

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM
Természettudományi Kar
Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

SZAKDOLGOZAT

Lineáris impulzusterjedés vizsgálata

Készítette: Heiner Zsuzsanna, fizika tanár szak
Témavezető: Dr. Osvay Károly, egyetemi docens

Szeged, 2004

Tartalmi összefoglaló

Kulcsszavak: ultrarövid impulzusok, lineáris impulzusterjedés, szögdiszperzió, impulzuskompresszor, spektrográf, autokorrelátor

A Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén az 1960-as évek második felétől foglalkoznak lézerekkel kapcsolatos vizsgálatokkal. Méréseimet a TeWaTi lézerlaborban végeztem, ahol ultrarövid lézerimpulzusok diagnosztikájával, impulzuskompresszorok beállításával foglalkoztam. Dolgozatom témaválasztását az indokolja, hogy a *Speciális laboratóriumi gyakorlat* kurzushoz egy olyan új gyakorlat készítése válhat időszerűvé, mely a hallgatóknak nemcsak betekintést nyújt a tanszéken folyó kutatómunkába, hanem a későbbiekben (majdan egyéni munkájuk során) is felhasználható tapasztalatokhoz juttatja hozzá őket.

Mindezeket figyelembe véve céлом az volt, hogy méréseim alapján elkészítsek egy új speciális laborgyakorlatot. Ennek keretében először röviden összefoglalom a lineáris impulzusterjedés alapjait. Megmértem — a későbbiekben használni kívánt kísérletekhez — a laborban található különböző prizmák forgatásának hatását a szögdiszperzióra, majd magának a prizmás impulzuskompresszornak a beállításához szükséges szögdiszperzió-impulzushossz összefüggéseket. A szögdiszperzió valamint az impulzus idejének méréseit összevetve az elméletből adódó számításokkal jó egyezést tapasztaltam. Méréseimet alapul véve készítettem egy új feladatsort "Lineáris impulzusterjedés vizsgálata" címmel az **Optika és lézerfizika speciális laboratóriumi gyakorlat** kurzushoz. Ennek felhasználására az egyetemi fizikus képzésben már a 2004/2005. tanév II. félévében sor kerül, ugyanakkor a későbbi Msc képzésben is van a maga helye.

Tartalomjegyzék

Bevezetés	3
1. Pedagógia	5
1.1. Laborgyakorlatok az egyetemi fizikaoktatásban	5
1.2. A jelenlegi speciális laborgyakorlatok	5
1.3. Új lehetőségek az egyetemi oktatásban, célkitűzésem	6
1.4. Egy új gyakorlat összeállítása	7
2. Lineáris impulzusterjedés	9
2.1. Ultrarövid impulzusok terjedése	9
2.1.1. Lineáris impulzusterjedés alapjai	9
2.1.2. Anyagi diszperzió	10
2.1.3. Szögdiszperzió	13
2.1.4. Impulzuskompresszorok	15
2.2. Impulzusterjedés vizsgálata	17
2.2.1. Impulzusidő mérése	17
2.2.2. Szögdiszperzió mérése	19
2.2.3. Prizmás impulzuskompresszor vizsgálata	22
2.3. <i>Lineáris impulzusterjedés vizsgálata</i> című speciális laborgyakorlat . . .	26
2.3.1. Célkitűzés	26
2.3.2. Elméleti összefoglaló: A lineáris impulzusterjedés alapjai	26
2.3.3. A kísérleti elrendezés	31
2.3.4. Feladatok	31
2.3.5. A mérés menete	32
2.3.6. Ellenőrző kérdések	35
2.3.7. Ajánlott irodalom:	35
3. Összefoglalás	36
Melléklet	37
Hivatkozások	39

Bevezetés

*„Aki nem tudja, hogy milyen
a világ, amelyben él,
az nem tudja, hol van...”
(Marcus Aurelius)*

Az első lézer megépítésekor, 1960-ban új korszak kezdődött az optikában, a fény tudományában. A lézerek ezt követő rohamos fejlődése sok más területen is új tudományos eredményeket hozott, rendkívül sok alkalmazást tett lehetővé. Az alapkutatásokban azóta szinte napról–napra újabb eredményeket érnek el ezen eszközökkel, mint pl. attoszekundumos impulzusok, lézeres gyorsítás, Bose–Einstein-kondenzáció, stb.. A mindennapi életben a lézerlemezjátszóktól a száloptikán alapuló fénytávközlésig, a traffipaxoktól a hologrammokig, az orvosok munkaeszközein át gyakorta találkozhatunk a technika ezen vívmányaival.

Már az első lézerek megjelenésétől kezdve a kutatók érdeklődésének homlokterébe a különböző módszerekkel előállított rövid lézerimpulzusok időtartamának csökkentése került. Érthető ez a törekvés, hiszen a lézerek segítségével olyan időben, térben és spektrálisan egyaránt jelentős és szabályozható energiakondenzációt sikerült elérni, amely addig mind az optikai, mind pedig a spektroszkópiai gyakorlatban ismeretlen volt. Dolgozatomban ultrarövid lézerimpulzusok terjedésével foglalkozom. Míg a hatvanas években még 10 ns számított ultrarövidnek, addig napjainkban csak a 100 fs alatti, azaz százezerszer rövidebb időtartamú fényimpulzust látunk el ezen jelzővel.¹

Egy lézerimpulzus hullámcsomagként fogható fel, így a Fourier-tétel szerint időben minél rövidebb, annál nagyobb sávszélességű. A vákuumbeli terjedéstől eltekintve mindig fellép a diszperzió jelensége is, azaz a különböző hullámhosszúságú komponensek eltérő sebességgel haladnak a közegben. Ez az impulzus időbeli kiszélesedését okozza. Ennek kompenzálására ún. kompresszorokat használnak, melyek leggyakrabban prizmákból ill. diffrakciós rácsokból állnak[1,2,3].

A prizmás kompresszorokat[1,4,5] többek között a femtoszekundumos lézeroszillátorok optikai elemeinek és aktív közegének anyagi diszperziója által okozott nemlineáris fázistolás kompenzálására használják, amely által a kicsatolt lézerimpulzus időtartama a transzformációkorláthoz közeli, minimális értékre csökkenthető. Manapság sok, kereskedelmi forgalomban kapható lézerrendszerrel is alkalmazzák ezt a megoldást.

Diffrakciós rácson alapuló impulzus-összenyomást[6] például az optikai távközlésben használnak [7]. A korábban elterjedt fémkábeleket – melyekben elektromos jelek terjednek és a diszperzió elhanyagolható – felváltották az egy- vagy többmódusú fényvezető kábelek: az optikai szálak, amelyekben jelentős a diszperzió hatása. Nagy távolságok esetén(km-es nagyságrend) az impulzus nemcsak jelentősen csillapodik, hanem a hosszú fényút miatt jelentősen kiszélesedik, még akkor is, ha a hullámhossz és a szál anyaga úgy van tervezve, hogy a zéró diszperzió környékére essen. Ennek kiküszöbölésére itt is impulzuskompressziót használnak, csak ekkor magába az optikai szálba égetik bele a rácsos kompresszort.

¹ 1 ns 10^{-9} , 1 fs 10^{-15} másodperc!

Az anyagi diszperzió mellett a szögdiszperzió is okozhatja a hullámcsomag időbeli "szétfolyását". Jelen dolgozatban a szögdiszperzió hatására létrejövő megnyúlást, valamint prizmás impulzuskompresszorok egy ideális beállítási módszerét mutatom be. Ezen eredményeimet rangos folyóiratokban és konferenciákon is publikáltam[8,9,10,11]. Mindezt felhasználva célom az volt, hogy a IV. éves fizikus hallgatók számára egy új speciális laborgyakorlatot készítek, mely egyrészt gyakorlati és technikai jellegű tapasztalatokhoz juttatja Őket, másrészt betekintést adhat a tanszéki kutatómunkába. Jóllehet, a mostani képzéshez alakítottam ki ezt a gyakorlatot, de 2006-tól az *MSc* képzés hálótervében is meg van a maga helye.

Dolgozatomban először elhelyezem munkámat az egyetemi fizikaoktatásban, s röviden összefoglalom a silabusz összeállításához kapcsolódó módszertani vonatkozásokat. A második fejezetben a lineáris impulzusterjedés mellett a kutatási eredményeimről számolok be. A használt mérési eszközök és módszerek mellett egy-egy rövid leírást is adok a TeWaTi lézerlaborban végzett méréseimről. Dolgozatom végén bemutatom az általam elkészített, új feladatsort. Végül összegzem eredményeim.

1. Pedagógia

Ezen fejezetben röviden összefoglalom az új speciális laborgyakorlat megírásához kapcsolódó szakmódszertani vonatkozásokat.

1.1. Laborgyakorlatok az egyetemi fizikaoktatásban

A laborgyakorlatok támogatják a fizika politechnikai jellegű oktatását azzal, hogy olyan technikai ismereteket adnak, melyek a változó, fejlődő alkalmazások alapjai. Az önálló hallgatói tevékenységgel szerzett ismeretek mélyebbek, maradandóbbak, tartósabbak. Hozzájárulnak a bűvárkodó, kutató, alkotóképes személyiség kialakításához. Magas fokú szellemi és manuális aktivitást igényelnek. Hozzájárulnak a már tanult összefüggések felismeréséhez, alkalmazásához, a mérés technikai eljárások megismeréséhez, elsajátításához. Jártasságot ad az eszközök készítéséhez és felhasználásához, kutató, kísérletező kedvet alakít ki, ugyanakkor tudatos, tervszerű megfigyelésre nevel. Ösztönzi a technikai kérdések iránti érdeklődést. Önfegyelemre, önállóságra, kitartásra, munkafegyelemre nevel, arra, hogy csak a fegyelmezett, pontos munka vezet eredményre. A laborgyakorlatok hozzásegítik a hallgatókat a feladataik írásos rögzítésével a gondos kivitelezéshez, logikus gondolkodáshoz. Hozzájárulnak a társak munkájának, tudásának megbecsüléséhez, a csapatszellem kialakításához, valamint a versenyszellem ápolásához.

A Szegedi Tudományegyetem Természettudományi Karán a legtöbb kutatószak hálótérve tartalmaz laboratóriumi gyakorlatot. A fizikus képzésben e gyakorlatok a 3. félévtől kezdődően jelennek meg. A *Fizika laboratóriumi gyakorlatok 1-4.* a 3. félévtől kötelező, TTK alapozó tárgyként, a *Fizika laboratóriumi gyakorlat 5-6.* a 7-8. félévben, a *Speciális laboratóriumi gyakorlat* a 8.félévben kötelező fizika tárgyként szerepel a képzési tervben. 2006-tól az *Msc képzés*ben szintén szerepelni fog e speciális gyakorlat: a jelenlegi tervek szerint akkor már a 9. félévben, a lézerfizika kurzus után – jelenleg ugyanis ez párhuzamosan történik.

1.2. A jelenlegi speciális laborgyakorlatok

A *Speciális laboratóriumi gyakorlatok* kurzus három további lehetőséget foglal magába, amelyek közül a hallgatók szabadon választhatnak. Ezek a következők:

- Optika és lézerfizika laboratóriumi gyakorlat
- Magfizika speciális laboratóriumi gyakorlat
- Biofizika speciális laboratóriumi gyakorlat

E kurzusnak előfeltétele a Fizika laboratóriumi gyakorlat 5. teljesítése. A kurzus heti 2 órát jelent, felvétele a 8. félévben ajánlott, értékelése gyakorlati jegy. A jelenlegi optika laborgyakorlatok tematikája:

- Impulzus gázlézerek és festéklézerek
- Hologram készítése és rekonstrukciója
- Laue-diagrammok felvétele és kiértékelése
- Spektrálisan bontott fehér fényű interferometria

1.3. Új lehetőségek az egyetemi oktatásban, célkitűzésem

A fizika az egyik legrégebbi, de egyúttal a legmodernebb tudomány. Mint tudomány, a jelenségek kutatásán, magyarázatán, törvényeinek feltárásán túl azok alkalmazásainak vizsgálatát is feladatának tekinti. A technika a természettudományok által megállapított törvények gyakorlati felhasználása, más szavakkal: a munkaeszközök fejlődése. A fizikához elsősorban a természettörvények vizsgálata, a technikához viszont ezeknek az ember szolgálatába való állítása áll közelebb. Éles határt azonban nem lehet vonni a természeti törvények megismerési és alkalmazási folyamatában - a fizika és a hozzá kapcsolódó műszaki-technikai fejlesztés viszonya kölcsönös. A fizikai felfedezések új műszaki területek kiindulópontjai (elegendő itt megemlíteni a kvantummechanikából áttételesen létrejött félvezetőgyártást, vagy a kvantumelektrodinamikából kinőtt optikai távközlést). A technológia azonban egyúttal vissza is hat: szükségletei egyrészt ösztönzően hatnak a kutatásokra, másrészt a már rendelkezésre álló technikai eszközök lehetőséget adnak újabb, még nehezebb fizikai problémák megoldásaihoz. Szükséges tehát, hogy az egyetemi oktatás is naprakész legyen.

A fizikus képzés célja[12] olyan szakemberek képzése, akik

1. alkalmasak az alapvető természeti jelenségekben megnyilvánuló törvényszerűségek kísérleti tanulmányozására, azok elméleti értelmezésére;
2. magas színvonalon képesek üzemeltetni a fizikai törvényszerűségeken alapuló eljárásokra és csúcstechnológiai folyamatokra alapozott berendezéseket és rendszereket;
3. speciális képzést kapva a fizika valamely részterületén, megismerkednek a kutatómunka módszereivel, majd megfelelő további tanulmányok (pl. doktori képzés) és gyakorlat után képessé válnak kutatási és technikai feladatok tudományos alaposságú önálló megoldására;
4. olyan kiegészítő képzést kapnak a fizikához csatlakozó más alaptudományokban, beleértve a számítógép-informatikai és műszaki tudományokat is, amelyek segítik őket fizikai tanulmányaikban és a későbbi munkájukban, lehetővé téve, hogy fizikai ismereteiket a gyorsan fejlődő tudományos és gyakorlati feltételek között is alkalmazni tudják.

Közismert, hogy csak az a tényleges tudás, amit alkalmazni, felhasználni is tudunk. Az ismeretszerzés tehát nem zárul le azzal, hogy a szabályokat, törvényeket, fogalmakat megismerjük, megtanuljuk, szükséges a szerzett ismeretek alkalmazásának keresése, bemutatása is. Az alkalmazás a fizika tanításában az oktatási folyamat elengedhetetlen része. Az SzTE fizikus képzésében erre számos laborgyakorlat ad lehetőséget.

