\omega)$ és $\varphi_{be}(\omega)$ a bemenő impulzusnak a frekvencia-képnél már bevezetett amplitúdóspektruma illetve fázisa. Ha τ értékét úgy választjuk meg, hogy a neki megfelelő spektrális sáv szélesség sokkal kisebb lesz az $a_{be}(\omega)$ amplitúdóspektrum félértékszélességénél, akkor az $a_{be}(\omega)$ közelítőleg állandónak vehető ezen a kicsi frekvenciatartományon és így kiemelhető az integráljel elé. Ekkor (1.7) egy τ félértékszélességű, Ω központi frekvenciájú hullámcsoportot ír le, azaz az (1.6) nem jelent mást, mint hogy az impulzust több különböző Ω központi frekvenciájú hullámcsoport összegeként állítottuk elő. A hullámcsoport kifejezés helyett használhattam volna az impulzus szót is, azonban így jobban megkülönböztethető, hogy mikor van szó az eredeti impulzusról és mikor az idő-képbeli felbontásával előálló hullámcsoportokról. Vegyük észre, hogy ezeknek a hullámcsoportoknak kicsi a spektrális sáv szélességük, ezért az időbeli hosszuk jelentősen nagyobb az eredeti impulzusénál.

Ha a hullámcsoporthoz spektrális sáv szélességét olyan kicsire választjuk, hogy azon a frekvenciatartományon a diszperzív közeg $\varphi(\omega)$ fázisfüggvényét elegendő csak első rendig sorbafejteni, akkor az 1.1. alfejezetben említettek szerint a hullámcsoporthoz az időbeli alakja a közegen való keresztülhaladáskor nem változik, csak különböző késleltetést szenvednek el. Így az idő-képben a $\varphi'(\omega)$ függvény megadja, hogy az impulzust alkotó különböző ω frekvenciájú hullámcsoporthoz egymáshoz képest mennyi idővel később lépnek ki a közegből.

Ha a $\varphi'(\omega) = \text{áll.}$, azaz a csoportkésleltetés mindegyik frekvenciájú hullámcsoporthoz ugyanannyi, akkor az impulzus alakja nem torzul. Azonban ha a csoportkésleltetés függ a frekvenciától, akkor az impulzust alkotó hullámcsoporthoz időben késnek egymáshoz képest, ami az impulzus időbeli alakjának torzulását eredményezi (időbeli kiszélesedés, asszimmetrikus alak, mellék impulzusok, stb.). Ha a csoportkésleltetés értéke a kisebb frekvenciájú "vörös színű" hullámcsoporthoz kisebb, mint a nagyobb frekvenciájú "kékekre", akkor a csoportkésleltetés-diszperzió értéke pozitív ($\varphi'' > 0$), ellenkező esetben pedig negatív.

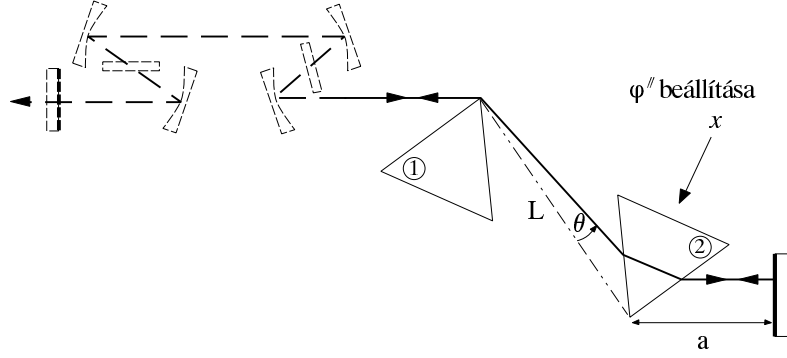
Mivel a lézerimpulzusok előállításánál illetve alkalmazásánál gyakran elegendő a relatív csoportkésleltetés ismerete, és a torzulást okozó magasabb rendű deriváltak a $\varphi'(\omega)$ függvény menetéből jobban láthatók, ezért az utóbbi időben egyre jellemzőbb, hogy $\varphi'(\omega)$ helyett inkább $\varphi''(\omega)$ -t adják meg.

2. Optikai elemek csoportkésleltetése

2.1. Prizmás impulzuskompresszor

Mint ismert, a lézerrezonátorokban használt fényerősítő közegek csoportkésleltetés-diszperziója pozitív ($\varphi'' > 0$), ezért az impulzusok nemcsak erősödnek, amikor keresztülhaladnak rajtuk, hanem időben is kiszélesednek. Ez utóbbi kiküszöbölhető olyan optikai elem használatával, melynél $\varphi'' < 0$. Erre a célra az egyik legelterjedtebb eszköz a 2.1. ábrán látható prizmás impulzuskompresszor [8-10].

A kompresszor működésére a frekvencia- illetve az idő-képben némileg eltérő magyarázatot adtak, amely a két leírási mód különbözőségéből fakad. Bár az értekezés szempontjából nem lenne szükség mindkét magyarázat ismertetésére, mégis megteszem részben a teljesség kedvéért, mivel az irodalomban csak a frekvencia-képbeli leírás honosodott meg, részben azért,



2.1. ábra. Prizmás impulzuskompresszor egy szinkronpumpált festéklézer (szaggatott vonal) rezonátorán belül elhelyezve

mert az idő-képbeli magyarázatban jól látszik az értekezésben vizsgálni kívánt $\varphi'(\omega)$ függvény szemléletes jelentése.

Először tekintsük a frekvencia-képbeli leírást. Martinez a prizmás kompresszor fázistulajdonságainak elméleti vizsgálata során az alábbi formulát kapta a kompresszor fázistolására oda-vissza útra [8,9]

$$\varphi(\omega) = \frac{\omega}{c} 2 \{ L \cos[\theta(\omega)] + a \} , \quad (2.1)$$

ahol L a két prizma csúcsa közötti távolság, θ az ω frekvenciájú fénysugárnak a prizmák csúcsait összekötő egyenessel bezárt szöge és a a 2. prizma csúcsának távolsága a tükörtől. A (2.1) összefüggés alapján a csoportkésleltetés-diszperzióra adódik, hogy

$$\varphi'' = -\frac{2L}{c} \left\{ \left[2 \frac{d\theta}{d\omega} + \omega \frac{d^2\theta}{d\omega^2} \right] \sin\theta + \omega \left(\frac{d\theta}{d\omega} \right)^2 \cos\theta \right\} . \quad (2.2)$$

Ha θ kicsi, azaz a fénysugarak közel mennek a 2. prizma csúcsához, akkor a $\sin\theta$ -ás tag elhagyható a koszinuszos mellett. Ebben az esetben (2.2)-ből az látszik, hogy φ'' negatív és lényegében csak az 1. prizma szögdiszperziójától függ. Ennek alapján a kompresszor működése a frekvencia-képben: a negatív csoportkésleltetés-diszperziót az 1. prizma szögdiszperziója okozza, a 2. prizma csak párhuzamosítja a fénysugarakat illetve pozitív csoportkésleltetés-diszperziót hoz be azáltal, hogy keresztülhaladnak rajta a fénysugarak.

Az idő-képben az 1. prizma szétválasztja az impulzust alkotó különböző frekvenciájú hullámcsoportokat azáltal, hogy a “kék” hullámcsoportot jobban eltéríti, mint a “vöröset” [10]. Ennek eredményeképp a 2. prizmában a “kék” hullámcsoport rövidebb utat tesz meg, mint a “vörös”. Ha megfelelően nagyra választjuk a két prizma csúcsa közötti L távolságot, akkor annak ellenére, hogy a “vörös” hullámcsoport gyorsabban halad keresztül egy adott vastagságú

anyagon mint a “kék”, mégis mivel hosszabb utat kell megtennie a 2. prizmában, ezért időben lemarad a “kék” mögött, azaz negatív csoportkésltetés-diszperzió alakul ki.

Vegyük észre, hogy az idő-képbeli leírásnál is szerepel az 1. prizma szögdiszperziója, hiszen ez teszi lehetővé, hogy a 2. prizmában különböző utakat fussanak be a különböző frekvenciájú hullámcsoportok, de szükség van a 2. prizma anyagi diszperziójára is az időbeli késés létrejöttéhez. A frekvencia-képben pedig φ'' (2.2) kifejezése átírható olyan alakra, ahol a prizma szögdiszperziója helyett az anyagi diszperziója szerepel, tehát a két látszólag eltérő magyarázatot a prizma szög- és anyagi diszperziójának kapcsolata összeköti.

Az idő-képbeli gondolatmenetet folytatva, ha a 2. prizmát a 2.1. ábrán jelölt x irány (vagy az 1. prizmát a $-x$ irány) mentén jobban betoljuk a fényútba, akkor mind a “kék”, mind a “vörös” hullámcsoportra tovább nő a prizmában megtett út. A fentiekből következik, hogy ekkor a “kék” és a “vörös” hullámcsoport közötti időbeli késés csökken, azaz kevésbé negatív lesz a kompresszor φ'' csoportkésltetés-diszperziója. Ha elegendően mélyen toljuk be a prizmát, akkor akár pozitív φ'' -t is előállíthatunk. Ily módon a prizmák x irányú mozgásával folyamatosan szabályozni lehet φ'' értékét.

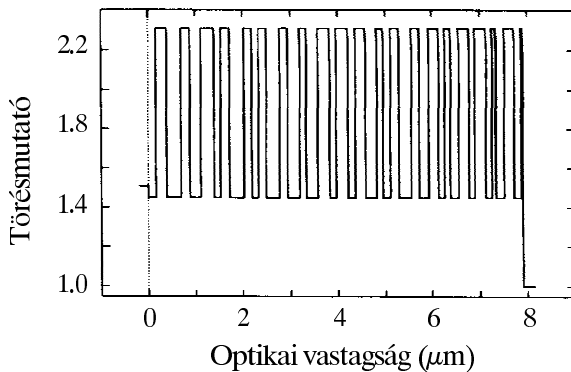
Mivel a prizmás kompresszorral mind negatív, mind pozitív φ'' csoportkésltetés-diszperzió előállítható, ellentétben a rácsos impulzuskompresszorral [11], melynél φ'' értéke mindig negatív, továbbá a lézernyalábnak a prizmákon való áthaladásakor jóval kisebb a reflexiós vesztesége, mint a rácson való diffrakciónál, ezért a rövid impulzusokat előállító lézerek rezonátorában a csoportkésltetés-diszperzió kompenzálására a prizmás kompresszor használata terjedt el széleskörűen [2,12,13].

A szinkronpumpált lézerek a piko- és szubpikoszekundumos lézerek egyik csoportját alkotják (lásd 2.1. ábra, szaggatott vonallal jelölve). Ezeknél a lézereknél a φ'' pontos beállítása mellett ügyelni kell arra is, hogy a rezonátor körüljárási ideje, vagyis a mi szóhasználatunkkal élve a φ' csoportkésltetés, pontosan megegyezzen a gerjesztő lézer ismétlési frekvenciájából adódó értékkel [12,14,15]. A φ'' megfelelő értékét eddig úgy szokták beállítani, hogy a prizmák bázisára merőleges x irány mentén eltolják valamelyik prizmát. Ekkor azonban megváltozik a rezonátor csoportkésltetése, amit a zárótükör eltolásával kell kompenzálni. *A beállítást nagyban megkönnyítené, ha létezne olyan irány, nevezzük ezt izokronikus iránynak, amely mentén a prizmás impulzuskompresszor prizmáját eltolva a csoportkésltetés-diszperzió értéke változtatható, miközben a csoportkésltetés változatlan marad.* Mivel φ'' -nek (2.2)-vel adott alakjából explicite nem látszik, hogy létezik-e izokronikus irány, ezért részletesebben meg kell vizsgálni a prizmás kompresszor fázistulajdonságát.

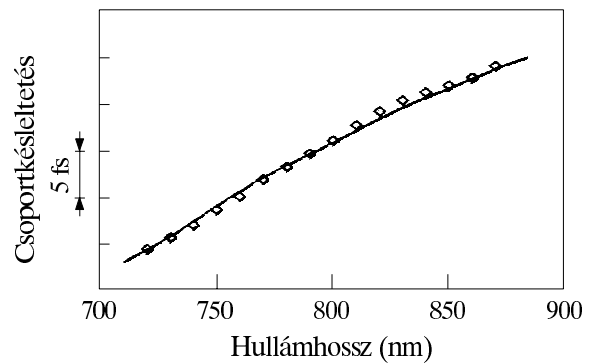
2.2. Fáziskorrigáló dielektrikum tükör

A 90-es évek elején megjelent egy újabb típusú módusszinkronizált szilárdtest-lézer [16], amelynél a rezonátoron belül lévő optikai elemek csoportkéseletetés-diszperzióját a prizmás kompresszor helyett speciálisan tervezett dielektrikum tükrök, az ún. fáziskorrigáló lézertükrök kompenzálják [17]. Ezekkel a lézerekkel stabil, 10 fs körüli impulzusok állíthatók elő. Egy ilyen típusú lézer, melyben az aktív anyag egy Ti:zafír kristály, a Tanszéken is működik, 15 fs-os impulzusokat szolgáltatva.

A fáziskorrigáló tükrök felépítése egyrészt abban különbözik az általánosan elterjedt dielektrikum tükrökétől, hogy a szokásos $\lambda/4$ optikai vastagságú nagy és kis törésmutatójú rétegpárok helyett a kívánt diszperzióknak megfelelően egy kissé módosított vastagságú rétegeket párologtatnak fel, másrészt a rétegszám meghaladja a 40-et. Egy fáziskorrigáló tükör törésmutató-rétegvastagság profilját mutatja a 2.2. ábra. Ez a speciális profil lehetővé teszi, hogy a tükör nemcsak magas reflexióval bír széles hullámhossztartomány felett, hanem még $\varphi''(\omega) \approx \text{áll.}$, azaz a csoportkéseletetés közel lineáris függvénye a hullámhossznak (2.3. ábra).



2.2. ábra. Femtoszekundumos lézerek csoportkéseletetés-diszperziójának kompenzálására kifejlesztett, TiO_2 - SiO_2 rétegekből álló fáziskorrigáló dielektrikum tükör elméleti törésmutató profilja



2.3. ábra. A 2.2. ábrán látható rétegszerkezetű fáziskorrigáló tükör számított (folytonos) és mért (négyzet) relatív csoportkéseletetése a hullámhossz függvényében

A fáziskorrigáló tükrök használatának két előnye van a prizmás impulzuskompresszorral szemben. Az egyik, hogy a $\varphi'''(\omega_0)/\varphi''(\omega_0)$ arány a tükrök esetén bizonyos határok között tetszőlegesen választható és így elérhető, hogy jó közelítéssel megegyezzen a fényerősítő közegre vonatkozó aránnyal. Ez azért fontos, mert a prizmás kompresszornál a $\varphi'''(\omega_0)/\varphi''(\omega_0)$ arány sokkal nagyobb a fényerősítő közegénél és alig változtatható a prizmák mozgatásával, így ha a kompresszort úgy állítjuk be, hogy a fényerősítő közeg $\varphi''(\omega_0)$ csoportkéseletetés-diszperzióját kompenzálja, akkor bár időben összenyomódik az impulzus, de a közeg $\varphi'''(\omega_0)$ deriváltjának túlkompenzálása miatt az impulzusalak torzul. A másik előny, hogy egy

kompaktabb, a termikus hatásokra érzéketlenebb lézer építhető meg ezekkel az új típusú dielektrikum tükrökkel.

Van viszont egy komoly hátrány is. A tükör csoportképletelés-diszperziója utólag már nem állítható. Ha a vákuumpárologtató technikai korlátai miatt nem pontosan a tervezett vastagságú rétegek alakulnak ki, akkor a φ'' várt értéke helyett akár jelentősen különböző diszperziójú tükröt is kaphatunk. Ha nem tudjuk meghatározni a tükör $\varphi''(\omega)$ függvényét, akkor nem tudjuk eldönteni, hogy a lézerműködés a tükrök nem megfelelő diszperziós értékei miatt nem indul be, vagy egyéb más ok miatt.

Az elmúlt évek során több interferometrikus elrendezést is kifejlesztettek optikai elemek csoportképletelésének mérésére, melyekkel részletesebben a 3. fejezetben foglalkozom. Annyit már itt megjegyzek, hogy ezek az elrendezések viszonylag bonyolultak és költséges eszközökre épülnek. *Ezen a helyzeten sokat segítené, ha sikerülne kifejleszteni olcsó, viszonylag egyszerű, de a csoportképletelés néhány tized femtoszekundum pontosságú meghatározását lehetővé tevő kísérleti elrendezéseket.*

2.3. Lézerkristály

Amint az előbbi fejezetben kiderült, a fáziskorrigáló tükrök alkalmazásához pontosan ismerni kell a szilárdtest-lézer fényerősítő közegét alkotó kristály csoportképletelés-diszperzióját. Az első ún. tükör-kompenzált lézernél Ti:zafír kristályt használtak, melynek már régóta ismert a törésmutató polinomja [18]. A kristály polinomból számolt $\varphi''(\omega)$ függvénye alapján elkészített tükrökkel a lézer stabil 11 fs-os impulzusokat szolgáltatott [16].

Felmerült az igény, hogy a Ti:zafír kristály helyett a közvetlen dióda-pumpálást lehetővé tevő $\text{LiSrAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$ (Cr:LiSAF) kristállyal [19] is meg kellene próbálni tükör-kompenzált lézert építeni. A fáziskorrigáló tükrök tervezéséhez először tehát meghatároztuk a Cr:LiSAF kristály $\varphi''(\omega)$ függvényét a szakirodalomban található törésmutató polinomból. Azonban a függvény értékei, illetve a függvény menete alapján felvetődött, hogy esetleg hibás a közölt polinom. A probléma tisztázását nehezítette, hogy nem adták meg, hogy milyen adalékoltságú kristályra vonatkozik a közölt polinom. Tekintettel arra, hogy több cég is gyárt Cr:LiSAF kristályokat különböző Cr^{3+} adalékoltsággal, ezért *a lézerépítés sikere érdekében fontos ezekből a kristályokból néhány, eltérő adalékoltságú kristály csoportképletelésének hullámhosszfüggését megmérni, és megvizsgálni, hogy a kristály diszperziós tulajdonságai függenek-e az adalékoltságtól.*

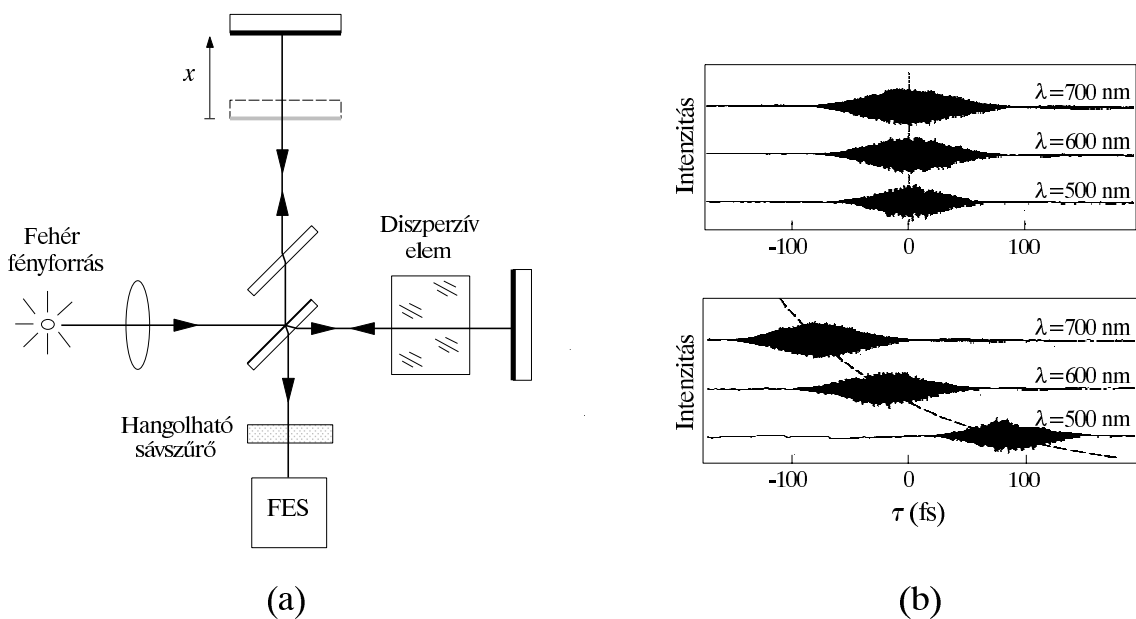
3. A csoportkéseleltetés mérése

Az eddigiekben szó esett néhány, az ultrarövid impulzusok előállítására szempontjából fontos optikai elem csoportkéseleltetésének jellemzőivel illetve mérésével kapcsolatos problémáról. A következőkben áttekintem a csoportkéseleltetés mérésére eddig kifejlesztett interferometrikus elrendezéseket.

3.1. Repülési idő interferometria

Az első módszer, amellyel foglalkozom, egy hangolható, polikromatikus fényforrással kivilágított kétsugaras interferométerre épül [20-26]. Fényforrásként eddig sávszűrővel ellátott fehér lámpát illetve hangolható festéklézert használtak. Az interferométer optikai szálak mérésénél Mach-Zender interferométer volt, míg más optikai elemek vizsgálatánál Michelson illetve Twyman-Green interferométert alkalmaztak. A csoportkéseleltetés mérésének elvét egy Michelson interferométeren mutatom be (3.1.a ábra), de bármely más kétsugaras interferométerre is érvényesek a leírtak.

Az interferométer referenciatükrének előre-hátra mozgásával a két kar közötti időbeli késleltetés $\tau = 2x/c$ -vel változik, ahol x a referenciatükrnek egy önkényesen választott ponttól való elmozdulását jelöli és c a fény vákuumbeli terjedési sebessége. Ennek eredményeképp a kimeneten az interferenciacsíkok láthatósága változik. A fényforrás központi hullámhosszát változtatva, ha az interferométer karjai üresek, akkor az interferenciacsíkok láthatósága



3.1. ábra. (a) A Knox által megépített repülési idő interferométer [22]. (FES: fotoelektronsokszorozó).

(b) A detektált intenzitás a $\tau = 2x/c$ késleltetés függvényében. Fent: nincs diszperzív elem az interferométerben. Lent: egy 1 mm vastag üveglemez van behelyezve

maximuma mindig ugyanazon késleltetésnél van (3.1.b ábra fent). Azonban, ha egy diszperzív elemet helyezünk be a tárgykarba, akkor a láthatósági maximumok helyei a hullámhossztól függő mértékben eltolódnak (3.1.b ábra lent). Ily módon a φ' relatív csoportkésleltetés közvetlenül a láthatósági maximum helyéből meghatározható. A repülési idő interferometriának a legnagyobb előnye épp ebben, a csoportkésleltetés közvetlen mérési lehetőségében van. A mérések kivitelezésekor azonban számos probléma merül fel.

Az egyik probléma a mérés időbeli és a spektrális felbontásának kapcsolata. Minél nagyobb a fényforrás $\Delta\omega$ sávszélessége, annál rövidebb tartományon láthatók csak interferenciacsíkok, azaz annál pontosabban lehet meghatározni a láthatósági maximum helyét és így a csoportkésleltetést, azonban ekkor a spektrális felbontás romlik.

A másik probléma, hogy ha a φ' -t minél több hullámhosszon szeretnénk meghatározni, akkor a mérés eléggé hosszadalmassá válik, mivel minden egyes hullámhosszon külön-külön kell a mérést végrehajtani. Ez a fél órát is elérheti, ami viszont azt eredményezi, hogy a termikus hatások miatt a mérések során a karhosszak változnak, ezért szükséges ezt folyamatosan ellenőrizni, pl. egy He-Ne lézer nyalábbal [22].

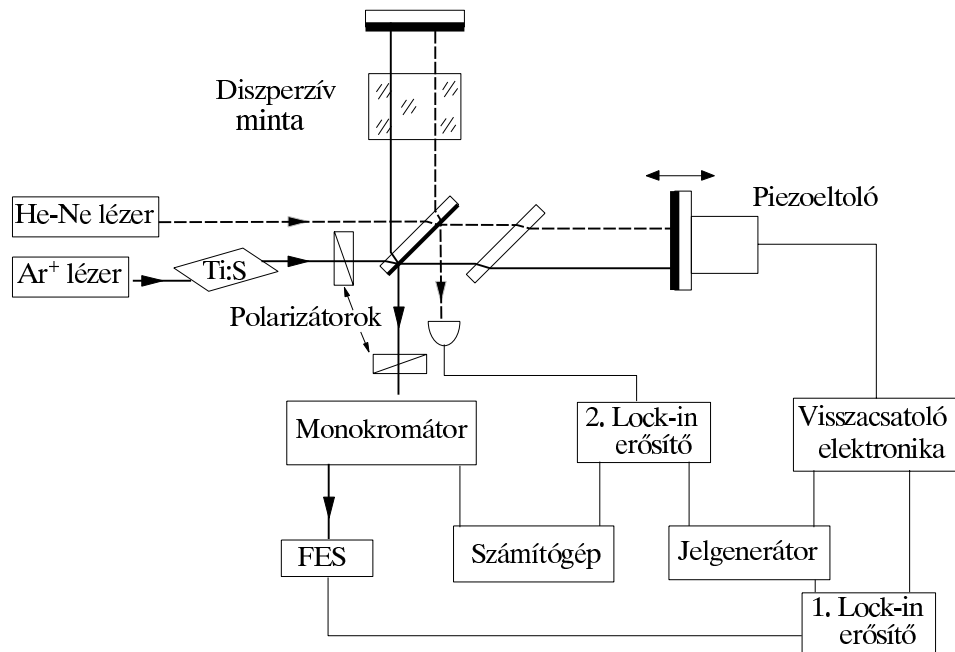
További probléma a láthatósági maximum helyének pontos meghatározása. Mivel a detektált $I(\tau)$ függvényen két lokális intenzitásmaximum közötti időkülönbség kb. a fényforrás központi hullámhosszának fele szorozva c -vel, így ahhoz hogy legalább néhány mérési pont essen két maximum közé, a referencia tükör $\lambda/8$ mértékű mozgatására van szükség. Ez csak igen drága eltolóval oldható meg, melynek a mozgatásához egy léptetőmotorra is szükség van. A detektált intenzitásgörbére általában jelentős zaj is ráakodik. A ± 1 fs időbeli felbontás eléréséhez a zaj kiküszöbölésére Knox és mtsai [22] lock-in erősítőt használtak és a fényforrás fényét 1 kHz-cel szagatták. A kapott intenzitásgörbéből csak számítógépes adatfeldolgozással tudták meghatározni a láthatósági maximumot, mivel még 45 nm-es léptetés esetén sem kaptak elég sima intenzitás-késleltetés görbét, amint ez a 3.1.b ábrán is látható. Tükrök vizsgálata esetén többszörös reflexiók használatával növelték meg az időbeli felbontást. 12-szeres reflexióval $\pm 1/12$ fs-os időbeli felbontást értek el. Itt azért megjegyezzük, hogy ha kisebb pontosság (± 30 fs) is elég, akkor az imént ismertetett költséges és bonyolult technika alkalmazása helyett szemmel is jól meg lehet állapítani a láthatósági maximum helyét [24].

Végül problémát okozhat, ha a vizsgálandó mintának jelentős abszorpciója van. Ugyanis ez oly mértékben megváltoztathatja a detektált $I(\tau)$ intenzitásfüggvény burkolóját, hogy amint ezt Naganuma és munkatársai kísérletileg igazolták [27], hamis csoportkésleltetés értékeket kapunk.

Összefoglalva, a repülési idő interferometriával eddig elért legjobb időbeli felbontás tükrök esetén 12-szeres reflexiónál $\pm 1/12$ fs, más optikai elemekre ± 1 fs, 10 nm-es spektrális bontásban a 400-750 nm-es hullámhossztartományon.

3.2. Rögzített fázisú interferométer

Beck és Walmsley, egy az optikai felületek egyenetlenségeinek nagy pontosságú meghatározásánál már bevált módszert, az ún. rögzített fázisú interferometriát [28] fejlesztette tovább optikai elemek csoportkéseletetésének mérésére [29,30]. A megépített kísérleti elrendezés sokban hasonlít az előbb tárgyalt repülési idő interferométerre. A Michelson interferométert, melynek a tárgykarjában volt a diszperzív optikai elem, szintén egy szélessávú fényforrással világították meg, és a referencia kar tükrét előre-hátra mozgatták (3.2. ábra). A repülési idő interferométerrel ellentétben az interferométer kimeneténél sávszűrő helyett egy monokromátort használtak, hogy a detektort kvázimonokromatikus fény ($\Delta\lambda = 0.1$ nm) érje.



