

*A szegedi femtoszekundumos titán-zafír lézerrendszer
építése során elért eredmények*

PhD értekezés

Írta:

Kurdi Gábor

Témavezető:

Dr. Osvay Károly

egyetemi docens



Szegedi Tudományegyetem

Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

2003

Tartalomjegyzék

1. BEVEZETÉS	3
2. TÜKRÖK CSOPORTKÉSZLELTETÉSÉNEK MÉRÉSE	
2.1. Impulzusterjedés, diszperzió	7
2.2. Új eredmények	11
A mérés elméleti alapja	12
Ideális bázistávolság	15
Kísérlet	17
A minta	18
A kiértékelés menete	19
Diskusszió	20
2.3. Folyadékok csoporttörésmutatójának mérése	22
3. NAGY FÉNYESSÉGŰ, SZÉLESSÁVÚ, FOLYTONOS FÉNYFORRÁS FEJLESZTÉSE	
3.1. Szerves lézerfestékek, festékkeverékek	24
3.2. Új eredmények	27
4. IMPULZUS NYÚJTÓ ÉS KOMPRESSZOR BEÁLLÍTÁSÁNAK OPTIMALIZÁCIÓJA	
4.1. Szögdiszperzió	34
4.2. Fázismodulált impulzuserősítés és szögdiszperzió mérés	35
4.3. Új eredmények	39
Impulzus nyújtó és kompresszor beállításának optimalizációja	43

5. GAUSS NYALÁBOK SZÖGDISZPERZIÓJA	47
Új eredmények	48
6. NEMKOLLINEÁRIS OPTIKAI PARAMETRIKUS ERŐSÍTÉS	
6.1. Előzmények	52
6.2. Új eredmények	57
Előzetes modellszámítások	57
Kísérlet	60
Eredmények	64
7. A TEWATI LÉZERRENDSZER	67
ÖSSZEFOGLALÁS	70
Summary	72
Irodalomjegyzék	76
Köszönetnyilvánítás	81

1. BEVEZETÉS

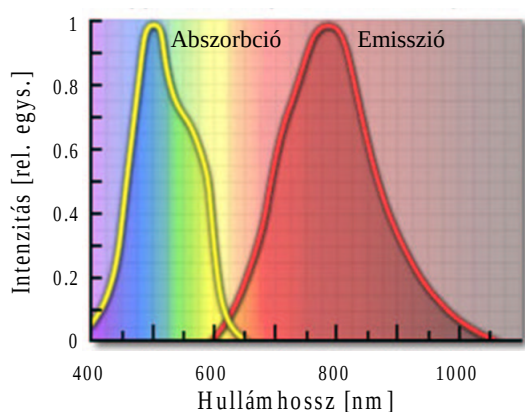
Az ultrarövid (kezdetben piko- később femtoszekundumos) impulzusok keltésének története 1964-ben kezdődött a módusszinkronizálás felfedezésével [1]. Egy He-Ne lézerrel 2,5 ns-os impulzusokat állítottak elő. Ez az impulzusidő még nem volt rövidebb más technikákkal, más lézerekkel elérhető időnél, a kutatók így is felismerték a technikában rejlő lehetőséget. A rákövetkező évben már pikoszekundumos impulzusokat keltettek rubin [2], később Nd:üveg [3] lézerekkel. A lézeraktív anyagok között a legnagyobb sávszélességgel, és így a legrövidebb impulzus előállításának lehetőségével a szerves festékek [4] rendelkeztek, megelőzve a szilárdtesteket (színcentrum lézerek [5], Nd:YAG [6]) és a gázokat. Az első femtoszekundumos (~300 fs) impulzust festéklézer segítségével keltették 1974-ben [7].

A 80-as évek elején két fontos előrelépés történt a femtoszekundumos impulzusok stabil előállításának irányába. Az egyik egy új, passzív módusszinkronizálási technika, az ütköző-impulzus módusszinkronizáció (ÜIM, angol elnevezése colliding pulse modelocking, CPM) kifejlesztése, melynek segítségével 100 fs-nál rövidebb festéklézer impulzust állítottak elő 1981-ben [8]. A másik annak felismerése, hogy a lézer rezonátoron belüli csoportsebesség diszperzió prizmás kompresszorral [9-11] csökkenthető, ezáltal az impulzushossz rövidíthető. Ennek alkalmazásával 27 fs rövidségű impulzust állítottak elő

egy Rhodamine 6G festéket használó ÜIM lézerrel [12].

Közben új, ígéretes, szilárdtest alapú lézeraktív anyagokat fedeztek fel, az alexandritot ($\text{Cr:BeAl}_2\text{O}_2$) 1979-ben [13] és a titán-zafírt (Ti:S , $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$, 1.1. ábra) 1982-ben [14].

Ígéretességük elsősorban nagy sávszélességükben rejlett, azonban ezt a lehetőséget sokáig nem sikerült kihasználni megfelelő módusszinkronizálási technika



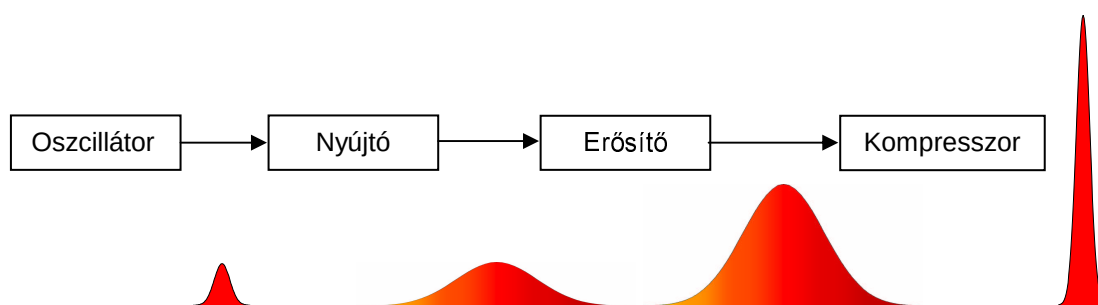
1.1. ábra

A Ti^{3+} ionok abszorpciós és emissziós spektruma zafírban

hiányában. Ezen a téren 1991-ben történt meg az áttörés az úgynevezett Kerr lencsés módusszinkronizáció [15-16] felfedezésével. Természetesen ennél a lézertípusnál is szükség van a rezonátoron belüli CSSD minimalizálására az optimális működéshez. A tapasztalat azt

mutatja, hogy kb. 10 fs-ig elegendő a prizmás kompresszor használata, de ennél rövidebb impulzusok előállításához már ún. fázismodulált tükrök [17-19] és/vagy telítődő abszorpciójú félvezető tükrökre [20] van szükség. Használatukkal 4 fs hosszú impulzusokat állítottak elő [21].

Sok alkalmazási terület azonban az oszcillátorokból nyerhetőnél nagyobb energiákat igényel és ez az erősített ultrarövid impulzusok előállításának kutatását vonta maga után. A legjelentősebb előrelépés ezen a területen a fázismodulált impulzuserősítés (FMIE, chirped pulse amplification, CPA) felfedezése volt [22-24] (1.2. ábra).



1.2. ábra

A fázismodulált impulzuserősítés sémája

Ennek lényege, hogy az erősítendő impulzus időbeli hosszát egy erre alkalmas eszközzel, nemritkán több tízezerszeres mértékben megnyújtják majd az erősítés után összenyomják. Minderre azért van szükség, mert nyújtás nélkül az impulzusok intenzitása az erősítőben annyira megnőne, hogy roncsolhatná magát az erősítőkristályt, illetve időben és térben nemkívánatos torzulásokat szenvedne, pl. az önfázismoduláció és következményei miatt. A megfelelő nyújtás hatására az intenzitás annyira lecsökken, hogy az erősítőben sem haladja meg a kritikus szintet. Természetesen, az erősítő után, (a felhasználás előtt) az impulzust egy kompresszorral össze kell nyomni, lehetőleg az eredeti hosszára.

A szegedi Kísérleti Fizikai Intézetben 1966-ban kezdődtek a lézerekkel kapcsolatos kutatások. Azóta számtalan, főleg festék, nitrogén és excimer lézer épült itt. Az elosztott visszacsatolású festéklézerek kutatásának témakörében jelentős eredményeket értek el szegedi kutatók (elsősorban Bor és Rácz, valamint Szabó és Szatmári professzorok) [25-28]. Hebling János femtoszekundumos impulzusokat állított elő haladó hullámú módon gerjesztett festékoldatban [29], majd megépítette az Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék első titán-zafír lézer oszcillátorát. Osvay Károly erre alapozva 1997-ben olyan lézerrendszert tervezett, amely terawattos csúcsteljesítményű impulzusokat ad majd.

Tervezése idején paraméterei nemcsak Magyarországon, de talán az egész régióban egyedülállónak számítottak, de még jelenleg is igen jók. Az új lézerrendszer a már meglévő lézerek mellett további lehetőséget biztosít a magyar, és talán a környező országok kutatóinak is, fizikai, biológiai, kémiai vizsgálatok végzésére. Ez a rendszer a TeWaTi nevet kapta (**Tera**Wattos **Titán**-zafír Lézer). Ennek a rendszernek az építésében én is részt vállaltam.

Ebben a dolgozatban a József Attila, majd Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén közvetlenül és közvetett módon ehhez a témához kapcsolódóan végzett munkámat foglalom össze.

A bevezetés után, a második fejezetben tükrök csoportképzésének mérésével foglalkozom. Az ultrarövid lézerimpulzusok üvegen (lencsén, nyalábosztón) történő áthaladás során, vagy levegőben való terjedés közben időben kiszélesednek. Ezt a hatást kompresszor alkalmazásával lehet megfordítani. A hagyományos prizmákból, illetve rácsokból felépített kompresszorok mellett az utóbbi évtizedben megjelentek a speciálisan tervezett rétegszerkezetű, ún. fázismodulált dielektrikum tükrök. Általános technológiai probléma a sokrétegű tükrök előállításánál, hogy a párologtatási folyamat csak korlátozott mértékben ellenőrizhető, ezért az elkészült tükrök tulajdonságai jelentősen eltérhetnek a tervezettől. Szükség volt tehát egy pontos és egyszerű módszerre az elkészült vékonyréteg csoportképzésének mérésére.

A harmadik fejezet egy fényforrás fejlesztéséről szól. Amikor spektroszkópiai mérésekhez az izzószálnál nagyobb felületi fényességű szélessávú fényforrásra volt szükség, több évtizeddel ezelőtt még elterjedt megoldás volt óraművezérelt tükrök segítségével napfényt juttatni a laborokba. A Nap fényessége a kék-zöld spektrumtartományban több, mint százszorosa az izzólámpáénak, a vörösben 20-50-szerese. Használata az időjáráshoz és napszakhoz való alkalmazkodásra kényszerítette a tudósokat. A lézerek felfedezése és elterjedése új utakat nyitott ezen a területen is. Nagy teljesítményű impulzusüzemű lézerekkel nemlineáris optikai úton lehetséges ugyan nagy fényességű fehér fényforrást előállítani, de érdemes talán alternatívát keresni olyan laborok számára is, ahol ilyen lézer nincs, vagy nem erre a célra használják. Szerves lézerfestékek szélessávú emissziós tulajdonságát régóta ismerik és használják spektroszkópiai és lézerfizikai alkalmazásokban. Kézenfekvőnek tűnik, hogy ezek összekeverésével szélessávú fényforrást kaphatunk.

A szögdiszperzió fogalmához az irodalomban két különböző jelentés is társult. Az egyik szerint szögdiszperzió alatt a fény *terjedési irányának*, a másik szerint viszont a

fázisfrontok által bezárt szög hullámhosszfüggését értjük. A negyedik és ötödik fejezetben új eljárást mutatok be mindkét szögdiszperzió mérésére, majd az egyik segítségével impulzuskompresszorok és nyújtók beállításának optimalizációját tárgyalom.

Ultrarövid lézerimpulzusok előállítása és erősítése főleg az 550 nm - 900 nm hullámhossz tartományban történik. Ennél rövidebb hullámhosszak másodharmonikus és/vagy összegfrekvencia keltéssel érhetők el. A felharmonikus keltő kristályok anyagi diszperziója limitálja az adott sáv szélesség (ezáltal impulzusidő) eléréséhez használható maximális kölcsönhatási hosszt, ami behatárolja egyben az elérhető energiát is. Születtek ugyan különleges technikák ezen határok kitolása érdekében, de mindeddig nem terjedtek el széleskörűen. A probléma egy másik lehetséges megoldása az lehet, ha a nagy sáv szélességet megtartva, de a fentiek miatt szükségképpen energiaszegény UV impulzusokat optikai úton megerősítjük.

Az elmúlt fél évtizedben a parametrikus erősítés egyre növekvő szerepet játszik az ultrarövid impulzusok erősítésében. Előnyei közé tartoznak a nagy spektrális sáv szélesség és hangolhatóság, valamint, hogy a zérus ponti fluktuáció kicsiny volta miatt nagy időbeli kontraszt érhető el. Értekezésem hatodik fejezetében femtoszekundumos UV impulzusok parametrikus erősítéséről számolok be.

2. TÜKRÖK CSOPORTKÉSLELTETÉSÉNEK MÉRÉSE

2.1 Impulzusterjedés, diszperzió

Rövid lézerimpulzusokat nem elég előállítani, de el is kell juttatni a céltárgyig vagy mérőberendezésig úgy, hogy alakjuk közben lehetőleg ne torzuljon. Ennek a feladatnak a nehézsége, mint látni fogjuk, annál nagyobb, minél rövidebb az impulzusunk. Az átlátszó anyagok alapvető tulajdonsága, hogy a rajtuk áthaladó fény sebessége függ a hullámhosszától. Mivel a femtoszekundumos impulzusok több hullámhosszkomponenst tartalmaznak (pl. egy 10 fs félértékszélességű, 800 nm központi hullámhosszú gaussi alakú impulzus sávszélessége 94 nm), melyek kicsit különböző sebességgel terjednek, könnyen belátható, hogy az impulzus alakja változni fog a terjedés során.

Ezen változás leírásához az impulzus térerősségének időbeli alakját $\mathbf{E}_{be}(\omega)$ amplitúdójú és $\varphi_{be}(\omega)$ fázisú monokromatikus hullámok összegeként állítjuk elő

$$\mathbf{E}_{be}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_{be}(\omega) \exp\{i(\omega t + \varphi_{be}(\omega))\} d\omega. \quad (2.1)$$

A kimenő jelet úgy kapjuk meg, hogy figyelembe vesszük az adott közeg vagy rendszer $\mathbf{A}(\omega)$ amplitúdó-átvitelét és $\varphi(\omega)$ fázistolását:

$$\mathbf{E}_{ki}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{A}(\omega) \mathbf{E}_{be}(\omega) \exp\{i(\omega t + \varphi_{be}(\omega) - \varphi(\omega))\} d\omega. \quad (2.2)$$

(A lézerek működését az teszi lehetővé, hogy létrehozhatók olyan körülmények, amikor bizonyos anyagokban, bizonyos frekvenciákra $\mathbf{A}(\omega) > 1$ áll fenn.)

A kimenő jel (2.2) alakja, bár pontos eredményt ad, még nem mutatja szemléletesen a diszperzió hatását. Ennek elérése érdekében ajánlatos tenni néhány egyszerűsítő feltevést. Az első: $\mathbf{A}(\omega) = 1$. A második a fázisfüggvényre vonatkozik. Ezt a függvényt egy központi frekvencia körül hatványsorba fejtvé írhatjuk

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \varphi'(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \varphi''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \varphi'''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2.3)$$

ahol

$$\varphi'(\omega_0) = \left. \frac{d\varphi}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0}, \quad \varphi''(\omega_0) = \left. \frac{d^2\varphi}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} \quad \text{és} \quad \varphi'''(\omega_0) = \left. \frac{d^3\varphi}{d\omega^3} \right|_{\omega=\omega_0}. \quad (2.4)$$

Ezek a deriváltak nevet is kaptak, úgymint φ' a csoportkésleltetés (CSK), φ'' a csoportkésleltetés diszperzió (CSKD) és φ''' a harmadrendű diszperzió (HRD). Az egyszerűség kedvéért hanyagoljuk most el a harmad- és magasabbrendű diszperziókat.

A harmadik megszorítás, hogy gaussi burkolóval rendelkező impulzust vizsgálunk ([30]):

$$E_{be}(t) = E_0 \exp(-a_{be} t^2) \exp\{i(\omega_0 t + b_{be} t^2)\} = E_0 \exp\{i\omega_0 t - \Gamma_{be} t^2\} \quad (2.5)$$

ahol $\Gamma = a - ib$, neve komplex gaussi paraméter. Ezen impulzus intenzitásának időbeli félértékszélessége:

$$\tau_{be} = \sqrt{\frac{2 \ln 2}{a_{be}}} \quad (2.6)$$

A b paraméter jelentésének vizsgálatához írjuk fel az impulzus pillanatnyi fázisát:

$$\varphi(t) = \omega_0 t + b t^2. \quad (2.7)$$

Felhasználva, hogy a pillanatnyi körfrekvencia nem más, mint:

$$\omega(t) = \frac{d\varphi(t)}{dt}, \quad (2.8)$$

kapjuk:

$$\omega(t) = \omega_0 + 2bt. \quad (2.9)$$

Tehát, ha egy gaussi impulzus b paramétere nem nulla, pillanatnyi frekvenciája lineáris függvénye lesz az időnek, úgy mondjuk, lineárisan fázismodulált, vagy csörpölt.