Az állandó fejlődés és az oktatási reformok miatt egy-egy új gyakorlat(-ok) készítése válhat néhol időszzerűvé, mely szem előtt tartja a fizika tudományát és a műszaki fejlesztéseket. Céлом az volt, hogy a IV. éves fizikusképzéshez ill. a későbbi MSc képzéshez egy új laboratóriumi gyakorlatot készítsek, melynek során megismertetem a hallgatókkal az impulzusok lineáris terjedésének és a diszperzió okozta hullámcsomag-szétfolyás alapjait, valamint néhány impulzusdiagnosztikai eljárást.

Jóllehet, a képzésben – Hullámtan és optika, Spektroszkópia, Lézerfizika kurzusokon – már találkoznak az alapfogalmakkal, a különböző mérési eljárások, berendezések elméleti leírásával, összegzésével, azonban fontos megemlíteni, hogy a hallgatók ezen gyakorlat alkalmával találkozhatnak először ultrarövid lézerimpulzusokkal, és azok terelésével, összenyomásával, idő- és térbeli jellemzőinek mérésével.

1.4. Egy új gyakorlat összeállítása

A következőkben röviden összefoglalom, hogy mely szempontok mérvadóak az általam készített új feladatsor összeállításában. Magát a silabuszt a dolgozat végén, a 2.3. fejezetben közlöm.

Az Optika és lézerfizika speciális laborgyakorlatok során a hallgatók egy feladatlapot kapnak, amely alapján a gyakorlatot elvégzik. Egy általános silabusz a következőképpen épül fel:

1. Elméleti összefoglaló
2. A mérés menete
3. Eszközlista
4. Feladatok
5. Ajánlott irodalom
6. Ellenőrző kérdések

Fontos, hogy megfelelő elméleti összefoglalót állítsak össze, mert az elmúlt évek során azt tapasztalták a gyakorlatvezetők, hogy az összefoglaló hiánya együttjár a hallgatók nem megfelelő elméleti felkészülésével. Hiába van megfelelő és összeszedett irodalomjegyzék, a hallgatók nem szánják a felkészülésre, az elmélet összegyűjtésére megfelelő és elegendő időt. Sokszor az okozza e téren a problémát, hogy az ajánlott szakirodalom idegennyelven íródott. Így a speciális elméleti rész összeállítása kulcsfontosságú: a méréshez szükséges elméletet tartalmazó, magyar nyelvű összefoglalót találjanak a hallgatók egy helyen. Ugyanakkor az ajánlott irodalomjegyzék listáját célszerű rövidre fogni.

Az elméleti tudás és a gyakorlati tapasztalatok megszerzése miatt ügyelni kell az ellenőrző kérdések összeállítására is.

Nem hagyható figyelmen kívül a silabusz összeállításánál a mérési elrendezés és a mérés menetére vonatkozó bővebb leírás, bemutatás sem. A hallgatók általánosságban itt találkoznak először ultrarövid impulzusokkal, azok terelésével illetve diagnosztikájával.

Ugyanakkor nem szabad túltervezni magát a gyakorlatot: a rendelkezésre álló időbe bele kell férnie az elvégzésének az alacsonyabb képességű hallgatók esetében is. Ezért célszerű a feladatok összeállítása után egy "próbamérést" végezni, hogy időben megfelelő-e, illetve az esetlegesen felmerülő hiányosságokat így könnyen javítani lehet.

A gyakorlatok során a jegyzőkönyvet a hallgatók az alsóbb évfolyamokban többnyire füzetbe írják, és a mérési adatokat mm-papíron ábrázolják – bár a laborokban megjelenő számítógépek segítségével az ábrákat már egyre inkább az *Origin* programmal

készítik el. A IV. éves hallgatók azonban *MathCad*-et használnak a jegyzőkönyv elkészítéséhez, melynek számos előnye van. E program segítségével közvetlenül be tudják olvasni a hallgatók a mért adatokat, majd grafikusan ábrázolhatják ugyanitt. Modell-számításokra is lehetőség van ugyanezen programon belül. Sőt, maga a programozás egyszerű, alapvetően képletekkel írhatják meg a programot, mint ahogy írásban is számolják. Így a mérési jegyzőkönyv elkészítése nemcsak gyors, hanem a gyakorlatvezetők számára is könnyen nyomon követhető, a hiba hamar megtalálható.

Mindezeket figyelembevéve az általam összeállított új laborgyakorlat a *2.3. fejezetben* látható. Felhasználására már a 2004/2005. tanév II. félévében sor kerül.

2. Lineáris impulzusterjedés

Ebben a fejezetben először röviden leírást adok az ultrarövid lézerimpulzusok diszperzív közegekben történő lineáris terjedéséről. A "rövidség" és az ezzel együttjáró nagy sávszélesség miatt a jelentős anyagi diszperzió kívül a szögdiszperzió hatásával is számolni kell. Ezek együttesen az impulzus időbeli "szétfolyását" okozzák. A következőkben áttekintem az impulzuskompresszió elvét, az impulzusterjedés vizsgálatához általam használt mérési eszközöket illetve módszereket, majd bemutatom a prizmás kompresszorokat.

2.1. Ultrarövid impulzusok terjedése

2.1.1. Lineáris impulzusterjedés alapjai

Az ultrarövid impulzusok lineáris terjedésének leírásához tekintsünk egy diszperzív közeget – olyan optikai elemek együttesét, melyekben a hullámterjedés függ a frekvenciától. Az impulzus terjedését kétféle módon, az ún. *frekvencia-képbeli* illetve az ún. *idő-képbeli* felírással adhatjuk meg.

Idő-kép. Nézzük az impulzusterjedést az időtartományban, ahol a bemenő impulzus

$$E_{be}(t) = A(t)e^{-i\Psi(t)} \quad (1)$$

alakú. $A(t)$ az impulzus burkolójának időbeli függését megadó függvény (például Gauss-görbe vagy $sech^2$), $\Psi(t)$ pedig a fázisfüggvény. Ezt sor alakban is előállíthatjuk:

$$\Psi(t) = \Psi_0 + \omega_0 t + \frac{1}{2}\beta t^2 + \frac{1}{6}\gamma t^3 + \dots \quad (2)$$

Ha csak β , illetve az alacsonyabb rendű tagok különböznek nullától, akkor lineáris fázismodulációról (másszóval lineáris *chirp*) beszélünk; amennyiben a magasabb rendű együtthatók is megjelennek, nemlineáris fázismodulációról beszélünk. Ez azt is jelenti egyben, hogy az $\omega = d\Psi/dt$ pillanatnyi frekvencia időben változik.

Frekvencia-kép. A közegbe belépő impulzus időbeli $E_{be}(t)$ térerősségét előállíthatjuk olyan ω frekvenciájú monokromatikus komponensek szuperpozíciójával, amelyek a_{be} amplitudóval és ϕ_{be} fázissal írhatók le. Az idő- és frekvencia-képbeli leírás között a Fourier-transzformáció teremt kapcsolatot, ez adja meg a $\phi_{be}(\omega)$ és a $\Psi(t)$ közötti összefüggést is. Az időbeli térerősség így

$$E_{be}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} a_{be}(\omega) e^{i\phi_{be}(\omega)} \cdot e^{i\omega t} d\omega \quad (3)$$

alakot ölt. Közegben való terjedés során nemcsak a spektrális komponensek amplitudójának eloszlása változik $A(\omega)$ amplitudó-átvitellel, hanem a fázisuk is eltolódik $\phi(\omega)$ -val. A közeget elhagyó impulzus időbeli alakját a spektrális térerősség Fourier-transzformáltja adja. Az így megváltozott fázisú és amplitudójú monokromatikus komponensek összegzésével kapjuk a közegből kilépő jel időbeli térerősségét:

$$E_{ki}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega) a_{be}(\omega) e^{i(\phi_{be}(\omega) - \phi(\omega))} \cdot e^{i\omega t} d\omega. \quad (4)$$

A valóságban nem a térerősség, hanem az intenzitás a mérhető mennyiség, ami az időegység alatt felületegységre eső energiamennyiség. Femtoszekundumos impulzusoknál az intenzitás időtartománybeli mérése bonyolult (ld. 2.2.1. fejezet), a frekvenciatartományban azonban spektrográffal közvetlenül mérhető:

$$I_{be}(\omega) \simeq |a_{be}(\omega)|^2. \quad (5)$$

Az időbeli torzulást a közeg – impulzus fázisszerkezetére gyakorolt – hatása okozza. A $\phi(\omega)$ fázisátvitelt jellemezhetjük oly módon, hogy $\phi(\omega)$ -t Taylor-sorba fejtjük az ω_0 központi frekvencia körül:

$$\phi(\omega) = \phi(\omega_0) + \phi'(\omega_0)\Delta\omega + \frac{1}{2}\phi''(\omega_0)\Delta\omega^2 + \frac{1}{6}\phi'''(\omega_0)\Delta\omega^3 + \dots, \quad (6)$$

ahol $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ és

$$\phi'(\omega_0) = \left. \frac{d\phi}{d\omega} \right|_{(\omega=\omega_0)}; \phi''(\omega_0) = \left. \frac{d^2\phi}{d\omega^2} \right|_{(\omega=\omega_0)} \dots \quad (7)$$

A fenti tárgyalás alapján az impulzusterjedés leírásához szükségünk van a $\phi(\omega)$ ismeretére, mely tulajdonképpen a diszperzió mértékével és minőségével kapcsolatos. E diszperzió nem pusztán anyagi természetű lehet, hanem eredete lehet a szögdiszperzió is, ahogyan arra – többek között – a mi kutatásaink és a jelen dolgozat is rá kíván világítani. A diszperzió két formájával, és azokon keresztül a $\phi(\omega)$ megadásával foglalkozom a következő alfejezetben.

2.1.2. Anyagi diszperzió

Egy z hosszúságú diszperzív közeg fázistolását a $k(\omega)$ terjedési együtthatóval a

$$\phi(\omega) = k(\omega) \cdot z \quad (8)$$

módon jellemezhetjük, ahol

$$k(\omega) = \frac{2\pi}{\lambda_{mat}} = \frac{2\pi n}{\lambda}. \quad (9)$$

Itt λ_{mat} a közegbeli, λ a vákuumbeli hullámhossz, n pedig az anyag törésmutatója. Mivel a $k(\omega)$ tetszőlegesen sokszor differenciálható, ezért vegyük az ω_0 körüli Taylor sorát (6)-hoz hasonlóan:

$$k(\omega) = k(\omega_0) + k'(\omega_0)\Delta\omega + \frac{1}{2}k''(\omega_0)\Delta\omega^2 + \dots \quad (10)$$

Ahogy az elektrodinamikából ismert, $k(\omega_0)$ megadja a hullámcsomag ω_0 központi frekvenciájának az adott közegben vett *fázissebességét*, azaz

$$v_p(\omega_0) = \frac{\omega_0}{k(\omega_0)}. \quad (11)$$

Magának az impulzus burkolójának ugyanebben a közegben vett terjedési sebességét, ún. *csoportsebességet* pedig a

$$v_g(\omega_0) = \left. \frac{d\omega}{dk(\omega)} \right|_{\omega_0} \quad (12)$$

módon számíthatjuk ki. Látható, hogy ez megegyezik a (10) sorfejtés első együtthatójának reciprokával:

$$v_g(\omega_0) = \frac{1}{k'(\omega_0)}. \quad (13)$$

A kvantitatív leíráshoz vegyünk egy τ_0 félértékszélességű, Gauss-alakú bemenő impulzust oly módon, hogy kezdetben csak lineáris fázismodulációt engedünk meg ($\beta_0; \beta_0 \neq 0$):

$$E_0(t) = A_0 e^{(-\frac{2\ln 2}{\tau_0^2} t^2)} e^{-i(\omega_0 t + \frac{1}{2}\beta_0 t^2)}. \quad (14)$$

Ekkor z út megtétele után a közegből kilépő (14) alakú jel $\tau(z)$ időbeli félértékszélessége

$$\tau(z) = \tau_0 \cdot \sqrt{(1 + \beta_0 k'' z)^2 + \left[\frac{4 \ln 2}{\tau_0^2} k'' z \right]^2}, \quad (15)$$

valamint $\beta(z)$ fázismoduláció-paramétere

$$\beta(z) = \frac{\beta_0(1 + \beta_0 k'' z) + \left[\frac{4 \ln 2}{\tau_0^2} \right]^2 k'' z}{(1 + \beta_0 k'' z)^2 + \left[\frac{4 \ln 2}{\tau_0^2} k'' z \right]^2} \quad (16)$$

alakban írható le. Ekkor (15) és (16)-ból látni, hogy az impulzushossz változása közvetlenül k'' -től függ, amit az irodalomból *csoportsebesség-diszperzió*nak nevezünk (a továbbiakban: CsSD). Ezen kifejezésekből következik, hogy ha $\beta_0 = 0$, akkor a kijövő impulzus minden esetben hosszabb ($\tau(z) > \tau_0$) valamint fázismodulált lesz (azaz $\beta(z)$ nullától különböző). Ellenkező esetben megfelelő $k'' \cdot z$ biztosításával elérhető, hogy a kilépő impulzus a bemenőhöz képest rövidebb legyen, s a pillanatnyi frekvencia időbeli változása is tűnjön el ($\beta(z) = 0$).

A kilépő impulzus idő- és frekvenciafüggő amplitudóinak segítségével kimutatható, hogy a diszperzív optikai rendszeren való áthaladás után a Gauss-alakú impulzus idő-sávszélesség szorzata a

$$\Delta\nu \cdot \tau(z) = \sqrt{\left[\frac{2 \ln 2}{\pi} \right]^2 + \left[\frac{\beta(z)}{2\pi} \tau^2(z) \right]^2} \quad (17)$$

általános alakot ölti. E relációból is következik, hogy a minimum akkor áll elő, ha $\beta(z)$ éppen nulla értéket vesz fel, azaz a kijövő impulzus nem tartalmaz lineáris fázismodulációt. Ekkor az elérhető minimális impulzushosszat

$$\Delta\nu \cdot \Delta\tau = 0.44127 \dots \quad (18)$$

határozza meg, amely szerint a Gauss-alakú, transzformáció-korlátozott impulzus időbeli és spektrális félértékszélességének szorzata állandó. Más alakú impulzusoknál ez az érték más nagyságú, de szintén állandó.