3.2. ábra. A rögzített fázisú interferométer [30]. (FES: fotoelektron sokszorozó, Ti:S titán-zafír kristály)

A rögzített fázisú interferometria lényege a következő. A referencia kar tükréhez erősített piezoeltolót f frekvenciával modulálják. Ekkor az interferométer kimenetén detektált intenzitás egy adott ω frekvenciájú fény esetén

$$I(t, \omega) = 2I_0 \left\{ 1 + \cos \left[\varphi(\omega) + \frac{\omega}{c} 2A \sin(2\pi ft) \right] \right\}, \quad (3.1)$$

ahol I_0 a két karból jövő intenzitás (feltéve, hogy azonosak), A a moduláció amplitúdója. A két kar közötti $\varphi(\omega) = 2[\omega\Delta l/c - \varphi_M(\omega)]$ fáziskülönbség egyrészt tartalmazza a diszperzív minta mérendő $\varphi_M(\omega)$ fázistolását, másrészt a két kar közötti Δl geometriai útkülönbséget. A (3.1) összefüggéssel adott $I(t, \omega)$ függvényt a Bessel-függvények szerint sorbafejtve adódik, hogy

$$I(t, \omega) = 2I_0 \{ 1 + \cos(\varphi(\omega)) [J_0(A) + 2J_2(A)\cos(4\pi ft) + \dots] - \sin(\varphi(\omega)) [2J_1(A)\sin(2\pi ft) + 2J_3(A)\sin(6\pi ft) + \dots] \}. \quad (3.2)$$

Látható, hogy ha az intenzitás azon összetevőjét detektáljuk, mely szinkronban van az f modulációs frekvenciával, akkor a meghatározandó $\varphi(\omega)$ fáziskülönbség szinuszával arányos jelet kapunk. Ez a jel felhasználható hibajelként egy olyan visszacsatoláshoz, melynek segítségével mindig fenttartható a $\sin(\varphi) = 0$ állapot úgy, hogy a piezoeltolóra egy állandó feszültséget adva megváltoztatjuk a referenciakar hosszát. Hasonló módon használható a $2f$ -es komponens is, akkor a $\cos(\varphi)$ -vel lesz arányos a kapott jel nagysága.

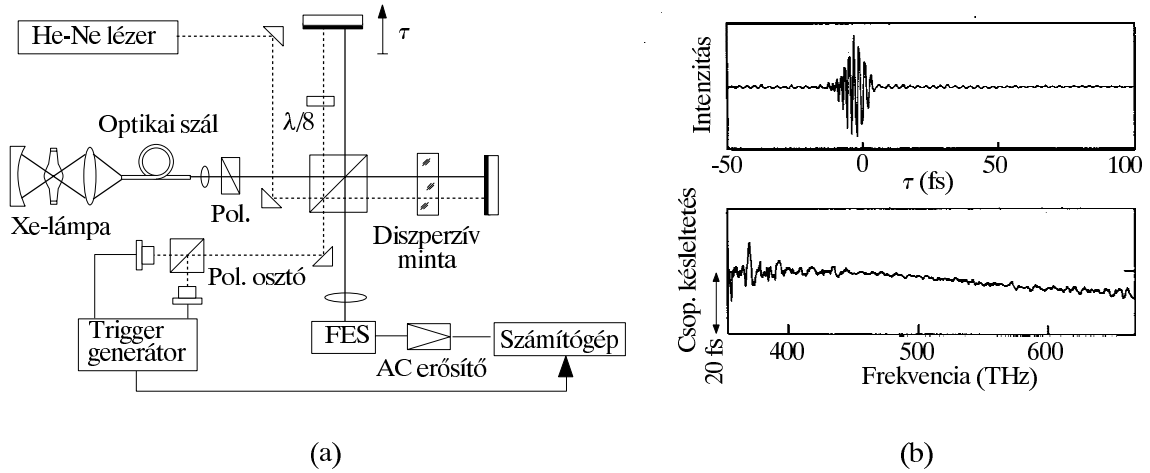
Az optikai elem fázistolását úgy határozták meg, hogy a monokromátorral hangolták a detektort érő fény frekvenciáját és a mérendő optikai elem diszperziója miatt a $\sin(\varphi) = 0$ feltétel teljesüléséhez a referenciakar hosszát is változtatták. Az ehhez szükséges visszacsatolást az 1. számú lock-in erősítő biztosította. A karhossz változás pontos mérését a segéd He-Ne lézerefény f és $2f$ frekvenciával detektált intenzitásértékeiből a 2. számú lock-in erősítő használatával oldották meg.

A $\varphi'_M(\omega)$ csoportkésleltetést Beck és munkatársai a referenciakar hosszának ω -tól függő megváltozásából számítható fázisfüggvényre illesztett polinom alapján határozták meg, ha a vizsgált minta $\varphi_M(\omega)$ átvitele megfelelően sima függvény volt. Ekkor ± 0.1 fs-os időbeli felbontást kaptak 0.1 nm-es spektrális feloldás mellett. Dielektrikum tükrök mérésénél azonban éles csúcsok is előfordultak a $\varphi_M(\omega)$ függvény menetében, ezért a polinomos illesztést nem tudták alkalmazni, hanem helyette Fourier-transzformációval végzett simítással határozták meg a csoportkésleltetést. Ennek eredményeképp az időbeli felbontás ± 0.4 fs-ra, a spektrális bontás pedig 7.2 nm-re romlott. Mivel csak a referenciakar hosszának változását tudták mérni, ezért ez a módszer is csak relatív csoportkésleltetés mérésére alkalmas.

3.3. Fourier-transzformációs módszer

Naganuma és munkatársai egy, az optikai szálak csoportkésleltetésének mérésénél már bevált Fourier-transzformációs technikát [31] fejlesztettek tovább úgy, hogy a mérési pontosság

néhány tized femtoszekundum lett [27,32]. A Michelson interferométer egyik karjába helyezték a diszperzív mintát, a másik karban pedig a tükröt előre-hátra mozgatták, így hozva létre időbeli késleltetést a két kar között (3.3.a ábra). Mivel a repülési idő interferométerrel illetve a rögzített fázisú interferométerrel ellentétben a detektor elé nem tettek sávszűrőt, ezért a kimeneten a fényforrás minden egyes spektrális komponensének interferenciája eredményeképp kialakult eredő intenzitást detektálták, ami lehetővé tette, hogy a csoportkésleltetést már egy méréssel meg tudták határozni az intenzitás-késleltetés függvény Fourier-transzformáltjából (3.3.b ábra).



3.3. ábra. (a) A Naganuma és munkatársai által kifejlesztett elrendezés, mellyel a kimeneten kapott intenzitás Fourier-transzformáltjából határozható meg a csoportkésleltetés [27]. (FES: fotoelektronsokszorzó). (b) Az üres interferométer kimentén detektált intenzitás a karhosszkülönbség okozta τ késleltetés függvényében (fent) és ezen jel Fourier transzformációja után kapott csoportkésleltetés (lent).

A csoportkésleltetés meghatározásának matematikai háttere a következő. Az interferométer referenciakarjának hosszát változtatva a kimeneten kialakuló intenzitás ún. interferenciatagja

$$I(\tau) = \text{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} E_T^*(t) E_R(t-\tau) dt \right\}, \quad (3.3)$$

ahol az $E_T(t)$ és $E_R(t)$ a tárgy- és a referenciakarból érkező térerősséget, a Re pedig a komplex mennyiség valós részét jelöli. Fourier-transzformálva (3.3)-at kapjuk, hogy $I(\omega) = \text{Re}\{E_T^*(\omega)E_R(\omega)\}$. Ha az interferométerbe belépő fénysugár amplitúdóspektruma $E_0(\omega)$, a tárgy- illetve a referenciakar amplitúdóátvittele $a_T(\omega)$ és $a_R(\omega)$, továbbá $\phi(\omega)$ a karok közötti fáziskülönbség, akkor $I(\omega)$ a következő alakba írható:

$$I(\omega) = a_T(\omega)a_R(\omega)E_0^2(\omega)e^{i\phi(\omega)}. \quad (3.4)$$

Látható (3.4)-ből, hogy az interferométer kimenetén kialakuló intenzitás Fourier-transzformáltjának fázisa épp a karok közötti fáziskülönbséget adja, ami három tagból áll:

$$\varphi(\omega) = \varphi_M(\omega) + \varphi_{IF}(\omega) - \omega\tau_0, \quad (3.5)$$

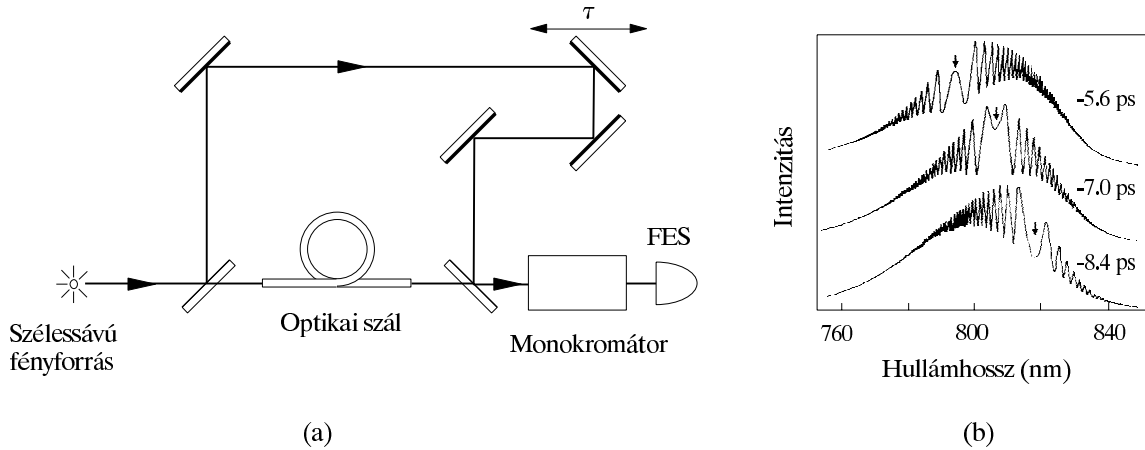
ahol $\varphi_M(\omega)$ a vizsgált optikai elem fázistolása és $\varphi_{IF}(\omega)$ az “üres” interferométer karjai között meglévő fáziskülönbség. A harmadik tag onnan ered, hogy a két kar közötti időbeli késleltetés nullpontja nem ismert, ezért egy önkényesen választott karhosszkülönbséghez rendeljük a 0 késleltetést, amihez valójában a τ_0 tartozik. Míg a φ_{IF} megmérhető, addig az $\omega\tau_0$ nem, ezért az optikai elem csoportkésleltetése — mely a kapott $\varphi(\omega)$ fázis numerikus deriválásával adódik — csak egy ismeretlen állandó erejéig határozható meg.

A csoportkésleltetés mérésénél két dologra kell ügyelni. Az egyik, hogy a karhosszkülönbség változását nagyon pontosan kell ismerni, mert a legkisebb torzulás is jelentős hibát okoz a fázismérésben. Naganuma és munkatársai ezért egy segéd He-Ne lézernyalábot is használtak, melynek a lineáris polarizáltságát kihasználva 317 nm-enként triggerelve olvasták le a kimeneten az intenzitásértékeket [33]. A másik, hogy a Xe-lámpa intenzitásának fluktuációja is zavarja a méréseket. Ezért vagy többször egymásután fel kell venni az intenzitás-késleltetés függvényét, vagy a Fourier-transzformáció után kapott fázisadatokon kell simítást végezni. Az előbbi a mérési időt növeli, az utóbbi viszont a spektrális feloldást rontja le. Tizenkét mérés időbeli átlagolásával 6.5 fs-os időbeli felbontást értek el 0.46 THz-es (0.6 nm) spektrális bontás mellett. Az adatok további simításával az időbeli felbontást 0.65 fs-ra javították, de ekkor a spektrális bontás 4.6 THz-re (6 nm) csökkent le.

3.4. Spektrálisan bontott fehér fényű interferometria

A spektrálisan bontott fehér fényű (SBFF) interferometria kezdetei a századfordulóig nyúlnak vissza. Ennek oka az elrendezés egyszerűségében rejlik, hiszen ez a technika nem igényel mást, mint egy fehér lámpával (szélessávú fényforrással) kivilágított interferométert, melynek a kimenetéhez egy spektrográft helyezünk el. A vizsgált minta diszperziója az így létrejött SBFF interferenciaképből határozható meg. Az eltelt időszak alatt számos, az SBFF interferometrián alapuló megoldás született az optikai elemek diszperziójának meghatározására. Tekintettel arra, hogy most a csoportkésleltetés mérési módszereit tekintem át, ezért az SBFF interferometriának csak az ezirányú alkalmazásával foglalkozom.

Shang használta az SBFF interferometriát először egymódusú optikai szálak csoportkésleltetésének meghatározására [34]. A kísérleti elrendezés a 3.4.a ábrán látható. A



3.4. ábra. Optikai szálak csoportkésleltetésének mérése spektrálisan bontott fehér fényű interferometriával [34]. (a) A kísérleti elrendezés. (b) A spektrálisan bontott intenzitáseloszlás különböző relatív időbeli késleltetéseknél (τ)

fényforrás egy 0.8 μm -en működő, 50 nm-es spektrális sávszélességgel rendelkező GaAlAs LED. A Mach-Zender interferométer egyik karjában van a mérendő optikai szál, a másik (referencia) kar üres. Az interferométerből kijövő fény útjába egy monokromátor van elhelyezve, mely a spektrális bontást végzi el. A kimeneten a fényintenzitást egy fotoelektronsokszorozó detektálja. A referenciakar hosszának változtatásával a két kar között különböző időbeli késleltetés állítható elő, melynek eredményeképp a 3.4.b ábrán látható SBBF interferogramok alakulnak ki. A nyíllal jelölt helyeket kivéve, melyek az ún. állandó fázisú pontok, a lokális intenzitásmaximumokra a szokásos feltétel teljesül, azaz a karok közötti fáziskülönbség $\phi = m2\pi$, ahol m egész szám. Az állandó fázisú pont kialakulásának viszont az a feltétele, hogy a $\partial\phi/\partial\omega = 0$. Esetünkben $\phi = (\omega/c)d - \phi_{SZ}(\omega)$, ahol d a fénynek a két kar közötti, levegőben megtett útkülönbsége és ϕ_{SZ} az optikai szál fázistolása. Az $\omega = \omega_0$ -nál kialakuló állandó fázisú pontra tehát érvényes, hogy

$$\left. \frac{\partial\phi_{SZ}}{\partial\omega} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{d}{c}. \quad (3.6)$$

A (3.6) összefüggés alapján Shang az optikai szálak csoportkésleltetését úgy mérte meg, hogy egy-egy adott karhosszkülönbségnél a monokromátor segítségével végigpásztázta a spektrumot és megkereste az állandó fázisú ponthoz tartozó hullámhosszat. A csoportkésleltetés a karhosszkülönbség c -vel való osztásával adódott. Mivel Shang az abszolút karhosszkülönbséget nem tudta mérni, ezért csak a relatív csoportkésleltetést határozta meg, azonban az optikai szálak diszperziójának jellemzéséhez ez már elegendő. A mérés pontosságról nem sok szó esik a közleményben, de a publikált adatok alapján ~ 0.1 ps adódik 10 nm-enként mérve. A

módszer előnye a viszonylag egyszerű kísérleti elrendezés illetve kiértékelés, viszont hátrány a repülési idő interferométerhez hasonlóan (3.1. alfejezet), hogy minden egyes hullámhosszon külön-külön kell mérést végezni.

Összefoglalva, az áttekintett négy módszer közül az első hárommal az optikai elemek csoportkéseleltetése néhány tized femtoszekundumos pontossággal határozható meg. Ez a pontosság már elegendő ahhoz, mint amit a femtoszekundumos lézerimpulzusok előállításánál illetve alkalmazásnál használt optikai elemek diszperziójának ismerete megkíván. Azonban ezt a pontosságot csak igen költséges eszközökkel (piezoeltoló, lock-in erősítő) illetve elég összetett kísérleti elrendezésekkel tudták elérni. A negyedik módszer, az SBFF interferometria, egyszerű eszközöket igényel, viszont a mérés pontossága nem megfelelő és amint megjegyeztem, kissé hosszadalmas.

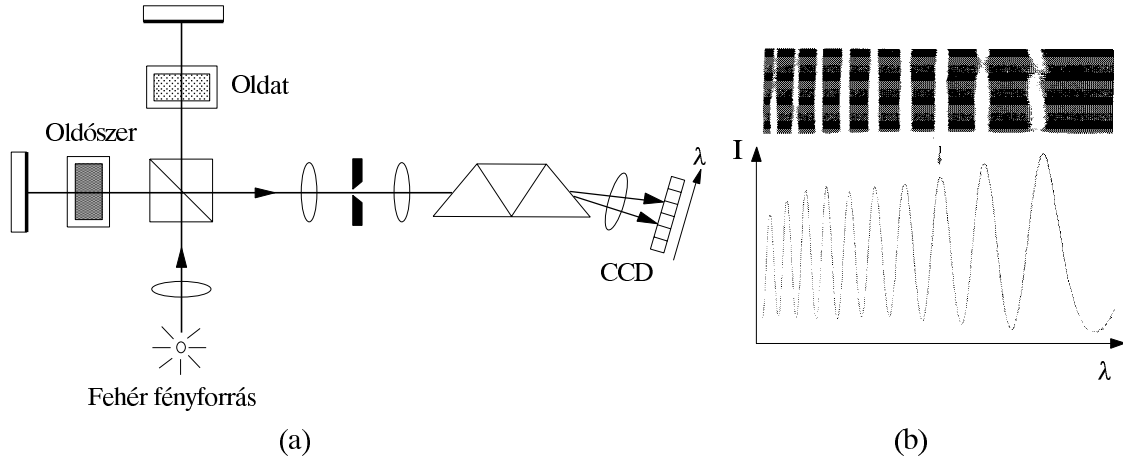
A jelenlegi helyzetben tehát szükség van egy olyan elrendezés kifejlesztésére, melynek felépítése egyszerű, nem igényel költséges eszközöket, a pontossága néhány tized femtoszekundum, továbbá lehetővé teszi, hogy a vizsgált optikai elem fázistulajdonságára már az interferogramnak pusztán szemmel való megfigyelése alapján is következtetéseket tudjunk levonni.

4. A spektrálisan bontott fehér fényű interferometria további alkalmazásai

A 3.4. alfejezetben már megismertük az SBFF interferometria egy, az optikai szálak csoportkéseleltetésének mérésére kidolgozott változatát, de mint említettem, nagyon sok alkalmazásával találkozhatunk, ha általában a diszperzió mérését tekintjük. Ezeket az alkalmazásokat csoportosíthatjuk aszerint, hogy kétsugaras vagy soksugaras interferométerre épülnek, valamint, hogy az interferométer tükrei döntve vannak-e vagy sem, illetve a kapott SBFF interferogramok kiértékelési módjai szerint is. A hely szűkössége miatt a következőkben csak a disszertáció témájával szoros kapcsolatban levő alkalmazásokról számolok be.

4.1. Oldatok és optikai üvegek törésmutatójának meghatározása

Először tekintsünk egy, a 3.4. alfejezetben már megismert módszerhez nagyon hasonló alkalmazást. Az oldatok diszperziós tulajdonságainak jellemzésénél egy fontos paraméter az oldat és az oldószer törésmutatója közötti különbség. E mennyiség mérésére Sainz és munkatársai a 4.1.a ábrán látható kísérleti elrendezést építették meg [35-37].



4.1. ábra. Oldatok különbségi törésmutatójának mérése SBFF interferométerrel [37]. (a) A kísérleti elrendezés. (b) CCD kamerával detektált SBFF interferogram (fent). Az interferogram egy tetszőleges pixelsora mentén kiolvasott intenzitáseloszlás (lent)

Egy 100 W-os halogén lámpával világították meg a Michelson interferométert, melynek egyik karjában az oldattal teli, míg a másik karjában az oldószerrel teli kuvetta volt elhelyezve. Az interferométer kimenetén kialakuló fehér fényű interferenciaképet egy két lencséből és egy egyeneslátású prizmából álló egyszerű spektrográffal bontották fel. Az így kialakuló SBFF interferenciaképet egy CCD kamerával detektálták. A 4.1.b ábrán látható egy tipikus, CCD kamerával kapott intenzitáseloszlás. Vegyük észre, hogy ez kissé eltér az optikai szálak vizsgálatánál kapott eloszlástól (3.4.b ábra). Ennek az az oka, hogy a fény sokkal nagyobb fázistolást szenved el egy 1 m hosszú optikai szálon való keresztülhaladáskor, mint amikor csak pár mm-t tesz meg egy oldatban. Ezért az SBFF interferencia maximumok periodicitása sokkal nagyobb, az állandó fázisú pont környezete is jobban elnyúlt. Itt jegyezzük meg azt is, hogy a spektrográf használata előnyösebb a monokromátorral szemben, mert az alatt az idő alatt míg a monokromátor a vizsgált spektrumtartományt végig pásztázza, a termikus hatások miatt változhat a karhossz, ami a mérés pontosságát ronthatja.

A CCD kamerán egy tetszőleges pixelsor mentén, azaz a λ tengely mentén kialakuló intenzitáseloszlás

$$I(\lambda) = \frac{I_{\max} + I_{\min}}{2} \left[1 + \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \cos(\varphi(\lambda)) \right], \quad (4.1)$$

ahol $I_{\max}$ és $I_{\min}$ egy adott λ -nál a legközelebbi szomszédos intenzitásmaximumot illetve minimumot jelöli, $\varphi(\lambda)$ a két kar közötti fáziskülönbség

$$\varphi(\lambda) = \frac{4\pi}{\lambda} \{b\Delta n(\lambda) - d\}, \quad (4.2)$$

ahol d a karok közötti geometriai útkülönbség, b a küvetták vastagsága és Δn az oldat illetve az oldószer törésmutatójának különbsége. A (4.1) összefüggés átrendezésével azt kapjuk, hogy

$$\varphi(\lambda) = \cos^{-1}\left(\frac{2I - I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} - I_{\min}}\right) + 2m\pi, \quad (4.3)$$

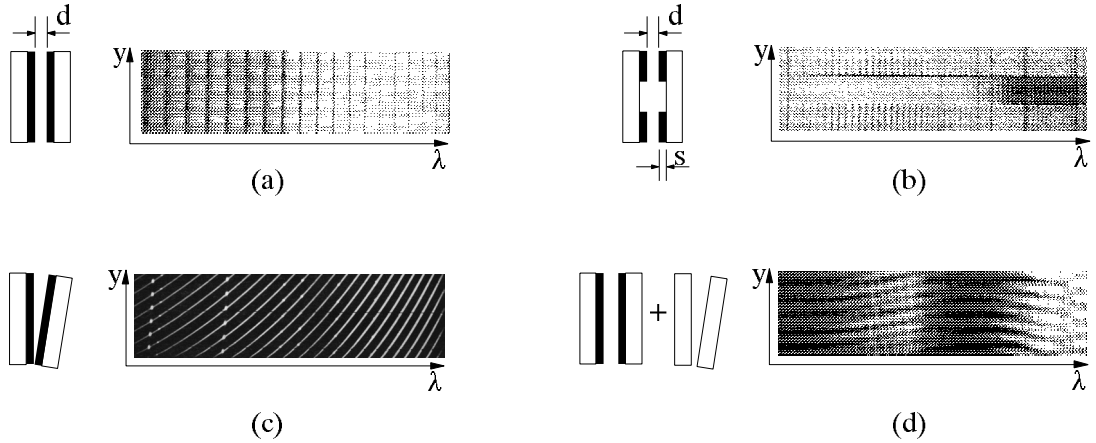
ahol m egy egész szám. A (4.3) összefüggés alapján Sainz a φ fáziskülönbséget egy adott λ hullámhossznál a CCD kamerával detektált $I(\lambda)$ intenzitás illetve a szomszédos intenzitás-maximum illetve minimum értékeiből határozta meg. A φ ismeretében (4.2)-ből a Δn különbségi törésmutató már adódik, feltéve ha a d geometriai útkülönbség és az m egész szám ismert. Sainz a d -t úgy küszöbölte ki, hogy először meghatározta a fázist arra az esetre, amikor mindkét küvettában oldószer, majd amikor az egyik küvettában oldószer a másikban pedig oldat volt. Az m értékét pedig annak a feltevésnek a segítségével tudta meghatározni, hogy rövid hullámhossztartományon Δn az $1/\lambda$ -nak lineáris függvénye. Ily módon a Δn -t 10^{-6} pontossággal mérte meg.

Kumar és Rao oldatok helyett üvegek törésmutatóját mérte meg 10^{-5} - 10^{-6} -os pontossággal lényegében a 4.1.a ábrán látható elrendezéssel [38], annyi különbséggel hogy spektrográf helyett monokromátort használt a spektrális bontáshoz. A törésmutatót az SBFF interferogram egy hullámhossz-tengely menti intenzitáseloszlásából nem a Sainz-féle módszer alapján határozta meg, hanem polinomos illesztést használt.

Az eddigiekből látható, hogy az SBFF interferometriának ez az alkalmazása a törésmutatónak nagy pontosságú meghatározását teszi lehetővé viszonylag egyszerű eszközökkel, ezért lézerkristályok diszperziójának mérésére is megfelelő ez a módszer.

4.2. Fém és dielektrikum tükrök diszperziójának mérése

Az 50-es és 60-as években egy igen aktívan művelt terület volt a vékony fémrétegekkel illetve sokrétegű dielektrikummal bevont tükrök fázistolásának vizsgálata. Ezeket a kutatásokat főként az a felismerés ösztönözte, hogy a felületi minőség vizsgálatára Tolansky által kidolgozott soksugaras interferometrikus technika [39] hibás eredményeket ad, ha a minta felületére a reflexióképesség növelése céljából párologtatott vékony fémrétegnek illetve sokrétegű dielektrikumnak hullámhosszfüggő fázistolása, azaz diszperziója van. Ezért a fém illetve dielektrikum rétegek diszperziójának mérésére több, az SBFF interferometrián alapuló módszert is kidolgoztak, melyeket csoportosíthatunk aszerint, hogy a kétsugaras illetve a soksugaras interferencia jelenségére vagy ezek kombinációjára épülnek.



4.2. ábra. A fém és sokrétegű dielektrikum tükrök fázistolásának mérésére kifejlesztett interferometrikus elrendezések egy-egy tipikus SBFF interferogrammal. (a) Fabry-Perot (FP) interferométer [40-42]. (b) Speciális profilú tükrökből álló FP interferométer [43]. (c) Fizeau-interferométer [44]. (d) FP és a Fizeau interferométer sorba kapcsolva, a vizsgálandó rétegek a FP interferométer tükréit alkotják [46].

A soksugaras interferencián alapuló módszereknél a vizsgált réteggel bevont tükrök egy Fabry-Perot (FP) interferométert alkotnak (4.2.a,b ábra), melyet fehér fénnel világítanak meg és az interferométeren transzmittált vagy reflektált fénysugarat egy spektrográfba vezetik. A kapott SBFF interferogramból egy hullámhossz-tengely menti metszetet vesznek és a transzmissziós maximumokhoz (vagy reflexiós minimumokhoz) tartozó hullámhosszakat leolvasva különböző eljárásokkal határozzák meg a fázistolást. Az előbb említett hullámhosszak az alábbi összefüggésből adódnak:

$$2d + \frac{\lambda}{2\pi} 2\varphi_M(\lambda) = m\lambda, \quad (4.4)$$

ahol d az interferométer bázistávolsága, $\varphi_M(\lambda)$ a vizsgált réteg fázistolása és m az interferencia rendje. A tükrök közötti levegő törésmutatóját $n = 1$ -nek vettük és feltételeztük, hogy mindkét tükrön ugyanakkora fázistolás történik. Schulz [40] a $\varphi_M(\lambda)$ fázistolást az $m_1\lambda_1 - m_2\lambda_2 = (\varphi_M(\lambda_1)\lambda_1 - \varphi_M(\lambda_2)\lambda_2)/\pi$ összefüggés alapján határozta meg, mely a (4.4) egyenletről származtatható két tetszőleges λ_1 és λ_2 transzmissziós maximum esetén. A mérés elméleti hátteréről kevés szó esik a közleményben, így az eredmények reprodukálása illetve a mérési hiba becslése elég problematikus.

Koehler [41,42] reflexióban használta az interferométert és egy grafikus módszert dolgozott ki a fázistolás meghatározására, mely arra a feltevésre épült, hogy fémrétegek esetén egy λ -ban elsőrendű, dielektrikumoknál egy másodrendű sorfejtés már jól közelíti a meghatározandó fázistolást. A mérés pontossága a grafikus megoldás miatt nem túl jó.

A legnagyobb pontossággal (± 5 mrad) Bennett-nek [43] sikerült meghatározni a fázist, de

ehhez a 4.2.b ábrán látható speciális profilú tükrökből építette meg az interferométert. Az m interferencia rendet a tükrök középső, fémréteggel nem fedett részénél detektált reflexiós csíkokból határozta meg, majd ennek segítségével kapta meg az üveghordozók közötti $d+2s$ távolságot. A fémrétegek s vastagságának megállapításához egy másik interferométert használt, melynél a 4.2.b ábrán látható tükrökre még egy s vastagságú réteget párologtatott fel. Miután az m , s , d már ismert volt, az SBFF interferogram felső illetve alsó részén megjelenő transzmissziós maximumokból a (4.4) egyenlet alapján adódott a $\varphi_M(\lambda)$ fázistolás.