A kimenet alakja a fenti egyszerűsítések következtében:

$$E_{ki} = E_0 \exp\{i(\omega_0 t - \varphi(\omega_0)) - \Gamma_{ki} (t - \varphi'(\omega_0))^2\}, \quad (2.10)$$

ahol

$$\frac{1}{\Gamma_{ki}} = \frac{1}{\Gamma_{be}} + 2i\varphi''(\omega_0) \quad (2.11)$$

Belátható, hogy sem $\varphi(\omega_0)$ (egy konstans eltolódás a fázisban), sem a $\varphi'(\omega_0)$

(csoportkésleltetés, egy konstans eltolódás az időben) nem befolyásolja a kimenő impulzus alakját csak a megváltozott Γ_{ki} komplex gaussi paraméter. A (2.11) egyenletet a szokásos

$\Gamma_{ki} = a_{ki} - ib_{ki}$ alakra hozva kapjuk:

$$a_{ki} = \frac{a_{be}}{(1 + 2\varphi''(\omega_0)b_{be})^2 + (2\varphi''(\omega_0)a_{be})^2} \quad (2.12)$$

ahonnan:

$$\tau_{ki} = \tau_{be} \sqrt{(1 + 2\varphi''(\omega_0)b_{be})^2 + (2\varphi''(\omega_0)a_{be})^2} \quad (2.13)$$

valamint:

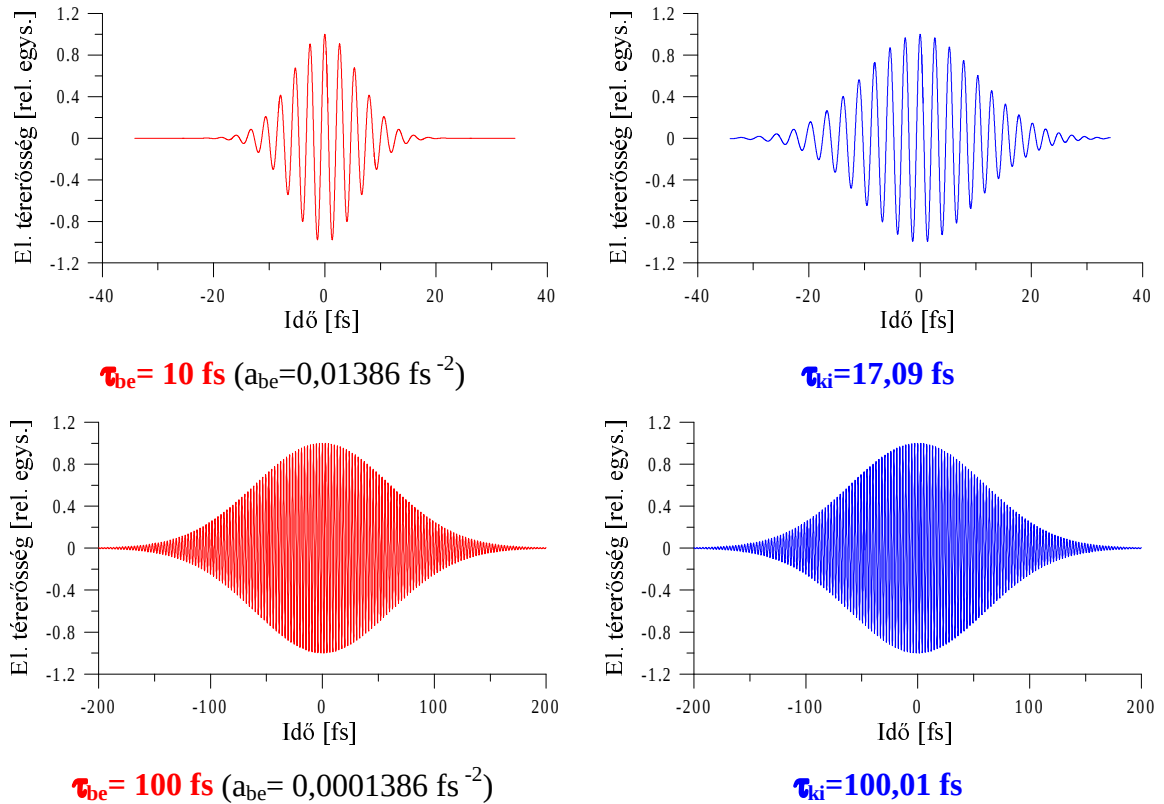
$$b_{ki} = \frac{b_{be}(1 + 2\varphi''(\omega_0)b_{be}) + 2\varphi''(\omega_0)a_{be}^2}{(1 + 2\varphi''(\omega_0)b_{be})^2 + (2\varphi''(\omega_0)a_{be})^2}. \quad (2.14)$$

Ahhoz, hogy ezt a modellt a gyakorlatban is alkalmazhassuk, már csak fázisfüggvény konkrét alakjára van szükségünk. Homogén közegen (pl. levegő vagy üveg) való áthaladást a következő módon írható le:

$$\varphi(\omega) = \frac{\omega L}{c} n(\omega), \quad (2.15)$$

ahol $n(\omega)$ az anyag törésmutatója, L a hossza és c a vákuumbeli fénysebesség.

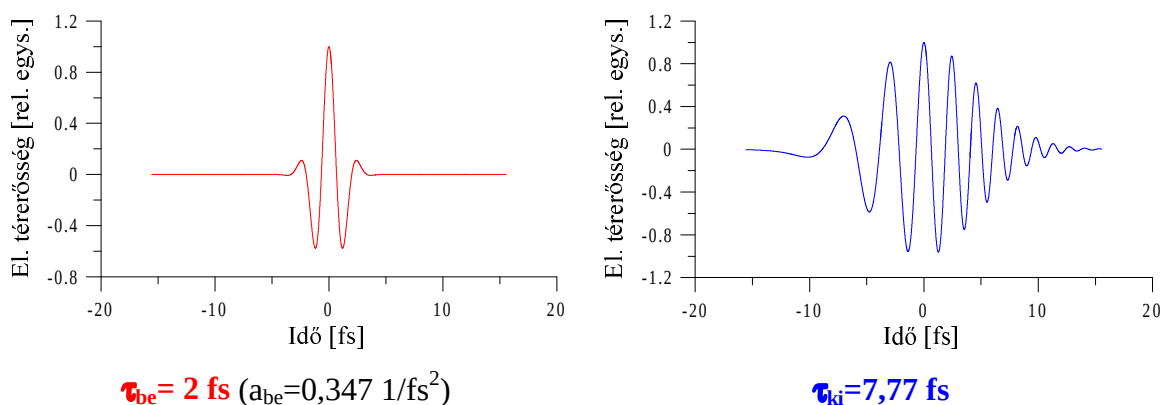
Kiolvasható a (2.13) kifejezésből, hogy ugyanakkora csoportkésleltetés diszperzió relatíve nagyobb kiszélesedést okoz, ha a bemenő impulzus rövidebb (azaz a_{be} nagyobb). Ezt illusztrálja a 2.1. ábra. A számolási paraméterek: $\lambda=800$ nm ($\omega_0=2,35619$ fs⁻¹), $b_{be}=0$ fs⁻², $L=1,384$ mm ömlesztett kvarc vagy 2,666 m levegő, $\varphi''=50$ fs².



2.1. ábra

Diszperzív közegen áthaladó ultrarövid impulzusok torzulása

Látható, hogy ultrarövid fényimpulzusok néhány mm üvegen áthaladva vagy néhány méteres levegőben megtett út hatására lényegesen kiszélesednek. A diszperzió másik hatása, tudniillik, hogy a pillanatnyi frekvencia változik az impulzus időtartamán belül, azonban csak a következő ábrán látható igazán jól. ($\lambda=800$ nm ($\omega_0=2,35619$ fs⁻¹), $b_{be}=0$ fs⁻², $L=0,15$ mm ömlesztett kvarc vagy 0,289 m levegő, $\phi''=5,42$ fs²)

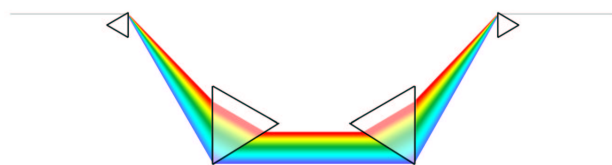


2.2. ábra

Diszperzív közegen áthaladó ultrarövid impulzusok torzulása

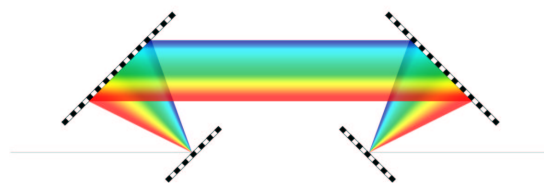
Ennek a leírásmódnak tehát az a lényege, hogy megkeressük az optikai rendszerünk fázisfüggvényét és (2.2) segítségével jellemezzük a rajta áthaladó impulzust.

Az ultrarövid lézerimpulzusok fenti kiszélesedése nem visszafordíthatatlan folyamat. Ha sikerül olyan rendszert találni, melynek fázistolása olyan, hogy kikompenzálja az impulzus CSKD-ját és a magasabb rendű deriváltakat, akkor ezen való áthaladás után az impulzusidő ismét rövid lesz. Erre a célra születtek az impulzuskompresszorok (2.3. és 2.4. ábrák). Ezen eszközök sajnos nem tökéletesek abból a szempontból, hogy másod- ill.



2.3. ábra

Prizmás impulzuskompresszor [9-10]



2.4. ábra

Rácsos impulzuskompresszor [31]

harmadrendű diszperzióik egymástól függetlenül nem állíthatóak. Ez azt jelenti, hogy a CSKD kikompenzálása után megmaradó harmad- és magasabbrendű fázistagokat (amennyiben szükséges) már egy más módon kell csökkenteni.

Az impulzusok fázisát a dielektrikum tükrök is képesek befolyásolni. A dielektrikum tükrök egy megfelelően sima felületre párologtatott nagyszámú, különböző törésmutatójú dielektrikum rétegből állnak. Jóllehet a reflexióképességük nagyobb lehet, mint a hagyományos fémtükröké, azonban igen erősen függhet a hullámhossztól és a beesési szögtől. A nagyszámú réteg miatt azt várhatjuk, hogy ezen tükrök a beeső impulzus fázisát jelentősen módosítják. A dielektrikum tükrök hagyományos alkalmazásai esetén (optikai rendszerekben nyalábterelő tükrök) elvárható, hogy CSKD-jük egy adott hullámhossz tartományon belül zérus legyen. A mai lézertechnikában ugyanakkor megjelentek az un. fázismodulált lézertükrök, melyek csoportkésleltetésének mértéke és előjele egyaránt tervezhető. Femtoszekundumos lézerekben ilyen tükrök manapság már sikeresen helyettesítik a rezonátoron belüli impulzuskompresszort is [17, 32-35].

Általános technológiai probléma a sokrétegű tükrök előállításánál, hogy a párologtatási folyamat csak korlátozott mértékben ellenőrizhető. Szükség lenne tehát egy pontos és egyszerű módszerre az elkészült vékonyréteg csoportkésleltetésének és CSKD-jának mérésére. Mivel az eddig ismert módszerek [36-38] bonyolultságuk vagy nem elegendő pontosságuk miatt nem feleltek meg az elvárásoknak, tanszékünk a KFKI SZFKI Vékonyréteg Laboratóriumával együttműködésben új utak keresésébe fogott.

Lézertükrök csoportkésleltetésének mérésére új, az eddigieknél pontosabb eljárást dolgozok ki. Megvizsgálom a módszer alkalmazhatóságát optikailag átlátszó anyag (pl. folyadékok) csoport-törésmutatójának meghatározására.

2.2 Új eredmények

Noha a problémának, éppen a Tanszékünk kutatóinak jóvoltából, már létezett megoldása [39], mindig érdemes más lehetőséget is kipróbálni. Mivel [39] alapja kétsugaras (Michelson) interferométer, szinte kézenfekvő módon terelődött figyelmünk egy soksugaras (Fabry-Perot) interferométerre. Előzetes meggondolások alapján azt várhatjuk, hogy nagyobb pontosságot érhetünk el vele, minthogy a fény a Michelson interferométerben csak egyszer találkozik a mérendő tükörrel, a Fabry-Perot interferométerben ellenben kb. $1/(1-R)$ -szer (≈ 200 -szor).

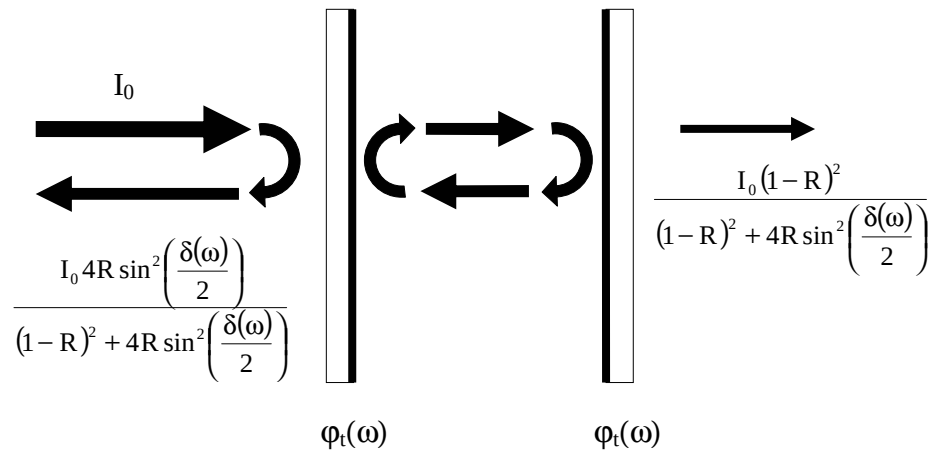
Ezen túlmenően meg kívántam vizsgálni, hogy a Fabry-Perot interferométer alkalmas-e a tükrök közé vitt anyag valamely optikai jellemzőjének mérésére, mint ahogy a Michelson interferométer is alkalmas törésmutató meghatározásra [40].

Ebben a fejezetben először a Fabry-Perot interferométeren alapuló csoportkésleltetés mérését [41-43], majd csoporttörésmutató mérés lehetőségét mutatom be.

A mérés elméleti alapja

Mérésem a Fabry-Perot interferométerre (FPI) épült. Kimerítő tárgyalása megtalálható például a [44-46] művekben. Én itt csak azokat a részleteket szeretném feleleveníteni, amelyek a mérési módszerem lényegét érintik.

A Fabry-Perot interferométer két egymással szemben, párhuzamosan elhelyezett tükörből áll (2.5. ábra). Ha megvilágítjuk ezt a rendszert, a fény egy része bejut a tükrök közé, és ott oda-vissza verődik. Minden visszaverődéskor a fény egy része átjut a tükrön, ezek a hullámok egymással interferálnak, erősítik vagy gyengítik egymást.

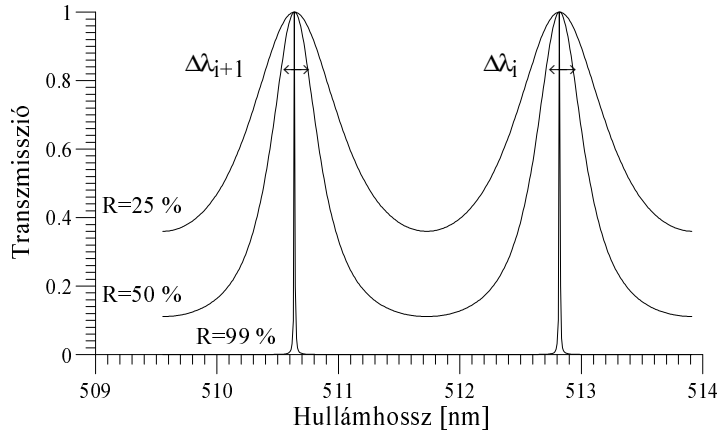


2.5. ábra

A Fabry-Perot interferométer sematikus rajza. A tükrök fázistolása $\phi_t(\omega)$.