Vegyük észre, hogy a $k'' \cdot z$ szorzat tulajdonképpen ϕ'' -vel egyezik meg. Mivel a gyakorlatban a legtöbb esetben a terjedés tényleges geometriai hosszát nem ismerjük, az impulzus terjedésének általánosabb leírásához ezért, a 2.1.1. alfejezetben írtakhoz hasonlóan, célszerű közvetlenül a $\phi(\omega)$ fázisfüggvényt, és annak deriváltjait használni. A következőkben vegyük végig, hogy milyen fizikai jelentés tulajdonítható az egyes fázisderiváltaknak - a fentebb említett idő-képbeli szemléletes jelentésen túlmenően:

- A $\phi(\omega_0)$ állandó fázistolást jelent. Az $E(t)$ intenzitásburkolón belüli kezdőfázisával kapcsolatos mennyiség (Carrier-Envelope-Phase). Ennek 2 – 3 optikai ciklusnál rövidebb impulzusok esetén van jelentősége²[13,14,15].
- A $\phi'(\omega_0)$ idő dimenziójú mennyiség. Ha feltesszük, hogy a közeg amplitudó-átvittele $A(\omega) = 1$, fázisátvittele pedig $\phi(\omega) = \phi'(\omega_0)(\omega - \omega_0)$ alakban írható fel, akkor (4) egyenletből

$$E_{ki}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} a_{be}(\omega) e^{i(\omega t + \phi_{be}(\omega) - \phi'(\omega_0)(\omega - \omega_0))} d\omega \quad (19)$$

kapjuk, majd átrendezéssel adódik, hogy

$$E_{ki}(t) = e^{i\phi'(\omega_0)\omega_0} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} a_{be}(\omega) e^{i[\omega(t - \phi'(\omega_0)) + \phi_{be}(\omega)]} d\omega = e^{i\phi'(\omega_0)\omega_0} E_{be}(t - \phi'(\omega_0)) \quad (20)$$

A (45) egyenlet mutatja, hogy a közegbe be- ill. kilépő impulzus térerősségének alakja nem változik, csak időben $\phi'(\omega_0)$ -al késik a bemenő impulzushoz képest. Tehát azt mondhatjuk, hogy $\phi'(\omega_0)$ az az idő, ami alatt az ω_0 központi frekvenciával jellemezhető impulzus a közegen keresztülhalad. Mindezek alapján *terjedési időnek*, vagy más néven *csoportkésleltetésnek* nevezzük.

- A $\phi''(\omega_0)$ a *csoportkésleltetés-diszperzió* (a továbbiakban: CsKD), amely az impulzus kiszélesedéséért felelős (ld. fentebb).
- A $\phi'''(\omega_0)$ -t *harmadrendű diszperzió*nak (HD) nevezzük, mely az időbeli alak megváltozásáért felelős.
- A magasabb rendű tagokat pl. fázismodulált impulzus-erősítésnél szokták figyelembe venni, azonban a legtöbb esetben elhanyagolható a hatásuk.

A gyakorlatban lencsákat, prizmákat használunk, így azt várjuk a fentiek alapján, hogy ezen eszközök anyagának diszperziója is hat valamiképpen a rajta áthaladó impulzusra. Ez valóban így van, mint azt már a (9) egyenletben láttuk. Tudjuk továbbá, hogy a látható tartományban használt optikai anyagok normális diszperzióval rendelkeznek, vagyis az $n_p(\omega)$ monoton nő, tehát a csoportsebesség-diszperzió minden esetben pozitív.³ Ezt a pozitív fázismodulációt, és ezzel együtt az impulzus szétfolyását úgy szüntethetjük meg, ha azonos nagyságú, de ellentétes előjelű (negatív) fázismodulációval látjuk el. Az ilyen optikai rendszereket nevezzük kompresszoroknak.

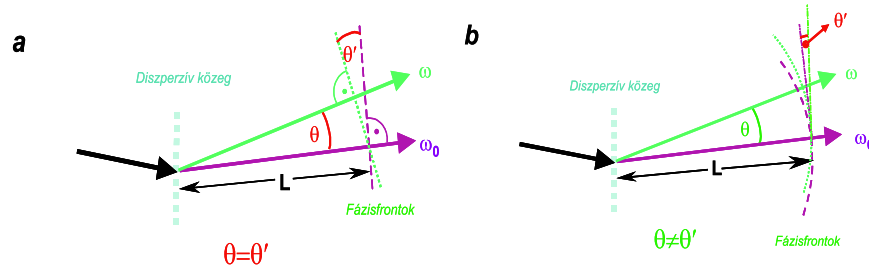
A különböző optikai elemek fázistolajdonságainak jellemzésére a $\phi'(\omega = \omega_0)$ és $\phi''(\omega = \omega_0)$ fázisderiváltak értékeit szokás megadni, azonban bizonyos esetekben (pl. dielektrikum tükrök) magát a $\phi'(\omega)$ ill. $\phi''(\omega)$ függvényt használják.

²Ez 800 nm központi hullámhossznál ~ 6 fs-os impulzusidőt jelent

³Hogy rávilágítsak a jelenség fontosságára, vegyünk egy 10 fs félérték szélességű, 800 nm központi hullámhosszú, Gauss-profilú impulzust. Levegőben 3 m út megtétele után 19,4 fs-ra, azaz közel kétszeresére szélesedik ki!

2.1.3. Szögdiszperzió

A gyakorlatban a legegyszerűbb szögdiszperziót okozó elem a prizma. Az ék alak miatt a prizma anyagi diszperziója szögdiszperzióhoz is vezet. Ha megnézzük az irodalomban a szögdiszperzió meghatározását, nem kapunk egyértelmű választ. Az egyik esetben a különböző spektrális komponensek terjedési iránya közti szöget ($d\Theta/d\omega$), máskor pedig a komponensek fázisfrontjai által bezárt szöget definiálja ($d\Theta'/d\omega$), amint azt az 1. ábrával szemléltetem. Síkhullámokat tekintve e két definíció nem okoz eltérést (1a), Gauss-nyalábok esetében azonban a fázisfrontok alakja miatt különböző értéket ad(1b).



1. ábra. A szögdiszperzió definiálása síkhullám(a) és Gauss-nyaláb(b) esetén

A laborban a Gauss-nyaláb síkhullámnak tekinthető, ha a szögdiszperzió forrása a nyalábnyaktól, illetve a megfigyelés helyétől messze van: a Rayleigh-hossznál sokkal nagyobb a megfigyelés z távolsága ($z \gg z_R$). A speciális laborgyakorlatok során is síkhullámokkal foglalkozunk.

A következőkben nézzük egy kicsit részletesebben a szögdiszperzió következményeit.

Fázismoduláció. Szögdiszperzív közegen való áthaladást követően az egyes spektrális komponensek terjedési iránya különböző (1.a ábra), ezért attól L távolságban a fázis

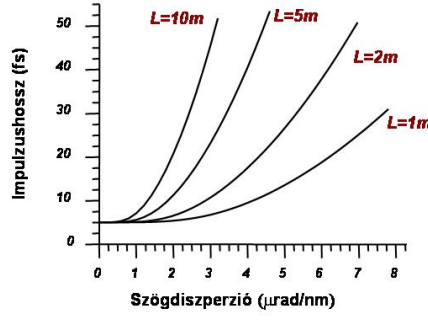
$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c} L \cdot \cos \Theta(\omega) \quad (21)$$

lesz[16]. Az egyenletben L a szögdiszperzió forrása és a megfigyelés közti távolság, Θ az ω és ω_0 komponensek által bezárt szög. Amennyiben ezt a Θ szöget olyan kicsinek választjuk, hogy $\sin \Theta \approx 0$ és $\cos \Theta \approx 1$ fennálljon, a (21)-ből kiszámolható a CsKD:

$$\frac{d^2\phi}{d\omega_0^2} \approx -\frac{\omega_0 \cdot L}{c} \left(\frac{d\Theta}{d\omega_0} \right)^2. \quad (22)$$

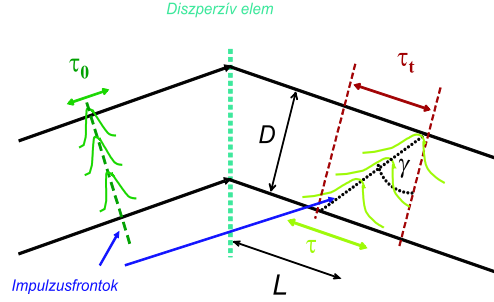
Vegyük észre, hogy a CsKD a távolsággal ugyan egyenesen arányos, ám a szögdiszperziótól négyzetesen függ. Fontos kiemelni, hogy a "tisztá" szögdiszperzió így mindig negatív CsKD-t okoz!

Ha a (47)-ben kapott eredményt behelyettesítjük a (17)-be, akkor megkapjuk az impulzus kiszélesedését. Mivel a CsKD nagysága függ a szögdiszperzió forrásától mért távolságtól, a terjedés során az impulzusidő is változni fog (ld. 2. ábra).



2. ábra.

Transzformáció limitált 5fs-os impulzus kiszélesedése a szögdiszperzió függvényében



3. ábra. Impulzusfrontdőlés diszperzív elemen való áthaladás után

Impulzusfrontdőlés. Ha a nyaláb véges kiterjedésű, akkor a fázismoduláció okozta megnyúlás mellett egy, a geometriából adódó további időbeli torzulás is fellép, amit *impulzusfrontdőlésnek* nevezünk. Mindkét jelenséget szemlélteti a 3. ábra.

Az impulzusfrontdőlés jelensége és annak első leírása Bor és Rácz nevéhez fűződik[1]. Magát a jelenség leírását Hebling[17] általánosította: a fázisfronthoz képest az impulzusfront dőlésének szöge

$$\tan \gamma = \omega \cdot \frac{d\Theta}{d\omega}, \quad (23)$$

ahol $d\Theta/d\omega$ a szögdiszperzió (ld. 1. a és b).

Egy adott D átmérőjű impulzus két széle között így

$$\tau_t = \frac{D}{c} \tan \gamma = \frac{D}{c} \cdot \omega \frac{d\Theta}{d\omega} \quad (24)$$

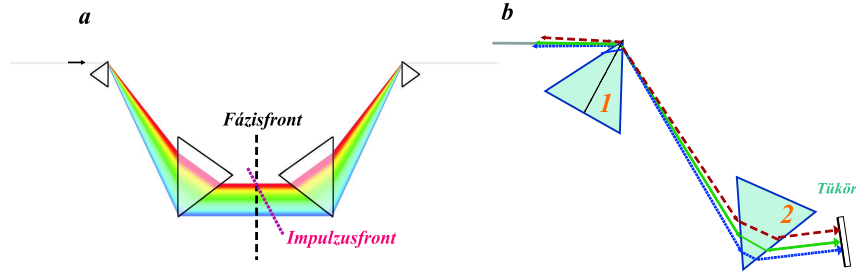
időkülönbség van, amennyiben fenáll, hogy

$$D \gg L \cdot \frac{d\Theta}{d\omega} \Delta\omega. \quad (25)$$

A diszperziót okozó elem után észlelhető impulzushosszat tehát a fázismodulációból adódó megnyúlás(τ) és az impulzusfront dőlése(τ_t) együtt határozzák meg.

2.1.4. Impulzuskompresszorok

Egy szögdiszperzív elemmel létrehozott negatív CsKD kompenzálja ugyan az anyagi terjedés során keletkezett pozitív CsKD-t, de a nyaláb a szögdiszperzió miatt spektrálisan divergens marad. Ez természetesen egy másik, ellentétes előjelű szögdiszperzív elem alkalmazásával meg is szüntethető. Ekkor azonban az impulzusfront dőlését még nem küszöböltük ki (4.a ábra). Ennek megoldása lehet további 2 azonos diszperzív elem használata. A gyakorlatban így 4 prizmából álló rendszer, illetve két prizma és egy tükör segítségével lehet mindezt megvalósítani (4. ábra).



4. ábra. Prizmás kompresszorok sematikus rajza

Az idő-képbeli leírást nézve, az 1. prizma szétválasztja az impulzust alkotó különböző frekvenciájú hullámcsoportokat úgy, hogy a kék hullámcsoportot jobban eltéríti, mint a vöröset. Ha veszünk még egy prizmat, amelynek anyaga és törőszöge az elsővel megegyezik, pusztán pontosan 180° -kal van elforgatva az előzőhöz képest, akkor az párhuzamosítja a komponensek útját. A 2. prizmaig a levegőben a kék hosszabb utat tesz meg, a 2. prizmában viszont rövidebbet, mint a vörös komponens, vagyis a vörös időben lemarad a kék mögött, azaz negatív csoportkésleltetés-diszperzió alakul ki[18]. Ha a 2. prizmat jobban betoljuk a fénypálya a törőszögét felező egyenes mentén, akkor mindkét hullámcsoporthoz tovább nő a prizma belsejében megtett út. Ekkor a két hullámcsoporthoz közti időbeli késés csökken, tehát kevésbé negatív lesz a kompresszor *CsKD*-ja. Ha elég mélyen toljuk be a prizmat, akkor akár pozitív *CsKD*-t is előállíthatunk. Így a prizma mozgásával folyamatosan szabályozni lehet a fázismodulációt. A prizma kompresszor használata széles körben elterjedt, mert kis veszteséggel jár, és kicsiny diszperzió kompenzálására is alkalmas. Ezért a rövid impulzusokat előállító lézerek rezonátorában a *CsKD* kompenzálására a prizma kompresszor használata terjedt el széleskörűen[19].⁴

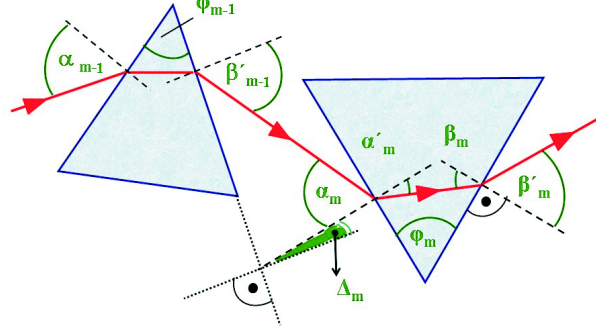
Több elemből álló rendszer pontos beállítása nehéz, az egyes beállítási hibákkal számolni kell. Nem tökéletes beállítás esetén – azaz amennyiben a prizma egymáshoz képest nem 180° -kal vannak elforgatva – az elemek nem kompenzálják ki egymás szögdiszperzióját, ezáltal a fentiek szerint térben fejlődő fázismodulációt és impulzusfrontdőlést okoznak. A gyakorlatban a kompresszor prizmai ugyanolyan anyagból vannak, törőszögük azonos. A prizma párhuzamosságát úgy lehet elérni, ha mindkét prizma a nyaláb ugyanazon beesési szög alatt érkezik. Ez esetben a szög a minimális deviáció adja, mert ezt lehet mindkét prizma, egymástól függetlenül a legegyszerűbben és a legpontosabban beállítani.⁵ E beállításnak ezért van illetve lehet

⁴A prizma impulzuskompresszor leírására a Mellékletben egy másik elméletet is röviden bemutatunk.