Bruce és Ciddor [44] a Bauer [45] által kidolgozott eljárást használta a sokrétegű dielektrikumok fázistolásának meghatározására. Ennek lényege, hogy a mérendő rétegekkel bevont tükrök egy Fizeu interferométert alkotnak (4.2.c ábra). Mivel ebben az esetben a kétsugaras interferencia miatt a transzmissziós vonalak szélesebbek, ezért az FP interferométerrel összehasonlítva a maximumok helyének meghatározása pontatlanabb. Azonban az SBFF interferogramnak a hullámhossz-tengelyre merőleges y tengely menti metszete is hordoz információt a fázistolásról azáltal, hogy a tükrök közötti d távolság ezen irány mentén változik, ami a 4.2.c ábrán is láthatóan az SBFF interferenciacsíkok dőlésében nyilvánul meg. Az intenzitásmaximumokra továbbra is érvényes a (4.4) egyenlet, azzal a különbséggel hogy most a $d = d(y)$. Az interferogramok kiértékeléshez először egy adott y mentén vettek egy hullámhossz-tengely menti metszetet. Erről leolvasták az intenzitásmaximumokhoz tartozó λ -kat. Majd egy adott λ -nál készítettek egy y tengely menti metszetet is, melyből meghatározták a maximumokhoz tartozó y koordinátákat. Ezen λ és y értékek felhasználásával adódott a fázistolás. A mérés pontossága ± 50 mrad volt.

Schwider [46] a két- és a soksugaras interferencián alapuló módszert kombinálta úgy, hogy a vizsgált tükrök egy FP interferométert alkottak, amivel sorba tett egy reflexiós módban használt csupasz üveglemezekből álló Fizeau interferométert (4.2.d ábra). Ezzel elérte, hogy az interferenciacsíkok a kétsugaras esethez képest sokkal vékonyabbak, miközben a diszperzió menete is látható. Sajnos a szerző csak az SBFF interferenciacsíkok kialakulásának az elméletét illetve a fázis meghatározásának egy kissé komplikált algoritmusát adta meg a közleményében, de mérési eredmények nem szerepelnek néhány érdekes SBFF interferogramon kívül.

A fáziskorrigáló lézertükrök csoportkéleltetésének mérése szempontjából az imént ismertett módszerekkel kapcsolatban a következőket jegyezzük meg. Shulz módszerét a hiányos leírás miatt nem könnyű reprodukálni. Koehler grafikus módszere nem túl pontos, arról nem is beszélve, hogy lézertükrök esetén az általa alkalmazott másodrendű sorfejtés nem

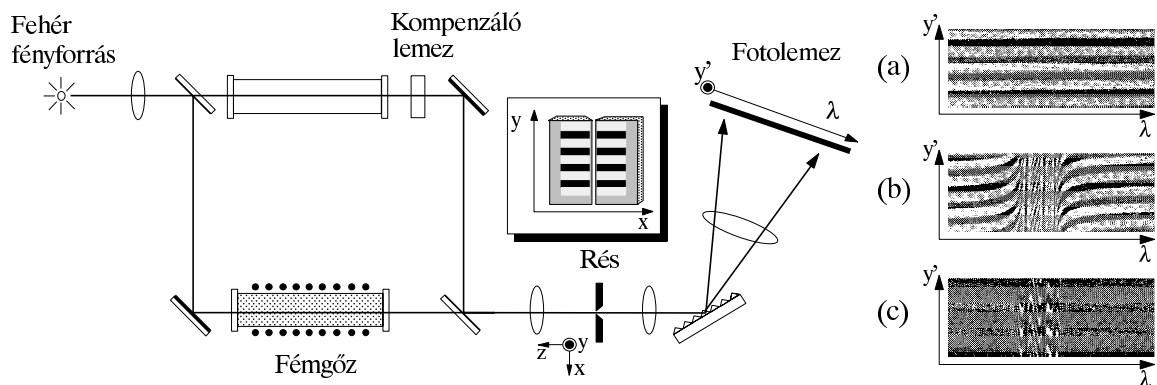
túl jó közelítés. Bennett módszere számunkra nem megfelelő, mert egy speciális profilú tükröt igényel. Bruce és Ciddor illetve Schwider módszerében figyelemreméltó körülmény, hogy a kialakuló SBFF interferenciacsíkok alakja kapcsolatban van a tükrök diszperziójával, tehát vizuális diszperzió vizsgálatra alkalmas. Sajnos az előbbi kutatópárosnál a mérés pontossága nem túl nagy, míg az utóbbi szerző szűkszavú leírása illetve a mérési eredmények hiánya eléggé problematikusá teszi a módszer alkalmazását.

További probléma, hogy Schwider módszerétől eltekintve, a spektrális felbontás nem túl jó, valamint ha nagyon nagy reflexiójú (>99.9%) lézertükrök alkotják az FP interferométert, akkor elég kicsi a transzmissziós illetve reflexiós vonalszélesség, ami a mérésnél problémákat okozhat.

Összefoglalva, bizonyos lézertükrök esetén *hasznos lehet az FP interferométerre alapuló módszereknek egy, a csoportképleltetés mérésére továbbfejlesztett változata, különösen ha a cél, hogy számítógépes kiértékelési eljárások használata nélkül érjünk el nagy mérési pontosságot.* Azonban a nagyon nagy reflexióképességű tükrök mérésére, különösen ha CCD kamerát használunk a detektáláshoz, a kétsugaras interferométerek megfelelőbb eszköznek tűnnek.

4.3. Fémgőzök anomális diszperziójának vizsgálata

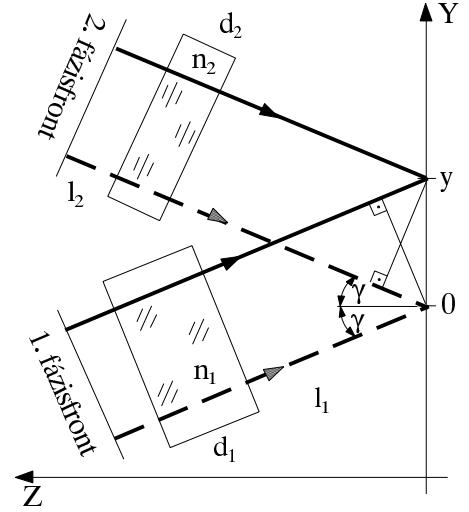
Puccianti alkalmazta elsőként az SBFF interferometriát fémgőzök anomális diszperziójának vizsgálatára [47]. Rozsgyestvenszkij Na-gőzök tanulmányozása kapcsán továbbfejlesztette ezt a technikát, melyet a horgok módszerének nevezünk [48,49]. A kísérleti elrendezés egyszerűsített képe a 4.3. ábrán látható. A Mach-Zender interferométer egyik karjában a fémgőzzel töltött üveghenger, a másik karjában egy az előbbivel azonos, de üres üveghenger



4.3. ábra. Fémgőzök diszperziójának vizsgálata SBFF interferometriával. Tipikus SBFF interferogramok: (a) az interferométer karjai üresek, (b) az egyik karban a fémgőzzel teli, a másik karban az üres üveghenger van, (c) a kompenzáló lemez is bent van

valamint egy kompenzáló lemez volt elhelyezve. Az üres üveghenger a fémgőzt tartalmazó henger diszperzióját küszöbölte ki, míg a megfelelően megválasztott diszperziójú kompenzáló lemezre a horog alakú interferenciacsíkok előállításához volt szükség. Az interferométer tükrei úgy voltak megdöntve, hogy a spektrográf belépő részén, a résre merőleges (vízszintes) interferenciacsíkok jelentek meg. A spektrális bontás után a fotolemezen az SBFF interferenciacsíkok a fémgőz diszperziójának menetét mutatták (4.3.b ábra).

Nézzük meg részletesebben az SBFF interferencia-csíkok kialakulásának folyamatát (4.4. ábra). Az interferométer tükreit úgy döntik meg, hogy az interferométer kimenetén az yz síkban a két karból érkező fényhullám fázisfrontjai szöget zárnak be egymással. Az 1. fázisfront az n_1 törésmutatójú és d_1 vastagságú fémgőzön, míg a 2. fázisfront az n_2 törésmutatójú és d_2 vastagságú kompenzáló lemezen halad keresztül. Ha az interferométer két karjából érkező fázisfrontok 2γ szöget zárnak be, akkor a rés mentén azon y koordinátáknál alakul ki interferencia maximum,



4.4. ábra. A 4.3. ábrán látható interferométer helyettesítő képe a kimeneten a fénysugarak között kialakuló útkülönbség magyarázatához

ahol az optikai útkülönbség a hullámhossznak egész számú többszöröse, azaz

$$l_1 + (n_1(\lambda) - 1)d_1 + \gamma y - [l_2 + (n_2(\lambda) - 1)d_2 - \gamma y] = m\lambda, \quad (4.5)$$

ahol l_1 és l_2 az interferométer két karjából az $y = 0$ -ba érkező fénysugarak által megtett geometriai úthossz és m az interferencia rendje. A (4.5) egyenletből az SBFF interferencia-csíkok alakjára az $y'(\lambda)$ síkban adódik, hogy

$$y'(\lambda) = \frac{K}{2\gamma} \left\{ m\lambda + l_2 - l_1 + d_2[n_2(\lambda) - 1] - d_1[n_1(\lambda) - 1] \right\}, \quad (4.6)$$

ahol $K = y'/y$ a leképező optika kicsinyítése. A (4.6) egyenletből kiolvasható, hogy ha nincs diszperzív anyag az interferométer egyik karjában sem ($d_1 = d_2 = 0$), akkor az SBFF interferenciacsíkok a spektrum ibolya szélétől a vörös felé széttartó egyenesek, kivéve az $m = 0$ rendű csíkot, mely a λ tengellyel párhuzamos (4.3.a ábra). Ha csak a fémgőz okoz diszperziót ($d_1 \neq 0$, $d_2 = 0$), akkor az egyenesek alakja a fémgőz $n_1(\lambda)$ törésmutatójának megfelelően módosul (4.3.b ábra).

A fémgőz abszorpciós vonalai közelében a törésmutató meghatározásának pontossága elég problematikus, mivel az interferencia csíkok eléggé besűrűsödnek és a láthatóságuk leromlik.

Ezt a problémát küszöbölte ki Rozsgyesztvenszkij egy megfelelően kiválasztott d_2 vastagságú és n_2 törésmutatójú kompenzáló lemez alkalmazásával, ugyanis ekkor horog alakú interferenciacsíkok alakulnak ki (4.3.c ábra). Rozsgyesztvenszkij a horgok csúcsainak helyét lemérve határozta meg a törésmutatót illetve abból a fémgőz atomi paramétereit [48]. Az azóta eltelt idő alatt több módszert is kifejlesztettek a SBFF interferogramok kiértékelésére. Mivel a 80-as évekig az interferenciaképeket fotolemezen rögzítették, ezért a kiértékelési módszerek is eléggé hasonlítottak Rozsgyesztvenszkij módszeréhez, azaz bizonyos hullámhosszak lemérésére épültek [49]. Az utóbbi időben a fotolemezt felváltotta a CCD-kamera, mely lehetővé teszi az interferogram számítógépes kiértékelését. Kim és James a horog alakú interferenciacsíkok környékén az SBFF interferogramból a λ tengelyre merőleges metszeteket vett, majd ezek Fourier-transzformáltjából előbb a fáziseltolódást, abból pedig az atomi paramétereket határozta meg [50].

II. CÉLKITŰZÉSEK

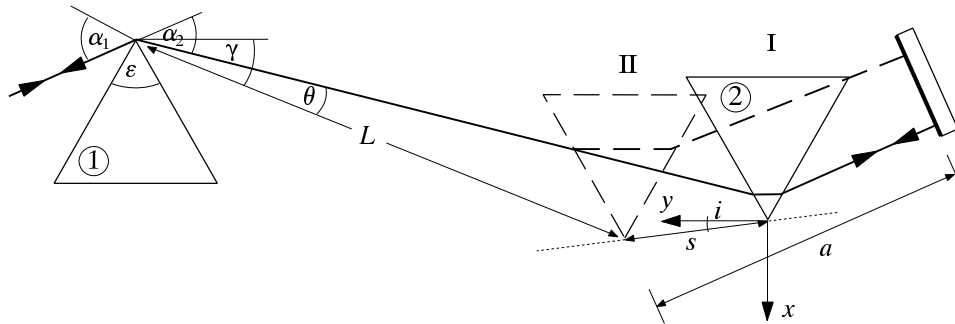
1. Elméletileg igazolom, hogy prizmás impulzuskompresszorok esetén létezik egy olyan irány (az izokronikus irány), amely mentén a kompresszor egyik prizmáját mozgatva a csoportkésléltetés-diszperzió tetszőleges értéke beállítható úgy, hogy közben a csoportkésléltetés állandó marad.
2. Meghatározom a fehér fénnel kivilágított, diszperzív mintát nem tartalmazó Michelson interferométer kimenetének spektrális bontása után keletkező ún. spektrálisan bontott fehér fényű (SBFF) interferenciacsíkok meredeksége és az interferométer karhossza közötti kapcsolatot.
3. Az SBFF interferenciacsíkok segítségével szemléletes magyarázatot adok a Michelson interferométer kimenetén megjelenő fehér fényű interferenciacsíkok láthatóságának változására.
4. Kidolgozok egy, az SBFF Michelson interferométerre alapuló módszert, mely lehetővé teszi egyrészt a fáziskorrigáló lézertükrök csoportkésléltetésének nagy pontosságú mérését, másrészt az interferogram alapján a tükrök diszperziós tulajdonságainak gyors, vizuális ellenőrzését. Megépítem az SBFF Michelson interferométert és méréseket végzek lézertükrökön.
5. Megvizsgálom az SBFF Fabry-Perot interferométer alkalmazhatóságát fáziskorrigáló lézertükrök csoportkésléltetésének mérésére.
6. A 4. pont keretében megépített SBFF Michelson interferométer egy módosított változatával, az interferogram kiértékelésére egy új eljárását használva, megmérem néhány, napjainkban gyakran használt lézerkristály csoportkésléltetés-diszperzióját.

III. ÚJ TUDOMÁNYOS EREDMÉNYEK

5. Prizmás impulzuskompresszor izokronikus hangolási irányának meghatározása

Ebben a fejezetben ismertetem a prizmás impulzuskompresszor fázistulajdonságainak elméleti vizsgálata terén elért eredményeimet, mely vizsgálatok célja az izokronikus irány létezésének kimutatása volt [51,52]. Az izokronikus irány, mint már említettem, az az irány amely mentén a kompresszor egyik prizmáját eltolva, egy adott hullámhosszon a csoportképletelés állandó marad, miközben a csoportképletelés-diszperzió értéke változik.

A kompresszor fázistolásának vizsgálatához tekintsük az 5.1. ábrán látható sugármenetet.



5.1. ábra. A prizmás impulzuskompresszor izokronikus irányának meghatározása. A 2. prizmát az I. pozícióból a II-be toljuk. A mozgás iránya i szöget zár be az y tengellyel

A fénysugár α_1 szögben esik be az 1. prizmára, melynek éppen csak érinti a csúcsát, majd α_2 szög alatt lép ki belőle. Ezután keresztülhalad a 2. prizmán, végül eléri a tükört és onnan visszaverődve az imént leírt pályát futja be visszafelé. A 2. prizma izokronikus iránymenti mozgatsának leírásához vegyük fel az xy koordinátarendszert úgy, hogy annak origója éppen a 2. prizma csúcspontjában legyen, amikor a prizma az I. pozícióban van. A koordinátarendszer tengelyei az ábrán látható irányokba mutassanak. Ezután toljuk el a 2. prizmát az y tengellyel i szöget bezáró irányban s távolsággal a II. pozícióba. Ekkor a prizmak csúcsait összekötő egyenes hossza L és az y tengellyel γ szöget zár be. Az 1. prizma szögdiszperziójának hatására egy adott λ hullámhosszú fénysugár ezzel az egyenessel $\theta(\lambda)$ szöget bezáró irányban halad. A 2. prizma csúcsa és a tükör közötti távolság a .

A λ hullámhosszú fénysugárnak a prizmás kompresszoron oda-vissza úton a csoportképletelése a (2.1) összefüggés alapján

$$\varphi' = \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial \omega} = \frac{2L}{c} \left(\cos \theta + \lambda \sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial \lambda} \right) + \frac{2a}{c} . \quad (5.1)$$

A θ szögre felírhatjuk, hogy

$$\theta = \gamma + \frac{\varepsilon}{2} - \alpha_2. \quad (5.2)$$

A 2. prizma csúcsának a II. pozícióban a tükörtől való a távolsága kifejezhető az s eltolás illetve az I. pozícióbeli a_0 távolság segítségével az alábbi formában

$$a = a_0 + s \cos\left(\alpha_1 - \frac{\varepsilon}{2} - i\right). \quad (5.3)$$

Továbbiakban az I. pozícióhoz tartozó szögeket, távolságokat 0 indexszel különböztetjük meg a II. pozícióhoz tartozóktól. Figyelembe véve, hogy

$$\begin{aligned} y &= s \cos i, \\ x &= s \sin i, \\ L_0 \cos \gamma_0 - y &= L \cos \gamma, \\ L_0 \sin \gamma_0 + x &= L \sin \gamma, \end{aligned} \quad (5.4)$$

a csoportképlettetést az alábbi alakra írhatjuk át:

$$\begin{aligned} \varphi' = \frac{2}{c} \bigg\{ & \left[\cos\left(\alpha_1 - \frac{\varepsilon}{2}\right) - \cos\left(\alpha_2 - \frac{\varepsilon}{2}\right) + \sin\left(\alpha_2 - \frac{\varepsilon}{2}\right) \lambda \frac{\partial \theta}{\partial \lambda} \right] y + \\ & + \left[\sin\left(\alpha_1 - \frac{\varepsilon}{2}\right) + \sin\left(\alpha_2 - \frac{\varepsilon}{2}\right) + \cos\left(\alpha_2 - \frac{\varepsilon}{2}\right) \lambda \frac{\partial \theta}{\partial \lambda} \right] x + \\ & + \left[\cos\left(\alpha_2 - \frac{\varepsilon}{2}\right) - \sin\left(\alpha_2 - \frac{\varepsilon}{2}\right) \lambda \frac{\partial \theta}{\partial \lambda} \right] L_0 \cos \gamma_0 + \\ & + \left[\sin\left(\alpha_2 - \frac{\varepsilon}{2}\right) + \cos\left(\alpha_2 - \frac{\varepsilon}{2}\right) \lambda \frac{\partial \theta}{\partial \lambda} \right] L_0 \sin \gamma_0 + a_0 \bigg\}. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Az (5.5) egyenletből látható, hogy a csoportképlettetés $\varphi' = Ax + By + D$ alakú. Ez azt jelenti, hogy ha úgy akarjuk mozgatni a 2. prizmat az xy síkban, hogy közben a φ' egy állandó értéken maradjon, akkor egy egyenes mentén kell tolni, melynek a meredeksége $\text{tg } i = -B/A$. Ebből adódik, hogy

$$\text{tg } i = - \frac{\cos\left(\alpha_1 - \frac{\varepsilon}{2}\right) - \cos\left(\alpha_2 - \frac{\varepsilon}{2}\right) + \sin\left(\alpha_2 - \frac{\varepsilon}{2}\right) \lambda \frac{\partial \theta}{\partial \lambda}}{\sin\left(\alpha_1 - \frac{\varepsilon}{2}\right) + \sin\left(\alpha_2 - \frac{\varepsilon}{2}\right) + \cos\left(\alpha_2 - \frac{\varepsilon}{2}\right) \lambda \frac{\partial \theta}{\partial \lambda}} \quad (5.6)$$

A következőkben az (5.6) formulának tekintsük két, gyakorlati szempontból fontos esetét. Először tegyük fel, hogy egy adott λ hullámhosszra teljesül a minimális deviáció feltétele.

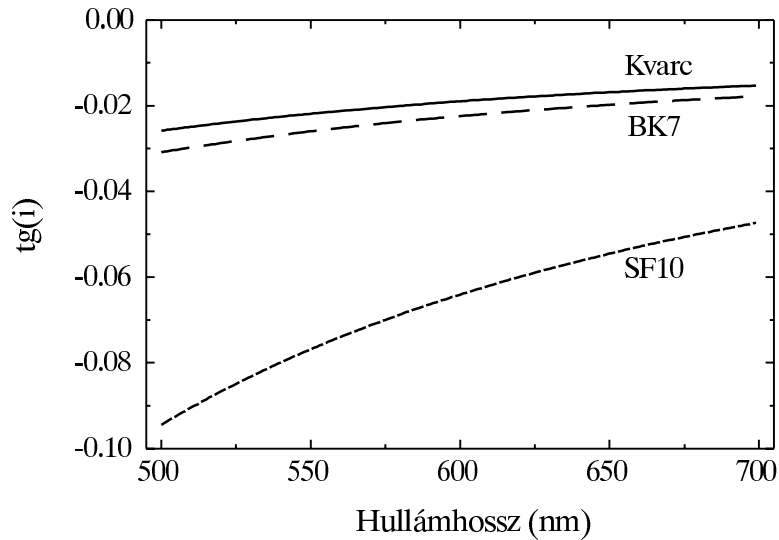
Ekkor $\alpha_1 = \alpha_2$ és

$$\operatorname{tg} i = \frac{\sin\left(\frac{\varepsilon}{2} - \alpha_1\right) \lambda \frac{\partial \theta}{\partial \lambda}}{2 \sin\left(\alpha_1 - \frac{\varepsilon}{2}\right) + \cos\left(\alpha_1 - \frac{\varepsilon}{2}\right) \lambda \frac{\partial \theta}{\partial \lambda}} . \quad (5.7)$$

Ha még azt is feltételezzük, hogy Brewster-szögben esik be a fény, azaz $\operatorname{tg} \alpha_1 = n$, ahol n a prizma anyagának törésmutatója, akkor az iránytangensre egy még egyszerűbb formulát kapunk, mely a hullámhosszon kívül csak a prizma anyagára jellemző mennyiségeket tartalmaz:

$$\operatorname{tg} i = \frac{(n^2 - 1) \lambda \frac{dn}{d\lambda}}{n^2 - 1 - 2n \lambda \frac{dn}{d\lambda}} . \quad (5.8)$$

Mivel az ultrarövid lézerimpulzusok előállításánál használt prizmás kompresszorok az impulzus központi hullámhosszán minimális deviáció alatt működnek és a beesési szög a reflexiós veszteségek csökkentése miatt Brewster-szög, ezért az izokronikus egyenes tangensét csak erre az esetre számoltam ki az (5.8) összefüggés alapján. A prizmák anyagaként a leginkább elterjedt kvarc, BK7 és SF10 üveget választottam. Az 5.2. ábrából látható, hogy

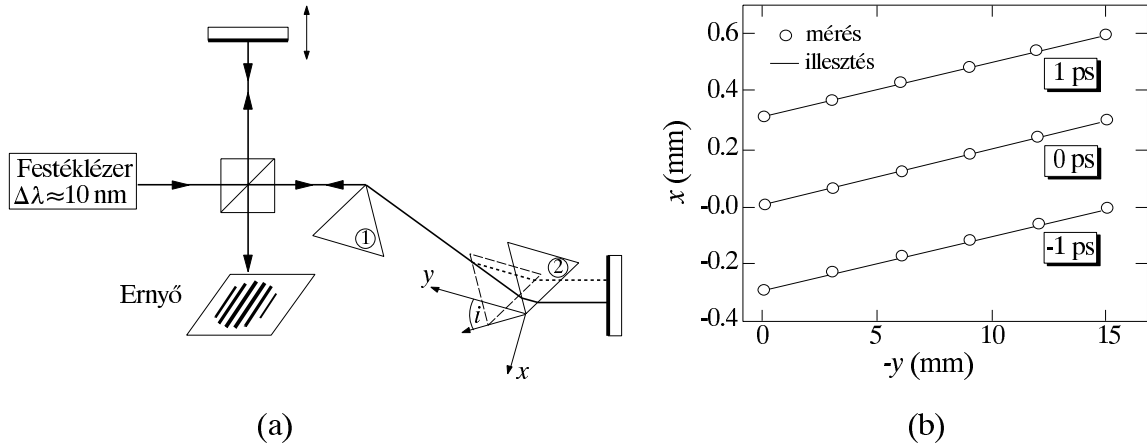


5.2. ábra. Az izokronikus irány hullámhosszfüggése kvarc, BK7 és SF10 anyagú Brewster-prizmákból álló impulzuskompresszorokra

a kisebb diszperziójú kvarcüveg és BK7 esetén a $\operatorname{tg}(i)$ értéke 600 nm-nél -0.02 körül, míg a nagyobb diszperziójú SF10 esetén is csak -0.06 körül van. Azaz az izokronikus egyenes iránya csaknem párhuzamos az y tengellyel, vagyis az eddigiekben a φ'' beállításánál alkalmazott x

tengely menti eltolása a 2. prizmának erősen befolyásolta a ϕ' csoportkésllettetést.

Az izokronikus egyenes kísérleti meghatározása a 3.1. alfejezetben már ismertetett repülési idő interferométerrel történt. Az interferométert egy N_2 lézerrel gerjesztett festéklézer világította meg, melynek a sávszélessége $\Delta\lambda \approx 10$ nm volt (5.3.a ábra). Az interferométer



5.3. ábra. (a) A prizmás impulzuskompresszor izokronikus irányának meghatározása repülési idő interferométerrel. (b) A 2. prizma azonos késleltetésekhez tartozó pozíciói. A mérési pontokat összekötő egyenesek az izokronikus egyenesek

tárgykarjában egy 60° fokos kvarc prizmákból álló kompresszort helyeztünk el, mely $\lambda = 620$ nm-en minimális deviáció alatt működött. A 2. prizmának az azonos késleltetéshez tartozó koordinátáit (5.3.b ábra) úgy határoztuk meg, hogy először az y tengely mentén mozgattuk el 3 mm-rel, majd az x tengely mentén addig toltuk, amíg az interferométer kimenetén az interferenciacsíkok láthatósága maximális nem lett. A mérésekből az iránytangensre $\text{tg}(i) = -0.01947$ adódott. Az (5.7) összefüggésből azonban, mely minimális deviációra, de nem Brewster-szögre vonatkozik, csak $\text{tg}(i) = -0.01326$ jött ki. Az eltérés okának tisztázására az általános esetre vonatkozó (5.6) formulából meghatároztam, hogy mekkora beesési szögnél adódik az izokronikus egyenes meredekségére -0.01947 . Azt kaptam, hogy ehhez a beesési szögnek a minimális deviációhoz szükséges 46.778° helyett 46.425° -nek kell lenni. Ez a 0.353° -os szögeltérés a minimális deviációtól a beállítási pontosságon belül volt, továbbá a mért csoportkésltetés-hullámhossz függvényre sugárvetítő programmal illesztett görbéből is a beesési szögre ugyanez az érték, azaz 46.425° adódott.

A kísérleti lehetőségek hiányában az (5.7) és (5.8) formulák helyességét csak sugárvetítő programmal tudtam ellenőrizni és azt találtam, hogy amennyiben a beesési- és a törőszöget $\pm 0.001^\circ$, a 2. prizma helyzetét $\pm 1.0 \mu\text{m}$ pontossággal adom meg, akkor a sugárvetítő programból adódó $\text{tg}(i)$ értéke ± 0.00002 -vel tér el a fenti formulákból számítható értékektől.

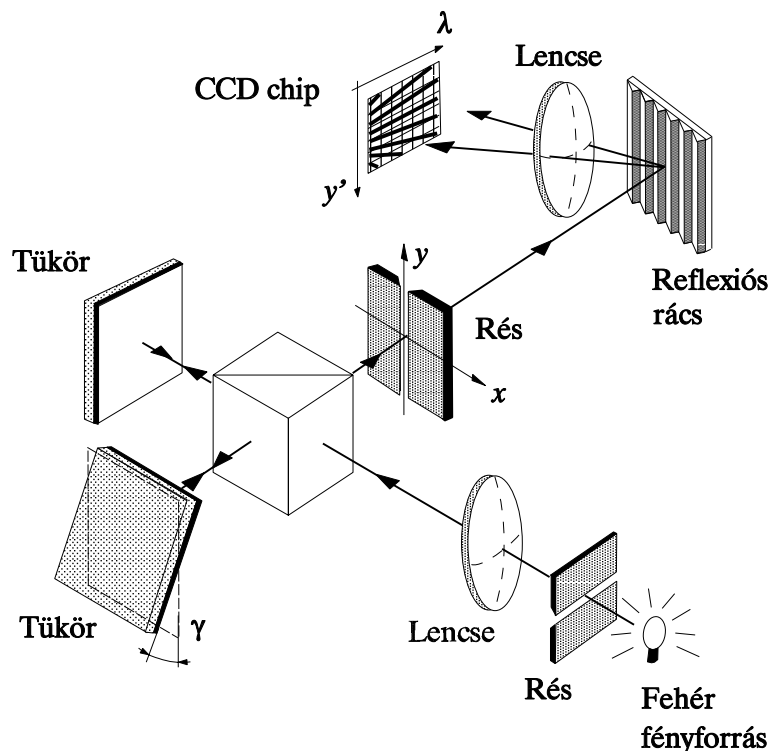
A levegő diszperzióját a számolásoknál nem vettem figyelembe, ezért egy becslést végeztem a levegő hatásából származó hibára, mely körülbelül a fenti ± 0.00002 értékkel egyezett meg.