Ha a tükröket párhuzamosra állítjuk, és a reflexiós tényező (R) elég nagy, a beeső fénynek csak szűk hullámhossz intervallumokba eső komponensei juthatnak át az interferométeren. Tehát a

$$Tr(\omega) = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{\delta(\omega)}{2}\right)} \quad (2.16)$$



2.6. ábra

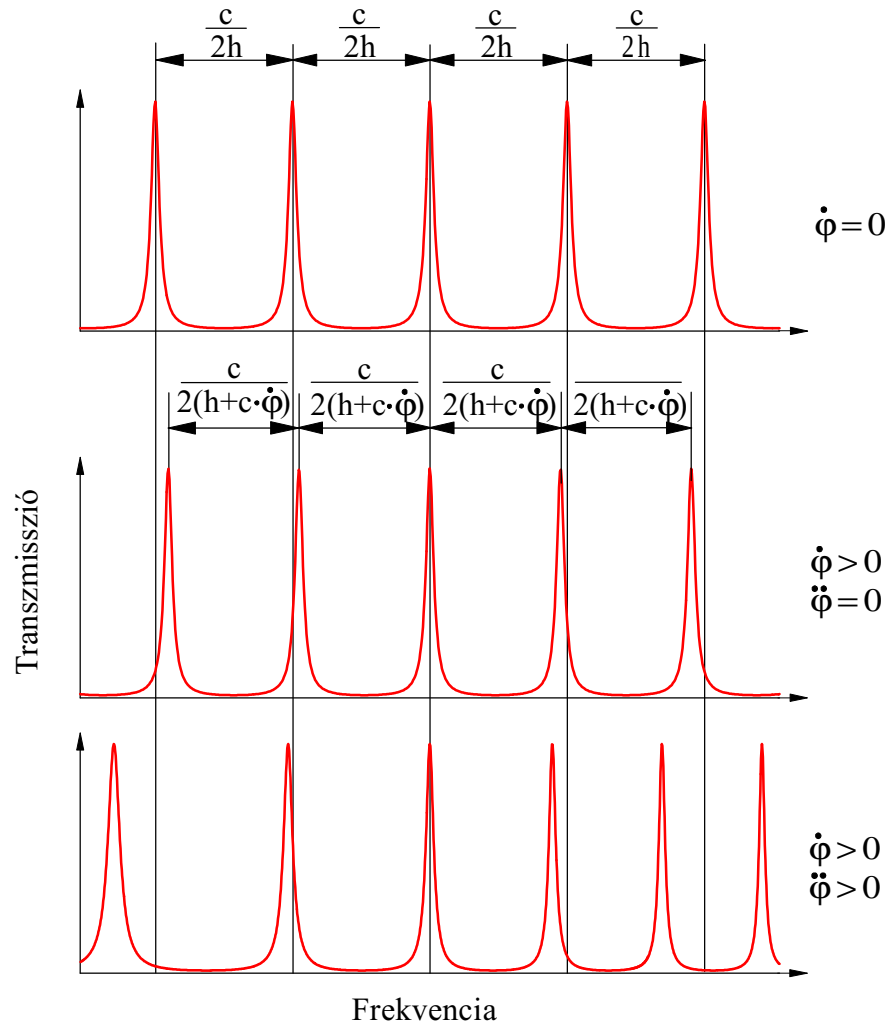
A Fabry-Perot interferométer transzmissziós
függvényének alakja

$$\delta(\omega) = 2 \left(\frac{h \cdot n_p(\omega)}{c} \omega \cos \alpha + \varphi_t(\omega) \right) \quad (2.17)$$

ahol h a tükrök távolsága (bázistávolság), $n_p(\omega)$ a tükrök közti anyag fázistörésmutatója, α a beeső sugár optikai tengellyel bezárt szöge és $\varphi_t(\omega)$ tükrök frekvencia-függő fázistolása. Az interferencia során maximális az erősítés, ha $\delta = 2\pi i$, ahol i egész szám.

A (2.16) és (2.17) egyenletek segítségével felrajzolható transzmissziós függvény csúcsai a frekvencia függvényében egyenközűek, ha a tükrök csoportkésleltetése 0 (2.7. ábra, fent). Ugyancsak egyenközűek, de egy megváltozott periódussal, ha a csoportkésleltetés függvény lineáris (2.7. ábra, középen), illetve általános esetben nem egyenközűek (2.7. ábra, lent). Ezt a viselkedést kihasználva információt nyerhetünk a tükrök csoportkésleltetéséről.

transzmissziós függvény keskeny maximumhelyekkel rendelkezik, amelyek között a függvényérték gyakorlatilag nulla (2.6. ábra). Két egymás után kilépő hullám között a fáziskülönbség általános esetben:



2.7. ábra

Egy Fabry-Perot interferométer néhány egymást követő transzmissziós maximuma

Álljon a vizsgált vákuum-közű ($n_p \equiv 1$) Fabry-Perot interferométer két identikus fázistoló tükörből. Két szomszédos maximumhelyhez tartozó fázisok különbségére ekkor

$$\delta_{i+1} - \delta_i = 2 \left(\frac{h \cos \alpha}{c} (\omega_{i+1} - \omega_i) + \varphi_t(\omega_{i+1}) - \varphi_t(\omega_i) \right) = 2\pi, \quad (2.18)$$

ahonnan

$$\varphi_t(\omega_{i+1}) - \varphi_t(\omega_i) = \pi - \frac{h \cos \alpha}{c} (\omega_{i+1} - \omega_i). \quad (2.19)$$

A keresett $\frac{d\varphi_t(\omega)}{d\omega}$ függvény ω_i helyen felvett értékét $\frac{\varphi_t(\omega_{i+1}) - \varphi_t(\omega_i)}{\omega_{i+1} - \omega_i}$ -vel közelítjük

$$T(\omega_i) \approx \frac{\varphi_t(\omega_{i+1}) - \varphi_t(\omega_i)}{\omega_{i+1} - \omega_i} = \frac{\pi}{\omega_{i+1} - \omega_i} - \frac{h \cos \alpha}{c}. \quad (2.20)$$

Képezzük most a csoportkésleltetés diszperziót:

$$T'(\omega_i) = \left. \frac{dT(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega_i} \approx \frac{T(\omega_{i+1}) - T(\omega_i)}{\omega_{i+1} - \omega_i} = \frac{\pi}{\omega_{i+1} - \omega_i} \left(\frac{1}{\omega_{i+2} - \omega_{i+1}} - \frac{1}{\omega_{i+1} - \omega_i} \right) \quad (2.21)$$

Mivel közvetlenül a hullámhosszat mérjük, alakítsuk át (2.20) és (2.21) egyenletekben a frekvenciát hullámhosszra:

$$T(\lambda_i) \approx \frac{1}{2c \left(\frac{1}{\lambda_{i+1}} - \frac{1}{\lambda_i} \right)} - \frac{h \cos \alpha}{c} = \frac{1}{2c} \frac{\lambda_{i+1} \lambda_i}{\lambda_i - \lambda_{i+1}} - \frac{h \cos \alpha}{c}. \quad (2.22)$$

Leolvasható tehát, hogy a transzmissziós maximumhelyek hullámhosszainak közvetlen meghatározásából és a bázistávolság ismeretében a $T(\lambda)$ csoportképletet értékeit igen egyszerű módon számolhatjuk.

T' a hullámhossz függvényében a következő alakot ölti:

$$T'(\lambda_i) \approx \frac{1}{4\pi c^2} \left(\frac{\lambda_{i+1} \lambda_i}{\lambda_i - \lambda_{i+1}} \right) \left(\frac{\lambda_{i+2} \lambda_{i+1}}{\lambda_{i+1} - \lambda_{i+2}} - \frac{\lambda_{i+1} \lambda_i}{\lambda_i - \lambda_{i+1}} \right). \quad (2.23)$$

Látható, hogy ez a kifejezés már a bázistávolságtól is független, annak esetleges mérési hibája $T'(\lambda)$ -t már nem terheli.

Ideális bázistávolság

A (2.22) egyenlet alapján elmondható, hogy a mért csoportképletet hibájáért elsősorban a hullámhosszmérés bizonytalansága a felelős. A rezonanciahelyek megállapításakor elkövetett hiba nagysága nem csak a spektrális bontóelem és a detektor jellemzőitől függ, hanem az interferométer két paraméterétől is. Ezek a bázistávolság, valamint az alkalmazott tükrök reflexiós tényezője. Meg kell vizsgálnunk, hogyan befolyásolják ezen paraméterek a hibát ahhoz, hogy a rendelkezésünkre álló eszközök segítségével a lehető legpontosabb mérést tudjuk elvégezni.

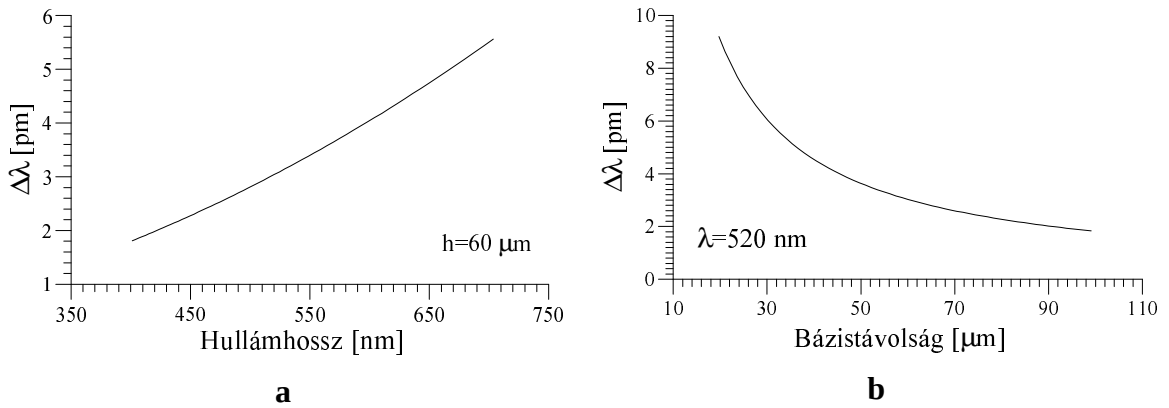
A csoportképletet (2.22) kifejezésben ugyan nem szerepel, a tükrök R reflexiós tényezője azonban (2.16)-on keresztül mégis hatással van a mérésre. Nagyobb R esetén a rezonancia-maximumok félértékszélessége kisebb (2.6. ábra), tehát így a maximális transzmisszió helyének pontosabb meghatározása lehetséges.

A másik paraméter, a bázistávolság hatása már összetettebb. Két szomszédos maximumhely távolsága - az ún. szabad spektrális tartomány - csökken h növelésével. Ez sűrűbben elhelyezkedő mérési pontokat jelent, ami csökkenti a (2.20) felírásakor elkövetett

$$\left. \frac{d\varphi_t(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega_i} = \frac{\varphi_t(\omega_{i+1}) - \varphi_t(\omega_i)}{\omega_{i+1} - \omega_i} \quad (2.24)$$

nagyságú numerikus hibát, ugyanakkor azonban a h csökkenésével ritkábban előforduló maximumok félértékszélessége, s így a rezonanciahely meghatározásának hibája nő.

A rezonanciahelyek meghatározásakor elkövethető hiba kvantitatíve a transzmissziós maximumok 85%-ánál vett $\Delta\lambda$ félszélességgel jellemezhető (lásd 2.6. ábra). A 85%-os szint választását a fotografikus úton rögzített spektrum feketedési görbéjének vizuális kiértékelése indokolja. Ezen $\Delta\lambda$ hiba hullámhossztól illetve bázistávolságtól való függését a 2.8.a ill. 2.8.b ábra mutatja. A tükör reflexióját mindkét esetben 99,5%-nak vettem.



2.8. ábra

A hullámhosszmérés bizonytalanságának alakulása a hullámhossz (a) és a bázistávolság (b) függvényében.

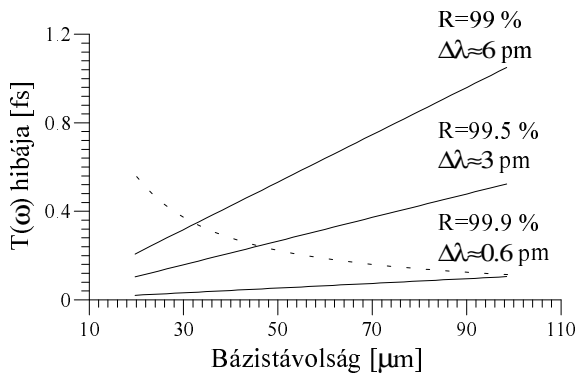
A tükrök reflexiók tényezője és a bázistávolság által befolyásolt, a transzmissziós maximumhelyek meghatározásának $\Delta\lambda$ bizonytalansága a csoportképletet (2.22) formulájában

$$\begin{aligned} \frac{1}{2c} \Delta \left(\frac{\lambda_{i+1}\lambda_i}{\lambda_i - \lambda_{i+1}} \right) &= \frac{1}{2c} \frac{\Delta(\lambda_{i+1}\lambda_i) \cdot (\lambda_i - \lambda_{i+1}) - \Delta(\lambda_i - \lambda_{i+1}) \cdot \lambda_{i+1}\lambda_i}{(\lambda_i - \lambda_{i+1})^2} = \\ &= \frac{1}{2c} \frac{\Delta\lambda}{(\lambda_i - \lambda_{i+1})^2} [(\lambda_{i+1} + \lambda_i)(\lambda_i - \lambda_{i+1}) - 2\lambda_{i+1}\lambda_i]. \end{aligned} \quad (2.25)$$

hibát okoz. A fentebb elmondottak, valamint a 2.6. és 2.8.a ábra alapján (2.25)-ben feltételeztem, hogy a szomszédos vonalak egyforma szélesek ($\Delta\lambda_i \cong \Delta\lambda_{i+1} = \Delta\lambda$), továbbá felhasználtam, hogy $\Delta(\lambda_i - \lambda_{i+1}) = 2\Delta\lambda$. Ez utóbbi a "legrosszabb" esetet feltételezi, vagyis, hogy két szomszédos maximumhely hullámhosszának meghatározásánál különböző irányban tévedtem.

Ideálisnak akkor nevezzük a bázistávolság értékét, ha ezen kétfajta forrásból - (2.24) és (2.25) - származó hibák összege minimális. Ezt mérés előtt megbecsülni nehéz, mert a (2.24)-ben szereplő numerikus derivált eltérését $T(\omega)$ -tól a fázistolás ismerete nélkül csak találgatni lehet. Elvégeztem egy számolást egy próba $\varphi_p(\omega)$ segítségével, amit úgy vettem fel, hogy [39]-ban szereplő b -jelű tükörhöz hasonlóan, 670-870 nm hullámhossz tartományban lineáris csoportképletetést mutasson:

$$\varphi_p(\omega) = -\alpha 2\pi c \left(\ln \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right) + \frac{\omega}{\omega_0} \right), \quad (2.26)$$



2.9. ábra

A csoportképletelés meghatározásának elméleti korlátja 520 nm-en. Folytonos: a hullámhosszmérés bizonytalansága; szaggatott: a diszkrét mintavételezés okozta hiba.

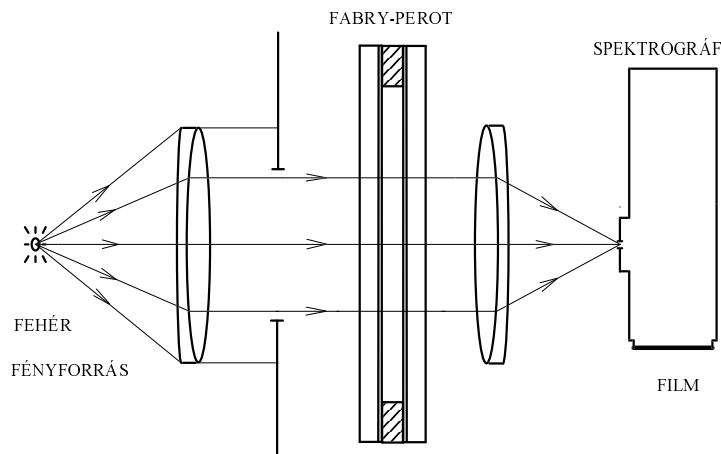
ahol a meredekség értéke $\alpha=0,1$ fs/nm, a $T(\omega)$ függvény zérus helye pedig $\omega_0=2,8$ 1/fs. A 2.9. ábrán folytonos vonallal ábrázoltam (2.25)-ből számolt hibát három különböző reflexió érték esetén, míg szaggatottal a (2.24) különbséget jelöltem. Az ábra elkészítésénél figyelembe vettem $\Delta\lambda$ bázistávolságtól való függését, nagyságrendjét 60 μm -nél felvett értékével illusztráltam.

A 2.9. ábráról leolvasható, hogy az ideálisnak nevezett bázistávolság érték pontosabb hullámhossz mérések esetén nagyobb, és az ettől való eltérés

következménye $T(\omega)$ mérés pontosságára kisebb.