⁵Megjegyzem, a minimális deviáció mellett a legkisebb a $d\Theta/d\omega$ értéke, ami a kompenzálás szempontjából előnyös. A pontos beállítás igénye miatt azonban ez a hátrány vállalható.

hibája.

Nézzük meg, mekkora szögdiszperziót vihet a nyalábba egy prizmás kompresszor nem megfelelő beállítás esetén. Ehhez segítségül vesszük egy tetszőleges m tagú priz-



5. ábra. A szögek definiálása a prizmás kompresszornál

masorozat után mérhető szögdiszperzió nagyságára felírt[20]:

$$\frac{d\beta'_m}{d\lambda} = \frac{\sin \phi_m}{\cos \alpha'_m \cdot \cos \beta'_m} \frac{dn_m}{d\lambda} - \frac{\cos \alpha_m \cdot \cos \beta_m}{\cos \alpha'_m \cdot \cos \beta'_m} \frac{d\alpha_m}{d\lambda} \quad (26)$$

rekurziós formulát, ahol n_m a prizma törésmutatója, a további szögek definícióit az 5. ábrán szemléltetem. Az (m) -edik és $(m-1)$ -edik prizma egymáshoz viszonyított helyzetét a

$$\Delta = \alpha_m - \beta'_{m-1} \quad (27)$$

paraméterrel vesszük figyelembe.

Amennyiben a prizma törőszögét úgy választjuk meg, hogy a minimális deviáció alatt beeső nyaláb egyben Brewster-szögben essen a prizmára, akkor a maradék szögdiszperzióra algebrai átrendezéssel és egyszerűsítő feltevésekkel

$$\frac{d\Theta_r}{d\lambda} = -4 \frac{dn}{d\lambda} \cdot \left[\left(n - \frac{1}{n^3} \right) \Delta_m + \left(n - \frac{1}{n^3} \right)^2 \Delta_m^2 \right] \quad (28)$$

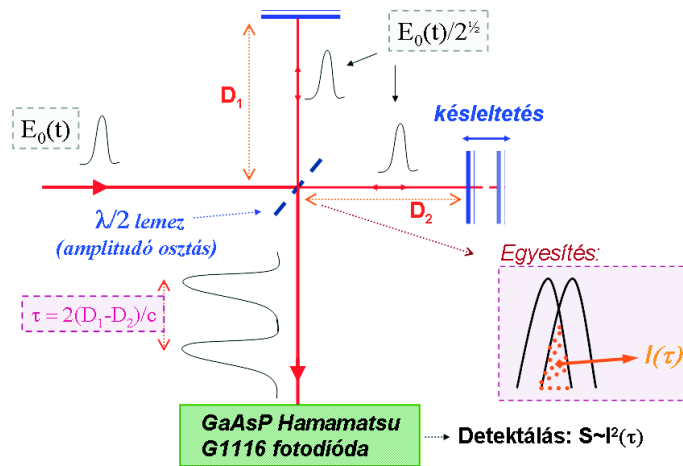
adódik. Megjegyzem, hogy a (28) közelítő formula a (26)-ból számítható egzakt értéket 6 százalékos pontossággal közelíti meg, ha $\Delta \leq 3^\circ$.

2.2. Impulzusterjedés vizsgálata

A következőkben bemutatom a méréseim során használt eszközöket és azok elvi működését, majd összefoglalom a prizmás impulzuskompresszorok beállításával kapcsolatos méréseimet.

2.2.1. Impulzusidő mérése

Az ultrarövid impulzusok hosszát ún. korrelációs módszerrel mértem[16]. A méréseim során használt háttérres, másodrendű, gyors autokorrelátort a 6. ábrán látható sematikus rajz mutatja.



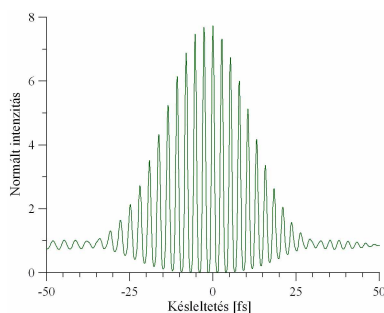
6. ábra. Másodrendű autokorrelátor elvi felépítése

Másodrendű autokorrelációban a mérendő impulzust saját pontos másával mintavételezzük. Az autokorrelációs függvény felvétele úgy történik, hogy a vizsgálandó $E_0(t)$ impulzusból amplitúdóosztással két $\frac{E_0(t)}{\sqrt{2}}$ térerősségű impulzust hozunk létre, majd egymáshoz képest τ idővel késleltetve interferáltatjuk. Az egyesített nyalábokat egy nemlineáris, kétfoton-abszorbens GaAsP fotodiódára küldjük (6. ábra), mely az intenzitás négyzetével arányos jelet ad. Az autokorrelációs függvény így

$$g(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} [E_0(t) + E_0(t + \tau)]^4 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_0^4(t) dt} \quad (29)$$

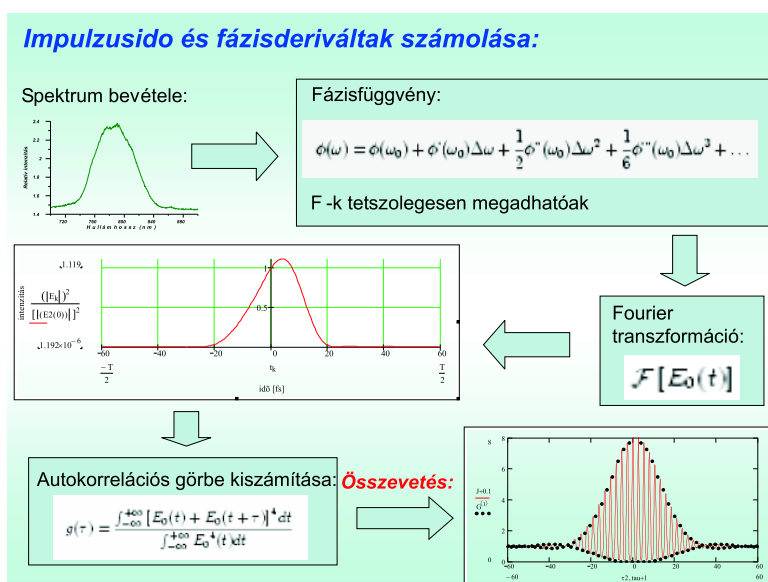
alakú, ahol $E_0(t)$ alakját a (3) írja le. Látható, hogy $g(\tau)$ az impulzus amplitúdója mellett a fázis korrelációját is megadja, ezért *gyors*-, vagy *interferometrikus autokorreláció*nak nevezzük.

Amennyiben a késleltetést csak az egymást követő impulzusokra tudjuk megvalósítani, többlövéses módszerről beszélünk. Ennek az általam alkalmazott egyik módja, mikor egy Michelson-interferométerben (mint a 6. ábrán is) az egyik kar hosszát egy



7. ábra. Autokorrelációs görbe

rezgető segítségével lövésről lövésre változtatjuk. A fázist úgy tudjuk feloldani, ha detektorunkkal az interferenciakép egy jól meghatározott pontján mérünk. A rezgető egységnek képesnek kell lennie a hullámhossz tört részének reprodukálható beállítására. A kísérletemben a rezgető frekvenciája 9.0 – 9.1 Hz, a mintavételezés frekvenciája 80 kHz volt. Könnyen belátható, hogy e módszer csak akkor ad pontos eredményt, amennyiben minden egyes impulzus lövésről lövésre közel azonos amplitudójú és szélességű[21].



8. ábra. Az impulzusidő és a fázisderiváltak illesztésének folyamata

Az autokorrelációs függvény felvétele önmagában nem ad egyértelmű információt a fázisról, csak akkor, ha az impulzus időbeli alakjára feltételezéseket teszünk. Azért, hogy a mérés teljesen egzakt legyen, a feltételezések helyett a spektrumot mértem, melyből a franszformáció-korlátozott időbeli alak számolható.

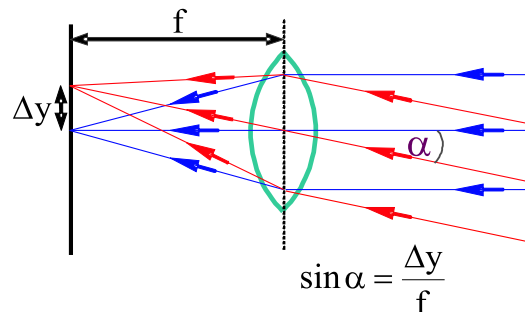
A spektrumot egy házi gyártmányú spektrográffal rögzítettem (főbb paraméterei: 300 vonal/mm transzmissziós rács, Hamamatsu diódasor, 512 képpont, 0,44 nm/képpont), amelybe optikai szál segítségével csatoltam be a nyalábot. Kezdetben az oszcillátor és az autokorrelátor helyén is felvettem a spektrumokat, majd meghatároztam az átviteli függvényt, így az egyszerűség kedvéért a későbbiekben elegendő volt az oszcillátor spektrumát felvenni az autokorrelációs függvény számolásához.

Az autokorrelációs függvényből (7.ábra) és a vele egyidőben felvett spektrumból

meghatározhatók az impulzus fázismodulációjának jellemzői, maguk a fázisderiváltak[22,23]. A mért spektrumhoz olyan fázist rendeltem, mely a kettőjük összevetéséből reprodukálta a felvett görbét a 8. ábrán vázolt séma szerint. Az autokorrelációs görbék számolását *MathCad* programcsomag segítségével végeztem, melyet a **Melléklet** fejezetben bemutatok. A legjobb illesztéshez tartozó fázisderiváltakat tekintve az impulzus tényleges $\phi'(\omega_0)$ és $\phi''(\omega_0)$ értékeinek, kiszámoltam az időbeli alakot. E függvény félértékszélessége közvetlenül az impulzusidőt adja meg.

2.2.2. Szögdiszperzió mérése

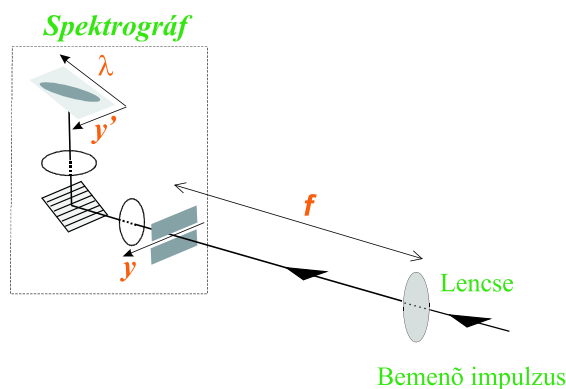
A mérési elv. Szögdiszperziót tartalmazó nyalábbb az egyes spektrális komponensek terjedési iránya különböző. Ha ezt a nyalábot lefókuszáljuk, akkor a különböző irányokba haladó fénysugarak a lencse fókusz síkján különböző helyeken haladnak át (9. ábra). Az általuk bezárt α szög a lencse f fókusztávolságának ismeretében és a Δy



9. ábra. Iránymeghatározás és szögdiszperziómérés a spektrográffal

méréséből meghatározható.

Ezek alapján szögdiszperziót egy leképező spektrográf segítségével a következőképpen mértem meg (10. ábra). A spektrográf előtt lencsét helyeztem el úgy, hogy a



10. ábra. A spektrográf felépítése

spektrográf része a lencse fókusz síkjában volt. Ekkor a CCD kamerán a hullámhossz függvényében megjelent aésre eső intenzitás.

A méréseimnél használt spektrográf kollimátor és objektív lencségei $f = 50$ mm és $f = 100$ mm voltak, a benne található rács 650 $1/mm$ -es. A spektrum felvétele egy *EDC 2000N* típusú CCD kamerával történt. A spektrum dőlésének szögét, illetve

közvetlenül a szögdiszperzió értékét egy egyenes illesztésével kaptam a következőképp. A szögdiszperzió ($\Delta\alpha/\Delta\lambda$) értékéhez ($\Delta y/\Delta\lambda$) meghatározásával juthatunk:

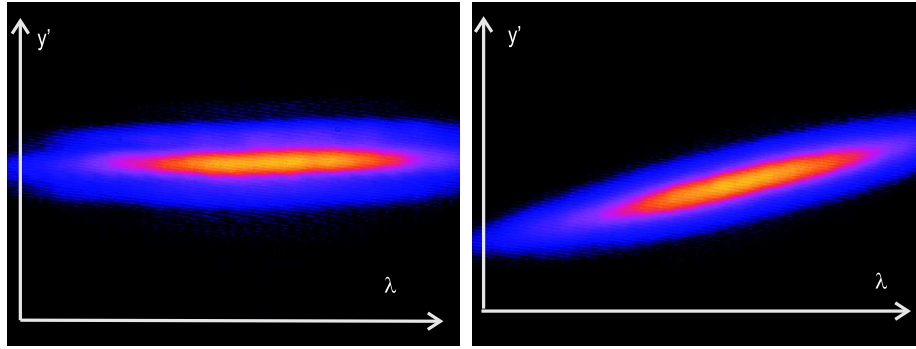
$$\frac{\Delta y}{\Delta\lambda} = m \cdot \frac{\Delta y'}{\Delta\lambda}, \quad (30)$$

ahol a spektrográf felépítése miatt $m = 2$ a nagyítás. A kiértékelés során az $y'(\lambda)$ függvényre illesztett meredekség

$$\frac{\Delta\alpha}{\Delta\lambda} = \frac{m}{f} \cdot \frac{\Delta y'}{\Delta\lambda} \quad (31)$$

alapján megadja a szögdiszperzió értékét, ahol kihasználtuk a $\sin \alpha \approx \alpha$ közelítést is.

A mérési elvből következik, hogy a spektrográf csak egyetlen síkban, az optikai tengely és a spektrográf rése által kijelölt síkban érzékeny a szögdiszperzióra. Ezért az álatam mért szögdiszperzió a tényleges szögdiszperziónak e síkba eső vetülete.



11. ábra.