6. A spektrálisan bontott fehér fényű interferenciacsíkok dőlése

Jelen fejezettel rátérek a spektrálisan bontott fehér fényű interferometria terén elért eredményeim bemutatására. Elsőként az “üres”, azaz diszperzív mintát nem tartalmazó interferométer esetén kialakuló SBFF interferogram tulajdonságait vizsgálom meg. Mind elméletileg, mind kísérletileg meghatározom az SBFF interferenciacsíkok dőlésszöge és az interferométer karhosszkülönbsége közötti kapcsolatot, majd az SBFF interferogram segítségével egy szemléletes magyarázatot adok a karhosszkülönbség növekedésekor a fehér fényű interferenciacsíkok láthatóságában bekövetkező csökkenésre [53].

6.1. Az SBFF Michelson interferométer diszperzív minta nélkül

A kísérleti elrendezés egy fehér fénnel kivilágított Michelson interferométer és egy egyszerű spektrográf kombinációjából állt (6.1. ábra). Fehér fényforrásként egy 250 W-os halogénlámpát használtam, melynek a függőleges irányú térbeli koherenciáját egy vízszintes, ≈ 0.5 mm szélességű rés elhelyezésével növeltem meg. A lámpából jövő divergens nyalábot egy



6.1. ábra. Kísérleti elrendezés az SBFF interferenciacsíkok dőlésének tanulmányozásához

$f = 125$ mm fókusztávolságú akromát lencse tette párhuzamossá. Az interferométer nyalábosztó kockája (Spindler & Hoyer, No. 335520) és a lencse közötti távolság ≈ 600 mm volt. Az interferométer tükreiként arany bevonatú síktükröket alkalmaztam, melyeknek $\lambda/10$ -es felületi minősége volt. A függőleges rés egy vékony metszetet vágott ki az interferométer kimenetén megjelenő fehér fényű interferenciaképből. Ezt a metszetet egy 650 vonal/mm-es reflexiós ráccsal spektrálisan bontottam és az $f = 58$ mm fókusztávolságú fényképezőgép objektívvel leképeztem egy CCD chipre (Electrim Corporation, EDC-1000, 165×196 pixel). A házilag összeállított spektrográf hullámhossz-kalibrációját Hg-Cd spektrállámpa 546, 577 és 579 nm-es spektrumvonalai segítségével végeztem el.

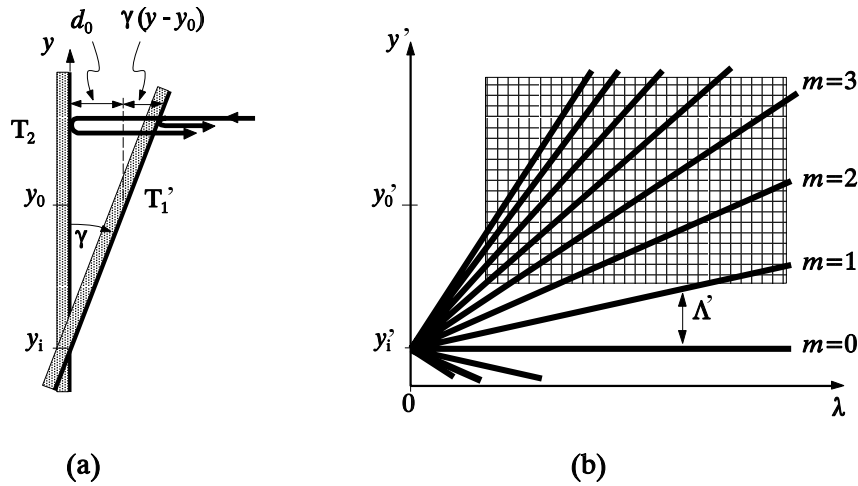
A nyalábosztó kocka diszperziójának, a tükrök felületi minőségének és az általam összeállított spektrográf asztigmias leképezésének az SBFF csíkok alakjára gyakorolt hatásával részletesebben a következő fejezetben foglalkozom, mivel ezen hatások ismerete elsősorban a fáziskorrigáló lézertükrök diszperziójának mérésénél volt fontos. Itt egyelőre csak annyit jegyzek meg, hogy az általam használt kocka elhanyagolható fázisdiszperzióval rendelkezett, azonban a két karból érkező fénysugár fázisa között minden hullámhosszon π fázisugrást okozott. Emiatt az SBFF interferogram azon helyein, ahol fázisugrás nélkül intenzitásminimum lenne, ott maximum alakult ki illetve fordítva. A tükrök megválasztásánál ügyelni kellett arra, hogy azonos legyen a diszperziójuk és a felületi minőségük. Ez utóbbira egy további követelmény, hogy értéke $\lambda/5$ -nél kisebb legyen.

Az interferométer egyik tükrét a vízszintes tengely körül egy kis γ szöggel megdöntöttem, melynek hatására az interferométer kimenetén vízszintes fehér fényű interferenciacsíkok alakultak ki, míg a CCD chipen megjelenő SBFF interferenciacsíkok a karhosszkülönbségtől függően megdőltek.

6.2. Az SBFF interferenciacsíkok dőlési szöge és a karhosszkülönbség kapcsolata

Bár az SBFF interferenciacsíkok kialakulását már tárgyaltam a *Tudományos előzmények* 4.3. alfejezetében, most mégis újra röviden áttekintem, mivel praktikus okok miatt attól kissé eltérő jelöléseket használok.

Tekintsük a 6.2.a ábrát, mely egy fizikailag ekvivalens képét mutatja a 6.1. ábrán látható kísérleti elrendezésnek. T_1' a döntött tükörnek a nyalábosztó által létrehozott látszólagos képét jelöli. A számításoknál síkhullám közelítést használunk, mivel az interferométerbe párhuzamos fénynyaláb lép be. Esetünkben a γ dőlési szög olyan kicsi (≈ 0.18 mrad), hogy a döntött



6.2. ábra. Az SBFF interferenciacsíkok kialakulása. (a) A 6.1.ábrán látható SBFF interferométer ekvivalens képe. y_i a két tükör képzeletbeli metszésvonalához tartozó koordináta. (b) Az (a) ábrán látható beállításhoz tartozó SBFF interferencia csíkrendszer, melynek csak egy része jelenik meg az ábrán rácsozattal jelölt CCD chipen

tükrőről visszaverődő nyaláb oldalirányú elmozdulásának az interferenciaképre gyakorolt hatása elhanyagolható, továbbá a $\sin(\gamma) \approx \gamma$ közelítést is használhatjuk.

A fenti közelítések alkalmazásával az interferométer karjai közötti fáziskülönbség egy adott y koordinátánál

$$\varphi(y, \lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} 2[d_0 + \gamma(y - y_0)] + \pi, \quad (6.1)$$

ahol d_0 a karhosszak közötti útkülönbség egy tetszőlegesen választott y_0 referencia koordinátánál az interferométer kimenetén elhelyezett rés mentén (y tengely). A π fázisugrás az általunk használt nyalábosztó kockától származik. A fehér fényforrás egy λ hullámhosszú spektrális komponense az interferométer kimenetén

$$I(y, \lambda) = I_1(\lambda) + I_2(\lambda) + 2\sqrt{I_1(\lambda)I_2(\lambda)} \cos[\varphi(y, \lambda)], \quad (6.2)$$

intenzitáseloszlású interferenciaképet hoz létre, ahol I_1 és I_2 az egyik illetve a másik karból érkező fény intenzitása. A kioltás feltétele, hogy

$$\varphi(y, \lambda) = \left(m + \frac{1}{2}\right) 2\pi, \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots) \quad (6.3)$$

ahol m az interferencia rendje. A (6.1) és a (6.3) összefüggés alapján kioltás, azaz sötét interferenciacsík azon y koordinátáknál alakul ki, ahol

$$y = \frac{m}{2\gamma} \lambda - \frac{d_0}{\gamma} + y_0. \quad (6.4)$$

A szomszédos m és $m + 1$ -edik sötét interferenciacsík közötti távolság tehát

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2\gamma}. \quad (6.5)$$

Tekintettel arra, hogy a fehér fény különböző hullámhosszú monokromatikus komponensekből áll, ezért a kimeneten látható interferenciakép az egyes komponensek által létrehozott interferenciaképek eredőjeként alakul ki, azaz a fehér fényű interferenciakép normált intenzitáseloszlása az y tengely mentén

$$I_f(y) = \frac{\int_{\lambda_0}^{\lambda_1} I(y, \lambda) d\lambda}{\lambda_1 - \lambda_0}, \quad (6.6)$$

ahol λ_0 és λ_1 a fényforrás spektrumának alsó és felső határhullámhossza.

A spektrális bontás után a különböző hullámhosszú komponensek egymás mellett jelennek meg a $\lambda y'$ képsíkban, ahol a (6.4) összefüggés alapján a sötét SBFF interferenciacsíkok alakját leíró egyenlet

$$y'(\lambda) = K \left(\frac{m}{2\gamma} \lambda - \frac{d_0}{\gamma} + y_0 \right). \quad (6.7)$$

$K=y'/y$ a leképezőrendszer (CCD chip a lencsével) kicsinyítése. A fenti (6.7) összefüggés a (4.6) kifejezés diszperzív minta nélküli esetével egyezik meg, de kicsit más, a mi kísérleti elrendezésünk szempontjából előnyösebb jelöléssel, illetve a nyalábosztó kocka által okozott π fázisugrás figyelembevételével. A (6.7)-ből látható, hogy az SBFF interferenciacsíkok

$$\frac{dy'}{d\lambda} = K \frac{m}{2\gamma} \quad (6.8)$$

meredekségű egyenesek.

Mivel a kísérleti elrendezésünkben közvetlenül csak a karhosszkülönbséget tudjuk mérni a K , m és γ -val ellentétben, ezért a következőkben az SBFF interferenciacsíkok meredeksége és a karhosszkülönbség között keresünk kapcsolatot. A (6.5), (6.7) és (6.8) összefüggésekből a meredekségre adódik, hogy

$$\frac{dy'}{d\lambda} = \frac{2\Lambda'}{\lambda^2} d_0 + \frac{y' - y_0'}{\lambda}, \quad (6.9)$$

ahol $\Lambda' = K\Lambda$ és $y'_0 = Ky_0$ a megfelelő mennyiségek a $\lambda y'$ képsíkban. A fenti (6.9) egyenletből látható, hogy a d_0 karhosszkülönbség növelésével az SBFF interferenciacsíkok $dy'/d\lambda$ meredeksége egy adott (λ, y') koordinátánál mérve növekszik. Ennek az oka, amint ezt a 6.2.b ábra is szemlélteti, hogy a teljes SBFF interferencia-csírendszer a negatív y' irányba mozdul

el, így a CCD chipen a magasabb rendű csíkok jelennek meg, melyek (6.8) alapján egyre meredekebbek.

A $dy'/d\lambda$ meredekség és a d_0 karhosszkülönbség kapcsolatának kísérleti ellenőrzéséhez érdemes átrendezni (6.9)-et. Először vezessünk be egy új mennyiséget, a képsík (λ, y'_0) pontjára vonatkoztatott $dy^*/d\lambda$ meredekséget:

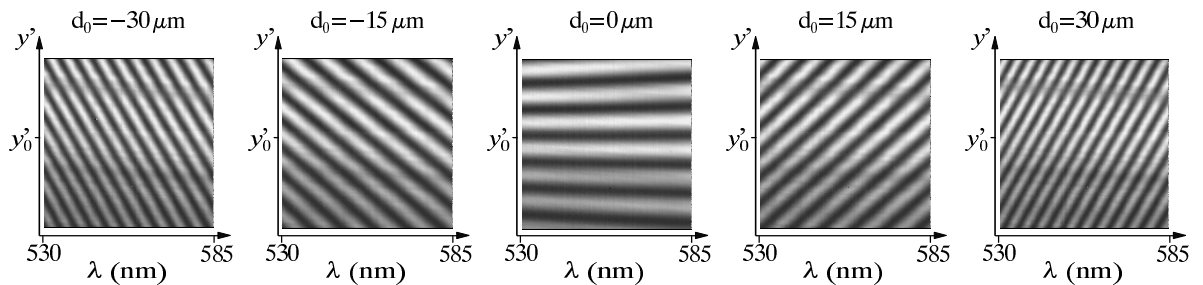
$$\frac{dy^*}{d\lambda} = \frac{dy'}{d\lambda} - \frac{y' - y'_0}{\lambda}. \quad (6.10)$$

A $dy^*/d\lambda$ meredekség megfelel annak az egyenesnek a meredekségének, amelyik mentén állandó, de nem szükségképpen minimális az intenzitás és keresztül megy a tetszőlegesen választott (λ, y'_0) referenciaponton. A (6.9) és (6.10) egyenletekből egy egyszerű, lineáris összefüggést kapunk az SBFF interferenciacsíkok meredeksége és a karhosszkülönbség között:

$$\frac{dy^*}{d\lambda} = \frac{2\Lambda'}{\lambda^2} d_0. \quad (6.11)$$

6.3. Mérési eredmények

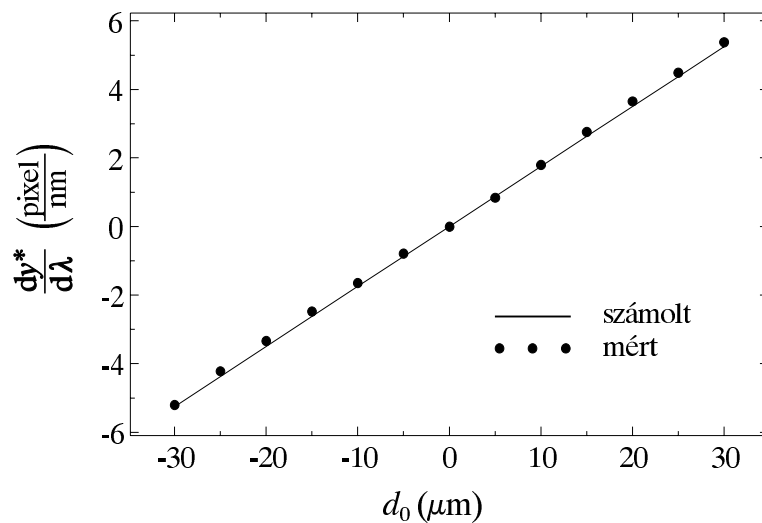
A 6.1. ábrán látható kísérleti elrendezésben a döntött tükör egy lineáris eltolóra volt felerősítve. Ennek a tükörnek az előre-hátra mozgatásával változtattam az interferométer d_0 karhosszkülönbségét és 5 μm -enként felvettem a CCD chipen megjelenő SBFF interferenciaképet, melyekből néhányat a 6.3. ábra mutat. A $d_0 = 0 \mu\text{m}$ -rel jelzett képen látható, hogy az egyedüli vízszintes csík, mely az $m = 0$ rendnek felel meg, sötét csík, amint ez (6.7)-ből is következik. Az ábrasorozaton az is jól látható, hogy amint d_0 nagysága nő, az SBFF interferenciacsíkok egyre jobban megdőlnek. Vegyük észre, hogy a dőlés iránya függ d_0 előjelétől.



6.3. ábra. SBFF interferenciacsíkok CCD kamerával felvett képei eltérő d_0 karhosszkülönbségeknél

Tekintettel arra, hogy az SBFF interferenciakép, mely eltérően a gyakrabban tanulmányozott monokromatikus interferenciaképektől egy több színből álló interferenciakép, sokat veszít az információtartalmából fekete-fehér ábrázolásmódban. Ezért az értekezés végén a Függelék részben bemutatom a színes CCD kamerával felvett SBFF interferogramokat, melyek különböző karhosszkülönbségeknél készültek. A képeken közel 200 nm-es hullámhossztartomány látható. Ekkora tartományon már előtűnik a nyalábosztó kocka még oly kicsi fázisdiszperziója is, ami a csíkok görbültségében nyilvánul meg.

Visszatérve a fekete-fehér képekre, a referenciapont koordinátáinak $\lambda = 555$ nm-t választottam illetve y'_0 -nak azt a koordinátát, amelynél a $d_0 = 0$ -val jelzett képen a vízszintes sötét interferenciacsík intenzitásminimuma volt, mivel az elmélet alapján ennél a koordinátánál $0 \mu\text{m}$ a karhosszkülönbség. Minden CCD képen egy általam írt program segítségével meghatároztam az intenzitásminimumok helyét, melyekre egyeneseket illesztve megkaptam a $dy'/d\lambda$ meredekségeket, illetve a szomszédos csíkok közötti Λ' távolságot a kiválasztott referenciahullámhossznál. A tükör mozgatásával előálló karhosszkülönbséget a mikrométercsavarról olvastam le. A $dy^*/d\lambda$ meredekséget a (6.10) összefüggés alapján kaptam meg. A mért és számolt meredekségek a d_0 függvényében a 6.4. ábrán láthatók.

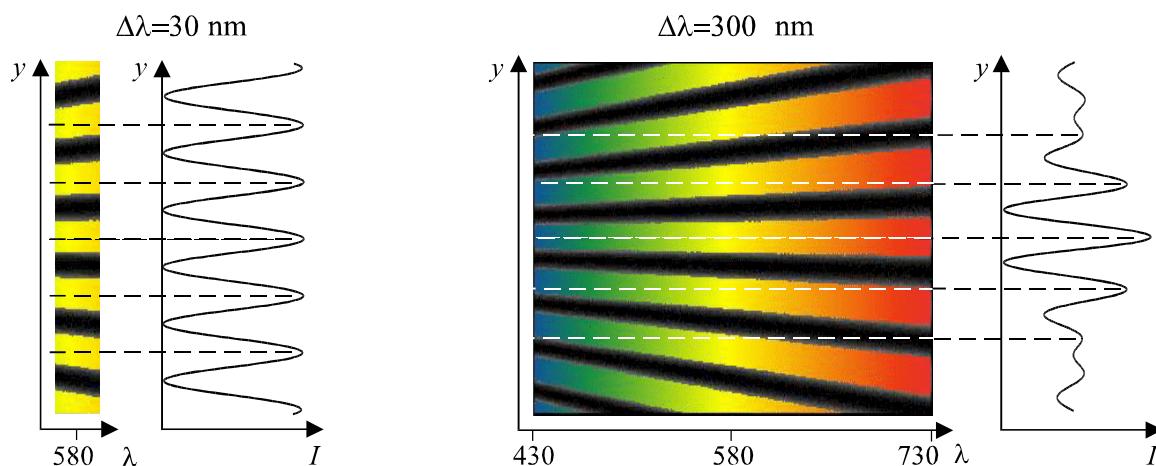


6.4. ábra. Az SBFF interferenciacsíkok meredeksége a karhosszkülönbség függvényében

A mért meredekségek jól egyeznek az elméletből adódó értékekkel, bár a két érték közötti eltérésben szinuszos hullámváz vehető észre. Mivel ennek a periódusa kb. $50 \mu\text{m}$, ami éppen megegyezik a mikrométercsavar egy teljes körülfordulásánál bekövetkező eltolódással, ezért úgy gondolom, hogy ezt az eltérést a csavar mechanikájának hibája okozta.

6.4. A fehér fényű interferenciacsíkok láthatóságának magyarázata

Az SBFF interferenciacsíkok segítségével egy szemléletes magyarázat adható a fehér fényű interferenciacsíkok kialakulására, mivel az SBFF interferenciaképen láthatóvá válnak a fehér fényű interferenciaképen még egymást átfedő monokromatikus interferenciaképek intenzitásminimumai illetve -maximumai. A 6.5. ábra két, számítógéppel szimulált SBFF interferenciaképet mutat illetve a nekik megfelelő fehér fényű interferenciakép $I(y)$ intenzitáseloszlását.



6.5. ábra Számítógéppel szimulált SBFF interferenciaképek $\Delta\lambda = 30$ és 300 nm-es spektrális sávszélesség esetén a nekik megfelelő fehér fényű interferenciaképek intenzitáseloszlásával

A számítógépes szimulációnál az egyszerűség kedvéért feltételeztem, hogy a fényforrás spektrális eloszlása olyan, hogy egy adott $\Delta\lambda$ hullámhossztartományon állandó, azonkívül nulla és a két kárból ugyanakkora intenzitású fény érkezik, azaz

$$I_1(\lambda) = I_2(\lambda) = \begin{cases} I_0, & \text{ha } \lambda_0 < \lambda < \lambda_1 \\ 0, & \text{egyébként} \end{cases} \quad (6.12)$$

A spektrum közepe 580 nm-nél volt mindkét esetben. Míg a fehér fényű interferenciakép $I(y)$ intenzitáseloszlása az interferométer kimeneténél elhelyezett függőleges rés mentén mérhető, addig az SBFF interferenciakép a lencse $\lambda y'$ képsíkjában jelenik meg. Azonban amint azt korábban már megjegyeztem, az y és y' koordináták egymás konjugált párjai, ezért a továbbiakban a y' helyett is csak y -t használok. Az SBFF interferenciaképet a (6.1) és a (6.2), míg a fehér fényű interferenciakép $I(y)$ intenzitását a (6.6) összefüggésből számoltam úgy, hogy nem vettem figyelembe a nyálábosztó kocka által okozott π fázisugrást, mivel ez nem jellemző minden nyálábosztóra és a jelenség megértését feleslegesen zavarja. Az ábrán az SBFF interferenciakép színezését a számítógép grafikus lehetőségei határozták meg, ezért

színek csak közelítőleg felelnek meg a feltüntetett hullámhossz értékeknek. A sötét és a színes csíkok közötti éles határvonal is a grafika hiányosságának következménye.

Rátekintve a 6.5. ábrára láthatjuk, hogy amikor a fényforrás spektrális sávszélessége viszonylag kicsi ($\Delta\lambda = 30 \text{ nm}$), akkor a fehér fényű interferenciacsíkok kontrasztja vagy más néven láthatósága lassan csökken csak az y tengely mentén. Azonban nagy sávszélesség ($\Delta\lambda = 300 \text{ nm}$) esetén gyorsan leromlik a láthatóság. Ennek az oka, amint az az SBFF interferogramokon is jól látszik, hogy a monokromatikus interferenciacsíkok hullámhosszal arányos periódusa (6.5) miatt a különböző hullámhosszakhoz tartozó intenzitásmaximumok egymáshoz képest eltolódnak az y tengely mentén.

Maximális láthatóság annál az y koordinátánál van, amelynél mindegyik hullámhossz intenzitásmaximumot ad. Ez a feltétel csak akkor teljesül, ha mindegyik hullámhosszra azonos a fázis, ez pedig éppen annak a helynek felel meg, ahol az interferométer két tükre gondolatban metszi egymást. Ez a 6.5. ábrán a középső, vízszintes SBFF csíkra teljesül. A szomszédos fehér fényű intenzitásmaximumok már csak kisebb értéket érnek el. $\Delta\lambda = 30 \text{ nm}$ -nél ez még alig észrevehető, mert a kis sávszélesség miatt szinte még egybeesnek a maximumok, azonban $\Delta\lambda = 300 \text{ nm}$ -nél már az első szomszédos fehér fényű interferencia maximumnál is jól látható a csökkenés, mivel a neki megfelelő y koordináta mentén az SBFF interferogram sárga hullámhossztartományán az intenzitás közel maximális, azonban a kék illetve vörös szélén levő komponensek intenzitása jóval kisebb a maximumnál. További intenzitásmaximumok a fehér fényű interferenciaképen a $\Delta\lambda = 300 \text{ nm}$ -es esetben gyakorlatilag már nincsenek, mivel a spektrum vörös oldali minimumai átfednek a kék oldali maximumokkal.

Mivel a karok közötti útkülönbség a $d = d_0 + \gamma (y - y_0)$ összefüggésen keresztül függ az y koordinátától, ezért a fenti állításokat úgy is megfogalmazhatjuk, hogy az y koordináta helyett a d karhosszkülönbség szerepel. Ekkor a 6.5. ábrán látható SBFF interferogram azt az intenzitáseloszlást mutatja, amit akkor kapnánk, ha a Michelson interferométer tükrei nem lennének megdöntve és a karhosszkülönbséget változtatva, különböző hullámhosszú monokromatikus megvilágításnál az interferométer kimenetén elhelyezett fotodetektorral mérnénk a fényintenzitást. Ekkor tehát azt látjuk, hogy a karhosszkülönbség növekedésével a különböző spektrális komponensek intenzitásmaximumai egyre jobban elcsúsznak egymáshoz képest, ami a fehér fényű interferenciacsíkok láthatóságának csökkenéséhez, majd eltűnéséhez vezet.

7. Fáziskorrigáló lézertükrök csoportkésltetésének mérése SBFF interferométerrel

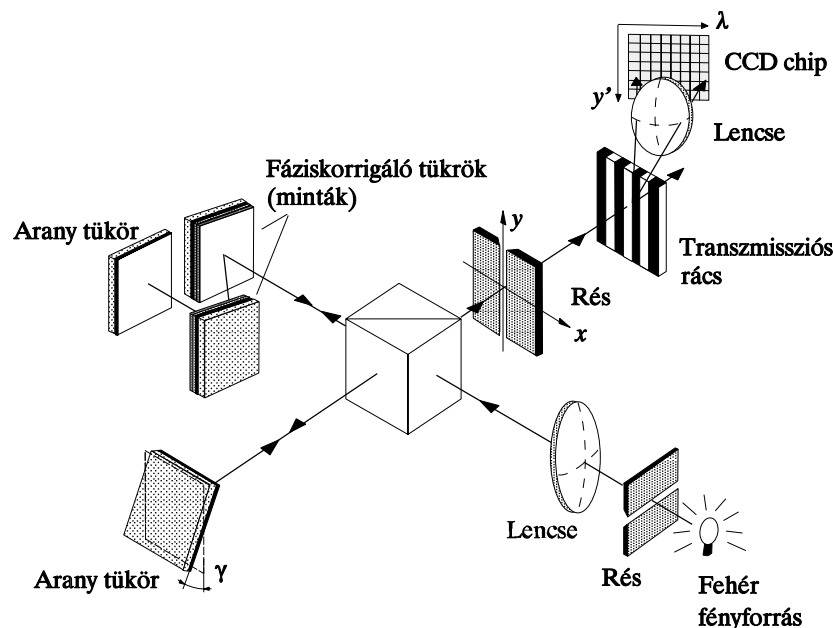
Az előbbi fejezetben a diszperzió mentes Michelson interferométer esetén kialakuló SBFF interferenciacsíkok tulajdonságairól esett szó. Ebben a fejezetben először megvizsgálom, hogyan változik meg az SBFF interferenciakép, ha a Michelson interferométerbe diszperzív fáziskorrigáló lézertükröket helyezünk be, majd ismertetem a lézertükrök csoportkésltetésének mérésére általunk kidolgozott, a Michelson interferométerre épülő technikát, melynek eredményességét néhány, tipikus diszperziós tulajdonsággal rendelkező lézertükron demonstrálok [54,55]. Ezután bemutatom, hogyan lehet az SBFF interferogramnak szemmel való megfigyeléséből is a vizsgált tükröz diszperziós tulajdonságaira következtetni, amely ily módon egy gyors, vizuális minőségellenőrzést tesz lehetővé [56].

Ennél az elrendezésünknel, akár a 3. fejezetben említett többi csoportkésltetésre kifejlesztett módszernél is a nagy mérési pontosságot az interferogramok számítógépes kiértékelése tette lehetővé. Bár kétségtelen, hogy napjainkban a számítógépek használata soha nem látott mértékben terjed, mégis nem haszontalan dolog olyan módszert is kifejleszteni, ami nem igényel számítógépet. Ezért az 50-es és 60-as években már jól bevált technikát (lásd 4.2 fejezet) felújítottuk, azaz a vizsgálandó tükröz egy Fabry-Perot interferométert alkottak és a tükröz csoportkésltetését a kapott transzmissziós maximumok illetve reflexiós minimumok helyeiből, számítógép használata nélkül határoztuk meg [55,57]. Ennek a módszernek csak az elvét illetve alkalmazásának határait ismertetem, a részletes hibaanalízis Kurdi Gábor PhD értékezésében lesz majd olvasható. Először tehát tekintsük a Michelson interferométerre épülő módszert.

7.1. Fáziskorrigáló lézertükröz az SBFF Michelson interferométerben

A 7.1. ábrán látható SBFF interferométer lényegében megegyezett az SBFF interferenciacsíkok dőlésénél használt elrendezéssel az alábbi változtatásokat kivéve:

- (i) Az interferométer megvilágításánál párhuzamos nyaláb helyett néha divergens nyalábot is használtunk attól függően, hogy rendelkezésre állt-e megfelelő akromatikus lencse a nyaláb párhuzamosítására vagy nem.
- (ii) Az interferométer egyik karjába a vizsgálandó fáziskorrigáló lézertükröz közül kettőt helyeztünk be azért, hogy négyszeres reflexióval a mérési pontosságot megnöveljük. Ügyelni kellett arra, hogy a tükrözön a beesési szög 5° alatt legyen, ahogy az a lézerekben is szokásos, ugyanis a vékonyrétegek fázistolása függ a beesési szögtől, azonban kis szögeknél ez a függés még elhanyagolható.



7.1. ábra. Fáziskorrigáló lézertükrök csoportkéseletetésének mérése SBFF Michelson interferométerrel

(iii) A vékonyrétegek fázistolása függ a polarizációtól is, azonban kis beesési szögeknél elhanyagolható a különbség. Mivel az előbbi pontban említettek miatt a beesési szög 5° alatt volt, ezért a polarizálatlan fényű halogén lámpa elé nem kellett polarizátort tennünk.