Kísérlet

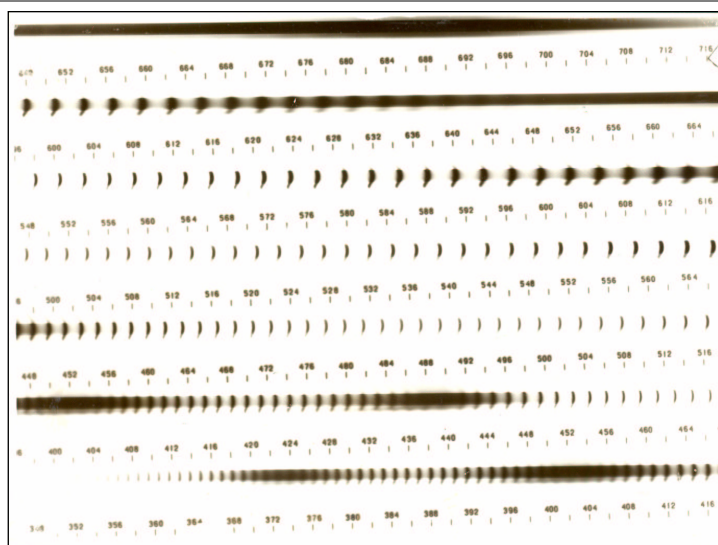
Egy pontszerű fehér fényforrás (100W halogén izzó) képét két akromát segítségével egy spektrográf (DFSZ-8) belépő részére vetítettem (2.10. ábra) (résszélesség 25 μm). A mérendő tükrök alkotta Fabry-Perot interferométert a két lencse közé helyeztem. A tükrök hordozójának egyenetlenségéből származó hiba csökkentése végett egy diafragma segítségével csak a párhuzamosított fénynyaláb középső részét ($\varnothing = 5$ mm) használtam. A spektrumot FORTEPAN 200 ASA érzékenyséű síkfilmre rögzítettem (2.11. ábra).



2.10. ábra

Az alkalmazott mérési elrendezés

hullámhosszfüggése (lásd később) miatt az interferométeren átjutott fény mennyisége is változott a hullámhossz függvényében. Ezt kompenzáltam az expozíciós idő segítségével. A kép előhívására Univerzál filmhívót használtam, a hívási idő 15 perc volt.



2.11. ábra

A fotografikusan rögzített spektrum

A film szélessége (12 cm) megszabta az egy expozícióval felvehető spektrum szélességét (kb. 64 nm). Mivel ennél nagyobb tartományra voltam kíváncsi, többször kellett exponálnom, ami lehetővé tette, hogy a különböző spektrum tartományokat különböző expozíciós idővel rögzítsem. Erre azért volt szükség, mert a tükrök reflexiójának

Hullámhossz tartomány [nm]	Expozíciós idő [s]
348-416	15
400-464	15
448-516	90
500-564	90
548-616	60
600-664	30
648-716	30

A minta

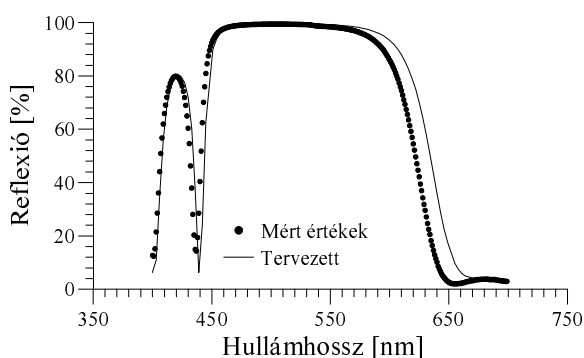
Femtoszekundumos lézerrendszerekben a dielektrikum tükrök hagyományos alkalmazásai esetén (optikai rendszerekben nyalábtterelő tükrök) elvárható, hogy CSKD-jük

egy adott hullámhossz tartományon belül zérus legyen. Ilyen például a mintául választott tükör is. Ez esetben fázistolás ott lehetséges, ahol a reflexiós tényező hirtelen változik [47].

A mérendő tükrök Ar^+ lézer nyitótükröknek készültek, így TiO_2 és SiO_2 negyed hullámhossz vastagságú rétegekből álltak. A BK7 hordozó felületének síktól való eltérése sehol sem haladta meg a hullámhossz tizedrészét. A tükrök tervezett reflexiója 510 nm és 520 nm között 99,5%, míg abszorpciója az egész spektrális tartományon elhanyagolható (0,2-0,3%). A reflexió 2.12. ábrán feltüntetett értékeit egy Shimadzu UV 160 spektrofotométerrel mértem, majd a bevonatlan hátsó felület Fresnel-veszteségeire korrigáltam.

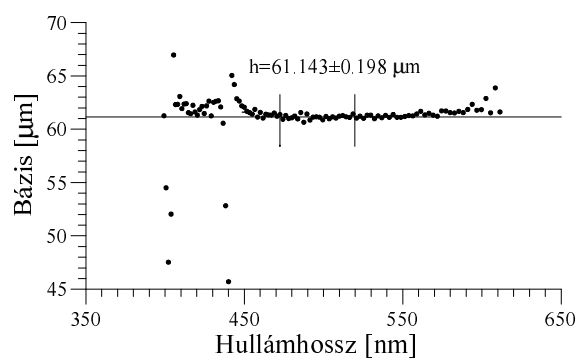
A kiértékelés menete

A maximumok helyeit, ezáltal a hullámhosszukat egy Zeiss gyártmányú komparátorral mértem meg. A h bázistávolságot a 480 - 530 nm intervallumba eső maximumhelyekből, ahol a reflexiós tényező gyakorlatilag állandónak tekinthető, a következőképpen határoztam meg. Két-két szomszédos maximumhelyből a (2.19) egyenlet alapján $\varphi_i(\omega_i) = 0$ feltevéssel kiszámoltam a h bázistávolság értékeit, majd képeztem az átlagukat, ami $61,14 \pm 0,2 \mu\text{m}$ -nek adódott (2.13. ábra).



2.12. ábra

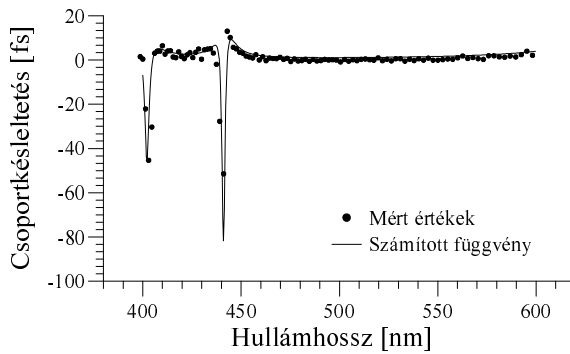
A mintául szolgáló tükrök reflexiós tényezője



2.13. ábra

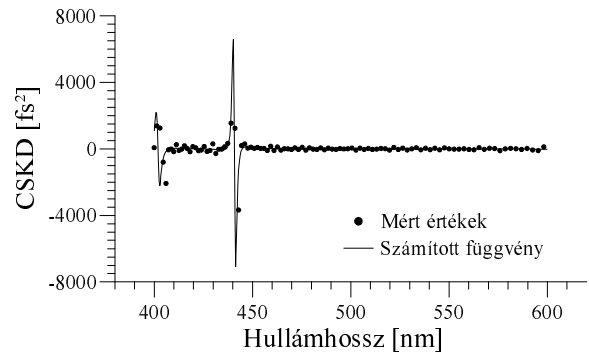
A bázistávolság meghatározása a spektrum alapján

A csoportképletet a fenti módon hitelesített interferométerre a mért adatsor alapján a (2.22) egyenletből számítottam ki. Az eredmény a 2.14. ábrán látható. A (2.23) egyenlet alapján képeztem a csoportképletés diszperzió értékeit is (2.15. ábra).



2.14. ábra

A minta tervezett (folytonos) és mért (pontok) csoporkésleltetése.



2.15. ábra

A csoporkésleltetés mért (pontok) és tervezett (folytonos) diszperziója.

Diszkusszió

A vizsgált tükröket úgy tervezték, hogy CSKD-jük nulla legyen az Ar^+ lézer hullámhosszán (514 nm). A 2.15. ábra tanúsága szerint az előállítás jól sikerült.

A 2.14. és 2.15. ábrákon a módszer erőssége és gyengéje egyaránt nyomon követhető: erőssége, hogy a csoporkésleltetés igen nagy pontossággal, közvetlenül a mérési adatokból meghatározható; hátránya viszont, hogy ezt csak diszkrét hullámhosszakon tehetjük meg. Ez a gyakorlatban azt jelenti, hogy ahol a csoporkésleltetés a frekvencia folytonos, lassan változó függvénye (pl.: a 2.14. ábrán 450 nm és 600 nm között), ott $T(\omega)$ pontosan mérhető. Az olyan esetekben viszont, ahol a fázis "ugrál" (pl.: a 2.14. ábrán 400 és 440 nm-nél), a módszer detektálja, ám nem tudja teljes pontossággal nyomon követni azt.

A csoporkésleltetés kiszámításához csak a maximumhelyek hullámhosszainak ismeretére volt szükség, mivel a bázistávolságot is ezekből számítottam ki. Ezen mennyiség mérésének pontossága határozta meg tehát a mérés végső pontosságát. A maximumok helyének meghatározása komparátorral történt. A leolvasás pontossága tipikusan $\pm 5 \mu\text{m}$ volt, ami a spektrográf lineáris diszperzióját figyelembe véve $\pm 3 \text{ pm}$ -nek felel meg. A kis reflexiójú tartományokban azonban a csíkok kiszélesedtek, ami pontatlanabbá tette a leolvasást, ugyanis a csíkok szélessége meghaladta az okulár látómezejét. A leolvasás pontossága itt $\pm 80 \mu\text{m}$ -re esett le, ami $\pm 50 \text{ pm}$ hullámhossz bizonytalanságot jelent.

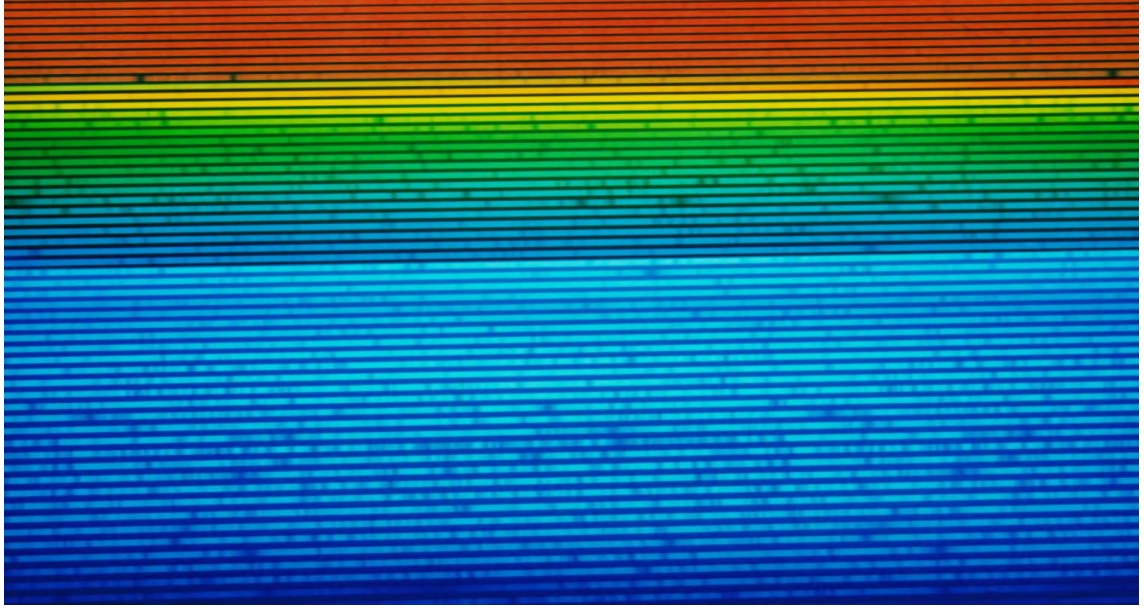
Tekintve, hogy az interferométer tükrei közt nem vákuum volt, a levegő fázis-törésmutatóját is figyelembe kellett volna venni a kiértékelésnél. Ennek elhanyagolása a hullámhossz meghatározás hibájának kevesebb, mint 10 %-át jelenti.

A csoportképlettetés mérésének abszolút hibáját a bázistávolság meghatározásának, míg relatív hibáját a maximumhelyek leolvasásának bizonytalansága okozza. Esetünkben az előbbi 0,42 fs-ot tesz ki, míg az utóbbi 0,24 fs és 3,9 fs között változik. Mivel a gyakorlati alkalmazás szempontjából fontosabb csoportképlettetés diszperzió (2.23) kifejezésében a bázistávolság már nem szerepel, az abszolút hiba nagysága figyelmen kívül hagyható.

Összehasonlítva ezt a mérést a [39]-ban leírt, Michelson interferométeren alapuló eljárással, megállapítható, hogy itt a pusztán mérési adatokból (hullámhosszak) jóval közvetlenebb úton adódik a csoportképlettetés ($T(\omega)$), nincs szükség bonyolult görbeillesztési eljárásra. A kiértékelés ott gyorsabb, hiszen a fotografikus képfelvétel, előhívás és kézi leolvasás nem tud versenyezni a CCD kamera képeinek számítógépes feldolgozási sebességével.

Előzetes megfontolások alapján továbbá azt várhatjuk, hogy a FPI-n alapuló módszer pontosabb, minthogy a Michelson kétsugaras interferométer, a Fabry-Perot viszont sokszugaras. Ennek megfelelően a fény a Michelson interferométerben csak egyszer találkozik a mérendő tükörrel, a Fabry-Perot interferométerben ellenben kb. $1/(1-R)$ -szer (≈ 200 -szor). A bemutatott kísérleti technika ezt az előnyt nem tudta meggyőzően igazolni, a két mérés hasonló pontossággal rendelkezik.

Ha valaki ilyen méréseket szeretne végezni, de még nincs semmilyen eszköze hozzá, a Michelson interferométeres eljárást kisebb anyagi ráfordítással tudja használni, egy DFSZ-8 kategóriájú spektrográf lényegesen drágább. Ha azonban a lehető legnagyobb pontosság elérése érdekében hajlandó valaki igen nagy pénzáldozatot hozni, javaslok a Fabry-Perot interferométeres módszerhez egy, a csillagászok által előszeretettel használt, ún. echelle spektrográf beszerzését. Egy ilyen eszköz az egész vizsgált spektrum tartományt képezi le nagy felbontással egy CCD detektorra, így a mérés és a kiértékelés is leegyszerűsödik és nem utolsó sorban felgyorsul. A 2.16. ábrán a Nap spektruma látható ilyen módon rögzítve.



2.16. ábra

A nap spektrumának egy részlete. Készült: Optical Science Laboratory, Ultra High Resolution Facility [48].

2.3. Folyadékok csoport-törésmutatója

A (2.17) egyenletből látható, hogy fázistolást nem csak tükrök okozhatnak, hanem az interferométert kitöltő anyag is. Ezt ott az $n_p(\omega)$ -val vettem figyelembe. Most azt mutatom meg hogyan lehet a megfigyelt spektrumból a közeg egy fontos jellemzőjére következtetni.

Ebben az esetben az interferométert két nem-fázistoló tükör (pl.: arany) alkotja, közöttük helyezkedik el a mérendő folyadék. A maximum feltétele

$$\delta(\lambda_i) = \frac{4\pi \cos \alpha h n_p(\lambda_i)}{\lambda_i} = 2\pi i. \quad (2.27)$$

Két szomszédos maximumhelyhez tartozó fázisok különbsége 2π lesz, azaz

$$\delta(\lambda_{i+1}) - \delta(\lambda_i) = 4\pi \cos \alpha h \left(\frac{n_p(\lambda_{i+1})}{\lambda_{i+1}} - \frac{n_p(\lambda_i)}{\lambda_i} \right) = 2\pi, \quad (2.28)$$

ahonnan

$$\frac{n_p(\lambda_{i+1})}{\lambda_{i+1}} - \frac{n_p(\lambda_i)}{\lambda_i} = \frac{\lambda_i n_p(\lambda_{i+1}) - \lambda_{i+1} n_p(\lambda_i)}{\lambda_{i+1} \lambda_i} = \frac{1}{2 \cos \alpha h}. \quad (2.29)$$

Ez az egyenlet a következő alakra hozható:

$$\lambda_i \frac{n_p(\lambda_{i+1}) - n_p(\lambda_i)}{\lambda_{i+1} - \lambda_i} - n_p(\lambda_i) = \frac{\lambda_{i+1} \lambda_i}{\lambda_{i+1} - \lambda_i} \frac{1}{2 \cos \alpha h}. \quad (2.30)$$

Amiben ráismerhetünk a csoporttörésmutató kifejezésére:

$$n_g(\lambda) = n_p(\lambda) - \lambda \frac{dn_p(\lambda)}{d\lambda}, \quad (2.31)$$

vagyis

$$n_g(\lambda_i) \approx \frac{1}{2 \cos \alpha h} \frac{\lambda_{i+1} \lambda_i}{\lambda_i - \lambda_{i+1}}. \quad (2.32)$$

A kifejezés hasonló a (2.22) egyenlethez, ezért a belőle levonható következtetés is hasonló. Egy Fabry-Perot interferométer transzmissziós maximumhelyinek ismeretében, az őt alkotó tükrök közé vitt átlátszó anyag (pl. folyadék) csoport-törésmutatója meghatározható. Mivel már létezik olyan eljárás [40], mellyel n_g 10^{-4} pontossággal mérhető, kísérletet akkor lett volna érdemes végrehajtani, ha a várható pontosság ezt a szintet meghaladja.