A megfigyelhető intenzitás-eloszlás szögdiszperziót nem tartalmazó(bal) és tartalmazó(jobb) nyaláb esetén

A spektrográf tesztelése. A spektrográf előtti akromát lencsét az optikai tengelyén forgatva azt tapasztaltam, hogy a szögdiszperzió értéke változik (1. táblázat). Ez azt jelenti, hogy a lencse két tagjának optikai tengelye nem esik egybe. Annak érdekében,

Forgatás szöge [$^\circ$]	Szögdiszperzió [$\frac{\mu\text{rad}}{\text{nm}}$]
0	0.78 ± 0.13
90	-0.24 ± 0.12
180	-0.28 ± 0.14
270	0.65 ± 0.12

1. táblázat. A szögdiszperzió értéke a lencse különböző helyzeteinél

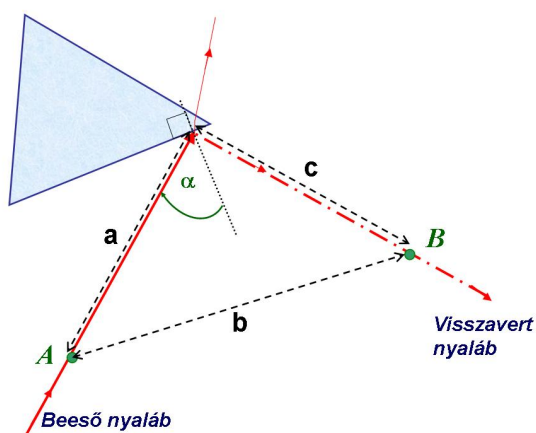
hogy ezt elkerüljem a spektrográf előtti lencsét kicseréltem $f = 50$, majd $f = 100$ cm-es gömbtökrökre, melyeknek előzőleg megmértem a tényleges fókusz távolságukat.

Hasonló változásokat tapasztaltam a spektrográf elé helyezett (ék alakú) szűrők esetében is, így a későbbiekben a szűrőket közvetlenül az oszcillátor után helyeztem el, és azokat a mérések során nem változtattam.

Megnéztem, hogy hatással van-e a nyaláb mérete a mért szögdiszperzió változására. Nyalábtágításnál a használt akromátoknak 20 és 80 cm volt a fókusz távolságuk.

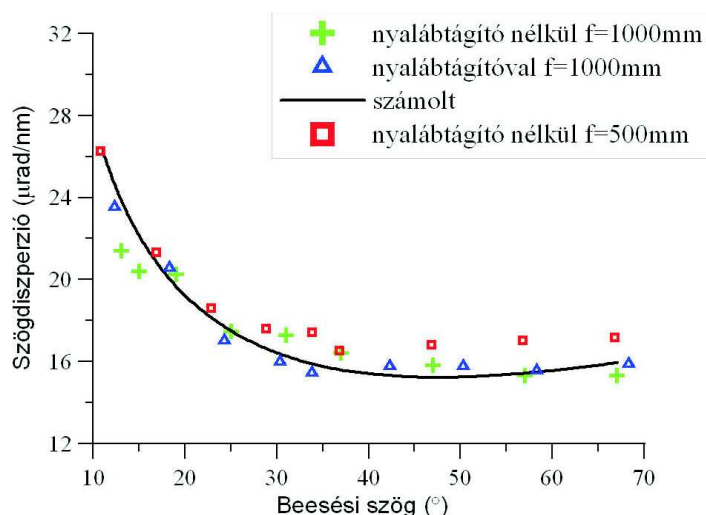
A spektrográf tesztelése érdekében egy 45° -os törőszögű ömlesztett kvarcprizma esetében mértem meg a szögdiszperzió változását a forgatás függvényében. Amennyiben a különböző hullámhosszúságú komponensek a diszperzív elemet elhagyva ugyanabba az irányba haladnak, a nyaláb szögdiszperziót nem tartalmaz, azaz egyszerű kollimált nyalábot látunk, ellenkező esetben azonban a nyaláb szögdiszperziót tartalmaz (11. ábra).

A beesési szöget úgy kaptam, hogy minden esetben megfelelő A és B referencia-pontok segítségével megmértem az a , b és c távolságokat, majd a koszinusztételt alkalmaztam (12. ábra).



12. ábra. A beesési szög meghatározása

A szögdiszperzió változását a beesési szög függvényében – a különböző mérési elrendezésekben – a 13. ábrán összegezem.



13. ábra.

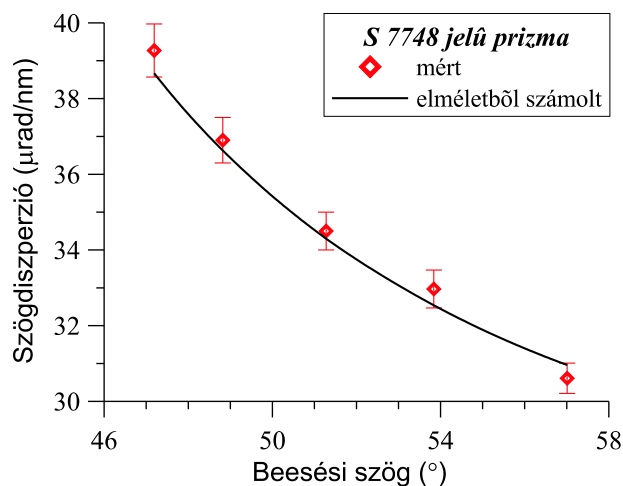
A prizma szögdiszperziójának változása különböző mérési elrendezések esetén

A méréseim pontossága $0.1\text{--}0.2 \mu\text{rad}/\text{nm}$ volt – a fókuszfolt illetve a fókusz távolság nagyságától függően.

2.2.3. Prizmás impulzuskompresszor vizsgálata

Méréseimet az SzTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék TeWaTi lézerlaborjában végeztem[24]. Az oszcillátort elhagyó 800 nm központi hullámhosszú impulzusoknak 16 fs volt az időbeli félértékszélessége.

A prizmás kompresszor összeállítása előtt érdemes megvizsgálni az felhasználni kívánt prizmák diszperziós tulajdonságait. Ezen megfontolásból először az oszcillátorból jövő impulzusok útjába tettem az egyik prizmát (*S7748* jelű), a prizma után a nyalábot az 50 cm-es fókusztávolságú gömbtükör segítségével – a megfelelő mérési pontosság elérése miatt – a spektrográf részére tereltem, s a forgatás hatására bekövetkező szögdiszperzió-változást mértem. A beesési szögeket a már leírt módon számoltam ki. A 14. ábráról leolvasható, hogy a mért és számolt eredmények jó egyezést mutatnak. A szögdiszperzió számolásához Kovács Attila biztosított a számomra egy sugárkövető *Mathcad* programot



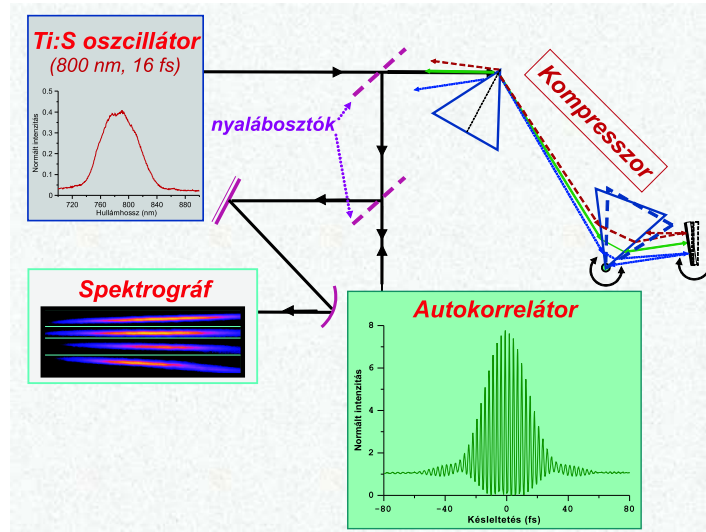
14. ábra. Az *S7748* jelű prizma szögdiszperziójának változása

Ezen kitérő után nézzük most a kompresszor beállítását, melyet a 15. ábrán látható elrendezés alapján végeztem. Kezdetben a prizmákat – *S7748* jellel ellátott prizmapár, 68° törőszögű, ömlesztett kvarc prizmák – oly módon tettem a nyaláb útjába, hogy a beesési szög mindkettőnél a minimális deviáció szöge legyen - így biztosítottam a prizmák párhuzamosságát. A beállításnál figyeltem, hogy a nyaláb az első prizmánál épp a csúcánál haladjon át, azaz minimális fényutat tegyen meg az első prizmában.

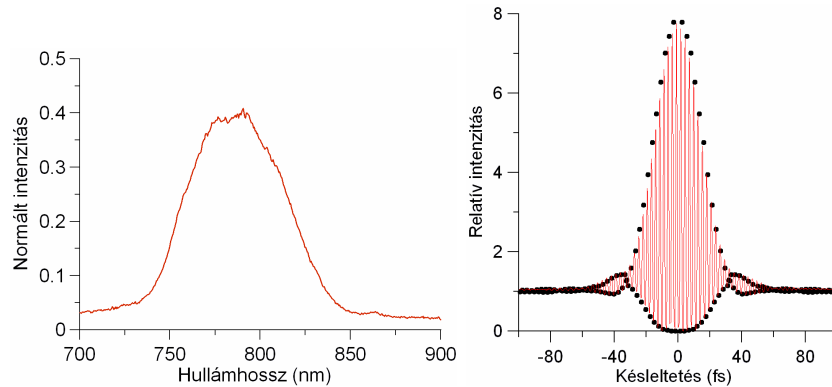
Ellenőriztem a nyaláb magasságát is a prizmák mögött: a prizmák forgatásának hatására ne változzon a nyaláb terjedésének magassága, az optikai asztalhoz képest vízszintesen terjedjen minden egyes elem után.

A kimenő nyalábot a bemenőtől a síktükörnek a tükör által kijelölt sík, és az ábra (lap) síkjára merőleges irányba történő kidöntésével választottam el. Ebben az irányban a második prizma elforgatásakor sem keletkezett a méréshatárt meghaladó szögdiszperzió az előzetes mérések alkalmával, így a továbbiakban csak a diszperzió síkjában vizsgáltam a szögdiszperzió változását.

A kísérletben az ultrarövid impulzusok az oszcillátort elhagyva a kompresszorhoz érkeznek. Ezalatt a nyaláb néhány optikai elem keresztülhalad, s viszonylag hosszú utat tesz meg, ezért az oszcillátort elhagyó 16 fs-os impulzusok, amíg a kompresszorhoz



15. ábra. A mérési elrendezés



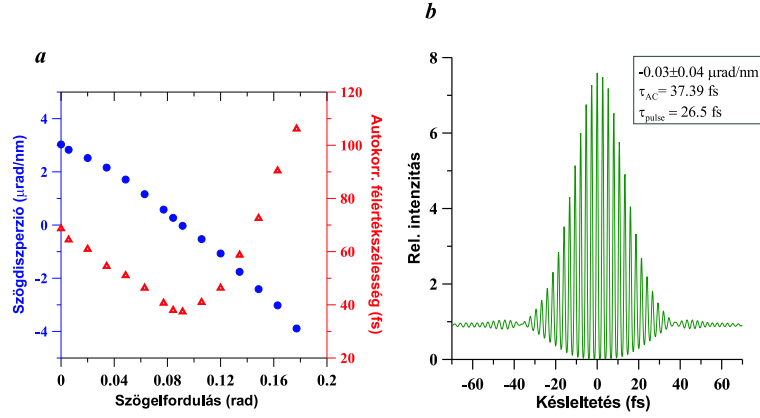
16. ábra.

Az oszcillátor spektruma és egy autokorrelációs görbe a fázisderiváltak illesztésével

érnek, időben megnyúlnak. E megnyúlás helyreállítását szolgálja ez esetben a kompresszor.

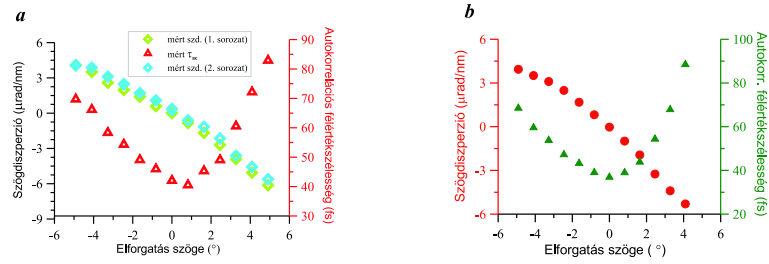
A méréseim során a kompresszor második prizmját forgattam. Írisz segítségével ügyeltem arra is, hogy a kompresszor kimeneténél a kicsatoló tükörrre a forgatás során mindig ugyanoda essen a nyaláb. Az egyes prizmahelyzeteknél a leképező spektrográffal mértem a szögdiszperzió értékét (ld. 2.2.2 fejezet). Annak érdekében, hogy a szögdiszperzió miatt fellépő impulzusidő növekedést nyomon tudjam követni, a nyaláb egy részét az autokorrelátorba küldtem, és megmértem az egyes prizmahelyzetekhez tartozó impulzusidőket is (ld. bővebben 2.2.1. fejezet). A különböző méréssorozatok eredményét a 17. és 18. ábrákon foglaltam össze.

A 17.a ábránál látható méréssorozat kiértékelése során azt tapasztaltam, hogy az impulzust nem sikerült megfelelően összenyomnom, ugyanis a kezdeti 16 fs helyett 26.5 fs-os értéket kaptam (17.b ábra). Mindez azzal magyarázható, hogy a prizmákat a forgatás közben ugyan tökéletesen párhuzamosra tudtam állítani, vagyis $0 \mu\text{rad}/\text{nm}$ szögdiszperziót mértem a legrövidebb impulzushossznál, de a prizmák közti 205 cm távolság nem volt optimális.



17. ábra.