(iv) Az ultrarövid impulzusú lézereknel a tükrök diszperzióját széles hullámhossztartományon kell ismerni, ezért a spektrális bontáshoz egy, a korábbinál kisebb karcoldatszámú (200 vonal/mm) transzmissziós rácsot használtunk, így a 192 pixeloszlopból álló CCD chipre egy közel 200 nm-es tartomány esett, azaz a spektrális felbontás kb. 1 nm volt. Mivel a korábbtól eltérő spektrális tartományon dolgoztunk (690-900 nm), ezért itt egy Cs-spektrállámpa 697, 852 és 894 nm-es vonalát használtuk a kalibrációhoz. A CCD chip expozíciós ideje 200-400 ms volt.

7.2. A mérés elve

A fáziskorrigáló tükrök csoportkéseletetésének mérésére általunk kifejlesztett módszer megértéséhez tekintsük a 7.2. ábrát, melyen a 7.1. ábrán bemutatott interferométernek egy egyszerűsített helyettesítő képe látható. T_F a vizsgálandó fáziskorrigáló tükröt, míg T_R a referenciatükörnek a nyáláosztó által létrehozott képét jelöli, melyek az y_i koordinátánál metszik egymást. y_0 most is egy tetszőleges referenciakoordinátát jelöl, ahol a két tükör közötti távolság d_0 . A fáziskorrigáló tükrön a fénysugár egy reflexió során (merőleges beesés esetén) $\phi_F(\lambda)$ fázistolást szenved el.

A fehér fényforrás egy λ hullámhosszú spektrális komponense által az interferométer kimeneténél az y tengely mentén létrehozott intenzitáseloszlást a (6.2) összefüggés adja meg, ahol a két kar közötti fáziskülönbség a diszperziómentes esetre vonatkozó (6.1) összefüggéshez képest a $\varphi_F(\lambda)$ -val bővül, azaz

$$\varphi(y, \lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} 2[d_0 + \gamma(y - y_0)] + \pi + \varphi_F(\lambda). \quad (7.1)$$

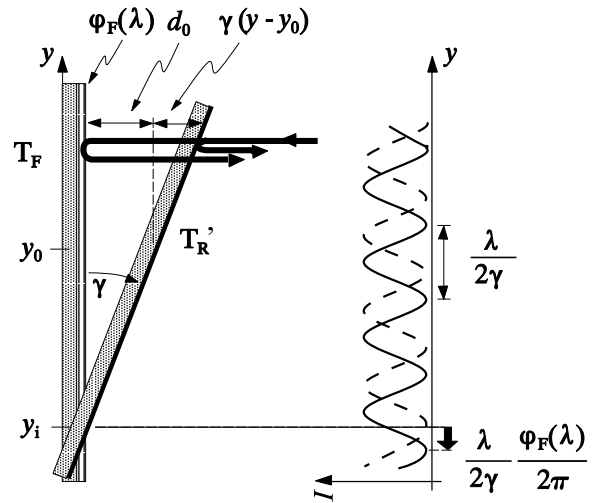
Feltételeztük, hogy a referencia tükörnek elhanyagolható a fázisdiszperziója, azaz a mi kísérleti elrendezésünk esetén ez azt jelenti, hogy az “üres” interferométernek nincs fázisdiszperziója.

Vegyük észre, hogy a diszperziómentes esethez hasonlóan az y tengely mentén most is koszinuszos intenzitáseloszlás alakul ki $\lambda/2\gamma$ periodicitással, de a maximumok illetve a minimumok helyei a meghatározandó φ_F fázist tartalmazó $\lambda\varphi_F/4\pi\gamma$ értékkel eltolódnak (7.2. ábra). Sajnos az interferométer kimenetén a különböző spektrális komponensek átfednek és az így kialakuló fehér fényű interferenciacsíkrendszerből a φ_F fázistolás közvetlenül nem határozható meg. Azonban, ha spektrálisan felbontjuk ezt az interferenciaképet, akkor az SBFF interferogramon előtűnnek a különböző hullámhosszakhoz tartozó minimumok, maximumok, azaz közvetlenül mérhetővé válik a fáziskorrigáló tükör fázistolása, melyből numerikus deriválással már adódik a csoportkésleltetés.

A mérési pontosság növelése céljából nem egyszerűen csak az SBFF interferogram minimum- illetve maximumhelyeinek leolvasásával határoztuk meg a fázist, hanem koszinusz függvények illesztésével. Ugyanis (7.1) átrendezésével (6.2) alapján az SBFF interferogram intenzitáseloszlása

$$I(y', \lambda) = I_F(\lambda) + I_R(\lambda) + 2\sqrt{I_F(\lambda)I_R(\lambda)} \cos\left[\frac{2\pi}{K\lambda/2\gamma}y' + \frac{2\pi}{\lambda} 2\left(d_0 - \frac{\gamma}{K}y_0'\right) + \pi + \varphi_F(\lambda)\right], \quad (7.2)$$

alakba írható, ahol I_F és I_R a fáziskorrigáló illetve a referenciatükörről visszaverődött fény intenzitása, $K=y'/y$ pedig a leképező rendszer kicsinyítése. Ha tehát pixeloszloponként (hullámhosszanként) metszeteket készítünk az SBFF interferogramról és a kapott $I(y')$ intenzitáseloszlásokra $a_0 + a_1 \cos(a_2 y' + a_3)$ alakú függvényeket illesztünk, akkor ezt a kifejezést



7.2. ábra. Ha az interferométer egyik tükre diszperzív, akkor az interferenciacsíkok épp a meghatározandó $\varphi_F(\lambda)$ fázistolással arányos mértékben tolódnak el a diszperzió mentes esethez képest (szaggatott vonal)

(7.2)-vel összevetve adódik az a_3 illesztési paraméter:

$$a_3 = \varphi_F(\omega) + \frac{\omega}{c} 2 \left(d_0 - \frac{\gamma}{K} y_0' \right) + \left(m + \frac{1}{2} \right) 2\pi, \quad (7.3)$$

ahol m egy ismeretlen egész szám. Az a_3 paraméter tehát egy fázisjellegű mennyiség, mely a számunkra fontos $\varphi_F(\omega)$ fázis mellett két ismeretlen fázistagot is tartalmaz, egy ω -ban elsőrendű illetve egy konstans tagot. Az a_3 kifejezésénél (7.3)-ban λ -ról áttértünk ω -ra, mert a meghatározandó csoportkésleltetés illetve csoportkésleltetés-diszperzió a fázisnak ω szerinti deriváltjai, és így jobban kitűnik, milyen hibát okozhat, ha d_0 , γ és K ismeretlen, amint az esetünkben fent állt. A fentiek alapján ezzel a módszerrel a csoportkésleltetést egy additív állandó erejéig – melynek a tükrökompenzált lézerek működése szempontjából nincs jelentősége –, míg a csoportkésleltetés-diszperziót már abszolút pontossággal lehet meghatározni az illesztésekből adódó $a_3(\omega)$ függvény numerikus deriválásával. Vegyük észre, hogy a nagy pontosságú mérést a koszinuszos függvényillesztés teszi lehetővé, amihez viszont szükséges, hogy az interferogram y' tengely menti metszeteinek intenzitáseloszlása minél jobban megközelítse a koszinusz-függvény alakot. Sajnos a kísérleti elrendezés elemeinek minőségi korlátai éppen ezt az intenzitáseloszlást torzítják el, ami a mérés pontosságát jelentősen rontja. Ezzel a problémával részletesen a következő pontban foglalkozom.

7.3. Hibaforrások és kiküszöbölésük

a.) Homogén síkhullámtól eltérő megvilágítás

Ha pontszerű fényforrásból jövő divergens nyalábbal világítjuk ki az interferométert, az két szempontból is problémát okozhat. Az egyik, hogy a fázisfrontok görbültek, a másik pedig, hogy változik a fényintenzitás az y tengely mentén. A számításaim azt mutatták, hogy amennyiben a fényforrás elegendően távol van az interferométertől (>30 cm) és a karhosszak is 30 cm körüliek, akkor az interferométer kimeneténél levő résnél a fázisfrontok görbülete már oly kicsiny, hogy az SBFF interferenciacsíkok y tengely menti periódusa a vizsgált kb. 4 mm-es tartományon belül állandó és gyakorlatilag homogén intenzitáseloszlás alakul ki. A csíkok periodicitásával kapcsolatban azt azonban meg kell jegyezni, hogy a síkhullám megvilágítás esetén létrejövő periodicitástól eltérő periódusuk a csíkok, szerencsére azonban az általunk kifejlesztett módszer esetén ennek nincs hatása a mért diszperziós értékekre.

A fent megadott távolságokkal rendelkező kísérleti elrendezésünkénél azonban azt tapasztaltuk, hogy még párhuzamos nyaláb alkalmazása esetén sem volt egyenletes a

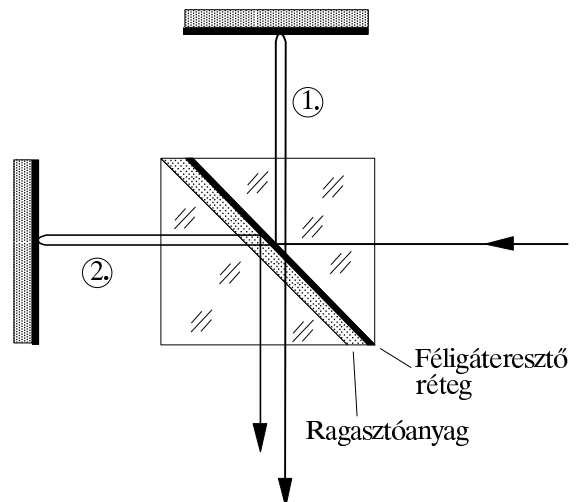
kimeneten az intenzitáseloszlás. Az előbbieket alapján ezt annak tulajdonítottuk, hogy a fényforrás nem volt pontszerű és a felületi fényessége sem volt egyenletes. Ennek következtében jelentősen torzult a koszinuszos intenzitáseloszlás. A problémát képnormálással oldottuk meg. Az interferogramon (I') kívül felvettük külön-külön a referencia- illetve a tárgykarból jövő nyaláb I'_R és I'_F intenzitáseloszlását, továbbá az I_H hátteret. Felhasználva, hogy a (7.2) jelölései alapján $I = I' - I_H$, $I_R = I'_R - I_H$ és $I_F = I'_F - I_H$, a normált I_N intenzitáseloszlású kép az

$$I_N = \frac{I - I_R - I_F + I_H}{2\sqrt{(I_R - I_H)(I_F - I_H)}} \quad (7.4)$$

transzformációval adódott. Ahhoz, hogy a normált interferogramot, melynek a maximális amplitúdója 1, a CCD kamerával is meg tudjuk jeleníteni, az interferogram minden egyes pontjához tartozó I_N értéket megszoroztunk 128-cal és hozzá is adtunk 128-at.

b.) A nyalábosztó kocka fázisdiszperziója

A nyalábosztó kockát két háromszög alapú üveghasábból állítják össze, melyek közül az egyiknek a belső oldallapját előbb bevonják egy féligáteresztő fém- vagy dielektrikumréteggel majd összeragasztják őket. Ha végigkövetjük a fénysugarak útját a kockában, akkor észrevehetjük, hogy a kockából kilépő két fénysugár nem lesz teljesen azonos a megtett optikai út — bár a katalógusok ezt állítják —, mivel az 1. fénysugár csak egyszer, míg a 2. háromszor halad keresztül a ragasztóanyagon (7.3. ábra). Ezért a kocka hiába áll két azonos üveghasábból, az optikai úthossz a két fénysugárra mégsem lesz egyenlő, sőt függ a hullámhossztól is, mivel a ragasztóanyagnak is van diszperziója. A féligáteresztő réteg diszperziója viszont nem jelent problémát, mivel mindegyik fénysugár egyszer halad keresztül rajta illetve egyszer verődik vissza róla.



7.3. ábra. A nyalábosztó kocka ragasztóanyagán az 1. fénysugár csak egyszer, a 2. fénysugár viszont háromszor halad keresztül

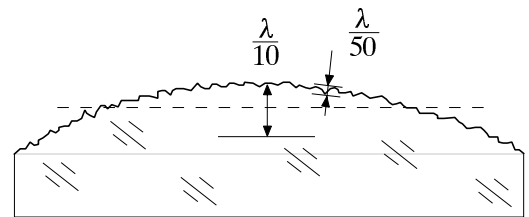
A nyalábosztó kocka diszperziójának hatását az SBFF csíkok kialakulását leíró

modellünkben úgy tudjuk figyelembe venni, hogy annak a tükörnek a fázistolásához adjuk hozzá a ragasztóanyagtól származó fázistolást, amelyikről a visszaverődő fénysugár többször halad keresztül a ragasztón. Ez viszont azt jelenti, hogy a nyalábosztó kocka diszperziója miatt az SBFF csíkoknak a mérendő tükör fázistolása okozta görbülete megváltozik, ami az interferogram kiértékelésénél komoly mérési hibát okozhat. Mivel a katalógusban nem adták meg az elrendezésünkben használt kocka ragasztóanyagát illetve vastagságát, ezért a kocka fázisdiszperzióját méréssel kellett meghatározni a lézertükrök vizsgálata előtt.

c.) Tükrök felületi minősége

A módszerünk leggyengébb pontja, ami más szempontból viszont kedvező, hogy a vizsgálandó tükörnek nem egy pontjából, hanem egy kb. 3-4 mm-es részéről visszaverődő fényfolttól származó interferogramból határozzuk meg a tükör csoportkésleltetését. Emiatt a tükör felületi minősége egy kritikus tényező a mérés pontossága szempontjából.

Tökéletesen sík tükör nem készíthető, még egy nagy gonddal készített tükör is a 7.4. ábrán látható profillal rendelkezik, melynek két fő jellegzetessége van. Az egyik, hogy görbült a felület, a másik, hogy ez a görbület modulálódik kisebb, véletlenszerű egyenetlenségekkel [58]. Az ábrán a szemléltetés kedvéért eltúloztam a felületi hibákat. A feltüntetett számértékek az általunk vizsgált tükrök hibáira voltak jellemzőek. Mivel a két fajta hibának a geometria méretei eltérőek, ezért az SBFF interferogramra gyakorolt hatásuk is különbözik.

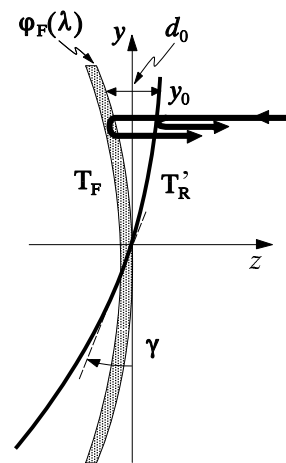


7.4. ábra. A tükör felületi hibáinak szemléltetése

Először tekintsük a görbült felület hatását, melyet a 7.5. ábrán látható modell alapján határozunk meg. T_F és T_R' továbbra is a fáziskorrigáló illetve a referencia tükröt jelöli. Egyszerűség kedvéért a koordináta-rendszert az ábrán látható módon vegyük fel, melyben a tükrök felületeinek egyenlete parabolikus közelítésnél

$$z = -\frac{y^2}{2r_F}, \quad z = -\frac{y^2}{2r_R} + \gamma y, \quad (7.5)$$

ahol r_F és r_R a tükrök sugarai. A γ dőlési szöget



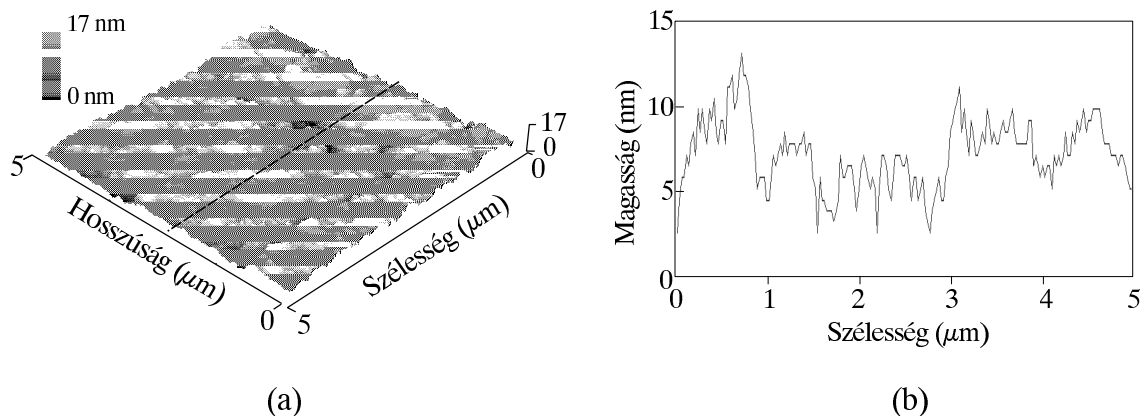
7.5. ábra. Modell a fáziskülönbség számításához görbült tükörfelületek esetére

most a tükrök felületének középpontjához húzott érintők által bezárt szöggel definiáltuk. Az interferométerből kilépő fénysugarak között a fáziskülönbség

$$\varphi(y, \lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} 2 \left[d_0 + \gamma(y - y_0) + \left(\frac{1}{2r_F} - \frac{1}{2r_R} \right) (y^2 - y_0^2) \right] + \pi + \varphi_F(\lambda) \quad (7.6)$$

alakú, melyet (7.1)-gyel összevetve észrevehetjük, hogy egy y -ban másodrendű tag jelent meg. A (7.6) összefüggésből az a fontos tény olvasható ki, hogy ha azonos görbületű ($r_F = r_R$) tükröket használunk, akkor az SBFF csíkok periodicitása továbbra is állandó az y tengely mentén, azaz a csoportképlettetés mérésére korábban vázolt módszer valódi, nem tökéletesen sík tükrök esetén is használható. A számításaim azt mutatták, hogy ha a két tükrő felületi minősége között csak kicsi eltérés van, azaz pl. az egyik tükrő $\lambda/10$ -es és a másik $\lambda/5$ -ös, akkor még a vizsgált 3-4 mm-es felületdarabon a csíkok periodicitásában nem észlelhető változás az általunk használt 165 pixelsort tartalmazó CCD kamera esetén. Azonban ha a másik tükrő már $\lambda/1$ -es, akkor olyan mértékűvé válik a torzulás, hogy a módszer a korábbi formában nem használható. Mivel a mérés pontosságának növelése céljából a tárgykarba két fáziskorrigáló tükröt helyeztünk be, ezért ha mindegyik tükrő felületi minősége $\lambda/10$ -es, akkor a tárgykarban a fénysugarak az öt reflexió miatt $\lambda/2$ -es görbületet éreznek, miközben a referenciakarban továbbra is a görbület csak $\lambda/10$ -es, azaz a fentiek alapján változik a csíkok periodicitása. Ezt a problémát a (7.6) összefüggés figyelembevételével úgy oldottuk meg, hogy ekkor az y' -ben lineáris argumentumu függvény helyett egy kvadratikus, $a_0 + a_1 \cos(a_2 y' + a_3 y'^2 + a_4)$ függvényt illesztettünk az $I(y')$ intenzitáseloszlásokra és ekkor az a_4 paraméterből adódott a csoportképlettetés. Az egyedüli hátrány, hogy ekkor eggyel több illesztési paramétert használtunk, ezért a csoportképlettetés meghatározásának pontossága kissé romlott.

A másik problémát a véletlenszerű felületi egyenetlenségek jelentik, melyek a geometriai méretek szerint több csoportra oszthatók. A legkisebb egyenetlenségek, amint azt Atomi Erő Mikroszkóppal végzett méréseink mutatták (7.6. ábra), 100 nm körüli szélességű és átlag 2-3 nm magasságú alakzatokból állnak. Ezek a kisebb felületi ingadozások mikron körüli periodicitással jellemezhető hullámzásra ülnek rá, ahol a struktúrák magassága (völgytől csúcsig) már a 10 nm-t is meghaladhatja. A felvételen a vízszintes felbontás 25 nm volt, míg a függőleges 7 Å. Mivel a tükrőből egy 4 mm hosszú felületelemet képeztünk le a 165 soros CCD chipre, így egy pixelre közelítőleg 25 μ m-es szakasz esett. Azaz az imént említett felületi struktúrától származó fényintenzitás kiátlagolt értékét kaptuk az adatfeldolgozás után. Nagyobb tartományban vizsgálva a tükrő felületét, az így kiátlagolt egyenetlenségek, a nagyobb átmérőjű



7.6. ábra. Fáziskorrigáló tükör felületének egy 5x5 μm-es darabjáról Atomi Erő Mikroszkóppal készített felvétel (a), és a szaggatott vonal menti metszete (b)

bemélyedések illetve porszemektől származó intenzitás változások zajként ültek rá az interferogram koszinuszos intenzitáseloszlására, amiktől viszont az alkalmazott illesztés segítségével könnyen megszabadultunk. Sajnos az illesztés pontosságát azért ez a tényező is kissé rontotta.

d.) A spektrográf asztigmája

A fehér fényű interferogram spektrális bontására egy nagyon egyszerű elrendezést építettünk, a szokásos megoldásokhoz képest csak egy lencsét használtunk. Ennek az ára viszont az volt, hogy a leképezés asztigmás lett. A CCD chip helyzetét úgy állítottuk be, hogy amikor az interferométert spektrállámpával világítottuk meg, akkor a rés széleinek a chipen megjelenő képei élesek legyenek. Ekkor viszont az y' tengely mentén nem tökéletes a leképezés, aminek a következménye az lett, hogy csökkent az SBFF csíkok láthatósága. Ez a probléma csak a hagyományos, két lencsés elrendezéssel, vagy konkávrács használatával küszöbölhető ki. Mivel a mérési eredményeket nem rontotta el az asztigmia hatása, ezért maradtunk ennél az egyszerűbb elrendezésnél.

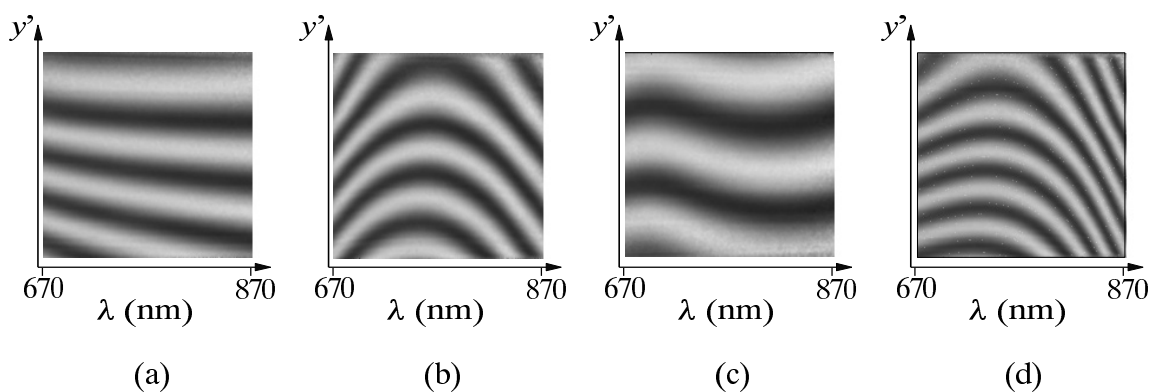
e.) A CCD chip zaja

A mérés pontosságát rontja a CCD chip pixeleinek kiolvasási zaja is, melynek hatását úgy lehet csökkenteni, hogy növeljük az SBFF interferogram intenzitásértékeit. Ezt két módon tehetjük meg, vagy a CCD chip expozíciós idejét, vagy a beérkező fényintenzitást növeljük. Az utóbbi egyrészt a fényforrás elé helyezett vízszintes rés kinyitásával növelhető, de ezzel romlik a térbeli koherencia és így az interferenciacsíkok láthatósága, másrészt a függőleges rés nyitásával, ami viszont a spektrális bontást csökkenti. Az expozíciós időt viszont minél

kisebbre célszerű választani a környezetből az optikai asztalra áttérjedő rezgések hatásának csökkentése céljából. A megoldást tehát ezen tényezők optimalizálása jelentette.

7.4. Mérési eredmények

Többfajta fáziskorrigáló lézertükör csoportkéselettetését mértük meg. A vizsgált tükrök közül néhány, tipikus fáziskarakterisztikával rendelkező tükör SBFF interferogramja látható a 7.7. ábrán összehasonlítva az üres, “diszperziómentes” interferométer esetén kapott interferogrammal. Amint az a 7.3 összefüggésből látszik, a d_0 karhosszkülönbség változtatásával a két kar közötti fáziskülönbség ω -ban lineáris tagját változtatni tudtuk. Ily



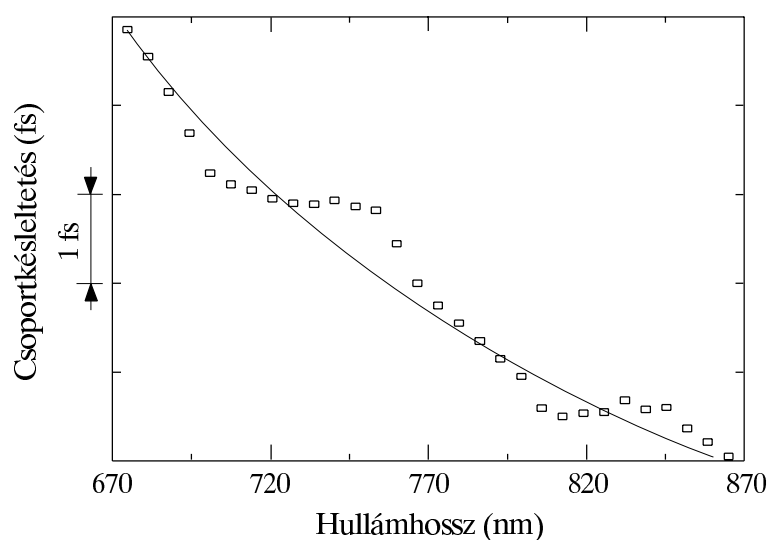
7.7. ábra. CCD kamerával felvett SBFF interferogramok: (a) ha nincs az interferométer egyik karjában sem diszperzív tükör, ha a vizsgált fáziskorrigáló tükör (b) másodrendű, (c) harmadrendű, (d) másod- és harmadrendű fázistolással együttesen rendelkezik

módon a d_0 megfelelő beállításával a vizsgált tükör lineáris fázistagját kikompenzáltuk és az SBFF interferogramon csak a tükör magasabb rendű fázistagjainak a hatása volt látható. Ez a beállítás egyébként nemcsak a vizuális megfigyelés esetén előnyös, hanem az interferogramok számítógépes feldolgozásánál is, mivel ekkor mérhető legjobban az SBFF interferenciacsíkok görbülete.

A 7.7.b ábrán egy közelítőleg parabolikus fázistolású, azaz egy állandó csoportkéselettetés-diszperziójú fáziskorrigáló tükör interferogramja látható. A 7.7.c ábra egy köbös fázistolással rendelkező, Gires-Tournois-interferométer szerkezetű tükörrel kapott interferogramot mutat [59,60]. Mindkét tükör az ún. tükör-kompenzált Ti:zafír lézerhez készült [16]. A 7.7.d ábrán egy Ti:zafír lézer-erősítő rendszerhez készített tükör interferogramja látható, mely negatív csoportkéselettetés-diszperzióval és pozitív harmadrendű diszperzióval rendelkezik. A fenti interferogramokkal kapcsolatban meg kell jegyezni, hogy ezek már a képnormálási eljárás utáni állapotot mutatják.

A normált képen pixeloszloponként (frekvenciánként) koszinusz függvényeket illesztettünk, melyekből az $a_4(\omega)$ paraméterek adták meg a két kar közötti relatív fáziskülönbséget. A kapott fázisgörbe 10-10 szomszédos pontjára egyenest illesztve, az egyenes meredeksége adta a vizsgált fáziskorrigáló tükrök relatív csoportkésleltetését. A polinomos illesztés a teljes spektrális tartományra nem jöhetett szóba, mert a sokrétegű tükrök fázistolása polinommal nem jól közelíthető, a $\Delta a_4/\Delta\omega$ differenciahányadosok képzése viszont az $a_4(\omega)$ függvény értékeinek ingadozása miatt gyakorlatilag használhatatlan csoportkésleltetés adatokat eredményezett. A 10 pont választása egy kompromisszum volt két szempont között, egyrészt ne legyen túl zajos a kapott csoportkésleltetés görbe, másrészt a tükrök fázistolásában lévő, elméletileg igazolt hullámzások még kitűnjenek.