3. NAGY FÉNYESSÉGŰ, SZÉLESSÁVÚ, FOLYTONOS FÉNYFORRÁS FEJLESZTÉSE

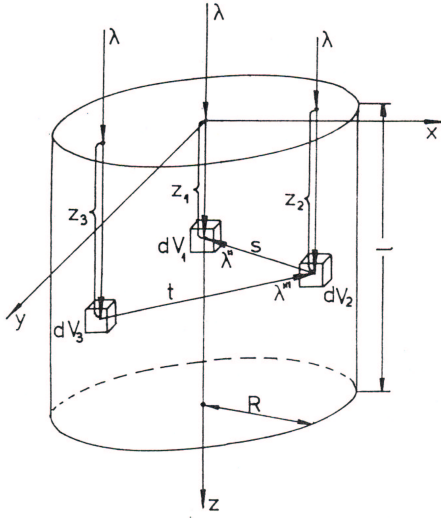
A mikor spektroszkópiai mérésekhez az izzószálnál nagyobb felületi fényességű szélessávú fényforrásra volt szükség, több évtizeddel ezelőtt még elterjedt megoldás volt óraművezérelt tükrök segítségével napfényt juttatni a laborokba. A Nap fényessége a kék-zöld spektrumtartományban több, mint százszorosa az izzólámpáénak, a vörösben 20-50-szerese. Használata az időjáráshoz és napszakhoz való alkalmazkodásra kényszerítette a tudósokat.

A lézerek felfedezése és elterjedése új utakat nyitott ezen a területen is. Nagy teljesítményű impulzusüzemű lézerekkel nemlineáris optikai úton lehetséges ugyan nagy fényességű fehér fényforrást előállítani (lásd, pl. [49-50]). De érdemes talán alternatívát keresni olyan laborok számára is, ahol ilyen lézer nincs, vagy nem erre a célra használják. Szerves lézerfestékek szélessávú emissziós tulajdonságát régóta ismerik és használják spektroszkópiai és lézerfizikai alkalmazásokban. Kézenfekvőnek tűnik, hogy ezek összekeverésével szélessávú fényforrást kaphatunk.

3.1. Szerves lézerfestékek, festékkeverékek

Korábban festékkeverékeket főleg akkor alkalmaztak, ha egy megcélzott hullámhosszon működni képes festék nem, vagy csak gyengén abszorbeált a rendelkezésre álló gerjesztő hullámhosszon. Ekkor egy olyan másik festéket választottak, ami elnyelte a gerjesztést, majd sugárzással vagy anélkül átadta az energiát a főkomponensnek, amely így nagyobb hatásfokkal működhetett [51-52]. De megnövelhető egy lézer hangolási tartománya is festékkeverék alkalmazásával [53]. Egy másik alkalmazási terület a fehér fényű (értsd: kék-zöld-vörös) lézerek kutatása [54-55].

Többkomponensű festékkeverék lumineszcenciáját modellezték Ketskemény és munkatársai ([56-57]), a kísérleti eredményekkel jó egyezést mutattak ki. Az ő modelljüket vettem alapul az általam kikísérletezett festékkeverékek fluoreszcenciájának leírásánál. Tegyük fel, hogy egy m számú komponenst tartalmazó oldatot párhuzamos, $R^2\pi$ keresztmetszetű nyalábbal gerjesztünk a minta belépő oldalára merőleges irányból. A



3.1. ábra

Az oldat lumineszcenciája dV elemi térfogatelemek sugárzásának összegeként írható fel. [56]

lumineszcencia sugárzást a minta hátoldala mögött gyűjtjük össze. A megvilágított térfogat egy hengert képez az oldatban (alapjának sugara = R és magassága = l , a minta vastagsága) aminek tengelyét válasszuk koordináta-rendszerünk z tengelyének (3.1. ábra). Jelölje I_λ a minta felületére beeső fény intenzitását ($z=0$ helyen). Egy z mélységben levő tetszőleges dV elemi térfogatelemben elnyelt fény mennyisége

$$I_\lambda e^{-k(\lambda)z} k(\lambda) dV, \quad (3.1)$$

egyenlettel írható le, ahol $k(\lambda)$ az oldat abszorpciós tényezője. Amennyiben kémiai reakció nincs az oldatban, feltehetjük, hogy

$$k(\lambda) = \sum_{i=1}^m k_i(\lambda), \quad (3.2)$$

ahol $k_i(\lambda)$ jelöli az i -ik komponens abszorpciós tényezőjét. A dV_1 térfogatelemből kilépő λ' hullámhosszú, első rendű lumineszcencia sugárzás nagysága és spektrális eloszlása a következő egyenlettel írható le:

$$d^4\varphi_p(\lambda, \lambda', z_1) = I_\lambda e^{-k(\lambda)z_1} k(\lambda) \sum_{i=1}^m \eta'_i(\lambda) f_i(\lambda') dV_1 d\lambda', \quad (3.3)$$

ahol $\eta'_i(\lambda)$ és $f_i(\lambda')$ jelöli az i -ik komponens effektív kvantum hozamát, illetve valódi normált fluoreszcencia kvantum spektrumát. Az effektív kvantum hozam a dV térfogatelemből az i -ik komponens által kisugárzott és az összes komponens által elnyelt λ hullámhosszú fotonok arányát adja meg. Hogy megkapjuk az egységnyi idő alatt, egységnyi felületről, egységnyi térszögbe kisugárzott $(\lambda', \lambda' + d\lambda')$ hullámhossz intervallumba eső fotonok számát, integrálnunk kell (3.3) kifejezést a gerjesztett térfogatra. Figyelembe véve az oldaton belül fellépő önabszorpciót, írhatjuk:

$$B(\lambda, \lambda') d\lambda' = C(\lambda, \lambda') \sum_{i=1}^m \eta'_i(\lambda) f_i(\lambda') d\lambda', \quad (3.4)$$

amiben szereplő $C(\lambda, \lambda')$ definíciója:

$$C(\lambda, \lambda') = \frac{\rho}{4\pi n^2} I_\lambda \frac{e^{-\alpha} - e^{-\beta}}{\beta - \alpha}, \quad (3.5)$$

ahol a ρ koeficiens veszi tekintetbe az oldat felületein fellépő reflexiós veszteséget, n a törésmutató, $\alpha=k(\lambda) \cdot l$ és $\beta=k(\lambda') \cdot l$. Hasonlóképp felírható a másod rendű lumineszcencia is, ami a molekulák közötti sugárzásos energia átadást adja vissza:

$$d^4\varphi_s(\lambda, \lambda', z_1) = \int_{\lambda''} \int_{V_2} I_\lambda e^{-k(\lambda)z_2} k(\lambda) \times \\ \times \sum_{i=1}^m \eta'_i(\lambda) f_i(\lambda'') \frac{1}{4\pi s^2} k(\lambda'') e^{-k(\lambda'')s} \sum_{j=1}^m \eta'_j(\lambda'') f_j(\lambda') dV_2 d\lambda'' dV_1 d\lambda'. \quad (3.6)$$

Integrálva kapjuk:

$$B(\lambda, \lambda')_s = \frac{\rho}{4\pi n^2} I_\lambda k(\lambda) l \sum_{i,j=1}^m \eta'_i(\lambda) f_i(\lambda') S_{ji}(\lambda'), \quad (3.7)$$

ahol

$$S_{ji}(\lambda') = \int_{\lambda''} \eta'_j(\lambda'') f_j(\lambda'') \left[\frac{1}{l} \int_0^l e^{-k(\lambda')(l-z_1)} \left(\frac{k(\lambda'')}{4\pi} \int_{V_2} \frac{e^{-k(\lambda'')s - k(\lambda)z_2}}{s^2} dV_2 \right) dz_1 \right] d\lambda'' \quad (3.8)$$

Itt jegyzem meg, hogy (3.5) és (3.8) kifejezések a megfigyelés irányának különbözősége miatt térnek el [57]-ben szereplő (6) és (11) egyenletektől. Abban az esetben, ha egyik komponens abszorpciós sávja sem fed át egy másik emissziós sávjával, bevezetve az $\eta_i^*(\lambda)$ jelölést az i -ik komponens gerjesztett állapotba történő átmeneti valószínűségére, az effektív kvantum hozam a következő alakot ölti:

$$\eta'_1(\lambda) = \frac{1}{k(\lambda)} k_1(\lambda) \eta_1^*(\lambda) K_1, \\ \eta'_2(\lambda) = \frac{1}{k(\lambda)} (k_2(\lambda) \eta_2^*(\lambda) K_2 + k_1(\lambda) \eta_1^*(\lambda) K_{12} K_2), \\ \eta'_3(\lambda) = \frac{1}{k(\lambda)} (k_3(\lambda) \eta_3^*(\lambda) K_3 + k_2(\lambda) \eta_2^*(\lambda) K_{23} K_3 + \\ + k_1(\lambda) \eta_1^*(\lambda) (K_{13} K_3 + K_{12} K_{23} K_3)) \quad (3.9)$$

ahol K_i és K_{ik} konstansok az egyes komponensek kvantum hozamát és a komponensek közötti sugárzás nélküli energia átadást írják le. Alakjuk:

$$K_i = \eta_{0i} \frac{1 - f(\Gamma_i)}{1 - \frac{\gamma_{ii}}{\Gamma_i} f(\Gamma_i)}, \quad K_{ik} = \frac{\frac{\gamma_{ik}}{\Gamma_i} f(\Gamma_i)}{1 - \frac{\gamma_{ii}}{\Gamma_i} f(\Gamma_i)} \quad (3.10)$$

ahol

$$\gamma_{ik} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{C_k}{C_{0ik}} \Gamma_i = \sum_k \gamma_{ik} \quad (3.11)$$

valamint C_k jelöli a koncentrációját, C_{0ik} pedig a következőképpen definiált kritikus koncentráció:

$$C_{0ik} = 5.18 \cdot 10^{-10} \frac{n^2}{\sqrt{\eta_{0i}}} \left(\int_0^\infty f_i(\lambda) \epsilon_k(\lambda) \lambda^4 d\lambda \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.12)$$

felhasználva $\epsilon_k(\lambda)$ a k -ik komponens moláris dekadikus extinkciós koefficiense. Az (3.10) kifejezésekben szereplő $f(\Gamma)$ függvény definíciója:

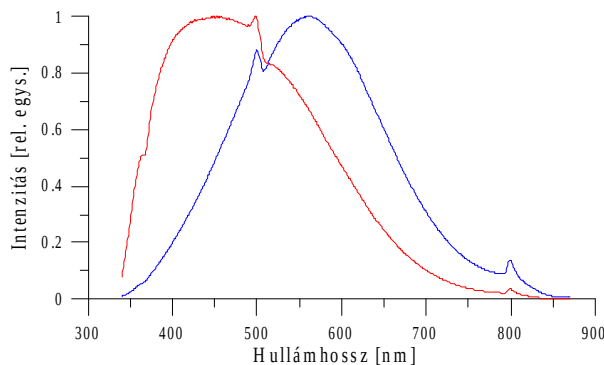
$$f(\Gamma) = 2\Gamma \int_0^\infty e^{-x^2 - 2\Gamma x} dx \quad (3.13)$$

Ezzel a fentebb leírt közelítéseket tudomásul véve, egy festékkerék fluoreszcenciájának modellezéséhez szükséges egyenletek a rendelkezésünkre állnak.

Célul tűzöm ki lézerfestékek keverékén alapuló nagy fényességű, szélessávú, folytonos fényforrás kifejlesztését.

3.2. Új eredmények

A kísérletek elvégzését nagyban megkönnyítette egy akkor újonnan beszerzett Jobin-Yvon spektrométer, amely felépült egy léptetőmotorral hangolható H-20UV

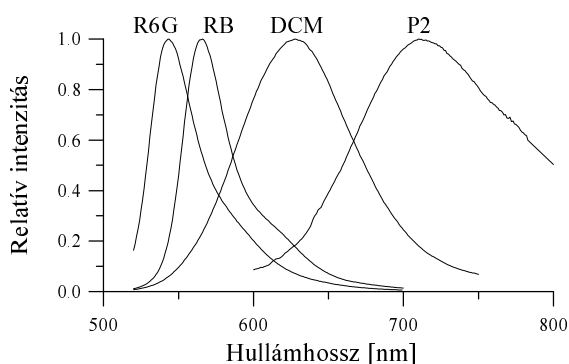


3.2. ábra

A lámpa „nyers” spektruma (kék, 600 V) és a belőle nyert spektrális átvitel (piros)

monokromátorból (lineáris diszperzió: 4 nm/mm, $f/\#$: 4,2), Hamamatsu R955 általános célú fotoelektron sokszorozóból, és vezérlő elektronikából. A méréseket számítógép irányította és felügyelte, valamint eltárolta és feldolgozta a spektrumokat. Első lépésként ennek az eszköznek kellett meghatároznom a spektrális érzékenységét. Ebből a célból felvettem egy OSRAM Wi 41/G típusú lámpa spektrumát (3.2. ábra), amely

hitelesítő tanúsítványa szerint 5,679 A áramerősség hatására jó közelítéssel 2850 K hőmérsékletű feketetest sugárzásának megfelelő fényt bocsát ki. Mivel a fotoelektron sokszorozó karakterisztikája függ a rá kapcsolt feszültségtől, ezt a spektrumot különböző feszültség értékek mellett is felvettem. A lámpa által igényelt áramerősség ingadozásmentes biztosítása érdekében az elektromos műhelyben egy tranzisztoros áramstabilizátort készítettem.



3.3. ábra

Az etilalkoholban oldott festékkomponensek mért emissziós spektrumai

Kísérleteimben ([58-59]) szereplő festékek (Rhodamin 6G (R6G), Rhodamin B (RB), DCM, Pyridine 2 (P2) (3.3. ábra)) kiválasztásához [60] szolgált támpontul, aminek szempontjai voltak: mindegyik nyelje el a gerjesztő lézer fényét, de egymástól valamelyest eltérő spektrumtartományban sugározzanak. Az oldószer nem lehetett csak (a folytonosan üzemelő festéklézereknél jól bevált) etilén

glikol, mert a DCM rosszul oldódik ebben. Több lehetséges oldószer közül ([61]) kísérletünkben a választás az etilén glikol/propilén karbonát 60% / 40% arányú keverékére esett.

A kísérletben egy Ar^+ lézer fényét $f=16$ mm akromát lencse segítségével fókuszáltam a festékkeverék-oldat sugárba ($d=200$ μm). Az átjutó lézerfényt dielektrikum tükör segítségével kiszűrtem, majd a keletkező fluoreszcencia fény spektrumát rögzítettem. A feldolgozás során mért spektrumokat a rendszer összes elemének spektrális átviteli függvényével korrigáltam. A festékek aránya a két legjobbnak ítélt keverékben:

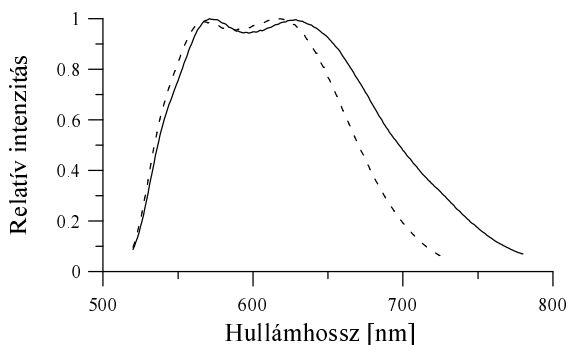
A: 0,1154g R6G +0,0834g RB +0,1731g DCM +0,1615g P2 /1000 cm^3 .

Koncentrációkkal kifejezve: R6G: $2,454 \cdot 10^{-4}$ mol/l, RB: $1,74 \cdot 10^{-4}$ mol/l,

DCM: $5,7 \cdot 10^{-4}$ mol/l, P2: $4,261 \cdot 10^{-4}$ mol/l.

B: 0,1711g R6G +0,0761g RB +0,3158g DCM / 1000 cm^3 ,

R6G: $3,639 \cdot 10^{-4}$ mol/l, RB: $1,588 \cdot 10^{-4}$ mol/l, DCM: $1,04 \cdot 10^{-3}$ mol/l.