Szögdiszperzió és impulzushossz mérése prizmás kompresszornál(a), valamint a mért legrövidebb autokorrelációs görbe (b) alakja



18. ábra. Szögdiszperzió és impulzushossz mérése prizmás kompresszornál

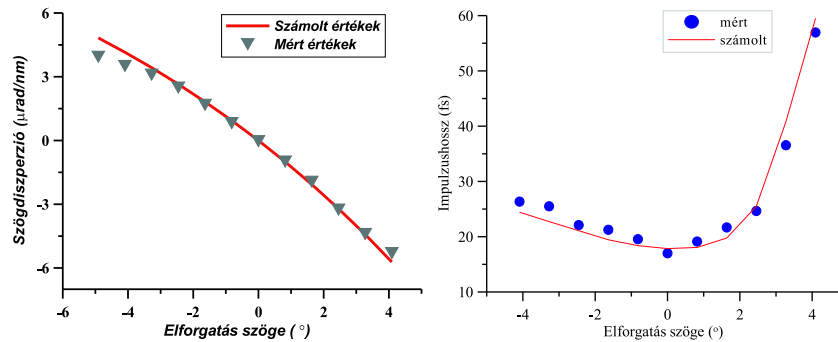
A megfelelő L_p távolságot az autokorrelátor segítségével kerestem meg, azaz az impulzusidőre optimalizáltam a távolságot. A legrövidebb mért impulzusidő 17 fs mellett a kompresszorban a fénnyutak a következők voltak:

	hossz [cm]
L_p	122.2
L_m x irányú vetület	29.5
L_m y irányú vetület	9.8
a prizmákban megtett úthossz	1.0
L_{ac}^6	171.0

2. táblázat. A prizmás kompresszor elemeinek távolsága

Ekkor megismételtem a méréssorozatot, melynek eredményét a 18.a ábra mutatja. Míg az impulzusidőt az előbbi esethez képest sikerült csökkenteni, addig a minimális impulzusidő elérésekor maradt szögdiszperzió a nyalámban. A maradék szögdiszperziót oly módon csökkentettem 0-ra, hogy az előző méréssorozat minimális impulzusidejéhez

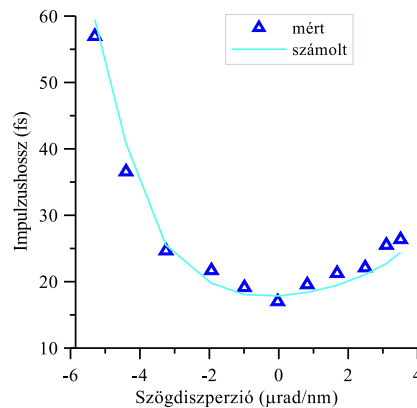
tartozó beállítást vettem alapul, és ezt finomítottam a prizmákban megtett utak igen kicsiny állításával. Így már megfelelően beállítottam a kompresszort, mint azt a 18.b



19. ábra. A mérés és a számolás összevetése

ábra mutatja. Ekkor méréseimet összevetettem az elméleti számolásokkal. A szögdiszperzió elméleti számolásánál sugárkövetéses program segítségével a megfelelő szögek és távolságok rögzítése után jó egyezést tapasztaltam a méréseimmel (ld. 19.a). Ezt követően a fentebb már említett módon kiszámoltam az egyes autokorrelációs görbékhez tartozó fázisderiváltakat és impulzusidőket, majd polinomillesztéssel a 19.b ábrán látható egyezést kaptam.

Az impulzusidő és szögdiszperzió kapcsolatát a 20. ábrán szemléltetem. A prizma



20. ábra. Az impulzus hosszának változása a szögdiszperzió függvényében

forgatásának hatására bekövetkező impulzusidő- és szögdiszperzió-változás egyidejű mérésével tehát beállítható a prizmás kompresszor.

Érdemes hangsúlyozni, hogy az impulzushossz mérése kevésbé érzékeny a prizma forgatására, mint a szögdiszperzió mérése. Például 1 fs eltérés az impulzushosszban – ami éppen csak elkülöníthető a transzformlimitált időbeli hosszától – jól detektálható $\pm 1 \mu\text{rad/nm}$ szögdiszperziónál.

2.3. *Lineáris impulzusterjedés vizsgálata* című speciális laborgyakorlat

2.3.1. Célkitűzés

A gyakorlat célja a femtoszekundumos impulzusok lineáris terjedésével, a diszperzió hatásával, s ezáltal néhány impulzusdiagnosztikai eljárás módszerével megismerkedni. Így betekintést nyújt a lézerrendszer használatába, az oszcillátor működésének megfigyelésébe és az impulzuskompresszióba.

2.3.2. Elméleti összefoglaló: A lineáris impulzusterjedés alapjai

1. Anyagi diszperzió Az ultrarövid impulzusok lineáris terjedésének leírásához tekintsünk egy diszperzív közeget – olyan optikai elemek együttesét, melyekben a hullámterjedés függ a frekvenciától. Ekkor egy z hosszúságú diszperzív közeg fázistolását a $k(\omega)$ terjedési együtthatóval

$$\phi(\omega) = k(\omega) \cdot z \quad (32)$$

is jellemezhetjük, ahol

$$k(\omega) = \frac{2\pi}{\lambda_{mat}} = \frac{2\pi n}{\lambda}. \quad (33)$$

Itt λ_{mat} a közegbeli, λ a vákuumbeli hullámhossz, n pedig az anyag törésmutatója.

A belépő, ω_0 központi frekvenciájú impulzus

$$E_0(t) = A(t)e^{-i\Psi(t)}, \quad (34)$$

$$e_0(\omega) = \mathcal{F}[E_0(t)] \quad (35)$$

alakban írható fel, ahol $A(t)$ az impulzus burkolójának időbeli függését írja le (pl. Gauss-görbe), $e_0(\omega)$ az $E_0(t)$ Fourier transzformáltja, $\Psi(t)$ pedig a fázisfüggvény, melyet sor alakban állítunk elő:

$$\Psi(t) = \Psi_0 + \omega_0 t + \frac{1}{2}\beta t^2 + \frac{1}{6}\gamma t^3 + \dots \quad (36)$$

Ha csak β , illetve az alacsonyabb rendű tagok különböznek nullától, akkor lineáris fázismodulációról (másszóval lineáris *chirp*) beszélünk; amennyiben a magasabb rendű együtthatók is megjelennek, nemlineáris fázismodulációról beszélünk. Ez azt is jelenti egyben, hogy az $\omega = d\Psi/dt$ pillanatnyi frekvencia változik az idő során.

Mivel a $k(\omega)$ tetszőlegesen sokszor differenciálható, ezért vegyük az ω_0 körüli Taylor sorát:

$$k(\omega) = k(\omega_0) + k'(\omega_0)\Delta\omega + \frac{1}{2}k''(\omega_0)\Delta\omega^2 + \dots, \quad (37)$$

ahol $\Delta\omega = \omega - \omega_0$. Ahogy az elektrodinamikából ismert, $k(\omega_0)$ megadja a hullámcsomag ω_0 központi frekvenciájának az adott közegben vett *fázissebességét*, azaz

$$v_p(\omega_0) = \frac{\omega_0}{k(\omega_0)}. \quad (38)$$

Magának az impulzus burkolójának ugyanebben a közegben vett terjedési sebességét, ún. *csoportsebességét* pedig a

$$v_g(\omega_0) = \left. \frac{d\omega}{dk(\omega)} \right|_{\omega_0} \quad (39)$$

adja. Látható, hogy ez megegyezik a (37) sorfejtés első együtthatójának reciprokával:

$$v_g(\omega_0) = \frac{1}{k'(\omega_0)}. \quad (40)$$

A kvantitatív leíráshoz vegyünk egy τ_0 félértékszélességű, Gauss-alakú bemenő impulzust oly módon, hogy kezdetben csak lineáris fázismodulációt engedünk meg (β_0) ($\beta_0 \neq 0$):

$$E_0(t) = A_0 e^{(-\frac{2\ln 2}{\tau_0^2} t^2)} e^{-i(\omega_0 t + \frac{1}{2}\beta_0 t^2)}. \quad (41)$$

Ekkor z út megtétele után a közegből kilépő (41) alakú jel $\tau(z)$ időbeli félértékszélessége

$$\tau(z) = \tau_0 \cdot \sqrt{(1 + \beta_0 k'' z)^2 + \left[\frac{4 \ln 2}{\tau_0^2} k'' z \right]^2}, \quad (42)$$

valamint $\beta(z)$ fázismoduláció-paramétere

$$\beta(z) = \frac{\beta_0(1 + \beta_0 k'' z) + \left[\frac{4 \ln 2}{\tau_0^2} k'' z \right]^2 k'' z}{(1 + \beta_0 k'' z)^2 + \left[\frac{4 \ln 2}{\tau_0^2} k'' z \right]^2} \quad (43)$$

alakban írható le. A (42) és (43) egyenletekből látható, hogy ha $\beta_0 = 0$, akkor a kijövő impulzus minden esetben hosszabb ($\tau(z) > \tau_0$) valamint fázismodulált lesz (azaz $\beta(z)$ nullától különböző). Ellenkező esetben megfelelő $k'' \cdot z$ biztosításával elérhető, hogy a kilépő impulzus a bemenőhöz képest rövidebb, s a pillanatnyi frekvencia időbeli változása eltűnik ($\beta(z) = 0$).

Vegyük észre, hogy a $k'' \cdot z$ szorzat tulajdonképpen ϕ'' -vel egyezik meg. Mivel a gyakorlatban a legtöbb esetben a terjedés tényleges geometriai hosszát nem ismerjük, az impulzus terjedésének általánosabb leírásához ezért célszerű közvetlenül a $\phi(\omega)$ fázisfüggvényt, és annak deriváltjait használni. A következőkben vegyük végig, hogy milyen fizikai jelentés tulajdonítható az egyes fázisderiváltaknak - a fentebb említett idő-képbeli szemléletes jelentésen túlmenően:

- A $\phi(\omega_0)$ állandó fázistolást jelent. Az $E(t)$ intenzitásburkolón belüli kezdőfázisával kapcsolatos mennyiség (Carrier-Envelope-Phase). Ennek 2 – 3 optikai ciklusnál rövidebb impulzusok esetén van jelentősége⁷[13,14,15].
- A $\phi'(\omega_0)$ idő dimenziójú mennyiség. Ha feltesszük, hogy a közeg amplitudó-átvitele $A(\omega) = 1$, fázisátvitele pedig $\phi(\omega) = \phi'(\omega_0)(\omega - \omega_0)$ alakban írható fel, akkor (4) egyenletből

$$E_{ki}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} a_{be}(\omega) e^{i(\omega t + \phi_{be}(\omega) - \phi'(\omega_0)(\omega - \omega_0))} d\omega \quad (44)$$

kapjuk, majd átrendezéssel adódik, hogy

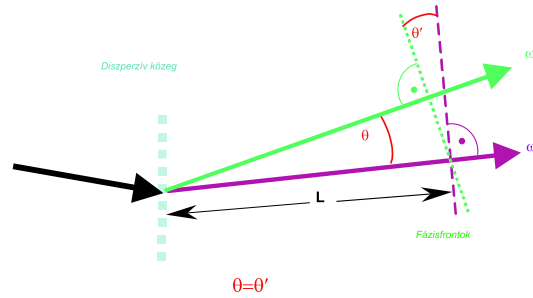
$$E_{ki}(t) = e^{i\phi'(\omega_0)\omega_0} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} a_{be}(\omega) e^{i[\omega(t - \phi'(\omega_0)) + \phi_{be}(\omega)]} d\omega = e^{i\phi'(\omega_0)\omega_0} E_{be}(t - \phi'(\omega_0)) \quad (45)$$

⁷Ez 800 nm központi hullámhossznál ~ 6 fs-os impulzusidőt jelent

A (45) egyenlet mutatja, hogy a közegbe be- ill. kilépő impulzus térerősségének alakja nem változik, csak időben $\phi'(\omega_0)$ -al késik a bemenő impulzushoz képest. Tehát azt mondhatjuk, hogy $\phi'(\omega_0)$ az az idő, ami alatt az ω_0 központi frekvenciával jellemezhető impulzus a közegen keresztülhalad. Mindezek alapján *terjedési időnek*, vagy más néven *csoportkésleltetésnek* nevezzük.

- A $\phi''(\omega_0)$ a *csoportkésleltetés-diszperzió* (a továbbiakban: CsKD), amely az impulzus kiszélesedéséért felelős (ld. fentebb).
- A $\phi'''(\omega_0)$ -t *harmadrendű diszperzió*nak (HD) nevezzük, mely az időbeli alak megváltozásáért felelős.
- A magasabb rendű tagokat pl. fázismodulált impulzus-erősítésnél szokták figyelembe venni, azonban a legtöbb esetben elhanyagolható a hatásuk.

A gyakorlatban lencsákat, prizmákat használunk, így azt várjuk a fentiek alapján, hogy ezen eszközök anyagának diszperziója is hat valamiképpen a rajta áthaladó impulzusra. Ez valóban így van, mint azt már a (9) egyenletben láttuk. Tudjuk továbbá, hogy a látható tartományban használt optikai anyagok normális diszperzióval rendelkeznek, vagyis az $n_p(\omega)$ monoton nő, tehát a csoportsebesség-diszperzió minden esetben pozitív.⁸ Ezt a pozitív fázismodulációt, és ezzel együtt az impulzus szétfolyását úgy szüntethetjük meg, ha azonos nagyságú, de ellentétes előjelű (negatív) fázismodulációval látjuk el. Az ilyen optikai rendszereket nevezzük kompresszoroknak.



21. ábra. A szögdiszperzió definiálása síkhullám esetén

2. Szögdiszperzió A gyakorlatban a legegyszerűbb szögdiszperziót okozó elem a prizma. Az ék alak miatt a prizma anyagi diszperziója szögdiszperzióhoz is vezet. Ha megnézzük az irodalomban a szögdiszperzió meghatározását, nem kapunk egyértelmű választ. Az egyik esetben a különböző spektrális komponensek terjedési iránya közti szöget ($d\theta/d\omega$), máskor pedig a komponensek fázisfrontjai által bezárt szöget definiálja

⁸Hogy rávilágítsak a jelenség fontosságára, vegyünk egy 10 fs félértékszélességű, 800 nm központi hullámhosszú, Gauss-profilú impulzust. Levegőben 3 m út megtétele után 19,4 fs-ra, azaz közel kétszeresére szélesedik ki!

$(d\Theta'/d\omega)$, amint azt az 21. ábrával szemléltetem. Síkhullámokat tekintve e két definíció nem okoz eltérést.⁹

A laborban a Gauss-nyaláb síkhullámnak tekinthető, ha a szögdiszperzió forrása a nyalábnyaktól, illetve a megfigyelés helyétől messze van: a Rayleigh-hossznál sokkal nagyobb a megfigyelés z távolsága ($z \gg z_R$). A speciális laborgyakorlatok során is síkhullámokkal foglalkozunk.

A következőkben nézzük egy kicsit részletesebben a szögdiszperzió következményeit.

Fázismoduláció. Szögdiszperzív közegen való áthaladást követően az egyes spektrális komponensek terjedési iránya különböző (21. ábra), ezért attól L távolságban a fázis

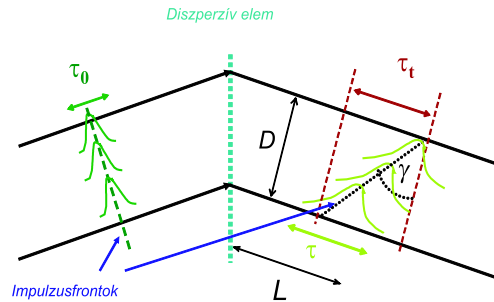
$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c} L \cdot \cos \Theta(\omega) \quad (46)$$

lesz[16]. Az egyenletben L a szögdiszperzió forrása és a megfigyelés közti távolság, Θ az ω és ω_0 komponensek által bezárt szög. Amennyiben ezt a Θ szöget olyan kicsinek választjuk, hogy $\sin \Theta \approx 0$ és $\cos \Theta \approx 1$ fennálljon, a (46)-ból kiszámolható a CSKD:

$$\frac{d^2\phi}{d\omega_0^2} \approx -\frac{\omega_0 \cdot L}{c} \left(\frac{d\Theta}{d\omega_0} \right)^2. \quad (47)$$

Vegyük észre, hogy a CSKD a távolsággal ugyan egyenesen arányos, ám a szögdiszperziótól négyzetesen függ. Fontos kiemelni, hogy a "tisztá" szögdiszperzió így mindig negatív CSKD-t okoz!