A csoportkésleltetés mérésének időbeli felbontását úgy határoztuk meg, hogy megmértük az “üres”, azaz a fáziskorrigáló tükröt nem tartalmazó interferométernek a csoportkésleltetését a fent leírt módszerrel. A 7.7.a ábrán látható SBFF interferogram kiértékelése után a 7.8. ábrán látható csoportkésleltetés görbét kaptuk. Az ábra alapján megállapítható, hogy az interferométer két karja közötti csoportkésleltetés hullámhossz szerinti változásában van egy parabolikus



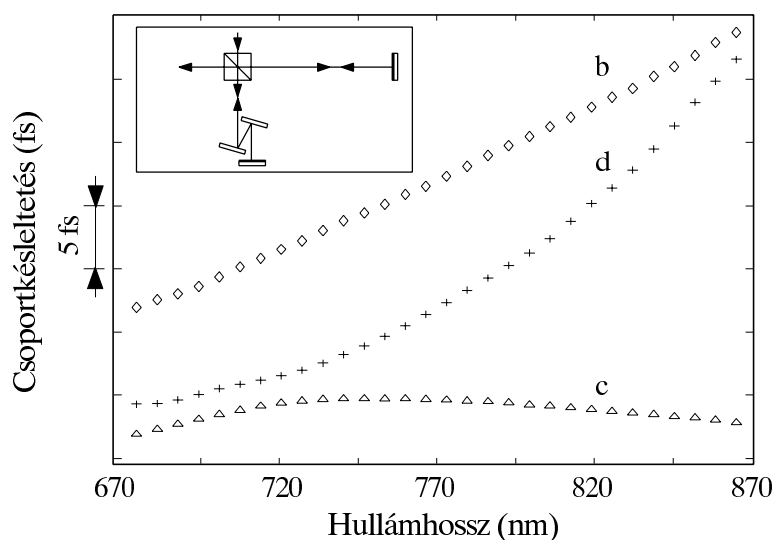
7.8. ábra. Mért csoportkésleltetés függvény (körök) “üres” interferométer esetén a mérés időbeli felbontásának meghatározásához. Csak minden ötödik mérési pont látható az ábrán. A folytonos vonal az illesztett görbe menetét mutatja

tendencia (folytonos vonal), amire ráakódik egy oszcilláció. A parabolikus menetet a nyalábosztó kocka ragasztóanyaga diszperziójának tulajdonítottuk, melyet a fáziskorrigáló tükrök mérésénél a későbbiekben figyelembe vettünk. Az illesztett görbe egyenlete:

$$\phi'_{IF}(\omega) = 4.93\omega^2 - 16.74\omega + 13.1 \text{ fs}, \quad (7.7)$$

ahol ω egysége 1/fs. Az oszcilláció a használt illesztőprogramoktól származott és mivel ez egy véletlenszerű ingadozás, nem tudtuk kiküszöbölni, ezért a mérés pontosságát ez az oszcilláció határozta meg. Több mérés alapján a parabolikus görbétől való maximális eltérés ± 0.8 fs-nak adódott. Vegyük észre, hogy a nyalábosztó kocka diszperziója egyébként már a 7.7.a ábrán is látszik, mivel kissé görbültek az SBFF interferenciacsíkok. A fáziskorrigáló tükrök mérésekor a mérés időbeli felbontásának javítására a mintatükrökön négyszeres reflexiót használtunk. Így ± 0.2 fs-ra javítottuk a pontosságot.

A 7.9. ábra a 7.7. ábrán látható SBFF interferogramok számítógépes feldolgozásából kapott csoportkéseletetés függvényeket mutatja. A három függvény közül a *b*-vel jelölt közelítőleg egy egyenes, ami igazolja, hogy a 7.7.b ábra interferogramja valóban egy parabolikus fázistolású tükrötől származik. A tüörkompenzált lézerek építése szempontjából erről a függvényről az a fontos információ olvasható le, hogy a tüör csoportkéseletetés-diszperziója közelítőleg állandó és negatív előjelű. Számszerűleg ez kb. -30 fs^2 -et jelent. Ha ezt az értéket összevetjük egy lineáris rezonátorban elhelyezett 2 mm-es Ti:zafír kristály csoportkéseletetés-diszperziójával, ami kb. 200 fs^2 , akkor látható, hogy hat-hét reflexióval lehet csak a kristály diszperzióját kompenzálni. Ebből viszont az is kitűnik, hogy nem jelent túl nagy problémát az a körülmény, hogy nem egy adott tüörnek, hanem egy tüörpárnak a csoportkéseletetését határozzuk meg, mivel egy lézerezonátorban is több tüört többszörös reflexióval használnak.



7.9. ábra. A 7.7. ábrán látható SBFF interferogramok feldolgozása után kapott csoportkéseletetés függvények. A görbék az egyszeres reflexiónak megfelelő értékeket mutatják és csak minden ötödik mérési pont van ábrázolva. Betétábra: a mérési pontosság növelésére két ugyanolyan típusú fáziskorrigáló tüör volt a tárgykarban, melyeken a fény négyszer reflektálódott

A c görbe, melynek tisztán parabolikus menete van, egy köbös fázistolású tükör csoportkésltetése. A csoportkésltetés görbülségének irányából következik, hogy a tükör harmadrendű diszperziója negatív. Így ez a tükör a kristály pozitív harmadrendű diszperziójának a kompenzálására használható. A d görbe menetéből pedig az látható, hogy a tükörnek negatív csoportkésltetés-diszperziója és pozitív harmadrendű diszperziója van.

Az interferogramok kiértékelésével kapcsolatban eddig egy dologról nem tettem említést, nevezetesen arról, hogy a fenti kiértékelési eljárás végén kapott csoportkésltetés függvény előjelét befolyásolja-e a referencia tükör állása, azaz hogy előre vagy hátra van-e döntve. Ezt a kérdést illetve, hogy az SBFF interferogram vizuális megfigyelése alapján hogyan következtethetünk a fázisderiváltak értékére, a következő alfejezetben tárgyalom.

7.5. A tükör fázisderiváltjainak hatása az SBFF interferenciacsíkok alakjára

A $\lambda y'$ síkban (7.1. ábra) kialakuló SBFF interferenciacsíkok alakja és a vizsgált tükör fázisderiváltjai közötti kapcsolat meghatározáshoz induljunk ki a 7.2. ábrán látható helyzetből, ahol a referencia tükör előre van döntve γ szöggel. Ebben az állásban legyen γ előjele pozitív. A két kar közötti fáziskülönbség a (7.1) összefüggés által adott, melyből a sötét SBFF csíkok alakja a (6.3) feltételt figyelembe véve

$$y'(\lambda) = K \left(\frac{m}{2\gamma} \lambda - \frac{\varphi_F(\lambda)}{4\gamma\pi} \lambda - \frac{d_0}{\gamma} + y_0 \right). \quad (7.8)$$

Az m interferenciarend és a γ dőlési szög kiküszöböléséhez tekintsük azt a sötét SBFF interferenciacsíkot, mely a tetszőlegesen választott (λ_0, y_0') ponton halad keresztül. Ennek a csíknak az interferenciarendjére teljesül, hogy

$$m = \frac{2d_0}{\lambda_0} + \frac{\varphi_{F0}}{2\pi}, \quad (7.9)$$

ahol $\varphi_{F0} = \varphi_F(\lambda_0)$.

Mivel a spektrális bontáshoz rácsot használtunk, ezért a kapott SBFF interferogram λ -ban skálázódott lineárisan és így a további számolásokhoz célszerű a vizsgált tükör fázistolásának (1.3) szerinti sorfejtését λ -ban kifejezni

$$\varphi_F(\lambda) = \varphi_{F0} - \left(\frac{\varphi'_{F0} 2\pi c}{\lambda_0} \right) \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda} + \left(\frac{\varphi''_{F0} 2\pi^2 c^2}{\lambda_0^2} \right) \frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\lambda^2} - \left(\frac{\varphi'''_{F0} 4\pi^3 c^3}{3\lambda_0^3} \right) \frac{(\lambda - \lambda_0)^3}{\lambda^3}, \quad (7.10)$$

ahol c a fény vákuumbeli terjedési sebessége és φ'_{F0} , φ''_{F0} , φ'''_{F0} továbbra is az ω szerinti fázisderiváltakat jelöli. A fenti (7.8), (7.9) és (7.10) összefüggésekből az $1/\lambda \approx 1/\lambda_0$ és

$1/\lambda^2 \approx 1/\lambda_0^2$ közelítések használatával az SBFF interferenciacsíkok alakjára adódik, hogy

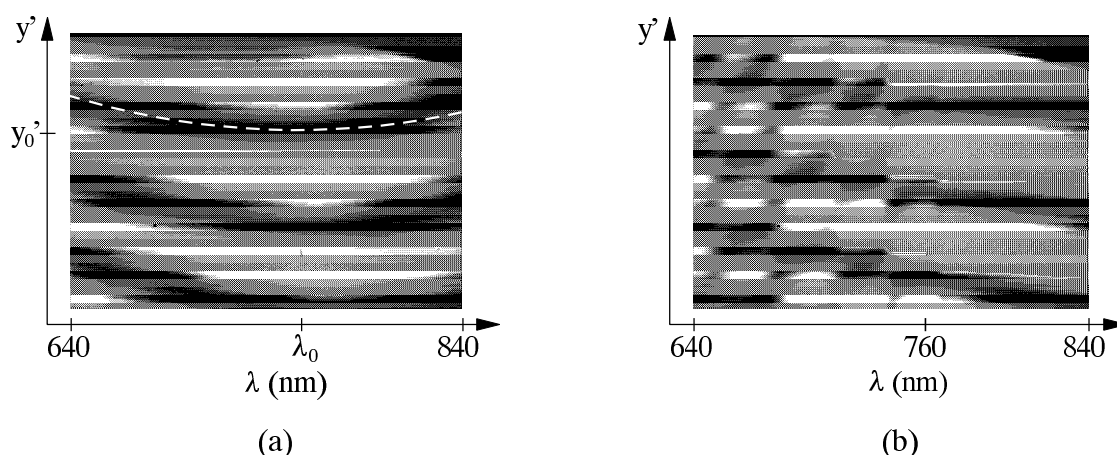
$$y'(\lambda) = \frac{(2d_0 + \varphi'_{F0}c)\Lambda'}{\lambda_0^2}(\lambda - \lambda_0) - \frac{\varphi''_{F0}\pi c^2\Lambda'}{\lambda_0^4}(\lambda - \lambda_0)^2 + \frac{\varphi'''_{F0}2\pi^2c^3\Lambda'}{3\lambda_0^6}(\lambda - \lambda_0)^3 + y_0, \quad (7.11)$$

ahol Λ' a (6.5) összefüggés által definiált periodicitása az interferenciacsíkoknak λ_0 -nál mérve.

A (7.11) egyenlet alapján az SBFF interferenciacsíkok alakja és a tükör fázisderiváltjai közötti kapcsolatra az alábbi következtetéseket vonhatjuk le:

- (i) Az interferenciacsíkok görbületének előjele függ attól, hogy a referenciatükör előre ($\Lambda' > 0$) vagy hátra ($\Lambda' < 0$) van-e döntve.
- (ii) Ha a vizsgált tükör magasabb rendű fázisderiváltjai elhanyagolhatók ($\varphi''_{F0} \approx 0$, $\varphi'''_{F0} \approx 0$), akkor a csíkok egyenesek. A meredekség arányos a d_0 karhosszkülönbség és a tükör csoportkésleltetésének megfelelő úthossz összegével. Mivel d_0 -t nem tudjuk mérni, amint arra már a 7.2. fejezetben is utaltunk, így a meredekségből sajnos nem lehet megállapítani a tükör φ'_{F0} csoportkésleltetését.
- (iii) Ha $\varphi''_{F0} \neq 0$, azaz a tükörnek másodrendű diszperziója van, akkor parabola alakú SBFF csíkok jönnek létre. Vegyük észre, hogy a (7.11) egyenletben a másodrendű tag előjele épp ellentétes a φ''_{F0} -éval, ha a referenciatükör előre van döntve.
- (iv) Ha $\varphi'''_{F0} \neq 0$, akkor a csíkok a köbös függvényekre jellemző alakot vesznek fel. Előre döntött referenciatükör esetén a görbület előjele megegyezik a φ'''_{F0} előjelével.
- (v) A d_0 változtatásával a φ'_{F0} -nek a csíkok alakjára gyakorolt hatása kikompenzálható, és ekkor látszik legjobban a magasabb rendű fázisderiváltaktól származó görbület. A tükör fázisdiszperziójának vizuális ellenőrzésére ezért ez a beállítás a legalkalmasabb.

A fenti következtetések kísérleti demonstrálásához a 7.10. ábrán két SBFF interferogram CCD kamerával (EDC-1000HR, Electrim. Corp., 753 x 244 pixel) készített képe látható. Az interferogramok felvételekor a referenciatükör előre volt döntve. Amikor a fáziskorrigáló tükörnek van másod- és harmadrendű fázisderiváltja is, de a harmadrendű tag elhanyagolható a másodrendű mellett, akkor a (7.11) egyenlet alapján parabolyszerű alakja lesz a csíkoknak (7.10.a ábra). Mivel ebben az esetben a $\Lambda' > 0$, ezért a csíkok görbületének előjele a fentiek alapján ellentétes φ''_{F0} -éval, azaz a tükörnek negatív másodrendű diszperziója van. Az ábrán jelölt sötét interferenciacsík minimumhelyeire való polinomos illesztésből a $\lambda_0 = 760$ nm-nél $\varphi''_{F0} = -36$ fs² és $\varphi'''_{F0} = 87$ fs³ adódott. A szaggatott fehér vonal annak az interferenciacsíknak



7.10. ábra. CCD kamerával felvett SBFF interferogramja (a) egy másod- és harmadrendű fázisderiválttal rendelkező lézertükörnek, illetve (b) egy szélessávú, magas reflexiójú sokrétegű dielektrikumtükörnek

felel meg, amit akkor kapnánk ha a tükörnek csak másodrendű diszperziója lenne. A hosszabb hullámhosszú oldalon látható, hogy a valódi interferenciacsík a fehér vonaltól kissé eltér, ami mutatja azt a tényt, ami a polinomos illesztésből is adódott, hogy a tükörnek van magasabb (harmadrendű) diszperziója is.

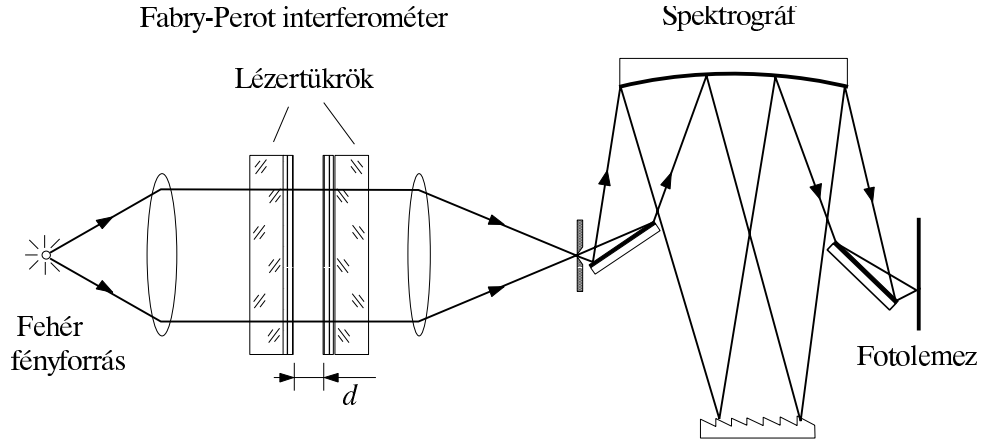
A 7.10.b ábra egy szélessávú, nagy reflexiójú, sokrétegű dielektrikumtükör SBFF interferogramját mutatja. A tükröt úgy tervezték, hogy a 760-900 nm-es tartományon nagy reflexióval és elhanyagolható fázisdiszperzióval rendelkezzen. Az interferogramon látszik, hogy a vizsgált hullámhossztartományból a 780-840 nm-es részen a csíkok egyenesek, azaz ott valóban nincs diszperzió. Azonban már 760 nm-nél is és alatta még inkább a csíkok eléggé torzultak, több helyen jelentősen megtörnek. Az ilyen töréshelyek különösen nagy diszperzióra utalnak, mivel a csíkok meredeksége a tükör csoportkésleltetésével arányos. Az észlelt fázisugrások létét a sokrétegű dielektrikumok elmélete is igazolja, ugyanis az ilyen rétegszerkezeteknek a reflexiója a tervezett tartományon kívül a hullámhosszal gyorsan változik, éles reflexiós minimumok, maximumok követik egymást, ahol viszont a fázis drasztikusan változik.

7.6. Egy másik megoldás: SBFF Fabry-Perot interferométer

A 7. fejezetben eddig ismertetett interferometrikus módszernél a vizsgálandó lézertükrök egy Michelson interferométerben voltak elhelyezve, és a nagy mérési pontosságot az interferogramok számítógépes feldolgozása tette lehetővé. Bizonyos esetekben azonban hasznos lehet, ha olyan módszer is rendelkezésünkre áll, mellyel számítógép nélkül is nagy pontosságot érhetünk el.

Erre a célra a legalkalmasabbnak a Fabry-Perot interferométer tűnik, mellyel már az 50-es, 60-as években, amikor a számítástechnika még gyerekcipőben járt, a különböző fém és dielektrikum tükrök fázistolását, igaz kissé komplikált módon, de pontosan meg tudták határozni az SBFF interferogram transzmissziós maximum- vagy reflexiós minimumhelyeinek “kézi” leolvasásával (lásd 4.2. fejezet). Azonban a lézertükröknél nem a fázistolásnak, hanem deriváltjainak, a csoportkésleltetésnek illetve a csoportkésleltetés-diszperzióknak a meghatározása a cél, azaz nincs szükség az abszolút fázis mérésére, amely éppen a korábbi eljárások komplikáltságát okozta. Ezért egy újabb, egyszerű, számítógépet nem igénylő kiértékelési módszert dolgoztunk ki.

Ha $\varphi(\omega)$ fázistolással rendelkező lézertükrökből összeállítunk egy Fabry-Perot interferométert, melyet fehér fénnel kivilágítunk és az interferométeren átmenő (vagy a róla



7.11. ábra. Lézertükrök csoportkésleltetésének mérése SBFF Fabry-Perot interferométerrel transzmissziós elrendezésben

visszaverődő) fényt egy spektrográfba vezetjük (7.11. ábra), akkor a spektrum azon ω frekvenciáinál kapunk transzmissziós maximumot, amelyekre teljesül, hogy

$$2\left(\frac{\omega}{c}d + \varphi(\omega)\right) = m2\pi, \quad (7.12)$$

ahol d az interferométer bázistávolsága és m az interferencia rendje, feltéve hogy a tükrök $R(\omega)$ reflexiója nem változik jelentősen a fenti feltételből adódó ω_m frekvenciák kis környezetében. (7.12) alapján a csoportkésleltetés közelítő értéke a szomszédos m -edik és $m-1$ -edik maximumok helyeiből a

$$\varphi'(\bar{\omega}_m) \approx \frac{\varphi(\omega_m) - \varphi(\omega_{m-1})}{\omega_m - \omega_{m-1}} = -\frac{d}{c} + \frac{\lambda_m \lambda_{m-1}}{2c(\lambda_{m-1} - \lambda_m)} \quad (7.13)$$

összefüggésből adódik, ahol $\bar{\omega}_m = (\omega_m + \omega_{m-1})/2$. Mivel a gyakorlatban az ω frekvencia helyett inkább a λ hullámhosszat használjuk, ezért a fenti egyenletben is a végső kifejezésben ω helyett λ -t írtam. A csoportképletelés-diszperzió pedig a

$$\varphi''(\omega_m) \approx \frac{\varphi'(\bar{\omega}_{m+1}) - \varphi'(\bar{\omega}_m)}{\bar{\omega}_{m+1} - \bar{\omega}_m} = \frac{\lambda_{m+1}\lambda_{m-1}}{2\pi c^2(\lambda_{m-1} - \lambda_{m+1})} \left(\frac{\lambda_{m+1}\lambda_m}{\lambda_m - \lambda_{m+1}} - \frac{\lambda_m\lambda_{m-1}}{\lambda_{m-1} - \lambda_m} \right) \quad (7.14)$$

kifejezés alapján számolható.

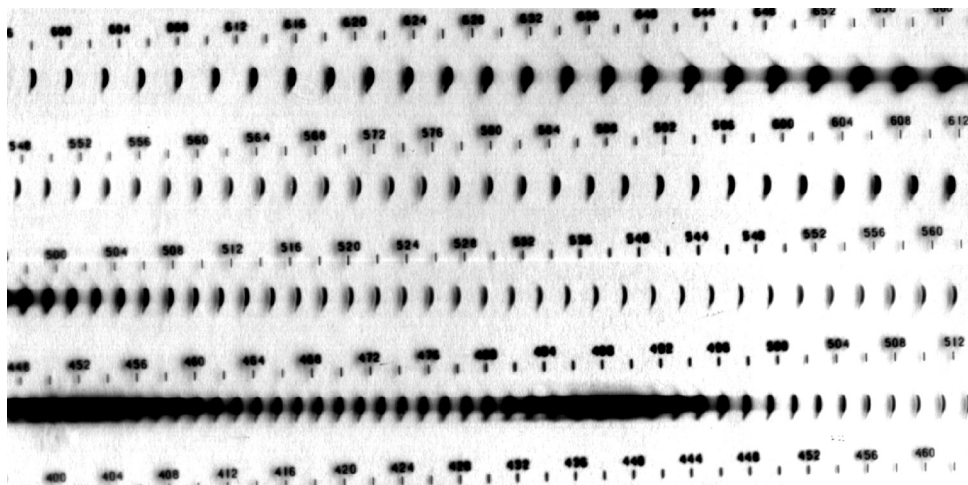
A mérés pontosságát közvetlenül a λ_m értékek leolvasási pontossága illetve a közöttük lévő távolság határozza meg, amelyek viszont a tükrök $R(\omega)$ reflexióképességétől, a közöttük lévő d távolságtól, a spektrográf paramétereitől (szabad spektrális tartomány, felbontóképesség) valamint a fotolemez minőségétől függenek. Mivel a kísérleteknél a spektrográf, a fotolemez és ennek kiértékeléséhez használt komparátor adott volt, ezért a következőkben csak a tükrök reflexióképességének illetve a belőlük összeállított Fabry-Perot interferométer bázistávolságának a pontosságra gyakorolt hatásával foglalkozom.

Amint ismert, minél nagyobb a Fabry-Perot interferométer tükreinek reflexiója, annál kisebb a transzmissziós csúcsok félértékszélessége, azaz nagyobb reflexiójú tükröknél pontosabban lehet meghatározni λ_m -et és így a csoportképletelést. A spektrográf véges feloldóképessége miatt azonban az interferométer által átengedett fény hatására a fotolemezen kialakuló vonalak félértékszélességének van egy minimuma. Ezért a nagyon nagy reflexiójú tükröknél a transzmissziós félértékszélesség hiába lesz még kisebb, a fotolemezen a vonalszélesség az említett minimum alá már nem csökken. Mivel a vékonyabb transzmissziós csúcs azt is jelenti, hogy kevesebb energia megy át az interferométeren, ezért ugyanazon vonalszélesség mellett alacsonyabb lesz a vonal maximuma. A nagyon nagy reflexió tehát két problémát is okoz, egyrészt fényszegény az interferogram, másrészt leromlik a kontraszt.

A fényszegénység problémája elkerülhető, ha a transzmissziós SBFF interferogram helyett reflexiós interferogramot veszünk fel, azonban az alacsony kontraszt miatt a reflexiós minimumok helyeinek meghatározása továbbra is problémát jelent. Ez úgy oldható meg, hogy csak az egyik tükör lesz a vizsgált lézertükör, a másik egy alacsonyabb reflexiójú, esetleg némi abszorpcióval is bíró, elhanyagolható csoportképletelés-diszperziójú tükör (pl. arany tükör). Minél közelebb van a 100%-hoz a vizsgált lézertükör reflexiója, annál speciálisabb reflexióval és abszorpcióval kell rendelkeznie az interferométer másik tükrének, azaz egyre problematikusabb az ilyen fáziskorrigáló tükrök csoportképletelésének mérése ezzel a módszerrel.

A d távolság hatása a mérés pontosságára összetettebb. Ha nő a d , akkor egyrészt csökken a transzmissziós maximumok félértékszélessége, ami így önmagában a fentiek szerint a pontosságot növeli, másrészt csökken a maximumok közötti távolság is. Ez utóbbi egyik oldalról szintén növeli a pontosságot, mivel a (7.13)-ban illetve (7.14)-ben a differenciáhányados egyre jobban közelíti a differenciálhányados értékét, azonban a részletes hibaanalízis azt mutatja, hogy ennek ellenére van egy optimális d távolság, ahol maximális a pontosság.

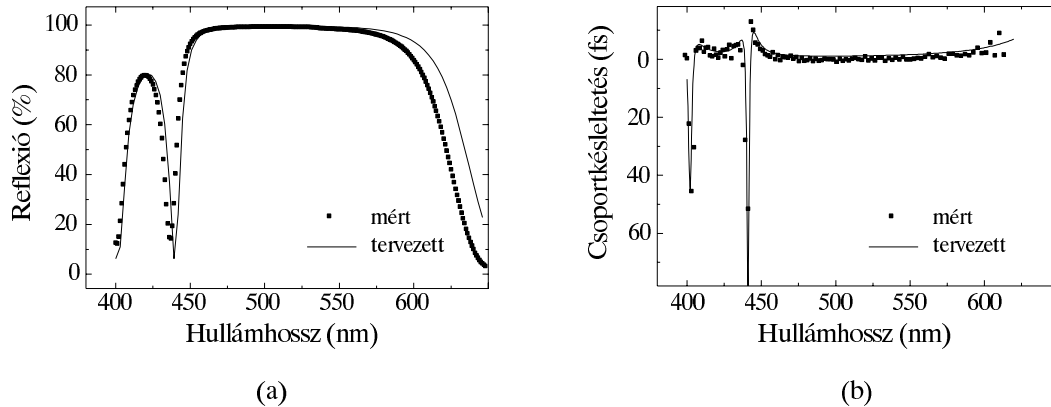
A módszer hatékonyságának kísérleti igazolásaképpen meghatároztuk egy Ar^+ lézer hullámhosszára készített nyitótükör csoportkésleltetésének hullámhosszfüggését a 7.12. ábrán



7.12. ábra. Ar^+ lézer hullámhosszán alacsony, azonkívül széles hullámhossztartományon magas reflexióval bíró dielektrikumtükör SBFF Fabry-Perot interferométerrel transzmisszióban kapott interferogramjának egy részlete

látható SBFF interferogram kiértékelésével. A tükör TiO_2 és SiO_2 rétegekből állt és úgy tervezték, hogy a 480-580 nm-es hullámhossztartományon a reflexiója $R \geq 99.5\%$, a csoportkésleltetés-diszperziója pedig $\varphi'' = 0 \text{ fs}^2$ legyen, amint ezt a 7.13.a ábra is mutatja. Az ilyen szélessávú dielektrikum tükrök esetén a tervezett hullámhossz-tartományon kívül, amint arról a 7.5 alfejezetben már szó esett, a reflexiós görbének rezonanciajellegű szakaszai vannak, ahol jelentős csoportkésleltetés várható. A méréseink igazolták a várakozásokat, a tükör tervezett és mért csoportkésleltetés görbéje jól egyezett (7.13.b ábra).

A kísérleti elrendezésben a halogén lámpa fehér fényéből a Fabry-Perot interferométeren áthaladt komponenseket egy DFS-8 spektrográffal bontottuk fel, a kapott SBFF interferogramot fotolemezen rögzítettük és egy Zeiss-típusú komparátorral értékeltük ki. A spektrográf szabad spektrális tartománya 0.6 nm/mm volt, így $\pm 0.2 \text{ fs}$ -os pontosságot tudtunk elérni $d = 60 \mu\text{m}$ -es



7.13. ábra. Ar⁺ lézerhez készített szélessávú dielektrikumtükör (a) reflexiójának és (b) csoportkésleltetésének hullámhosszfüggése. Ez utóbbi a 7.12. ábrán látható SBFF interferogram kiértékeléséből adódott

bázistávolság mellett azon a hullámhossztartományon, ahol a tükrök reflexiója 90% felett volt. A reflexiós görbe minimuma környékén viszont a pontosság ± 4 fs-ra romlott. Az igen kicsi bázistávolság precíz beállítása némileg nehezítette az elrendezés összeállítását.

A fentebb említett transzmissziós elrendezés helyett reflexiókat használva, megmértük egy optikai parametrikus oszcillátorhoz készült tükörnek is a csoportkésleltetés-diszperzióját ± 5 fs² pontossággal. A reflexiós mód használatát az indokolta, hogy a vizsgált tükör reflexiója $R \approx 100\%$ volt, így amint arról már szó esett a reflexióképesség és a detektálhatóság kapcsolatánál, csak ilyen elrendezésben volt lehetőség meghatározni a λ_m hullámhosszakat.

Összefoglalva, a fáziskorrigáló lézertükrök csoportkésleltetésének mérésére két SBFF interferometrikus elrendezést fejlesztettünk ki, az egyik a Michelson interferométerre, a másik pedig a Fabry-Perot interferométerre alapult. Mindkét elrendezéssel 0.2 fs-os időbeli feloldást tudtunk elérni 200 nm-es hullámhossztartományon. Az elért pontosság körülbelül megegyezik a csoportkésleltetés mérésére a 3. fejezetben ismertetett módszerekével, azonban az SBFF interferometria használatából eredően az elrendezéseinknek további előnyei is vannak. Egyszerű felépítésűek, a Michelson interferométernél az SBFF interferogram alapján lehetőség van a tükör csoportkésleltetés-diszperziójának gyors, vizuális minőségellenőrzésére is, míg a Fabry-Perot interferométernél a nagy pontosság eléréséhez nincs szükség számítógépes illesztési eljárásokra.