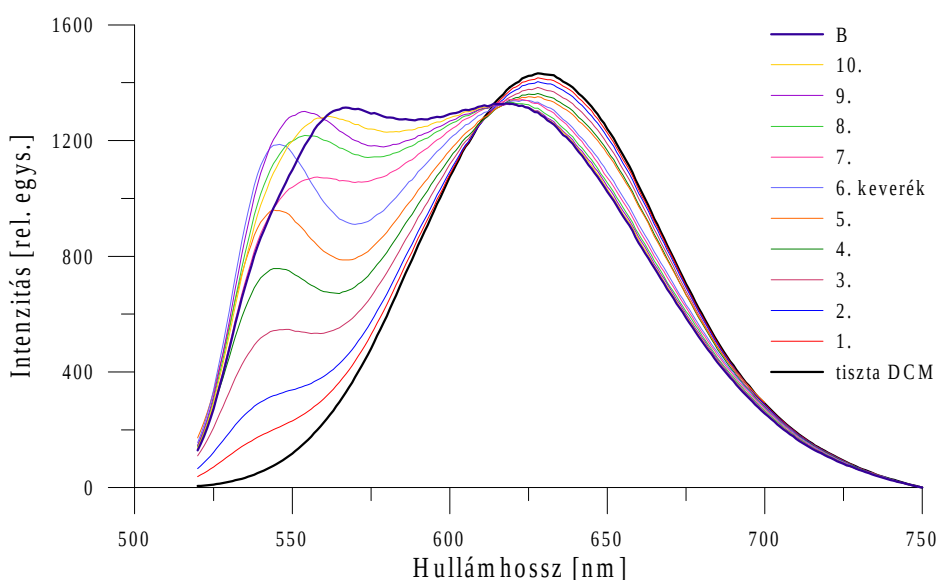


3.4. ábra

Az **A** (folytonos) és a **B** (szaggatott) festékkeverék emissziós spektruma

A 3.4. ábrán ezen két festékkeverék emissziós spektruma látható. Az **A** illetve a **B** festékkeverék emissziós spektrumának félértékszélessége 161 nm, illetve 131 nm. Érdeemes megjegyezni, hogy ez a R6G félértékszélességének 4-, illetve 3,2-szerese. A keverékekben a festékek arányának kijelölése úgy történt, hogy az emissziós spektrumának lefutása lehetőleg minél nagyobb tartományban konstans legyen.

Ennek megvalósítása egykomponensű oldatból történt a többi komponens fokozatos hozzáadagolásával. (3.5. ábra)



3.5. ábra

A „B” jelű festékkeverék kialakításának folyamata

A következő táblázatban a 3.5. ábrán látható spektrumokhoz tartozó festék koncentrációkat foglaltam össze. A Rhodamin 6G és Rhodamin B festékek hozzáadása az oldathoz a DCM koncentrációjának csökkenését eredményezte, hiszen ugyanannyi festék nagyobb térfogatú oldószerben oszlott el. Ennek hatása a spektrumon is látható, a 620 nm fölötti hullámhossz tartomány intenzitása csökkent.

	DCM (g/l)	R6G (g/l)	RB (g/l)
DCM	0,4500	0,0000	0,0000
1.	0,4390	0,0183	0,0000
2.	0,4286	0,0357	0,0000
3.	0,4091	0,0682	0,0000
4.	0,3913	0,0978	0,0000
5.	0,3750	0,1250	0,0000
6. keverék	0,3600	0,1500	0,0000
7.	0,3462	0,1442	0,0417
8.	0,3333	0,1667	0,0401
9.	0,3273	0,1773	0,0394
10.	0,3214	0,1741	0,0581
B	0,3158	0,1711	0,0761

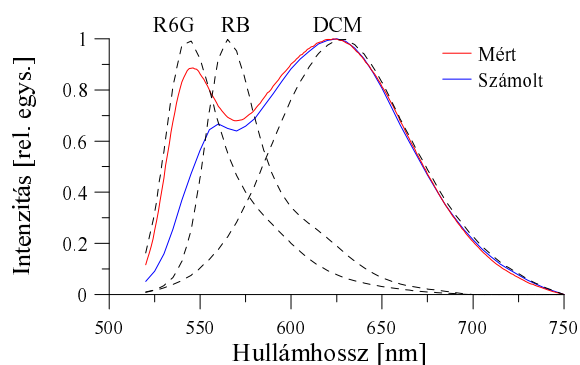
A bevezető részben tárgyalt formulákat alkalmazva, a következő feltételek mellett sikerült jól reprodukálni a kísérletben kapott spektrumokat.

- Úgy találtam, hogy nem szükséges, illetve nem érdemes kiszámolni a másodlagos fluoreszcenciát (ami a komponensek közötti sugárzásos energiaátadás következtében lép fel), mert járuléka a spektrumhoz, a gerjesztett térfogat kicsiny méretei miatt, alig 2%, viszont a számolás idejét legalább 3 nagyságrenddel megnöveli.
- Az egyes komponensek kvantum hozamait (K_i) leíró (3.10) egyenletben szereplő η_{0i} hatásfokokat illesztési paraméterként használtam, mivel erre vonatkozó adatokat nem találtam. A kísérletekben használt festék koncentrációkat használva akkor kaptam jó egyezést a számolt és mért spektrumok között, ha a Rhodamin festékekre 95%, a DCM esetében 45-62% hatásfokot tételeztem fel.
- Az egyes komponensek normált valódi fluoreszcencia kvantum spektrumaihoz nem sikerült hozzájutnom. Helyette a normált fluoreszcencia spektrumukkal számoltam, amiket a keverékekkel azonos módon, monokromátorral mértem. Azonban a mért spektrum az önabszorpció miatt különbözik a valódi fluoreszcencia kvantum spektrumtól. Ez viszonylag könnyen orvosolható az 1.-6. keverékek esetében azzal, hogy az elméletből elhanyagoljuk az abszorpciót leíró faktort.

$$C(\lambda, \lambda') = \frac{\rho}{4\pi n^2} I_\lambda \quad (3.5b)$$

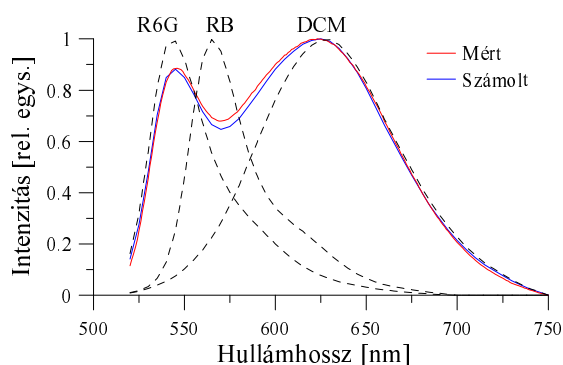
A különbséget a 6. keverék esetén mutatom be a 3.6. ábrán. Mivel a két modell az 520-570 nm-es tartományon ad jó láthatóan eltérő eredményt, ahol a DCM abszorpciója kevésbé jelentős, mondhatjuk, hogy a különbséget a Rhodamin 6G önabszorpciója jelenti. Ezt az önabszorpciót viszont már tartalmazza a kiindulási spektrum, tehát bennhagyása az

elméletben azt jelentené, hogy kétszer vesszük figyelembe. Ezért tartom indokoltnak a (3.5b) alakot.



3.6.a ábra

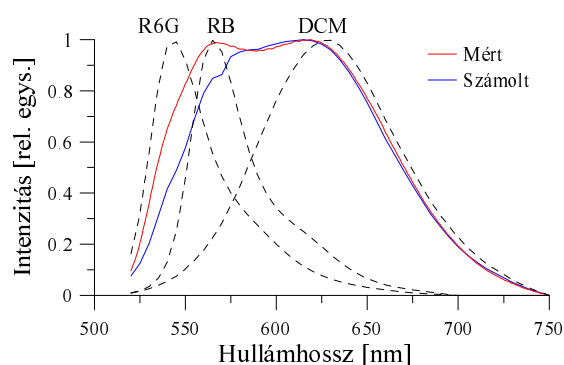
A 6. festékkeverék mért és modellezett spektruma. $C(\lambda, \lambda')$ definíciója a (3.5) egyenlet.



3.6.b ábra

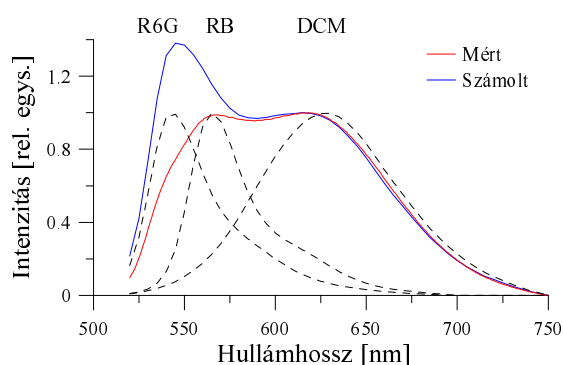
A 6. festékkeverék mért és modellezett spektruma. $C(\lambda, \lambda')$ definíciója a (3.5b) egyenlet.

A helyzet árnyaltabb a 7.-10., **B** keverékek esetén, mert ezek már háromkomponensű oldatok. Míg a DCM abszorpciója 520 nm felett már nem jelentős, ugyanez a Rhodamin B-ről már nem mondható el. Márpedig (3.5b) definícióval nem csak az egyes komponensek önabszorpcióját hanyagoljuk el, hanem minden festéknek, a másik (két) komponens sugárzására gyakorolt gyengítő hatását is (3.7.a-b ábra). (De lehet, hogy mégsem ez a jó magyarázat, mert a legjobb egyezést akkor kaptam, amikor $\beta = k(\lambda') \cdot 1,0,6$ használtam (3.5)-ban (3.7.c ábra).)



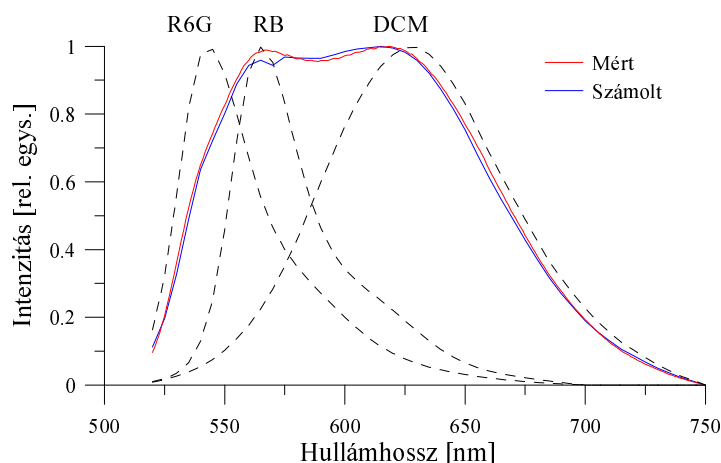
3.7.a ábra

A **B** festékkeverék mért és modellezett spektruma. $C(\lambda, \lambda')$ definíciója a (3.5) egyenlet.



3.7.b ábra

A **B** festékkeverék mért és modellezett spektruma. $C(\lambda, \lambda')$ definíciója a (3.5b) egyenlet.



3.7.c ábra

A **B** festékkeverék mért és modellezett spektruma. $C(\lambda, \lambda')$ definíciója a (3.5) egyenlet, de $\beta = k(\lambda') \cdot 1,0,6$.

A modellben a komponensek közti sugárzás nélküli energia átvadást leíró, (3.10) egyenlettel definiált $K_{i,j}$ faktorokra a **B** keverék esetén a következő értékeket kaptam:

$$K_{\text{Rhodamin 6G} \rightarrow \text{Rhodamin B}} = 0,00093$$

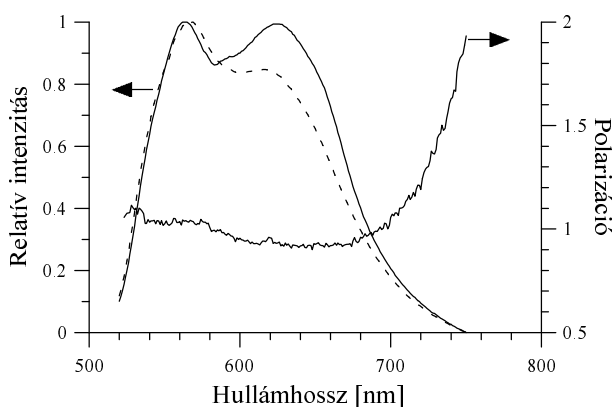
$$K_{\text{Rhodamin 6G} \rightarrow \text{DCM}} = 0,02278$$

$$K_{\text{Rhodamin B} \rightarrow \text{DCM}} = 0,04359.$$

Ezek az alacsony értékek egyrészt a gerjesztett állapothoz tartozó energiasávok csekély átfedésével, másrészt a kis koncentrációkkal indokolhatóak.

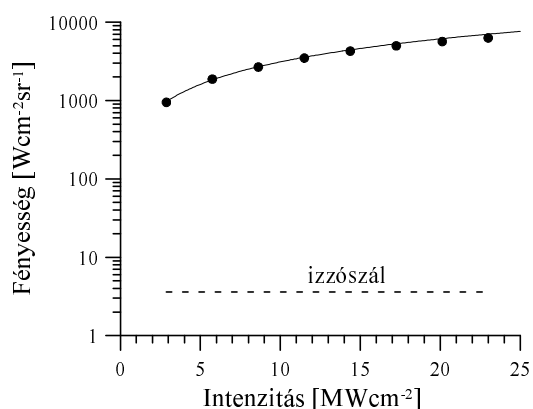
Vizsgálataink szerint a spektrum nem független a gerjesztő teljesítmény sűrűségétől (3.8. ábra). Egy alsó határ ($0,9 \text{ MWcm}^{-2}$) alatt és egy felső határ ($5,7 \text{ MWcm}^{-2}$) felett a spektrum alakja lényegében nem, ezek között azonban változik. Ez a jelenség azzal magyarázható, hogy az egyes festékek telítési küszöbe különböző, így az emissziós spektrum lefutása abban a gerjesztési tartományban változik, ahol az egyik festék már telítődik, a többi viszont még nem.

Gyakorlati alkalmazásokban fontos lehet a kilépő sugárzás polarizációjának ismerete. A festékkeverék emissziós spektrumát ezért megmértük egy polarizációs szűrő két egymásra merőleges állása mellett is. Az egyik síkot a gerjesztő lézer polarizációs síkjával egyezőnek választottuk. A kísérleti elrendezés polarizációs spektrális transzmisszióját egy izzólámpa segítségével korrigáltuk. Az emittált fény polarizációja ($I_{\text{párhuzamos}} / I_{\text{merőleges}}$) spektrálisan nem független (3.8. ábra). Megfigyelhető, hogy míg a Rhodaminok jobbra apoláros, addig a 700 nm felett dominánssá váló DCM inkább a gerjesztő lézer polarizációjával megegyező polarizációjú fényt emittál. Ez utóbbi ténytet tisztá DCM oldat vizsgálata is megerősítette.



3.8. ábra

A B festékkverék emissziós spektruma és polarizációja $P < 0,9 \text{ MWcm}^{-2}$ (folytonos) és $P > 5,7 \text{ MWcm}^{-2}$ (szaggatott) gerjesztés esetén.



3.9. ábra

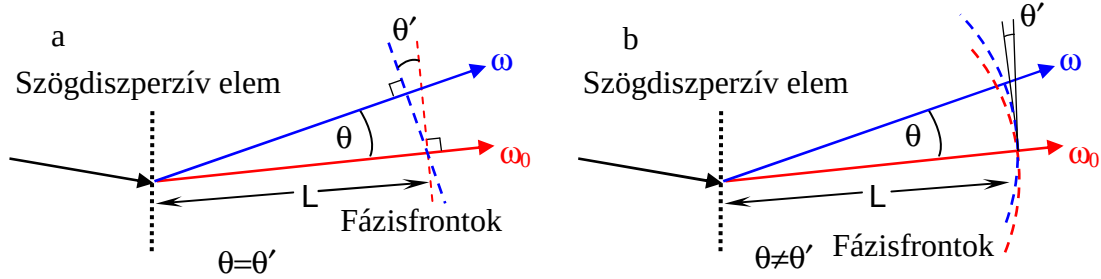
A B festékkverék fényessége a pumpáló teljesítmény sűrűség függvényében.

Összehasonlítva a felületi fényességeket megállapítható, hogy az **A** festékkverék 510-szer, a **B** festékkverék 1740-szer fényesebb, mint egy 3000 K hőmérsékletű izzószál, feltételezve, hogy ez a fényforrás is 4π térszögbe egyenletesen sugároz. Ez a nagynak mondható különbség abból adódik, hogy a fényesség növelése céljából az egyik, a többiekénél kisebb hatásfokú festéket (P2) kihagytuk a keverékből, két komponens mennyiségét pedig növeltük, hogy a spektrum a kívánt lefutású legyen. Az átlagos hatásfokot a kisebb hatásfokú festék eltávolítása és a nagyobb hatásfokú festékek arányának növelése egyaránt javította. A felületi fényesség pumpáló teljesítménytől való függése mellett egy 3000 K hőmérsékletű izzószál fényessége is látható a 3.9. ábrán.

4. IMPULZUS NYÚJTÓ ÉS KOMPRESSZOR BEÁLLÍTÁSÁNAK OPTIMALIZÁCIÓJA

4.1. Szögdiszperzió

A szögdiszperzió fogalmához, sajnálatos és zavaró módon, az irodalomban két különböző jelentés is társult. Az egyik (pl. [62]) szerint szögdiszperzió alatt a fény *terjedési irányának* hullámhosszfüggését értjük (4.1. ábra, $d\theta/d\lambda$). A másik definíció ([46]) szerint viszont *fázisfrontok által bezárt szög* hullámhossz szerinti megváltozását ($d\theta'/d\lambda$). A két definíció által adott eredmény közt síkhullámok esetén nincs különbség.