Ha a (47)-ben kapott eredményt behelyettesítjük a (17)-be, akkor megkapjuk az impulzus kiszélesedését. Mivel a CSKD nagysága függ a szögdiszperzió forrásától mért távolságtól, a tőle függő impulzusidő is változni fog a terjedés során.



22. ábra. Impulzusfrontdőlés diszperzív elemen való áthaladás után

Impulzusfrontdőlés. Ha a nyaláb véges kiterjedésű, akkor a fázismoduláció okozta megnyúlás mellett egy, a geometriából adódó további időbeli torzulás is fellép, amit *impulzusfrontdőlésnek* nevezünk. Mindkét jelenséget szemlélteti a 22. ábra.

⁹Gauss-nyalábok esetében azonban a fázisfrontok alakja miatt különböző értéket ad.

Az impulzusfrontdőlés jelensége és annak első leírása Bor és Rácz nevéhez fűződik[1]. Magát a jelenség leírását Hebling[17] általánosította: a fázisfronthoz képest az impulzusfront dőlésének szöge

$$\tan \gamma = \omega \cdot \frac{d\Theta}{d\omega}, \quad (48)$$

ahol $d\Theta/d\omega$ a szögdiszperzió (ld. 21. ábra).

Egy adott D átmérőjű impulzus két szélé között így

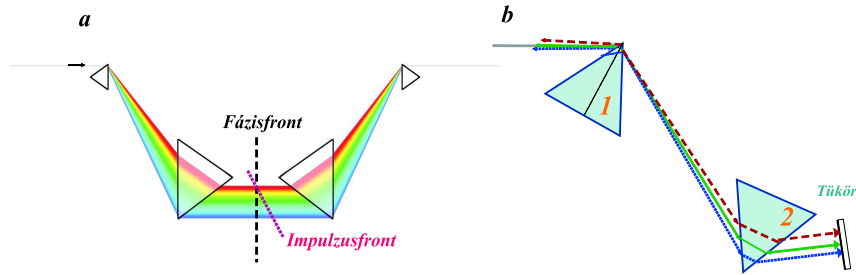
$$\tau_t = \frac{D}{c} \tan \gamma = \frac{D}{c} \cdot \omega \frac{d\Theta}{d\omega} \quad (49)$$

időkülönbség van, amennyiben fenáll, hogy

$$D \gg L \cdot \frac{d\Theta}{d\omega} \Delta\omega. \quad (50)$$

A diszperziót okozó elem után észlelhető impulzushosszat tehát a fázismodulációból adódó megnyúlás(τ) és az impulzusfront dőlése(τ_t) együtt határozzák meg.

3. Impulzuskompresszorok Egy szögdiszperzív elemmel létrehozott negatív CsKD kompenzálja ugyan az anyagi terjedés során keletkezett pozitív CsKD-t, de a nyaláb a szögdiszperzió miatt spektrálisan divergens marad. Ez természetesen egy másik, el-lentétes előjelű szögdiszperzív elem alkalmazásával meg is szüntethető. Ekkor azonban az impulzusfront dőlését még nem küszöböltük ki (23.a ábra). Így ennek megoldása lehet további 2 azonos diszperzív elem használata. A gyakorlatban 4 prizmából álló rendszer, illetve két prizma és egy tükör segítségével lehet mindezt megvalósítani (23. ábra).

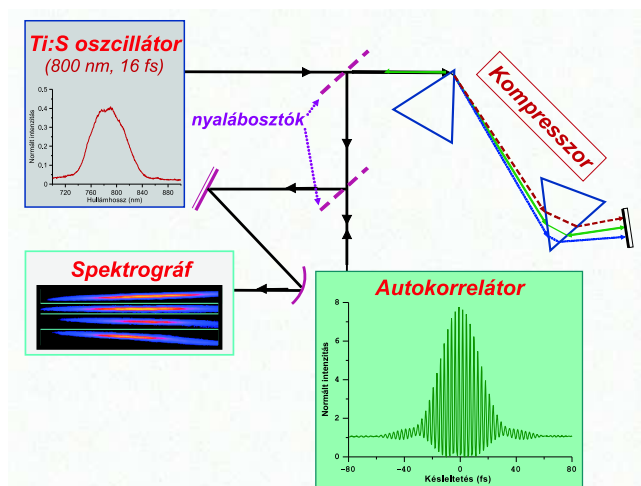


23. ábra. Prizmás kompresszorok sematikus rajza

Az idő-képbeli leírást nézve, az 1. prizma szétválasztja az impulzust alkotó különböző frekvenciájú hullámcsoportokat úgy, hogy a kék hullámcsoportot jobban eltéríti, mint a vöröset. Ha veszünk még egy prizmat, amelynek anyaga és törésszöge az elsőével megegyezik, pusztán pontosan 180° -kal van elforgatva az előzőhöz képest, akkor az párhuzamosítja a komponensek útját. A 2. prizmaig a levegőben a kék hosszabb utat tesz meg, a 2. prizmaiban viszont rövidebbet, mint a vörös komponens, vagyis a vörös időben lemarad a kék mögött, azaz negatív csoportkésleltetés-diszperzió alakul ki[18]. Ha a 2. prizmat jobban betoljuk a fénypálya a törésszögét felező egyenes mentén, akkor mindkét hullámcsoporthoz tovább nő a prizmaiban megtett út. Ekkor a két hullámcsoporthoz közti időbeli késés csökken, tehát kevésbé negatív lesz a kompresszor CsKD-ja. Ha elég mélyen toljuk be a prizmat, akkor akár pozitív CsKD-t is előállíthatunk. Így

a prizmák mozgatásával folyamatosan szabályozni lehet a fázismodulációt. A prizmás kompresszor használata széles körben elterjedt, mert kis veszteséggel jár, és kicsiny diszperzió kompenzálására is alkalmas. Ezért a rövid impulzusokat előállító lézerek rezonátorában a $CsKD$ kompenzálására a prizmás kompresszor használata terjedt el széleskörűen[19].

2.3.3. A kísérleti elrendezés



24. ábra. A mérési elrendezés

2.3.4. Feladatok

Ne nézzen a direkt lézernyalábba!

1. Állítsa be az autokorrelátort és a spektrográfot!
2. Vegye fel az oszcillátor spektrumát!
3. Vegye fel az autokorrelációs görbét, és számolja ki az impulzusidőt!
4. Az első prizmát az alaplapjára merőleges irányban 1.5 cm-rel tolja be a fénypálya! Mérje meg ismét az impulzusidőt!
5. Mérje meg az impulzusidőket 1, 5, 10 mm vastag üvegeken való áthaladás után is!
6. Tegye be a kompresszor elé a 10 mm vastagságú üveglemezt! Kompenzálja ki az impulzus megnyúlását a kompresszor prizmainak mozgatása segítségével! Az autokorrelátoron nyomon követheti az impulzusidő-változást. Mérje a mozgások során az impulzusidőket! Csökkentse minimálisra az impulzusidőt, valamint számolja ki ekkor az impulzus hosszát!

7. Helyezze be a kompresszor után a 45° -os kvarcprizmát forgathatón úgy, hogy a beesési szög a minimális deviáció legyen! Közben ügyeljen arra, hogy a prizma a forgatón vízszintes helyzetben legyen! Jegyezze fel a csavarállást! Tükrök segítségével terelje a nyalábot a prizma után a spektrográfba és az autokorrelátorba! Mérje meg a szögdiszperziót és az impulzusidőt!
8. Először csökkentse, majd növelje a beesési szöget! A beesési szöget változtatva mérje meg 2 különböző helyen a szögdiszperzió értékét és az impulzusidőt! Jegyezze fel, hogy milyen csavarállásnál mérte meg ekkor a szögdiszperzió értékeit! Számolja ki az elforgatás szögét, majd ennek függvényében ábrázolja a mért szögdiszperzió és impulzusidő értékeket!

Eszközlista.

- autokorrelátor és spektrográf
- prizmás kompresszor
- oszcilloszkóp és rezgető az ac-hez, 2 db BNC kimenetű kábel
- az asztalra való rögzítéshez: lovasszárok, befogók, rögzítőlapok, 6-os csavarok, csavarhúzó
- tükrök, 50cm-es gömbtükrök
- 1, 5, 10 mm vastagságú üveglapok
- 45° -os prizma, és hozzá egy forgatható tartó

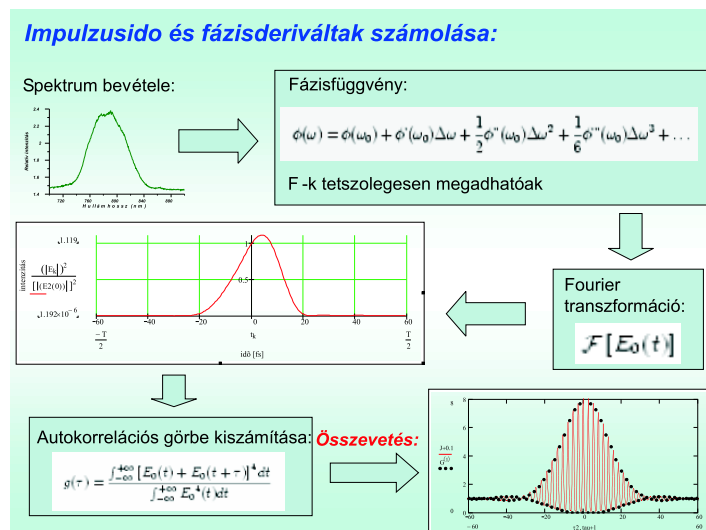
2.3.5. A mérés menete

Impulzusidő mérése – az autokorrelátor beállítása

Az oszcillátorból érkező nyalábot tükör illetve tükrök segítségével terelje az autokorrelátorba. Kapcsolja be a tükrözgetőt és az oszcilloszkópot! A pontos beállítás miatt ügyeljünk, hogy a nyaláb vízszintesen, ugyanazon magasságban terjedjen! A tükrök mozgatásával elérhető, hogy a korrelátorba bemenő jel épp a bemenetnél található írisz közepére essen (beállításkor a rést zárjuk össze.) Ha sikerült a beállítás, akkor az írisz nyitásával az oszcilloszkópon megjelenik egy autokorrelációs jel. Az optimális beállítás érdekében ekkor célszerű a terelőtükröt még egyszer finoman mozgatni, s nézni az oszcilloszkópot.

A számítógépes összeköttetés elérése: Kösse össze az oszcilloszkóp kimenetét a DAS1414-el, kapcsolja be a DAS-t, indítsa el a *D:/labor/init.exe* inicializáló programot, majd a lefutása után a *D:/labor/autocorr.vi* programot. E program segítségével tudja adatfájlba menteni a mért autokorrelációs görbét. Állítsa a frekvenciát 80000Hz-re, a mérési pontok számát pedig 4096-ra! A "meas" gomb megnyomásával indíthatja a mérést. Az adatfájlt a "save" megnyomásával tudja lementeni.

Spektrum felvétele: Az impulzusidő számolásához szükség van az oszcillátor spektrumára. Kösse össze az oszcilloszkóp kimenetét a DAS1414-el, kapcsolja be a DAS-t,



25. ábra. Az impulzusidő és fázisderiváltak illesztésének folyamata

indítsa el az inicializáló programot(*D:/labor/init.exe*), majd a lefutása után a *D:/labor/spectrum.vi* programot. Olvassa be, majd mentse a spektrumot!

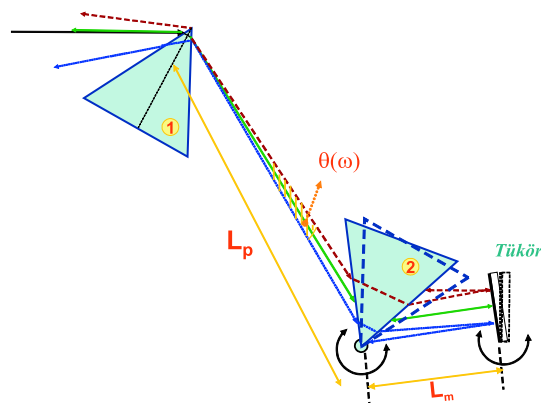
Az impulzusidőt a *D:/labor/acszamolas.mcd* programal tudja kiszámolni. A főbb lépéseket a 25. ábra mutatja. Az autokorrelációs függvényből és a vele egyidőben felvett spektrumból meghatározhatók az impulzus fázismodulációjának jellemzői, maguk a fázisderiváltak[16,22,23]. Az oszcillátor spektrumát olvassa be, majd a mért spektrumhoz olyan fázist rendeljen, mely a kettőjük összevetéséből reprodukálja a felvett autokorrelációs görbét a 25. ábrán vázolt séma szerint. A legjobb illesztéshez tartozó fázisderiváltakat tekintve az impulzus tényleges $\phi'(\omega_0)$ és $\phi''(\omega_0)$ értékeinek, számolja ki az időbeli alakot: a függvény félértékszélessége közvetlenül az impulzusidőt adja meg!

Ugyanezen módon tudja megmérni az üveglapok és hasábok után az impulzusidőt. Az egyes elemek fényútba helyezése után mindig ellenőrizze, hogy a nyaláb továbbra is vízszintes helyzetű!

A szögdiszperzió mérése

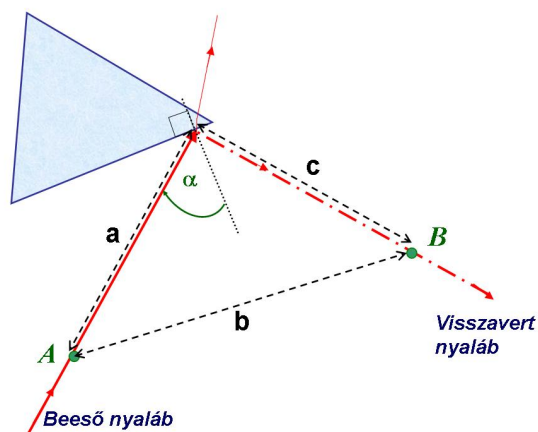
Csatlakoztassa a spektrográf ccd kameráját a számítógéphez! Vegye le a rácsát védő borítást! A számítógépen a *D:/labor/angdisp.vi* Labview-programot indítsa el! Terelje a nyalábot a spektrográf részére! A részre fókuszálást az 50 cm fókusztávolságú gömbtükörrel végezze! A beállításnál a nyaláb képe a kamera közepén legyen! Ellenőrizze, hogy a nyaláb vízszintesen halad-e! Az elindított programban ("live" gomb) állítsa be a fókusztávolságot! Az intenzitás csökkentésére használjon *OD1 ... OD4* jelekkel ellátott szűrőket! A megfelelő intenzitást az expozíciós idő, a bias és a gain beállításával is finomíthatja! Győződjön meg arról, hogy az optimális beállítást érte el. A terelőtükrök kicsiny mozgathatásával a nyaláb képét figyeljük a CCD kamerán. Amennyiben a legintenzívebb foltot látjuk, optimális a beállítás.