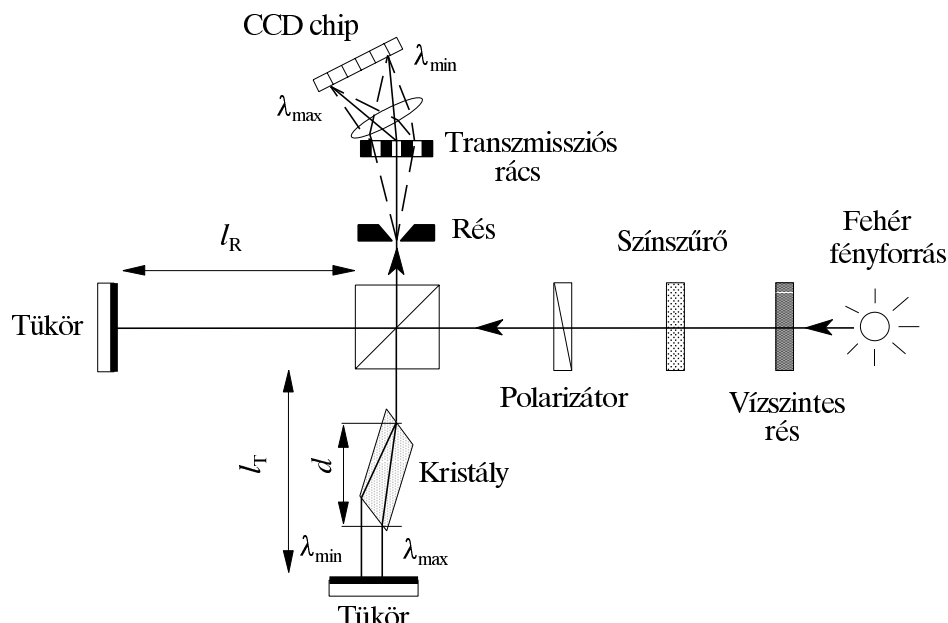
8. Lézerkristályok csoportképleltetés-diszperziójának mérése SBFF interferométerrel

Míg a lézertükrök fázistulajdonságainak jellemzésére az SBFF interferogramból kapott fázis ω szerinti első deriváltját, azaz a csoportképleltetést használtuk, addig a lézerkristályoknál a szakirodalomban időközben egyre jobban elterjedt csoportképleltetés-diszperzió megadása volt a cél, amelyet azonban a kristályok esetén az előző fejezetben ismertetett módszerekkel nem tudtunk meghatározni. Ha a néhány milliméter vastag kristályt a Fabry-Perot interferométerbe helyeznénk, akkor a bázistávolság megnövekedése miatt annyira besűrűsödnek a transzmissziós maximumok, hogy a spektrográf már nem tudja felbontani. A Michelson interferométerre kidolgozott módszerünk viszont azért nem használható, mert a kristályoknak a tükrökkel összehasonlítva jelentősen kisebb a felületük. A tükrök diszperziójának méréséhez a tükrök egy kb. 4 mm hosszú felületdarabjára volt szükségünk. Ezzel szemben a lézerkristályok magassága csak kb. 2 mm volt kissé legömbölyített szélekkel, azaz gyakorlatilag csak egy 1 mm magas részt használhattunk. Ha nem nagyítottuk meg az interferogramot, akkor a megvilágított pixelek alacsony száma, nagyítás esetén viszont a fényszegénység akadályozta a mérést. Ezért a kristályok diszperziójának méréséhez az SBFF interferometria azon változatát fejlesztettük tovább, melyet Sainz és Kumar a festékkoldatok illetve üvegek törésmutatójának meghatározására már eredményesen használt (4.1. fejezet). Jelen fejezetben az ezzel kapcsolatos eredményeket mutatom be [61,62].

8.1. Lézerkristály az SBFF Michelson interferométerben

A kísérleti elrendezés (8.1. ábra) annyiban hasonlított a fáziskorrigáló tükrök mérésénél használt elrendezésünkre, hogy ugyanúgy egy halogén lámpával világítottuk ki a Michelson interferométert, és a kimenetét ugyanazzal az eszközzel bontottuk spektrálisan. Azonban a Sainz-féle módszernek megfelelően most egyik tükör sem volt megdőntve.

További eltérés, hogy egy színszűrőt és egy polarizátort helyeztünk a fényforrás elé. A színszűrő csak a 700 nm feletti fényt engedte át, így módon megakadályozta, hogy a kristály a fényforrás rövidebb hullámhosszú komponenseit elnyelve, a vizsgálandó hullámhossztartományban (700-900 nm) zavaró fluoreszcenciafényt sugározzon ki. A polarizátorra pedig azért volt szükség, mert a lézerkristályok kettőstörők, így polarizátor nélkül a CCD chipen az ordinárius és az extraordinárius sugár által létrehozott interferogramok eredőjét kaptuk volna, ami gátolná az extraordinárius sugárra vonatkozó diszperzió meghatározását, miközben a lézer működése szempontjából csak ez utóbbi diszperzió ismerete a fontos.



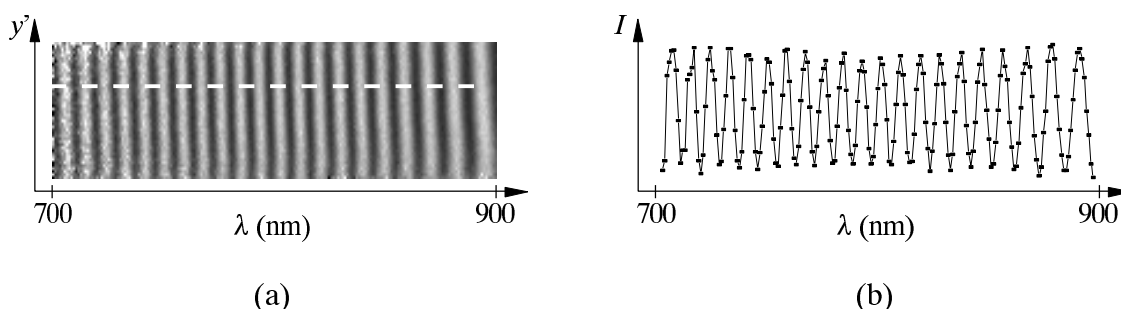
8.1. ábra. Lézerkristályok csoportkésettetés-diszperziójának meghatározása SBFF interferométerrel

A mérendő kristályt az interferométer egyik karjában elhelyezett forgatható asztalkára tettük, és úgy állítottuk be, ahogy a lézerrezonátorban is a reflexiós veszteségek csökkentése miatt elhelyezkedne, azaz egy adott λ hullámhosszra a beesési szög Brewster-szög volt. A szöget $\pm 5'$ pontossággal tudtuk beállítani.

8.2. Az SBFF interferenciakép kiértékelése

Mivel ebben az esetben az interferométer egyik tükrét sem döntöttük meg, ezért az SBFF interferogram az y' tengellyel párhuzamos csíkokból állt (8.2.a ábra). Ennek következtében az interferogram kiértékelése különbözött a 7. fejezetben ismertetett eljárásunktól.

Bár az SBFF interferogram intenzitáseloszlására továbbra is a (6.2) összefüggés érvényes, azonban a fáziskorrigáló tükröknél alkalmazott módszerrel ellentétben az y' tengely mentén az interferogram gyakorlatilag nem hordoz információt a karok közötti fáziskülönbségről.



8.2. ábra. (a) Egy 2 mm vastag Ti:zafír kristály SBFF interferogramja. (b) Az intenzitáseloszlás az interferogram szaggatott vonallal jelölt sora mentén, melyből a kristály csoportkésettetés-diszperzióját meghatároztuk

Ennek az egyik oka, hogy nincs megdöntve az interferométer egyik tükre sem. A másik ok pedig, hogy mivel a kristály felületéből csak egy 1 mm-es rész használható, ezért még divergens nyaláb esetén sem sűrűsödnek be annyira az interferenciagyűrűk az interferométer kimenetén, hogy észlelhető változás legyen az y tengely menti intenzitáseloszlásban, illetve az SBFF interferogramon az y' tengely mentén.

A fentiek alapján a kristály csoportkésleltetés-diszperziójának meghatározásához az ilyen típusú SBFF interferogramból elegendő volt csak egy, a frekvencia- (hullámhossz-) tengellyel párhuzamos metszetet venni, amely mentén az intenzitás (6.2) alapján

$$I(\omega) = I_T(\omega) + I_R(\omega) + 2\sqrt{I_T(\omega)I_R(\omega)}\cos(\varphi(\omega)), \quad (8.1)$$

ahol a karok közötti $\varphi(\omega)$ fáziskülönbség a 8.1. ábra jelöléseivel:

$$\varphi(\omega) = 2\left[\frac{\omega}{c}(l_R - l_T + d) - \varphi_K(\omega)\right]. \quad (8.2)$$

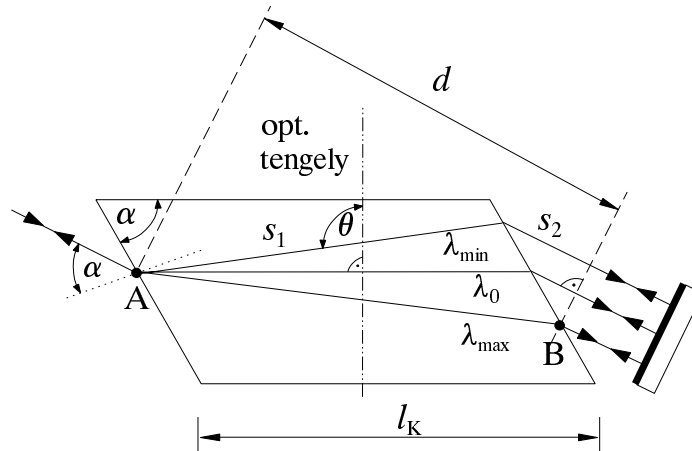
A 8.3. ábra alapján a kristály által az A pont illetve a B ponton átmenő, a kristályból kilépő fénysugarakra merőleges sík között létrehozott fázistolás

$$\varphi_K(\omega) = \frac{\omega}{c}[n(\omega, \theta)s_1(\omega) + s_2(\omega)], \quad (8.3)$$

ahol a szögfüggő extraordinárius törésmutató az

$$n(\omega, \theta) = \frac{n_{eo}(\omega)n_o(\omega)}{\sqrt{n_o^2 \sin^2 \theta + n_{eo}^2(\omega) \cos^2 \theta}} \quad (8.4)$$

összefüggésből adódik, melyben $n_o(\omega)$ az ordinárius és $n_{eo}(\omega)$ az optikai tengelyre merőleges,



8.3. ábra. A $\varphi'_K(\omega)$ csoportkésleltetés-diszperziójának pontos kiszámításához figyelembe kell venni, hogy a különböző frekvenciájú fénysugarak különböző irányokban haladnak a kristályban

$\theta=90^\circ$ -hoz tartozó extraordinárius törésmutató. A B pont helyét az SBFF interferogramon detektált $\lambda_{\max}$ maximális hullámhosszú fénysugár határozza meg. Ennek az önkényes választásnak a csoportképletelés-diszperzió értékére nincs hatása. Itt jegyzem meg, hogy a kristályokat úgy vágják, hogy egy adott λ_0 hullámhosszú extraordinárius sugárra — mely a kristállyal megépítendő lézer tervezett központi hullámhossza —, egyrészt teljesüljön, hogy az α beesési szög Brewster-szög, másrészt az optikai tengellyel $\theta=90^\circ$ -os szöget zárjon be (lásd 8.3. ábra).

A CCD pixelek zaja miatt az $I(\omega)$ intenzitásból a kristály $\varphi_K(\omega)$ fázistolását sem Sainz, sem Kumar módszerével (lásd 4.1. alfejezet) nem tudtuk megfelelő pontossággal meghatározni. Ezért egy újabb megoldást használtunk, melynek lényege az volt, hogy először normáltuk a 7.3. alfejezetben már ismertetett módon az $I(\omega)$ intenzitást. Erre a normált intenzitásra a vizsgált teljes spektrumtartomány egy-egy rövidebb (ω_1, ω_2) szakaszán, melyen a kristály fázistolása jól közelíthető a csak lineáris tagot tartalmazó Taylor-sorával, az

$$I(\omega) \approx a_0 + a_1 \cos(a_2 + a_3(\omega - \omega^*)) \quad (8.5)$$

alakú függvényt illesztettük, ahol ω^* az (ω_1, ω_2) spektrumtartomány központi frekvenciája, azaz $\omega^* = (\omega_2 + \omega_1)/2$. A teljes tartomány minden egyes ω frekvenciájára meghatározva az a_2 és a_3 illesztési paramétereket, megkaptuk a karok közötti $\varphi(\omega)$ fáziskülönbséget, melyre egy harmadfokú

$$\varphi(\omega) \approx b_0 + b_1(\omega - \omega_0) + b_2(\omega - \omega_0)^2 + b_3(\omega - \omega_0)^3 \quad (8.6)$$

polinomot illesztettünk, ahol ω_0 egy önkényesen választott frekvencia. A kristály csoportképletelés-diszperziója a b illesztési paraméterekből a

$$\varphi_K''(\omega) = 2b_2 + 6b_3(\omega - \omega_0) \quad (8.7)$$

összefüggéssel adódott.

Tekintettel arra, hogy a $\cos()$ függvény páros függvény, így az illesztésből kapott csoportképletelés-diszperzió előjele nem egyértelmű, azonban Shangnak az optikai szálak csoportképletelésének mérésre kidolgozott módszerével (3.4. alfejezet) könnyen meghatározható. Addig változtatjuk a referenciakar hosszát amíg az ún. állandó fázisú pont meg nem jelenik. Ha a referenciakar rövidítésével az állandó fázisú pont a spektrum magasabb frekvenciájú oldala felől az alacsonyabb felé halad, akkor pozitív az előjel, ellenkező esetben negatív.

A képnormálás ebben az esetben is nagyon fontos volt. Csak most nem azért, mert az y' tengely mentén változott az intenzitás, hanem azért mert az elrendezés összes elemének a

spektrális átvitele változott a hullámhosszal, ami a fenti illesztési eljárás eredményét normálás hiányában meghamisította volna. Sajnos a CCD pixelek zaja miatt még így sem tudtuk elérni, hogy a normált intenzitáseloszlásnak állandó legyen az amplitúdója a teljes spektrum-tartományon (lásd 8.2.b ábra). Azonban az illesztési tartományon (kb. két periódus) a változás mértéke kicsi volt.

A mérés pontosságát a csíkok periodicitása is befolyásolta, mely nemcsak a kristály diszperziójától, hanem az l_R-l_T karhosszkülönbségtől is függött, amint az (8.2)-ből következik. Túl kicsi karhosszkülönbséget nem volt célszerű beállítani, mert akkor olyan mértékben megnő a periódus, hogy az illesztéshez szükséges két csíknyi távolságon a (8.5) közelítésünk érvényét veszti. Túl nagy különbség sem jó, mert akkor meg annyira besűrűsödnek a csíkok, hogy nagyon kevés pixelre esik egy periódus, és ha a résszélesség nem elég kicsi, akkor a szomszédos spektrális komponensek átfedése miatt még képnormálás esetén is az SBFF interferenciacsíkok láthatósága a hullámhosszal jelentősen változik, ami szintén a pontosságot rontja. Ezért optimalizálni kellett ezt a két feltételt, kb. 10 pixelre esett egy periódus.

8.3. Mérési eredmények

Először megmértük az üres interferométer diszperzióját. A mérési eredményeket az 1. táblázatban foglaltam össze. A diszperziós együtthatók $\lambda=786$ nm-re vonatkoznak. A karhosszkülönbséget változtatva, a karok közötti időbeli késleltetés is változott. Összevetve a késleltetés Δt megváltozását az interferogrammból meghatározott $\Delta\phi'_{IF0}$ változással, azt látjuk, hogy a karhosszkülönbség leolvasási pontossága okozta hibán belül a két érték megegyezik. ϕ'_{IF0} -val ellentétben ϕ''_{IF0} és ϕ'''_{IF0} pontossága ilyen egyszerű módon nem ellenőrizhető, azonban össze tudjuk vetni a fáziskorrigáló tükröknél használt módszerrel történt mérés adataival. (7.7)-

Δx (μm)	Δt (fs)	$\Delta\phi'_{IF0}$ (fs)	ϕ''_{IF0} (fs ²)	ϕ'''_{IF0} (fs ³)
0	0	0	2.6	20
5 ± 1	33 ± 6	35	1.6	26
15 ± 1	100 ± 6	98	1.0	26
25 ± 1	167 ± 6	165	0.6	26

1. táblázat Az "üres" interferométernek az SBFF interferogrammból meghatározott diszperziós együtthatói ($\Delta\phi'_{IF0}=\Delta b_1$, $\phi''_{IF0}=2b_2$, $\phi'''_{IF0}=6b_3$) eltérő Δx relatív karhosszkülönbségeknél, melyeknek $\Delta t=2\Delta x/c$ időbeli késleltetés felel meg. Az együtthatók $\lambda=786$ nm-re vonatkoznak

ből $\lambda=786$ nm-re $\varphi''_{\text{IF0}}=7.0$ fs² és $\varphi'''_{\text{IF0}}=9.86$ fs³ adódik, azaz eléggé eltérnek az 1. táblázatban látható értékektől. Tekintettel arra, hogy a jelen fejezetben tárgyalt módszernél Δx növekedésével jelentősen megváltozott φ''_{IF0} értéke, azaz amikor az SBFF interferogramon a csíkok besűrűsödnek, ezért úgy gondolom, hogy a fáziskorrigáló tükröknél alkalmazott módszer pontosabb értéket adott. Ezt az a körülmény is alátámasztja, hogy a korábbi módszerünkénél az “üres” interferométer diszperziója az SBFF csíkok görbültségében nyilvánult meg, azaz egy kb. 40 pixelnyi periódus mellett kellett néhány pixelnyi elmozdulást detektálni. Ebben az esetben viszont a csíkok 10-15 pixelnyi periódusának megváltozása hordozza ezt az információt, azaz ennek a módszernek az érzékenysége kb. harmada a korábbinak. Ezért a továbbiakban a kristályok mérésénél a kapott diszperziós értékek korrekciójakor az “üres” interferométernek a fáziskorrigáló tükröknél meghatározott diszperziós adatait használok, melynek következménye, hogy jelen értekezésben a kristályok mért diszperziós értékei kissé eltérnek az általunk korábban publikált értékektől [61,62]. Azonban amikor az említett publikációk születtek, akkor a célunk az volt, hogy a jelen fejezetben ismertetett módszer alkalmazhatóságát igazoljuk, azaz ne használjunk fel más interferometrikus eljárással kapott adatokat.

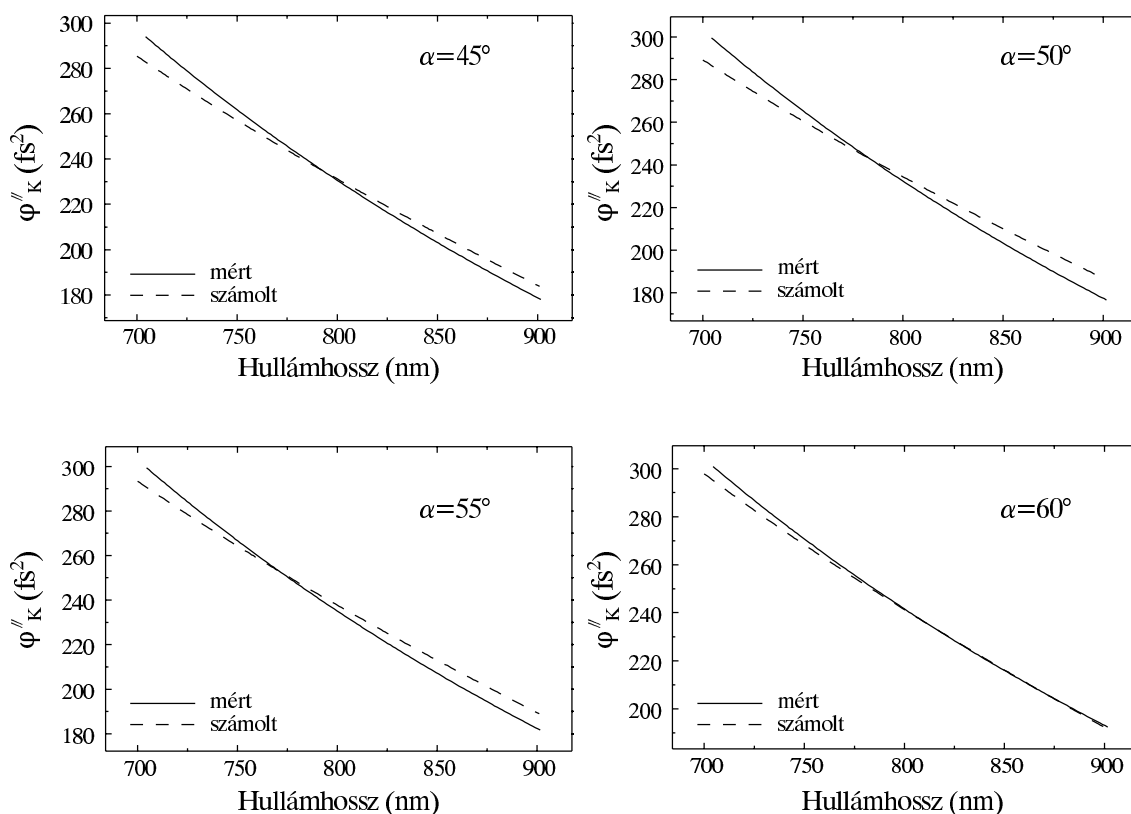
A módszerünk megbízhatóságának további ellenőrzésére megmértük a már mások által is vizsgált Ti:zafír kristály csoportképletelés-diszperzióját [26,30,63] különböző beesési szögeknél. Ahhoz, hogy a mérésekkel kapott értékek helyességét ellenőrizni tudjuk, kiszámoltam a kristály szakirodalomban publikált törésmutató polinomja alapján adódó, a (8.3) összefüggéssel definiált $\varphi_K(\omega)$ fázistolást, majd numerikusan deriváltam a $\varphi_K''(\omega)$ meghatározásához. Mivel a különböző frekvenciájú fénysugarak különböző irányban haladnak a kristályban, ezért a $\varphi_K(\omega)$ kiszámolásához egy sugárkövető programot írtam. Utóbb kiderült, hogy ha csak egyszerűen a közelítő jellegű $\varphi_K(\omega) \approx (\omega/c)n_{eo}(\omega)l_K$ kifejezés alapján számolok, az így kapott $\varphi_K''(\omega)$ érték csak kb. 0.3 %-al lesz nagyobb a pontos, sugárkövetésből adódó

λ (nm)	ω (1/fs)	θ (fok)	$n(\omega, \theta)$	$n_{eo}(\omega)$
700	2.69	89.95	1.755221	1.755221
900	2.09	90.05	1.749823	1.749823

2. táblázat Különböző frekvenciájú (hullámhosszú) fénysugarak terjedési iránya és az optikai tengely által bezárt szög (θ), valamint az ehhez tartozó $n(\omega, \theta)$ extraordinárius törésmutató összevetve a $\theta = 90^\circ$ -hoz tartozó $n_{eo}(\omega)$ törésmutató értékével Ti:zafír kristály esetén

értéknél. Ennek az oka, hogy a kristályban a különböző frekvenciájú fénysugarak terjedési iránya által bezárt szög nagyon kicsi és így az adott terjedési irányhoz tartozó $n(\omega, \theta)$ törésmutató a 6. tizedesjegyig, azaz a polinom pontossági határán belül megegyezik a $\theta=90^\circ$ -hoz tartozó $n_{eo}(\omega)$ -val (lásd 2. táblázat). A számoláshoz az l_K hosszat a kristályhoz mellékelt minőségi tanúsítványból vettem.

A 8.4. ábra alapján megállapítható, hogy a φ''_K mért és a szakirodalomban található törésmutató polinomból [18] sugárkövető programmal számolt értékei a vizsgált spektrumtartomány közepén jó egyezésben vannak, azonban a tartomány szélein már jelentős az eltérés a görbék eltérő meredeksége miatt. Például a Ti:zafír lézer egy lehetséges működési hullámhosszán, $\lambda=786$ nm-en az eltérés a mért és a számolt érték között $\delta\varphi''_K = \pm 3$ fs², miközben a tartomány szélein már ± 13 fs². A számolt értékekkel kapcsolatban meg kell jegyezni, hogy azokat a tiszta zafír polinomja alapján határoztam meg, mivel titánnal szennyezett zafírra vonatkozó polinomot nem találtam a szakirodalomban. Azonban Knox [26] és Sánta [63] mérési eredményeiből az tűnik ki, hogy a titán szennyezésnek elhanyagolható a zafír diszperziójára gyakorolt hatása.



8.4. ábra. Egy 2.13 mm hosszú Ti:zafír kristály mért és számolt φ''_K csoportkésleltetés-diszperziója a hullámhossz függvényében különböző α beesési szögeknél

A mért és a számolt görbék különböző meredeksége azt mutatja, hogy a φ''_{K0} meghatározásában jelentős hiba van. Ennek alapvető oka az “üres” interferométer φ'''_{IF0} fázisderiváltja meghatározásának nem megfelelő pontossága, ugyanis amint azt a sugárkövető programmal végzett számításaim mutatták, sem a beesési szög $\pm 5'$ beállítási pontossága, sem a $\varphi^{(4)}_{K0}$ hatásának elhanyagolása ekkora hibát nem okozhat. Tekintettel arra, hogy a Ti:zafír kristály csoportképletelés-diszperziós görbéinél mindegyik esetben a mért görbe a meredekebb és a nagyobb eltérés a kisebb beesési szögek esetén volt, amikor a φ''_{K0} értéke kisebb, ez valószínűsíti azt a feltevést, hogy az “üres” interferométerre meghatározott φ'''_{IF0} érték hibás, ami azután a kristály φ''_{K0} -jának mérésekor is egy állandó hibát okozott. Ha a kristály csoportképletelés-diszperziója hullámhosszfüggését a vizsgált tartomány közepén lévő hullámhosszhoz tartozó φ''_{K0} és φ'''_{K0} -val jellemezzük, akkor a mérési hibák: $\delta\varphi''_{K0} = \pm 3 \text{ fs}^2$, $\delta\varphi'''_{K0} = \pm 14 \text{ fs}^3$, vagy relatív hibában kifejezve $\pm 1\%$ és $\pm 8\%$.

Ezek után meghatároztuk két eltérő adalékoltságú és gyártójú Cr:LiSAF kristály fázisderiváltjait, melyeket a 3. táblázat tartalmaz. A 0.8% adalékoltságú, 2.8 mm-es kristályt a Lighting Optical Corporation gyártotta, míg az 5 mm hosszú 2.0%-osat a Stretchlyde

Kristály típusa	$\omega_0 \text{ (fs}^{-1}\text{)}$	$\lambda_0 \text{ (nm)}$	$\varphi''_{K0} \text{ (fs}^2\text{/cm)}$ mért	$\varphi''_{K0} \text{ (fs}^2\text{/cm)}$ elméleti	$\varphi'''_{K0} \text{ (fs}^3\text{/cm)}$ mért	$\varphi'''_{K0} \text{ (fs}^3\text{/cm)}$ elméleti
Cr:LiSAF (0.8%)	2.23	845	206 ± 3	100	194 ± 15	286
Cr:LiSAF (2.0%)	2.23	845	252 ± 3	100	254 ± 19	286
Ti:zafír ($\alpha=6 \text{ cm}^{-1}$)	2.4	786	587 ± 7	582	441 ± 33	407

3. táblázat Ti:zafír és Cr:LiSAF kristályok SBFF interferometriával mért, illetve sugárkövető programmal számolt (elméleti) másod- és harmadrendű fázisderiváltjai 10 mm-es hosszra vonatkoztatva egyszeri áthaladás esetén. A kristályok csoportképletelés-diszperziójának frekvenciafüggése a $\varphi''_K(\omega) = \varphi''_{K0} + \varphi'''_{K0}(\omega - \omega_0)$ összefüggésből adódik

University (Glasgow). Látható, hogy a kísérleti és az elméleti értékek között jelentős az eltérés, a φ''_{K0} -nél a mért adatok 210-250%-kal nagyobbak az elméleti értéknél, míg a φ'''_{K0} -nál csak 70-90%-a. Vegyük azt is észre, hogy a mért fázisderiváltak a két kristály esetén különböznek. Mivel a kristályok nem azonos gyártótól származtak, ezért nem tudtuk eldönteni, hogy a különbség az eltérő adalékoltságtól vagy az eltérő gyártási technológiától származik.

Az elméleti értékek pontosságával kapcsolatban megvizsgáltam a kristály törésmutató polinomját [19]. Miközben Payne és munkatársai ebben a közleményükben tanulmányozták, hogy hogyan függenek a Cr:LiSAF kristály spektroszkópiái paraméterei az adalékoltságtól,

addig a törésmutató polinomnál sajnos nem szerepel semmilyen utalás a vizsgált kristály adalékoltóságára.

Felmerülhet, hogy esetleg nyomdai hiba következtében a polinom konstansai közül valamelyik rossz. Az imént említett kutatócsoportnak a Laser Focus World-ben is megjelent egy közleménye a Cr:LiSAF kristályról [64], amelyben a polinom konstansai megegyeztek a [19]-ben találhatókval, tehát a nyomdai hiba lehetőségét kizárhatjuk.