4.1. ábra

A két szögdiszperzió két definíciója

A szögdiszperzió eredete lehet:

- interferencia (pl. diffrakció optikai rácson, Fabry-Perot interferométer)
- fénytörés (a törésmutató hullámhosszfüggése miatt, pl. prizma).

A szögdiszperzió két alapvetően különböző hatást gyakorol a lézernyalábokra: fázismodulációt, és impulzusfront dőlést okoz.

Egy szögdiszperzív elem által okozott fázismodulációt a 2.1. fejezetben látott módon, egy $\varphi(\omega)$ fázistag bevezetésével tudjuk leírni, melynek alakja a következő [63-64]:

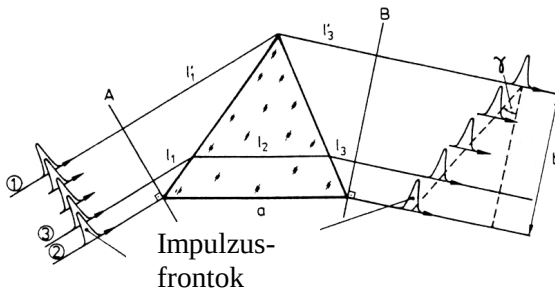
$$\varphi(\omega) = \frac{\omega L}{c} \cos \theta(\omega). \quad (4.1)$$

A (4.1) összefüggés alapján a CSKD-re az alábbi kifejezést kapjuk:

$$\text{CSKD} = \varphi''(\omega_0) = \left\{ -\frac{2L}{c} \sin \theta \frac{d\theta}{d\omega} - \frac{\omega L}{c} \cos \theta \left(\frac{d\theta}{d\omega} \right)^2 - \frac{\omega L}{c} \sin \theta \frac{d^2 \theta}{d\omega^2} \right\} \bigg|_{\omega_0}. \quad (4.2)$$

Ezt a (2.13) egyenletbe írva megkaphatjuk (első közelítésben) az impulzuskiszéledést. Mivel a CSKD nagysága függ a szögdiszperzió forrásától mért távolságtól, a tőle függő

impulzusidő is változik a terjedés során. Például $d\theta/d\lambda=4 \mu\text{rad/nm}$ szögdiszperzió a forrástól 1 méterre még csak $\varphi''(\omega_0) \approx 14,5 \text{ fs}^2$ -t okoz, de 3,5 méterre (ami egy lézerrendszer esetében nem nagy távolság) már $\varphi''(\omega_0) \approx 50 \text{ fs}^2$ -t, mely egy 800 nm-es, 10 fs-os impulzus 70%-os kiszélesedését okozza (2.1. ábra). Ugyanezen jelenség kihasználható rövid impulzus diszperzív közegben történő időbeli kiszélesedésének megakadályozására [65].



4.2. ábra

Impulzusfront dőlés prizmán való áthaladás után [10]

A szögdiszperzió hatására bekövetkező impulzusfront dőlés jelensége is régóta ismert már [10, 66]. Az impulzusfront dőlésszöge a fázisfronthoz képest [10, 67] (4.2. ábra):

$$\tan \gamma = \lambda \frac{d\theta}{d\lambda} \quad (4.3)$$

ahol $d\theta/d\lambda$ a szögdiszperzió mértéke. Egy b átmérőjű nyaláb két széle közt kialakuló

késés ennek segítségével:

$$\tau = \frac{b \tan \gamma}{c}. \quad (4.4)$$

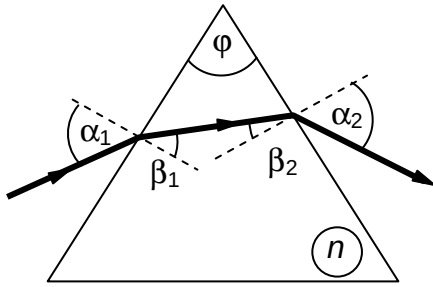
A szögdiszperzív elem után megfigyelhető impulzushosszat a fázismoduláció és impulzusfront dőlés együtt határozzák meg.

Az szögdiszperzió egy második szögdiszperzív elem segítségével megszüntethető, de ekkor a különböző spektrális komponensek még nem együtt, csak egymással párhuzamosan haladnak. Ennek az állapotnak a megszüntetéséhez újabb két szögdiszperzív elem szükséges (2.3. és 2.4. ábra). Mivel az ilyen elrendezések (ha jól vannak beállítva) impulzusfront dőlést nem, de jelentős fázismodulációt okozhatnak, impulzuskompresszornak vagy nyújtónak használhatók.

4.2. Fázismodulált impulzuserősítés és szögdiszperzió mérés

Egy nem tökéletesen beállított kompresszorban az elemek nem kompenzálják ki maradéktalanul egymás szögdiszperzióját, ami a fentiek szerint térben fejlődő fázismodulációt és impulzusfront dőlést okoz, melyek együttesen az impulzus megnyúlásához vezetnek. Vagyis egy ilyen rendszerrel nem sikerül a tervezett, rövid impulzushosszat elérni. Érdekes ezért megvizsgálni mind a prizmás, mind a rácscs

kompresszort abból a szempontból, hogy mekkora szögdiszperziót visznek a nyalábba, ha nem tökéletes a beállításuk.



4.3. ábra

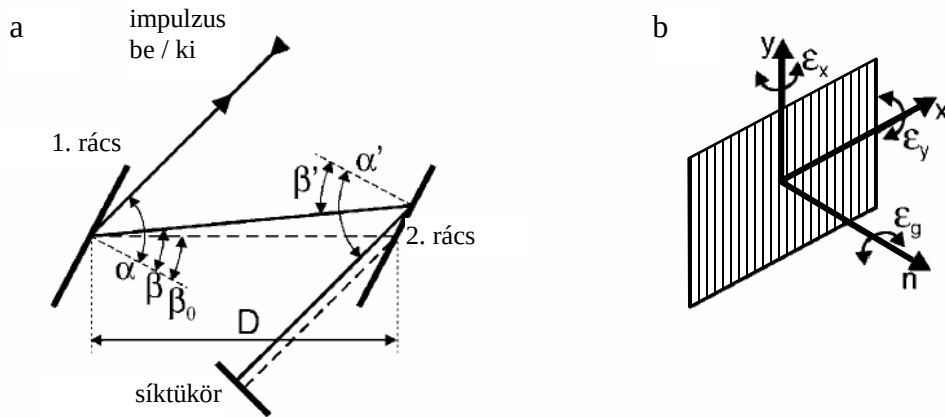
A (4.5) egyenletben szereplő szögek definíciói

Prizmás kompresszor szögdiszperzióját zárt alakban még nem írták fel, de létezik egy rekurzív formula, mely megadja egy tetszőleges prizma sorozat után mérhető szögdiszperzió nagyságát [68]. Eszerint egy n törésmutatójú anyagból készült prizma után:

$$\frac{d\alpha_2}{d\lambda} = \frac{\sin \varphi}{\cos \alpha_2 \cos \beta_1} \frac{dn}{d\lambda} - \frac{\cos \beta_2 \cos \alpha_1}{\cos \alpha_2 \cos \beta_1} \frac{d\alpha_1}{d\lambda}. \quad (4.5)$$

A jelölések magyarázata a 4.3. ábrán látható. A (4.5) összefüggés alapján, ha ismert a szögdiszperzió egy prizma előtt, akkor kiszámolható mögötte is.

Egy nem tökéletesen beállított rácsos impulzuskompresszor által okozott szögdiszperzió, a prizmás kompresszorral ellentétben, felírható analitikus formában [69-71]. A leírásban használt szögek definíció láthatóak a következő ábrán.



4.4. ábra

A rácsos impulzuskompresszor (a), és második rácsának elforgatásának leírásakor használt koordináta rendszer (b)

A diszperzió síkjában tapasztalható szögdiszperzió ϵ_x szögű forgatás hatására:

$$SZD_{x,d} = 2\epsilon_x d \frac{\tan \beta_0}{\cos \alpha}, \quad (4.6)$$

ahol d a rácskarcolatok sűrűsége. A diszperzió síkjára merőleges irányban tapasztalható szögdiszperzió ϵ_y szögű forgatás hatására:

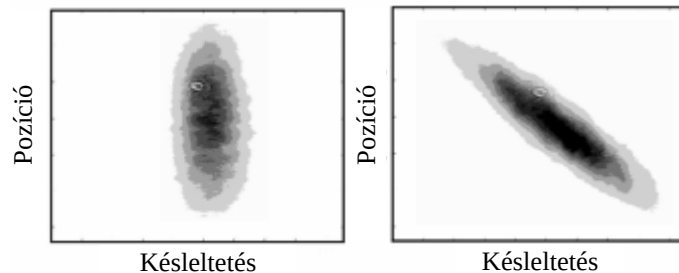
$$SZD_{y,m} = 2\epsilon_y d \tan \beta_0. \quad (4.7)$$

A rácskarcolatok irányának ϵ_g döntése szintén a diszperzió síkjára merőleges irányban okoz szögdiszperziót:

$$SZD_{g,m} = 2\epsilon_g d . \quad (4.8)$$

A szögdiszperzió mérése különösen fontos az FMIE rendszerek esetében. A téma időszerűségét jelzik az utóbbi években, neves szerzők által írt dolgozatok is [71-75]. Többségükben nemlineáris folyamaton alapuló impulzusidő mérési módszert fejlesztettek tovább. A fázismodulált impulzuserősítés technikát alkalmazó rendszerek impulzusnyújtói után általában nincs még meg a nemlineáris folyamathoz szükséges teljesítmény, ezért csak az impulzus kompresszorok beállításánál nyújthatnak segítséget, a nyújtókénál nem.

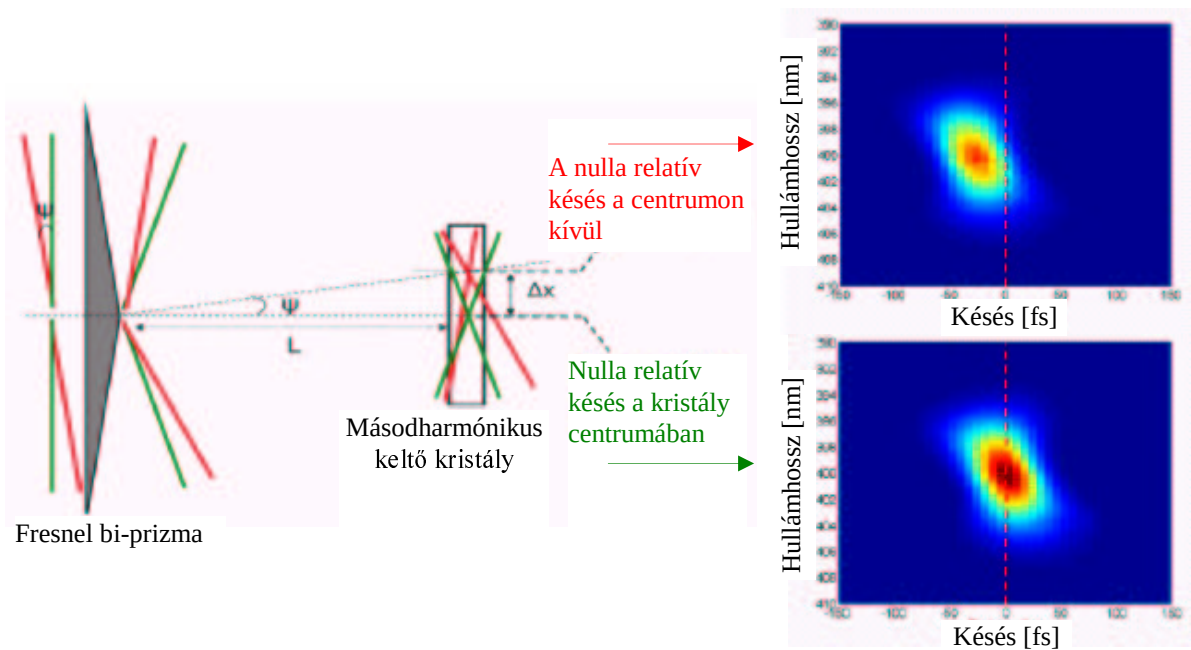
Mourou és munkatársai az egylövéses, háttérmentes, intenzitás-autokorrelátort tették érzékennyé az impulzusfront dőlésre [72], azáltal, hogy a két nyaláb egyikét úgy függőleges, mint vízszintes síkban tükrözték. Szögdiszperziót nem számoltak, csak a kapott képeken a folt dőléséből következtettek az impulzusfront dőlésére (4.5. ábra).



4.5. ábra

Az autokorrelátor kimenetén CCD kamerával rögzített képek. A bal oldali képhez tartozó nyalábbbban nincs, a jobb oldaliban van impulzusfront dőlés.

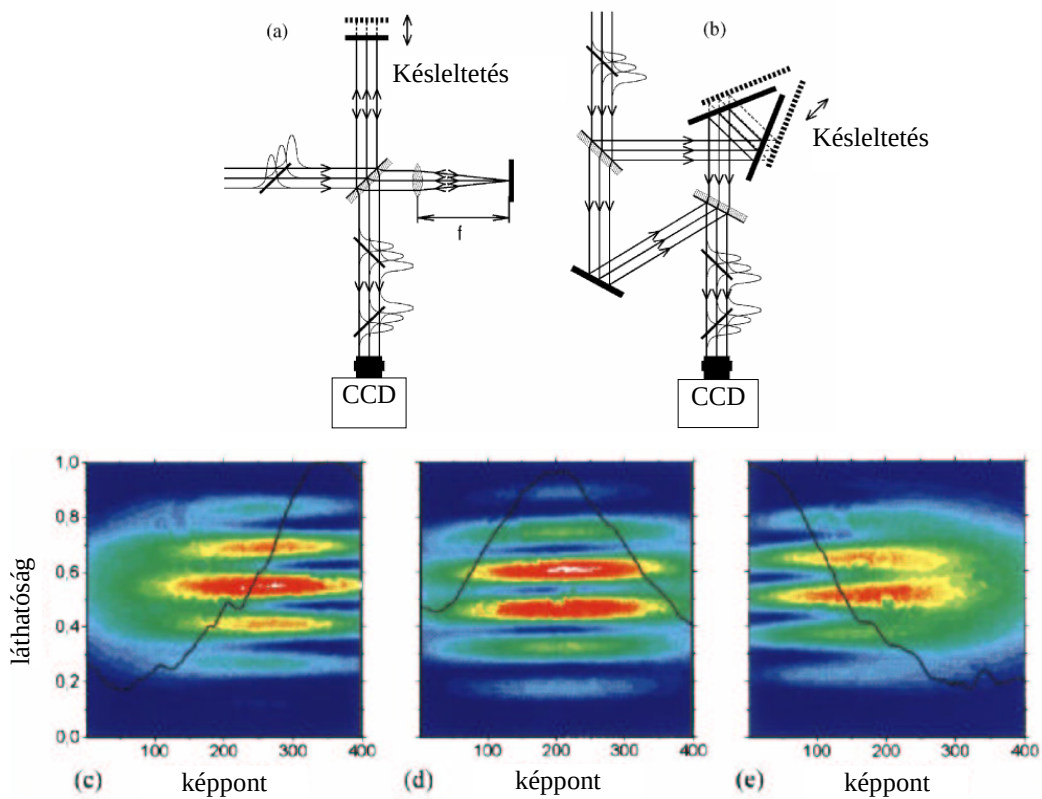
Trebino munkatársaival a FROG [76-77] egy változatát, a GRENOUILLE-t javasolják az impulzusfront dőlés kimutatására [73-74]. Ennek lényege, hogy ha a kapott kép közepe nem a nulla késleltetésű helyen van, akkor a nyaláb impulzusfrontja dőlt (4.6. ábra).



4.6. ábra

Dőlt (piros) és nem dőlt (zöld) impulzusfronttal rendelkező nyalábok megkülönböztetése GRENOUILLE módszerrel.

Pretzler és munkatársai egy interferometrikus módszert javasolnak ([71], 4.7.ábra).



4.7. ábra

Két lehetséges kísérleti elrendezés(a, b) és 3 különböző késleltetés esetén felvett interferogram (c-e). A képek mellett az interferencia láthatósága ($I_{\max}-I_{\min}/I_{\max}+I_{\min}$) is ábrázolásra került.

Előnye, hogy nincs benne nemlineáris folyamat, ezért kis intenzitású nyalábok vizsgálatára is alkalmas. Hátránya, hogy 3 db CCD képet használ a kiértékeléshez, emiatt valós idejű megfigyelésre nem igazán alkalmas.

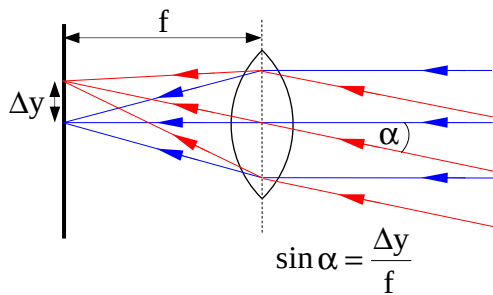
Célul tűzöm ki FMIE lézerrendszerek nyújtójának és kompresszorának, valamint prizmás kompresszorok beállítását megkönnyítő szögdiszperzió mérő módszer kidolgozását.