A kompresszoros mérésekhez a 26. ábra nyújt segítséget. Az első prizma egy eltolon van, mely segítségével mozgatható az alaplapjára merőleges tengely mentén. Így könnyen növelhető a fényút a prizmában.



26. ábra. Prizmás impulzuskompresszor

Helyezzük a 45° -os prizmát a forgatóra, majd tegyük a nyaláb útjába a kompresszor után. Győződjünk meg arról, hogy **csak vízszintes irányban** forog a prizma! Ezt a nyaláb magasságának ellenőrzésével igazolhatjuk a forgatás során. Állítsuk be papírlap segítségével a beesési szöget úgy, hogy az épp a minimális deviáció szöge legyen! A papírlapon a minimális deviáció előtt ill. után közvetlenül a nyaláb ellentétes irányba mozog. A 27. ábrán szemléltetett módon határozza meg a beesési szög nagyságát! Mérje meg a szögdiszperzió értékét az "enable" gomb megnyomásával. Olvassa le az



27. ábra. A beesési szög meghatározása

átlagértéket és a hozzá tartozó szórást! Mérje meg ennél a beesési szögnél az impulzusidőt!

2.3.6. Ellenőrző kérdések

1. Definiálja a terjedési időt!
2. Fogalmazza meg, mi a csoportképleltetés-diszperzió!
3. Definiálja a szögdiszperziót!
4. Mi a következménye a diszperzív elemen való áthaladásnak?
5. A prizma pozitív vagy negatív fázismodulációt okoz?
6. Prizmás impulzuskompresszorokban mely változótól függ a fázisátviteli függvény illetve a csoportképleltetés-diszperzió?
7. Ismertesse röviden a prizmás kompresszor "működését"!
8. Rajzoljon le egy másodrendű autokorrelátort, és ismertesse röviden a működését!
9. Milyen módszerrel méri a beesési szöget? Hogy határozza meg az elforgatás szögét?
10. Mit tapasztal, ha a nyaláb hosszabb/rövidebb utat tesz meg az ügeglapokban illetve a kompresszor első prizmájában?

2.3.7. Ajánlott irodalom:

1. K. Osvay, A. P. Kovács, Z. Heiner, G. Kurdi, J. Klebniczki, M. Csatári *Angular dispersion and temporal change of femtosecond pulses from misaligned pulse compressors* IEEE J.Sel.Top.Quant.Electr. 10 (2004) 213-220
2. Diels J-C., Rudolph W. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, Academic Press (1995)
3. Kurdi Gábor **PhD** *A szegedi femtoszekundumos titán-zafír lézerrendszer építése során elért eredmények* Szeged, 2004
4. K. Osvay *Femtoszekundumos optika* órai jegyzet

3. Összefoglalás

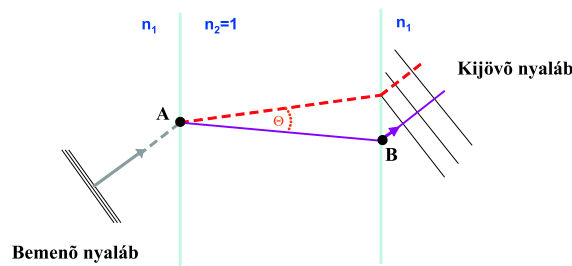
Dolgozatomban bemutattam az impulzusidő és a szögdiszperzió mérésére egy-egy módszert, majd a prizmás impulzuskompresszor beállítására vonatkozó méréseimet. A kompresszor második prizmáját forgattam, és e forgatás hatására bekövetkező impulzusidő és szögdiszperzió változását mértem ki. Azt tapasztaltam, hogy az impulzushossz mérése kevésbé érzékeny a prizma forgatására, mint a szögdiszperzió mérése. Például 1 fs eltérés az impulzushosszban – ami éppen csak elkülöníthető a transzformlimitált időbeli hosszától – jól detektálható $\pm 1 \mu\text{rad}/\text{nm}$ szögdiszperziónál.

Összeállítottam egy új feladatsort a *Speciális laboratóriumi gyakorlatok* kurzushoz "Lineáris impulzustejedés vizsgálata" címmel. A gyakorlat célja, hogy a hallgatók megismerkedjenek a femtoszekundumos impulzusok lineáris terjedésével, a diszperzió hatásával, s ezáltal néhány impulzusdiagnosztikai eljárás módszerével. Így e gyakorlat betekintést nyújt a lézerrendszer használatába, az oszcillátor működésének megfigyelésébe és az impulzuskompresszióba is. A silabusz felhasználására már a 2004/2005. tavév II. félévétől sor kerül.

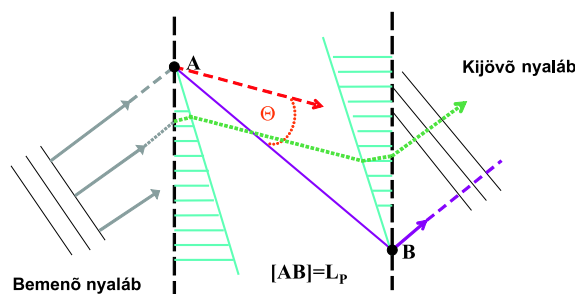
Melléklet 1

Prizmás impulzuskompresszor – a "Martinez-féle elmélet"

Mint azt már korábban láttuk, a belépő impulzus monokromatikus komponensei a diszperzív elemet szög alatt hagyják el (28. ábra). Ekkor veszünk még egy prizrát, amelynek anyaga és törőszöge az elsőével megegyezik, pusztán 180° -kal van elforgatva az előzőhöz képest, akkor – amennyiben szintén minimális deviáció szögében esik rá a nyaláb – az párhuzamosítja a komponensek útját.¹⁰ Mindez oly módon is belátható, hogy a prizma oldallapjainak párhuzamosra állítása esetén tekinthető két egymásba ékelt, egymáshoz képest elforgatott plánparalel lemeznek[5], amelyek közül az egyik üvegből, a másik levegőből áll. Mindezt a 29. ábra szemlélteti. Így beláthatjuk,



28. ábra. Plánparalel lemezen való áthaladás szemléltetése



29. ábra.

Két ék alakú, egymáshoz képest 180° -kal elforgatott plánparalel lemezen áthaladó nyaláb útja

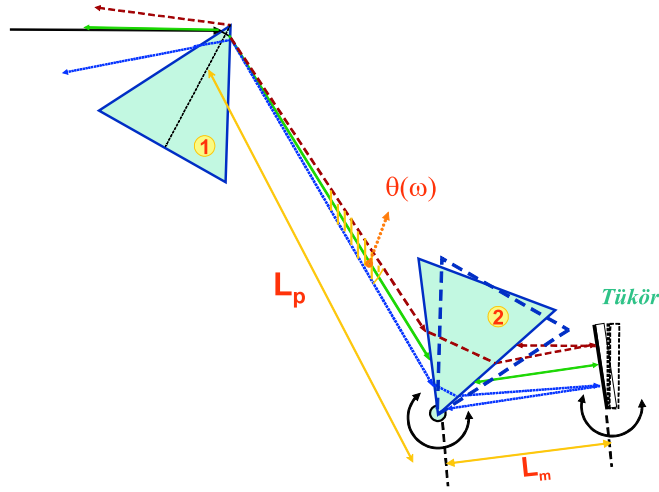
hogy a második prizma és a tükör között a különböző spektrális komponensek egy-

¹⁰ A Schnellius-Descartes törvény alapján is könnyen bizonyítható.

mással párhuzamosan terjednek.¹¹ A tükörről való visszaverődés és a prizmákon való áthaladás után a komponensek ismét egy nyalábbá egyesülnek. A prizmapár esetén való teljes körülményére vonatkozóan a fázisátviteli függvény a következőképpen adható meg[Martinez, 1984, OC]:

$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c} 2 [L_p \cos \Theta(\omega) + L_m], \quad (51)$$

ahol L_p a két prizma csúcsa közötti távolság, Θ egy ω frekvenciájú komponens és a prizma csúcsait összekötő egyenes közötti szög, L_m pedig a 2. prizma tükörtől mért távolsága; mindezt a 30. ábra szemlélteti.



30. ábra. Prizmás impulzuskompresszor

Így a fenti egyenletből a csoportképletelésre, illetve a csoportképletelés-diszperzióra a következő adódik:

$$\phi' = \frac{2 \cdot L_p}{c} \left[\cos \Theta - \omega \frac{d\Theta}{d\omega} \sin \Theta \right] + \frac{2 \cdot L_m}{c} \quad (52)$$

és

$$\phi'' = -\frac{2 \cdot L_p}{c} \left[\left(2 \frac{d\Theta}{d\omega} + \omega \frac{d^2\Theta}{d\omega^2} \right) \sin \Theta + \omega \left(\frac{d\Theta}{d\omega} \right)^2 \cos \Theta \right]. \quad (53)$$

Amennyiben Θ kicsi, a $\sin \Theta$ tag elhagyható a koszinuszos mellett. Ebben az esetben (53)-ból az látszik, hogy ϕ'' negatív és lényegében csak az 1. prizma szögdiszperziójától függ. Ezért a kompresszorban a negatív csoportképletelés-diszperziót az 1. prizma szögdiszperziója okozza, a 2. prizma csak párhuzamosítja a fénysugarakat¹².

¹¹Ez bizonyos alkalmazásokban lehetőséget ad az impulzus spektrális szűrésére, amit úgy lehet megvalósítani, hogy a második prizma és a tükör közé diafragmát helyezünk.

¹²Illetve pozitív csoportképletelésdiszperziót hoz be azáltal, hogy keresztülhaladnak rajta a fénysugarak.

Hivatkozások

- [1] Bor Z., Rácz B. (1985) *Opt.Comm.*, **54**, 165
- [2] Martinez (1986) *J. Opt.Soc. B*, **3**, 929
- [3] Bor Z., Rácz B., Szabó G., Hilbert M., Hazim H.A. (1993) *Opt.Eng.*, **32**, 2501
- [4] Duarte F.J., Piper J.A. (1982) *Opt.Comm.*, **43**, 303
- [5] Martinez O.E., Gordon J.P., Fork R.L. (1984) *J.Opt.Soc.Am.A*, **1**, 1003
- [6] Treacy E.B. (1969) *IEEE J.Q.E.*, **QE-5**, 454
- [7] Géher Károly *Híradás Technika*, Műszaki Könyvkiadó (2000)
- [8] K. Osvay, G. Kurdi, A. P. Kovács, Zs. Heiner, M. Csatári, J. Klebniczki, I. E. Ferincz (2003) *Ultrafast Optics IV*, Vienna, poster
- [9] Heiner Zsuzsanna, Csatári Márta, Klebniczki József, Kovács Attila, Kurdi Gábor, Osvay Károly (2004) *Fizikus Vándorgyűlés*, Szombathely, P16
- [10] Osvay K., Kovács A.P., Heiner Z., Kurdi G., Klebniczki J., Csatári M. (2004) *IEEE J.Sel.Top.Quant.Electr.*, **10**, 213
- [11] K. Osvay, A. P. Kovács, G. Kurdi, Z. Heiner, M. Divall, J. Klebniczki, I. E. Ferincz (2005) *Optics Communications*, in press
- [12] <http://www.sci.u-szeged.hu/oktatas/fizika/F001.html>, *Képzési Terv*, fizikus szak
- [13] David J. Jones, Scott A. Diddams, Jinendra K. Ranka, Andrew Stentz, Robert S. Windeler, John L. Hall, Steven T. Cundiff (2000) *Science* **288**, 635
- [14] Robert K. Shelton, Long-Sheng Ma, Henry C. Kapteyn, Margaret M. Murnane, John L. Hall, Jun Ye (2001) *Science* **293**, 1286
- [15] Andrius Baltuska, Matthias Uiberacker, Eleftherios Goulielmakis, Reinhard Kienberger, Vladislav S. Yakovlev, Thomas Udem, Theodor W. Hänsch, Ferenc Krausz (2003) *IEEE J.Sel.Top.Quant.Electr.*, **9**, 972
- [16] Diels J-C., Rudolph W. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, Academic Press (1995)
- [17] Hebling J. (1996) *Opt. and Q.El.*, **28**, 1759
- [18] Fork R.L., Martinez O.E., Gordon J.P (1984) *Opt.Letters*, **9**, 150
- [19] Koechner W. *Solid State Laser Engineering*, Springer (1992)
- [20] Duarte F.J. (1990) *Opt.Qant.El.*, **22**, 467
- [21] Szabó G., *Terawattos csúcsteljesítményű lézerimpulzusok előállítása excimer lézer rendszerekkel*, Doktori értekezés, Szeged (1992)
- [22] Diels J-C., Fontaine J.J., McMichael I.C., Simoni F. (1985) *Appl.Opt.*, **24**, 1270
- [23] Hache F., Driscoll T.J., Cavallari M., Gale G.M. (1996) *Appl.Opt.*, **35**, 3230
- [24] <http://titan.physx.u-szeged.hu/tewati>, *TeWaTi Kutatócsoport*, SzTE

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretném köszönetemet kifejezni témavezetőmnek, Dr. Osvay Károlynak, aki tudományos vezetőként hasznos, útmutató tanácsaival segítette munkámat, és elnézte "botladozásaimat". Köszönet illeti Dr. Kovács Atillát, Dr. Kurdi Gábort és a TeWaTi kutatócsoport többi tagját a mérések összeállításánál és a számolásoknál nyújtott segítségükért.

Végül, de nem utoljára köszönöm szüleimnek, kedvesemnek és barátaimnak segítségüket, türelmüket.

Nyilatkozat

Alulírott **Heiner Zsuzsanna, fizika** szakos hallgató, kijelentem, hogy a diplomadolgozatban foglaltak saját munkám eredményei, és csak a hivatkozott forrásokat (szakirodalom, eszközök, stb.) használtam fel.

Tudomásul veszem azt, hogy szakdolgozatomat/diplomamunkámat a Szegedi Tudományegyetem könyvtárában, a kölcsönözhető könyvek között helyezik el.

.....

Szeged, 2004. december 10.