A polinom helyességének ellenőrzéséhez felhasználtam Bor és Rácz azon megállapítását, hogy különböző optikai anyagokra az egymást követő törésmutató deriváltak közötti kapcsolat jól közelíthető általános, az anyagi minőségtől független összefüggésekkel [65]. Mivel vizsgálataik nem terjedtek ki kettősentörő anyagokra ezért, hogy a Cr:LiSAF kristály ordinárius és extraordinárius törésmutató deriváltjainak hányadosaival kapcsolatban, melyeket a Payne által leközült polinomok alapján határoztam meg, következtetéseket tudjak levonni, olyan kettőstörő kristályokra is kiszámoltam a deriváltakat, melyek törésmutató polinomjait már többször is ellenőrizték; zafírra [18], kalcitra [18], α -kvarcra [18], BeO-ra [18], KDP-re [18], illetve a Cr:LiCAF kristályra [66] (4. táblázat). Utóbbi kristálynál a Szipőcs Róbert által mért [62] és a törésmutató polinomból számolt fázisderivált értékek elég jól egyeztek.

A táblázat alapján egyrészt megállapítható, hogy mindkét deriválthányados esetén a [65] alapján számolt értékektől eltérnek a polinomokból adódó értékek, másrészt viszont az is

	$\lambda \frac{d^2n}{d\lambda^2} / \frac{dn}{d\lambda}$		$\lambda \frac{d^3n}{d\lambda^3} / \frac{d^2n}{d\lambda^2}$	
	o	eo	o	eo
[65] alapján	-3.0	—	-4.0	—
Cr:LiSAF	-1.0	-1.1	-6.3	-8.0
α -Kvarc	-1.8	-1.8	-4.8	-4.8
BeO	-1.8	-1.8	-4.8	-4.8
Kalcit	-2.2	-2.6	-4.6	-4.2
Zafír	-1.9	-1.9	-4.7	-4.7
KDP	-0.9	-2.1	-6.6	-4.6
Cr:LiCAF	-2.0	-2.1	-4.6	-4.5

4. táblázat Két lézerkristály (Cr:LiSAF, Cr:LiCAF) és néhány kettősentörő kristály ordinárius (o) és extraordinárius (eo) törésmutató deriváltjainak hányadosa összevetve a [65]-ben található, anyagi minőségtől független összefüggésekből adódó értékekkel. A deriváltak a szakirodalomban található polinomokból lettek számolva $\lambda=800$ nm-re

látható, hogy a Cr:LiSAF és a KDP kristályt kivéve a többi kristály deriválthányadosai jó közelítéssel megegyeznek. A Cr:LiSAF és a KDP kristályt figyelmen kívül hagyva az ordinárius sugár esetén $\lambda(d^2n/d\lambda^2)/(dn/d\lambda)$ -nál -3.0 helyett átlag -1.9 adódik, és a $\lambda(d^3n/d\lambda^3)/(d^2n/d\lambda^2)$ -nál -4.0 helyett -4.7. Míg a KDP-nél csak az ordinárius sugárhoz tartozó értékek térnek el jelentősen az említett átlagoktól, addig a Cr:LiSAF kristálynál mindkét sugárra vonatkozó értékek. Ezek az eredmények tovább erősítik a gyanút a Cr:LiSAF [19] és [64]-ben közölt törésmutató polinomjának helyességével kapcsolatban.

A fenti eltérés egy további kísérleti igazolása volt, hogy a Sorokina és mtsai által megépített Cr:LiSAF lézer az általunk mért adatok alapján tervezett tükrökkel működött és 20 fs-nál rövidebb impulzusok jöttek ki belőle [67].

Végül utolsó megjegyzésként, az értekezés megírása közben látott napvilágot Uemura mérési eredménye 1.5%-os adalékoltságú, 5 mm hosszú Cr:LiSAF kristályról: $\varphi''_{K0}=227 \text{ fs}^2/\text{cm}$ és $\varphi'''_{K0}=225 \text{ fs}^3/\text{cm}$ 850 nm-nél [68,69]. Összevetve az általunk mért értékekkel megállapíthatjuk, hogy Uemura mérési eredményei jól közelítik az általunk mért diszperziós értékeket, azaz a Payne által közölt törésmutató polinom biztos, hogy hibás. Továbbá azt is láthatjuk, hogy az Uemura által vizsgált kristálynak mind a Cr^{3+} adalékoltsága, mind a mért diszperziós értékei az általunk vizsgált kristályok értékei között helyezkednek el. Ha figyelembe vesszük még azt is, hogy ez a kristály egy harmadik gyártótól származott, akkor megállapíthatjuk, hogy a vizsgált Cr:LiSAF kristályok eltérő diszperziójának oka nem az eltérő gyártástechnológia, hanem az eltérő adalékoltság, amint ez az abszorpció és a törésmutató közötti kapcsolatot leíró Kramers-Kronig összefüggés alapján várható is.

IV. ÖSSZEFOGLALÁS

1. A prizmás impulzuskompresszor fázistulajdonságainak elméleti vizsgálatán keresztül igazoltam, hogy létezik egy olyan irány, az ún. izokronikus irány, amely mentén a kompresszor prizmáját mozgatva a csoportképleltetés-diszperzió értéke beállítható úgy, hogy közben a csoportképleltetés állandó marad [51,52]. Az izokronikus irányra általam meghatározott formulából adódó értékkel a kísérleti eredmények jó egyezésben voltak. Amennyiben a prizmát az izokronikus irány mentén mozgatjuk, a szinkronpumpált lézerek beállítása egyszerűsödik.

2. Összeállítottam egy spektrálisan bontott fehér fényű (SBFF) interferométert, mely egy fehér fénnel kivilágított Michelson interferométerből és egy egyszerű spektrográf kombinációjából állt. Az interferométer egyik tükkrét vízszintes tengely körül megdöntve, a karhosszkülönbség változtatásakor az SBFF interferenciacsíkok meredeksége változott. Az SBFF interferenciacsíkok kialakulását leíró egyszerű modell segítségével meghatároztam az SBFF csíkok meredeksége és a karhosszkülönbség közötti kapcsolatot, melynek helyességét kísérleti eredményekkel is igazoltam [53].

Az SBFF interferenciacsíkok meredeksége és a karhosszkülönbség közötti összefüggés segítségével szemléletes magyarázatot adtam a fehér fényű interferenciacsíkok láthatóságának változására.

3. Kidolgoztam egy, az SBFF Michelson interferométerre alapuló módszert a fáziskorrigáló lézertükrök csoportképleltetésének mérésére [54,55]. A módszer lényege, hogy a tükrök csoportképleltetéséről az információt az SBFF interferenciacsíkok alakja hordozza, melynek pontos meghatározásához az SBFF interferogram intenzitáseloszlására hullámhosszanként koszinuszfüggvényeket illesztettem. A csoportképleltetés az így kapott fázisfüggvény numerikus deriválásával adódott.

A vizsgálandó tükröket az interferométerbe páronként helyeztem be azért, hogy négyszeres reflexióval a mérés pontosságát megnöveljem. Ennek eredményeképp a relatív csoportképleltetést ± 0.2 fs-os időbeli feloldással határoztam meg 1 nm-enként a 700-900 nm-es hullámhossztartományon.

Részt vettem a Fabry-Perot interferométerre alapuló SBFF módszer továbbfejlesztésében is, mellyel szintén ± 0.2 fs-os pontossággal határoztuk meg a vizsgált lézertükrök csoportképleltetését. A kiértékeléshez a jelenleg ismert módszerekkel ellentétben, nem volt

szükség bonyolult számítógépes illesztési eljárásokra [55,57].

4. A Michelson interferométerre alapuló módszer esetén az *SBFF interferenciacsíkok alakja és a tükör csoportkésltetése közötti kapcsolatra egy egyszerű, közelítő kifejezést adtam*, melynek alapján lehetőség van a tükrök csoportkésltetés-diszperziójának gyors, vizuális ellenőrzésére pusztán az SBFF interferogram megfigyelése alapján [56].

5. Az *SBFF Michelson interferométer egy másik változatával* — nincs megdöntve egyik tükör sem és a kristály fázistulajdonságainak jellemzői az SBFF interferogram hullámhossz-tengely menti metszetéből adódnak — *meghatároztam egy Ti:zafír és két, eltérő (0.8% és 2.0%) Cr^{3+} adalékoltságú Cr:LiSAF kristály csoportkésltetés- illetve harmadrendű diszperzióját* [61, 62]. A csoportkésltetés-diszperzió mérésének pontossága $\pm 1\%$, míg a harmadrendű diszperzióé $\pm 8\%$ volt.

A Ti:zafír kristálynál a mérési eredmények jó egyezésben voltak a szakirodalomban található törésmutató polinomból számolható értékekkel. A Cr:LiSAF kristályok esetében azonban jelentős eltérést tapasztaltam nemcsak az irodalomban közölt polinomból adódó értékektől, hanem a két kristály mért értékei között is. Ez utóbbi eredmények, valamint Uemura 1.5%-os adalékoltságú Cr:LiSAF kristályra vonatkozó, 1998-ban közölt mérései alapján *arra következtettem, hogy a Cr:LiSAF kristály diszperziója függ a Cr^{3+} adalékoltságtól*.

6. A Cr:LiSAF kristály mért és számolt fázisderiváltjai közötti jelentős eltérés eredetének tisztázására *összehasonlítottam a Cr:LiSAF, valamint néhány, gyakrabban használt kettőstörő kristály törésmutató-deriváltjainak hányadosait*, melyeket a szakirodalomban közölt törésmutató polinomokból számoltam. Azt találtam, hogy a Cr:LiSAF kristályra számolt törésmutató-deriváltak hányadosai jelentősen eltérnek a többi kristályétól. E tény, továbbá az 5. pontban említett eredmények alapján *arra következtettem, hogy a Cr:LiSAF kristály irodalomban közölt polinomja hibás*.

Summary

I. Preliminaries and goals

The generation of short laser pulses has been an important field of laser physics since the discovery of the first lasers. It shows the success of the research work done in this field that one managed to decrease the time duration of laser pulses by orders of 12 from the initial some milliseconds. Pulses as short as 7.5 fs have been demonstrated directly from the laser oscillator. More recently pulses of 4.6 fs were generated from 13-fs pulses of a cavity-dumped Ti:sapphire laser.

When generating and applying femtosecond pulses like that, the material and angular dispersion of the optical elements used in the experimental arrangement can cause more serious distortion in the shape of the pulses than in case of nano- or picosecond pulses. The reason for this is that the spectral bandwidth of a 5-ps pulse having central wavelength of 800 nm is ~ 0.1 nm, however, for a 5-fs pulse it is ~ 100 nm. Therefore if a picosecond pulse propagates through a dispersive medium, the relative phase of the spectral components forming the pulse, because of the small bandwidth, changes in a smaller degree than in case of a femtosecond pulse. Since the active medium of lasers and the optical elements are dispersive, we should precisely know the effect on the phase structure of the pulse caused by the dispersion.

One kind of equipment most frequently used for the dispersion compensation of the active medium of lasers is the prismatic pulse compressor. The adjustment of the prisms is difficult in case of synchronously pumped mode-locked dye lasers. Therefore one goal of this work is to give a simpler method for adjusting the prismatic compressor through the investigation of its dispersion properties.

During the past few years the so-called mirror-dispersion-controlled solid-state laser spreaded, where the dispersion of the laser crystal is compensated by specially designed dielectric mirrors (chirped mirrors) instead of the prismatic compressor. The use of these mirrors made it possible to build more compact, stable lasers generating sub-10 fs pulses. However, a serious problem is that the present vaporation techniques can not guarantee that after vaporation the mirrors have the designed dispersion properties. Therefore a mirror-dispersion-controlled laser can be built only from mirrors with measured dispersion. So a further goal is to develop a simple interferometric arrangement having great precision for measuring the dispersion of chirped mirrors.

In the course of development of solid-state lasers new crystals are used as active medium. Building mirrors-dispersion-controlled lasers to choose the appropriate chirped mirrors, one should know the dispersion of the crystal precisely. However, dispersion data about some crystals can not be found in literature, or the data are suspicious. Therefore my goal is to measure the dispersion of some crystals.

In summary, one goal of the work presented here is to develop a classical interferometric technique, the so-called spectrally resolved white-light (SRWL) interferometry, for measuring the dispersion of multilayer laser mirrors and laser crystals, which necessitates to study the properties of the interference fringes appearing in case of a bare interferometer. The other goal is to investigate the dispersion properties of the prismatic pulse compressor.

II. Methods of investigation

The formalism introduced by Martinez was used to calculate the isochronic direction of the prism compressor. The experimental verification was made with the so-called time-of light interferometer. The maximum visibility of the interference fringes was determined by seeing the interferogram with naked eye.

To resolve the white light interference fringes from the Michelson interferometer spectrally, a simple spectrograph was built, and the detector at the output of the spectrograph was a CCD chip (EDC-1000, Electrim Corp., 165x196 pixels). In case of the Fabry-Perot interferometer we need higher resolution, therefore a DFS-8 spectrograph was used instead of our homemade spectrograph.

III. Results

1. Through the theoretical investigation of the phase properties of the prismatic pulse compressor, it is proved that there is a direction, the so-called isochronic direction, in which translating one of the prisms, the group delay remains constant while the group-delay dispersion for a given wavelength is changing. The experimental results agree well with the theoretical values. If the prism is translated in the isochronic direction, the adjustment of the synchronously pumped lasers becomes simpler [51,52].

2. A spectrally resolved white-light (SRWL) Michelson interferometer was constructed. Tilting one of the mirrors of the interferometer along a horizontal axis, the slope of the SRWL interference fringes was changing when the arm length difference changed. The relationship

between the slope of the SRWL fringes and the arm length difference was derived from a simple model describing the generation of the SRWL fringes. The relationship was proved by experiments [53].

An intuitive explanation was given for the change of the visibility of white-light fringes by using the relationship between the slope of the SRWL fringes and the arm length difference.

3. A method based on the SRWL Michelson interferometer was developed for measuring the group delay of multilayer laser mirrors. The root of the method is that the shape of SRWL fringes contains the information about the group delay of the mirrors. To determine the group delay precisely, cosinusoidal functions were fitted to the intensity distribution of the SRWL interference pattern at each wavelength. The group delay was obtained from the numerical differentiation of the phase function. The relative group delay was determined with a time resolution of ± 0.2 fs, spectral resolution of 1 nm over the spectral range of 700-900 nm [54, 55].

I took part in the development of an SRWL interferometric method based on the Fabry-Perot interferometer. The group delay of the laser mirrors was determined with an accuracy of ± 0.2 fs. Unlike other methods, there is no need for a difficult computer fitting algorithm to evaluate the SRWL interferogram [55,57].

4. A simple expression was found for the relationship between the shape of the SRWL interference fringes and the group delay of the mirror, which allows a fast visual control of the group delay dispersion of the mirror [56].

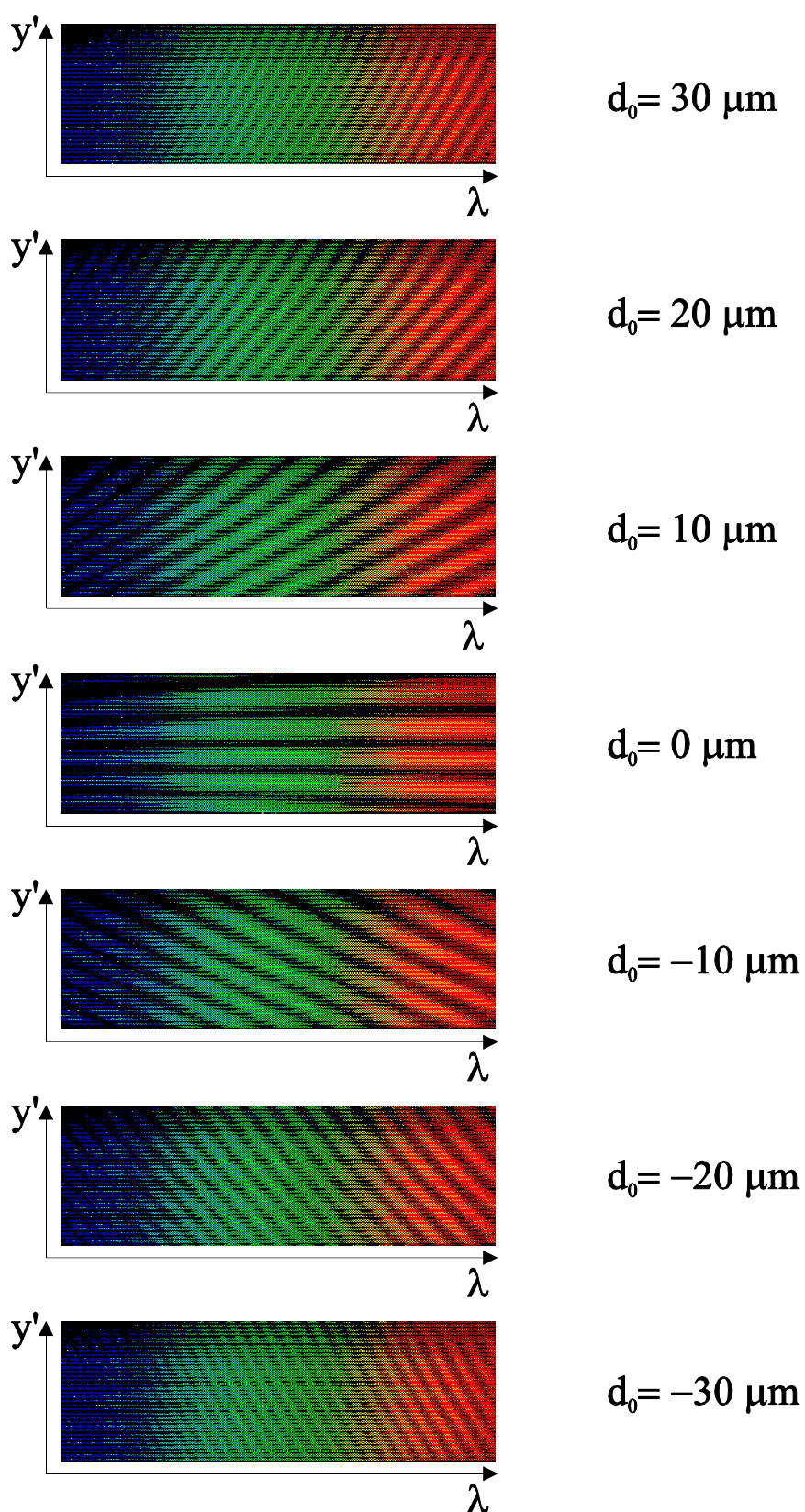
5. Using another type of SRWL Michelson interferometer - the mirrors of the interferometer are not tilted and the phase properties of the laser crystal is determined from the cut along the wavelength axis - the group-delay and the third-order dispersion of a Ti:sapphire and two Cr:LiSAF crystals having different doping concentration were measured with an accuracy of ± 1 % and ± 8 %, respectively.

For the Ti:sapphire crystal the measured values agree well with the calculated ones. In case of the Cr:LiSAF crystals, however, a significant difference was found between the measured and the calculated values and between the measured values of the two crystals with different doping concentration. Considering this latter result and the data for a 1.5% Cr:LiSAF

crystal measured by Uemura in 1998, I came to the conclusion that the dispersion of the Cr:LiSAF crystal depends on the doping concentration [61,62].

6. To define the origin of the difference between the measured and calculated values of the phase derivatives, the ratio of the derivatives of the refractive index was compared to the Cr:LiSAF and other birefringent crystals using the refractive index polynomials found in literature. I found that the ratios of the calculated derivatives for the Cr:LiSAF crystal differ from those of the other crystals significantly. Based on this fact and the results mentioned in paragraph 5, I came to the conclusion that the refractive index polynomial of the Cr:LiSAF crystal is not correct.

Függelék



1. kép Színes CCD kamerával készült felvételek az SBFF interferenciacsíkok dőlésszögének növekedéséről, amint az interferométer d_0 karhosszkülönbsége is növekszik

Irodalomjegyzék

- [1] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (2nd ed., John Wiley & Sons, New York, 1975).
- [2] A. E. Siegman, *Lasers* (University Science, Mill Valley, 1986).
- [3] W. Rudolph, B. Wilhelmi, *Light Pulse Compression* (Harwood Academic Publishers, London, 1989).
- [4] B. E. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals of photonics* (John Wiley & Sons, New York, 1991).
- [5] R. L. Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker, C. V. Shank, Opt. Lett. **12**, 483 (1987).
- [6] B. E. Lemoff and C. P. J. Barty, Opt. Lett. **18**, 1651 (1993).
- [7] M. May, J. F. Morhange, C. Hirlimann, Opt. Lett. **18**, 364 (1993).
- [8] O. E. Martinez, J. P. Gordon, R. L. Fork, J. Opt. Soc. Am. **A1**, 1003 (1984).
- [9] R. L. Fork, O. E. Martinez, J. P. Gordon, Opt. Lett. **9**, 150 (1984).
- [10] Z. Bor and B. Rácz, Opt. Commun. **54**, 165 (1985).
- [11] E. B. Treacy, IEEE J. Quantum Electron. **5**, 454 (1969).
- [12] S. L. Shapiro (szerk), *Ultrashort Light Pulses* (Springer, Berlin, 1984).
- [13] W. Koechner, *Solid State Laser Engineering* (3rd ed., Springer, Berlin, 1992).
- [14] M. D. Dawson, T. F. Boggess, D. Garvey, Opt. Commun. **60**, 79 (1986).
- [15] M. Nakazawa, T. Nakashima, H. Kubota, S. Sekai, Opt. Lett. **12**, 681 (1987).
- [16] A. Stingl, Ch. Spielmann, F. Krausz, R. Szipöcs, Opt. Lett. **19**, 204 (1994).
- [17] R. Szipöcs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, F. Krausz, Opt. Lett. **19**, 201 (1994).
- [18] R. W. Waynant, M. N. Ediger, eds. *Electro-Optics Handbook* (McGraw-Hill, New York, 1994).
- [19] S. A. Payne, W. F. Krupke, L. K. Smith, W. L. Kway, L. D. DeLoach, J. B. Tassano, IEEE J. Quantum Electron. **28**, 1188 (1992).
- [20] M. Tateda, N. Shibata, S. Seikai, IEEE J. Quantum Electron. **17**, 404 (1981).
- [21] J. Stone, L. G. Cohen, Electron. Lett. **18**, 716 (1982).
- [22] W. H. Knox, N. M. Pearson, K. D. Li, and C. A. Hirlimann, Opt. Lett. **13**, 574 (1988).
- [23] K. D. Li, W. H. Knox, and N. M. Pearson, Opt. Lett. **14**, 450 (1989).
- [24] Z. Bor, K. Osvay, B. Rácz, and G. Szabó, Opt. Commun. **78**, 109 (1990).
- [25] M. D. Hopler and J. R. Rogers, Appl. Opt. **30**, 735 (1991).
- [26] W. H. Knox, Appl. Phys. B. **58**, 225 (1994).
- [27] K. Naganuma, K. Mogi, and H. Yamada, Opt. Lett. **15**, 393 (1990).
- [28] G. W. Johnson, D. C. Leiner, and D. T. Moore, Opt. Eng. **18**, 46 (1979).
- [29] M. Beck and I. A. Walmsley, Opt. Lett. **15**, 492 (1990).
- [30] M. Beck, I. A. Walmsley, and J. D. Kafka, IEEE J. Quantum Electron. **27**, 2074 (1991).
- [31] P.-L. Fancois, M. Monerie, C. Vassallo, Y. Durtteste, and F. R. Alard, J. Lightwave Technol. **7**, 500 (1989).
- [32] K. Naganuma, and H. Yasaka, IEEE J. Quantum Electron. **27**, 1280 (1991).
- [33] M. J. Downs and K. W. Raine, Precis. Eng. **1**, 85 (1979).
- [34] H. T. Shang, Electron. Lett. **17**, 603 (1981).
- [35] C. Sainz, J. E. Calatroni, G. Tribillon, Meas. Sci. Technol. **1**, 356 (1990).
- [36] A. L. Guerre, C. Sainz, H. Perrin, R. Castell, J. Calatroni, Opt. Laser Technol. **24**, 333 (1992).
- [37] C. Sainz, P. Jourdain, R. Escalona, J. Calatroni, Opt. Commun. **110**, 381 (1994).
- [38] V. N. Kumar, D. N. Rao, J. Opt. Soc. Am. B. **12**, 1559 (1995).
- [39] S. Tolansky, *Multiple-Beam Interferometry of Surfaces and Films* (Clarendon Press, Oxford, 1948).
- [40] L. G. Schultz, J. Opt. Soc. Am. **41**, 261 (1951).
- [41] W. F. Koehler, J. Opt. Soc. Am. **43**, 738 (1953).
- [42] W. F. Koehler, J. Opt. Soc. Am. **45**, 934 (1955).
- [43] J. M. Bennett, J. Opt. Soc. Am. **54**, 612 (1964).
- [44] C. F. Bruce and P. E. Ciddor, J. Opt. Soc. Am. **50**, 295 (1960).

- [45] J. Bauer, Ann. Physik **20**, 481 (1934).
- [46] J. Schwider, Appl. Opt. **31**, 6107 (1992).
- [47] L. Puccianti, Mem. Spettrosc. It. **33**, 133 (1904).
- [48] D. S. Rozhdestvenskii, Ann. Physik **39**, 307 (1912).
- [49] W. C. Marlow, Appl. Opt. **6**, 1715 (1967).
- [50] H. J. Kim, B. W. James, Opt. Commun. **118**, 542 (1995).
- [51] K. Osvay, Z. Bor, A. Kovács, G. Szabó, B. Rácz, H. A. Hazim, O. E. Martinez, IOP Conf. Ser. **126**, 169 (1992)
- [52] Z. Bor, K. Osvay, H. A. Hazim, A. Kovács, G. Szabó, B. Rácz, O. E. Martinez, Opt. Commun. **90**, 70 (1992).
- [53] A. P. Kovács, K. Varjú, K. Osvay, Zs. Bor, Am. J. Phys. **66**, 985 (1998).
- [54] A. P. Kovács, R. Szipöcs, K. Osvay, and Zs. Bor, Opt. Lett. **20** 788 (1995).
- [55] A. P. Kovács, G. Kurdi, K. Osvay, R. Szipöcs, J. Hebling, and Z. Bor, 'Ultrafast Process in Spectroscopy', Plenum Press, New York (1996) 607.
- [56] A. P. Kovács, Zs. Bor, and R. Szipöcs, SPIE **3573**, 588 (1998).
- [57] K. Osvay, G. Kurdi, J. Hebling, A. P. Kovács, and Z. Bor, Opt. Lett. **20** 2339 (1995).
- [58] Melles Griot cég termékkatalógusa, 2-8 (1988).
- [59] F. Gires and P. Tournois, C. R. Acad. Sci. Paris t **258**, 6112 (1964).
- [60] K. D. Li, W. H. Knox, N. M. Pearson, Opt. Lett. **14**, 450 (1989).
- [61] R. Szipöcs, A. P. Kovács, Zs. Bor, Conference on Lasers and Electro-Optics, USA, 1997, CTuP32.
- [62] Zs. Bor, A. P. Kovács, K. Osvay, R. Szipöcs, SPIE **3359**, 132 (1998).
- [63] Sánta I., Benkő G., Benkő Cs., III. Szimpózium a Hazai Kvantumelektronikai Kutatások Eredményeiről Budapest, 1997, p8.
- [64] M. D. Perry, S. A. Payne, T. Ditmire, R. Beach, G. J. Quarles, W. Ignatuk, R. Olson, J. Weston, Laser Focus World, **29**, 85 (1993).
- [65] Z. Bor, B. Rácz, Appl. Opt. **24**, 3440 (1985).
- [66] B. W. Woods, S. A. Payne, J. E. Marion, R. S. Hughes, L. E. Davis, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 970 (1991).
- [67] I. T. Sorokina, E. Sorokin, E. Wintner, A. Cassanho, H. P. Jenssen, R. Szipöcs, Appl. Phys. B. **65**, 245 (1997).
- [68] S. Uemura, Jpn. J. Apl. Phys. **37**, 133 (1998).
- [69] S. Uemura, K. Torizuka, Opt. Lett. **24**, 780 (1999).

Köszönetnyilvánítás

Ezúton mondok köszönetet dr. Bor Zsolt akadémikusnak, tanszékvezető egyetemi tanárnak, aki témavezetőként a tudományos problémák felvetésével és megoldásukhoz nyújtott hasznos tanácsaival, segítségével, a munkához szükséges feltételek biztosításával az értekezés elkészítését lehetővé tette.

Köszönetemet fejezem ki dr. Szipőcs Róbertnek, az MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézete tudományos munkatársának, akitől a közösen végzett kísérleteink során sokat tanultam és akinek segítségére mindig számíthattam.

Köszönetet mondok közvetlen környezetemben lévő munkatársaimnak — dr. Osvay Károly és dr. Hebling János egyetemi docenseknek, dr. Horváth Zoltán és dr. Klebniczki József adjunktusoknak — akiktől a mindennapos beszélgetések folyamán sok hasznos szakmai tanácsot kaptam.

Köszönet illeti még dr. Horváth Zoltán adjunktust, dr. Benkő Zsolt főiskolai tanárt és Ferincz István tudományos segédmunkatársat a számítógépek és programok használata során felmerült problémák megoldásában nyújtott segítségért.