A korábbi módszereket csak a szögdiszperzió kimutatására, a kompresszorok optimalizálására használták, nem ellenőrizték a (4.6)-(4.8) egyenleteket kísérletileg, továbbá nem vizsgálták a prizmás kompresszor hibás beállításából származó szögdiszperziót sem.

Célul tűzöm ki a prizmás és rácsos kompresszorok hibás beállításából származó szögdiszperziót leíró elméletek kísérleti igazolását.

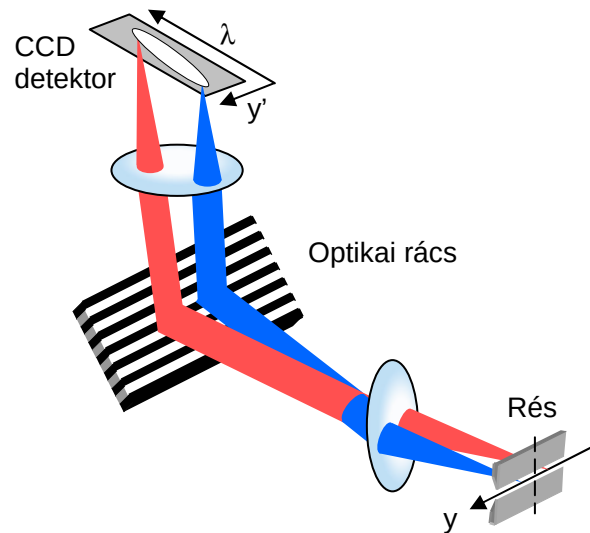
4.3. Új eredmények

Szögdiszperziót már egy egyszerű spektrográffal is mérhetünk, aminek az elve a következő. Különböző irányokban haladó fénysugarak egy lencse fókuszsíkján különböző helyeken haladnak át (4.8. ábra), így az általuk bezárt szög a lencse fókusztávolságának ismeretében meghatározható. Egy spektrográfot elhelyezve a lencse mögött úgy, hogy a spektrográf rése a lencse fókuszsíkjában legyen, megvizsgálhatjuk, hogy a különböző irányokba haladó sugarak hullámhossza megegyezik-e vagy sem, illetve, hogy az ultrarövid impulzust alkotó, különböző hullámhosszúságú komponensek ugyanabba az irányba haladnak-e (4.9. ábra).



4.8. ábra

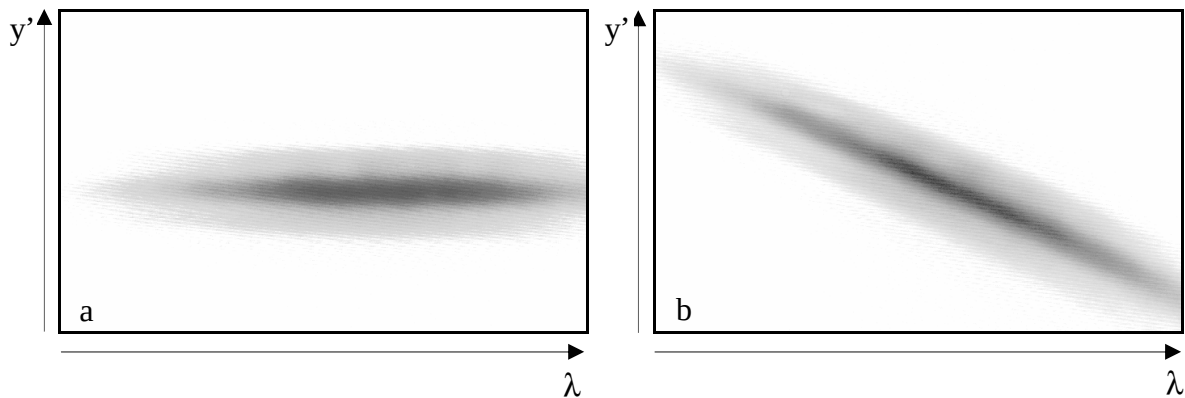
Íránymeghatározás lencse segítségével



4.9. ábra

Szögdiszperzió mérés spektrográffal

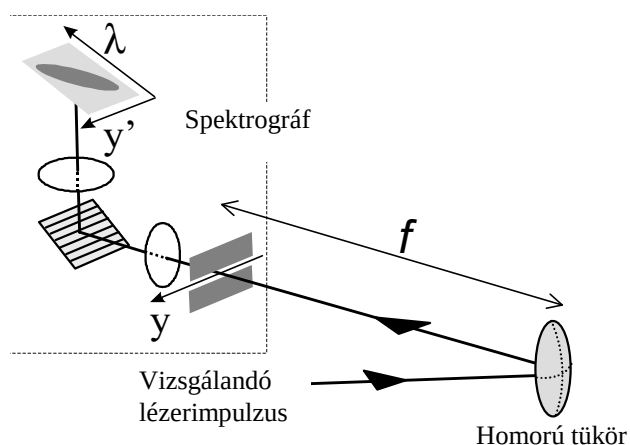
Ha igen, egyszerű divergens nyalábbal van dolgunk (4.10.a ábra), ellenkező esetben szögdiszperzióval rendelkező nyalábbal (4.10.b ábra). Természetesen, ez az elrendezés csak egy síkban, a spektrográf rése és optikai tengelye által kijelölt síkban érzékeny a szögdiszperzióra. Egy nyaláb teljes értékű jellemzéséhez egy erre merőleges síkban is meg kell vizsgálni a szögdiszperziót. Ez történhet a spektrográf vagy a nyaláb elforgatásával.



4.10. ábra

A spektrográf képsíkjában megfigyelhető intenzitás eloszlás szögdiszperziót nem tartalmazó (a) illetve tartalmazó (b) nyalábbal történő mérés esetén.

A mérések elvégzésénél nem lencsét, hanem homorú tükröt használtam a nyaláb fókuszálására, aminek az volt az oka, hogy az ezen a hullámhossz tartományon használható akromát lencséinket (EKSMA) nem elég precízen rakták össze, így maguk is szögdiszperziót okoztak, ami befolyásolta a mérési eredményeket. A spektrográfot házilag állítottuk össze, tervezésénél szem előtt tartva a lézer sávzélességét és az elérhető optikai elemekkel



4.11. ábra

A szögdiszperzió mérés kísérleti elrendezése

megvalósítandó lehető legpontosabb mérés igényét. Így alakult ki a 4.11. ábrán látható mérési elrendezés (az ábra eltúlozza a gömbtükörré beeső illetve visszaverődő nyaláb közötti szöget). A spektrográf kollimátor és objektív lencsési 50 és 100 mm fókusz távolságú akromátok. A 650 vonal/mm karcolatsűrűségű rácsot első rendben használtam. A CCD detektorral (EDC 2000N, Electrim Corp., 652 x 494 képpont) rögzített

spektrumot számítógéppel dolgoztam fel. A szögdiszperzió ($\Delta\alpha/\Delta\lambda$) értékéhez $\Delta y/\Delta\lambda$ meghatározásával jutottam, ami a spektrográf felépítése miatt

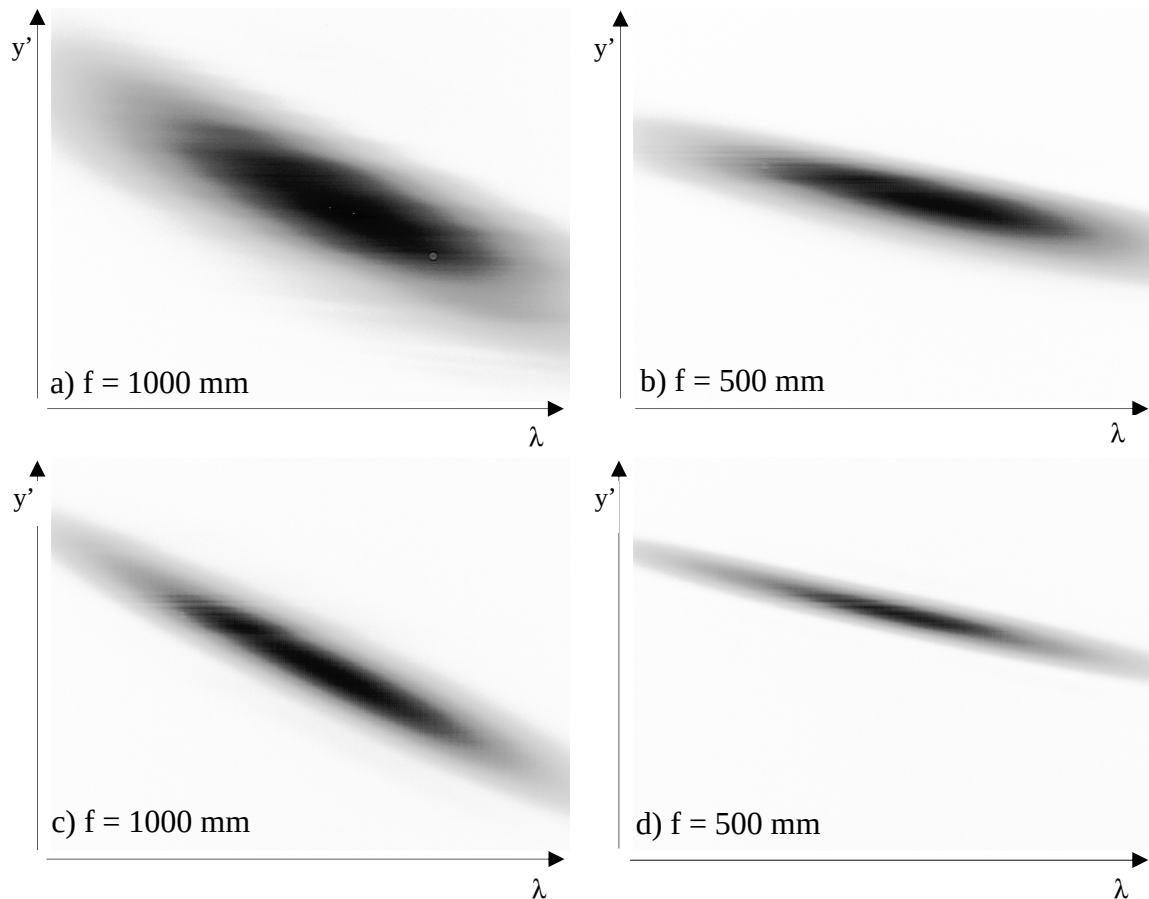
$$\frac{\Delta y}{\Delta\lambda} = 2 \frac{\Delta y'}{\Delta\lambda}, \quad (4.9)$$

hiszen a belépő rés kétszeres nagyítással képződik le a képsíkban. A kiértékelés során, tehát minden hullámhosszra meghatároztam y' -t, azaz az $y'(\lambda)$ függvényt, majd egyenes illesztésével megkaptam a $\Delta y'/\Delta\lambda$ meredekséget, ami arányos a szögdiszperzióval,

$$\frac{\Delta\alpha}{\Delta\lambda} = \frac{2}{f} \frac{\Delta y'}{\Delta\lambda}, \quad (4.10)$$

hiszen $\Delta y'$ sokkal kisebb a gömbtükör f fókusz távolságánál, ezért a $\sin(\alpha) \approx \alpha$ közelítés nem jelent nagy hibát.

A mérési pontosságot befolyásolja a gömbtükör fókusz távolságának megválasztása is (4.12. ábra). Mivel Δy arányos a fókusz távolsággal, a spektrum meredekebb hosszabb gyújtótávolságú tükör használatával, nagyobb lesz a mérés érzékenysége. Ugyanakkor egy rövidebb fókusz távolságú tükör kisebb foltot eredményez a spektrográf részén, ezáltal a kapott spektrum vékonyabb, a meredekség meghatározása pontosabb lesz, azonban a meredekség kisebb. Növelhető a mérés pontossága úgy is, ha sikerül a mérendő nyaláb divergenciáját csökkenteni, mivel így szintén csökkenthető a fókusz folt nagysága. Az ábraaláírásban feltüntetett mérési pontosságok 50-100 egymás után felvett képre illesztett egyenes meredekségeinek szórását jelentik.



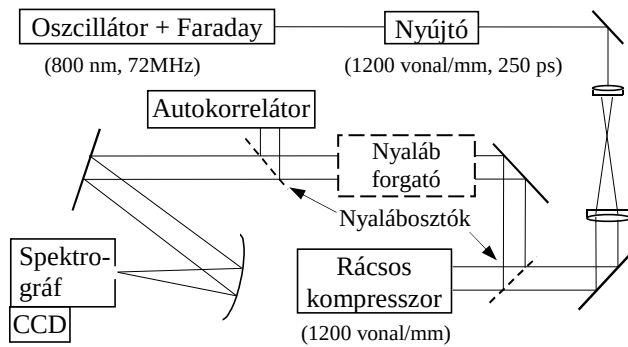
4.12. ábra

Egy 45° törőszögű ömlesztett kvarc prizmán áthaladt (szögdiszperzív) nyaláb képe a CCD detektoron. A c) és d) esetekben a nyalábok divergenciáját nyalábtágító segítségével csökkentettük. A mérési pontosság a) esetben $0,4 \mu\text{rad/nm}$, b) és c) esetekben $0,3 \mu\text{rad/nm}$, míg a d) esetben $0,2 \mu\text{rad/nm}$.

A módszer nagy előnye, hogy a kiértékelés számítógép segítségével könnyen automatizálható, így egy impulzusnyújtó vagy kompresszor beállításakor valós időben nyomon követhető, hogy van-e, és ha van, hogyan változik a szögdiszperzió a rendszer végén. Ugyanakkor nem alkalmas olyan típusú nyalábtorzulás kimutatására, amikor az ultrarövid impulzus különböző komponensei térben elkülönülve, de egymással párhuzamosan terjednek a nyalábban (u.n. térbeli chirp).

Impulzus nyújtó és kompresszor beállításának optimalizációja

Egy impulzus nyújtó vagy kompresszor beállításához célszerű a terjedési irány hullámhosszfüggésén alapuló szögdiszperzió definíciót használni, mert az ehhez tartozó mérési módszer gyorsabb, így az optimális beállítás eléréséhez rövidebb idő is elegendő. A



4.13. ábra

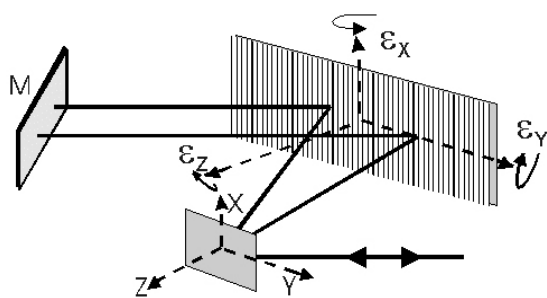
A rácsos kompresszor beállításának optimalizációjához használt elrendezés

kísérletben [78-79] az ultrarövid impulzusok az oszcillátort elhagyva átmentek egy Faraday izolátoron, egy impulzusnyújtón, majd egy 200 mm és 800 mm fókusztávolságú akromátokból álló nyalábtágító után érkeztek a kompresszorhoz (4.13. ábra).

A nyújtókat és a kompresszorokat hagyományosan olyan módon tervezik és építik, hogy a rendszerbe „félúton” egy

síktükört helyeznek, ezáltal helyet és pénzt lehet megtakarítani. Ha ezt a síktükört úgy állítják be, hogy merőleges legyen a rács nyalábra, akkor a rendszer elején egy nyalábosztóval lehet a kimenő impulzusokat kinyerni, ami szükségképpen nagy fényvesztéssel jár. A másik lehetőség a síktükör enyhe függőleges megdöntése, minek következtében a kimenet geometriailag elkülönül a bemenettől, tehát a rendszer vesztesége kisebb, a nyaláb viszont szögdiszperzív lesz, hiszen az oda-vissza út során a nyaláb eltérő szögekben esik a rácscsokra, így egymás szögdiszperzióját nem tudják maradéktalanul kioltani. A jelenség minél tisztább körülmények között történő vizsgálata céljából, az első beállítási módot választottam, ami szükségessé tette a Faraday izolátor használatát. Ennek szerepe ugyanis, hogy megakadályozza a lézerpulzusok visszacsatolását az oszcillátorba, ami a módusszinkronizációt megszüntetné.

Egy rosszul beállított nyújtó vagy kompresszor általános esetben tetszőleges irányú szögdiszperziót okozhat, a mérési elrendezés viszont csak egy síkban képes ezt kimutatni. Ezt a hiányosságot úgy hidaltam át, hogy a mérendő nyalábot kettéosztottam és az egyik polarizációs síkját tükrök segítségével 90 fokkal elforgattam. Így az egyik nyaláb segítségével az ún. diszperziós síkban (4.14. ábra, Z-Y sík), a másikkal az erre merőleges síkban (Z-X sík) fellépő szögdiszperziót felváltva vizsgálhattam.



4.14. ábra

A rácsos kompresszor beállításának optimalizációjához használt elrendezés (a) és második rács elforgatásához használt tengelyek definíciói.

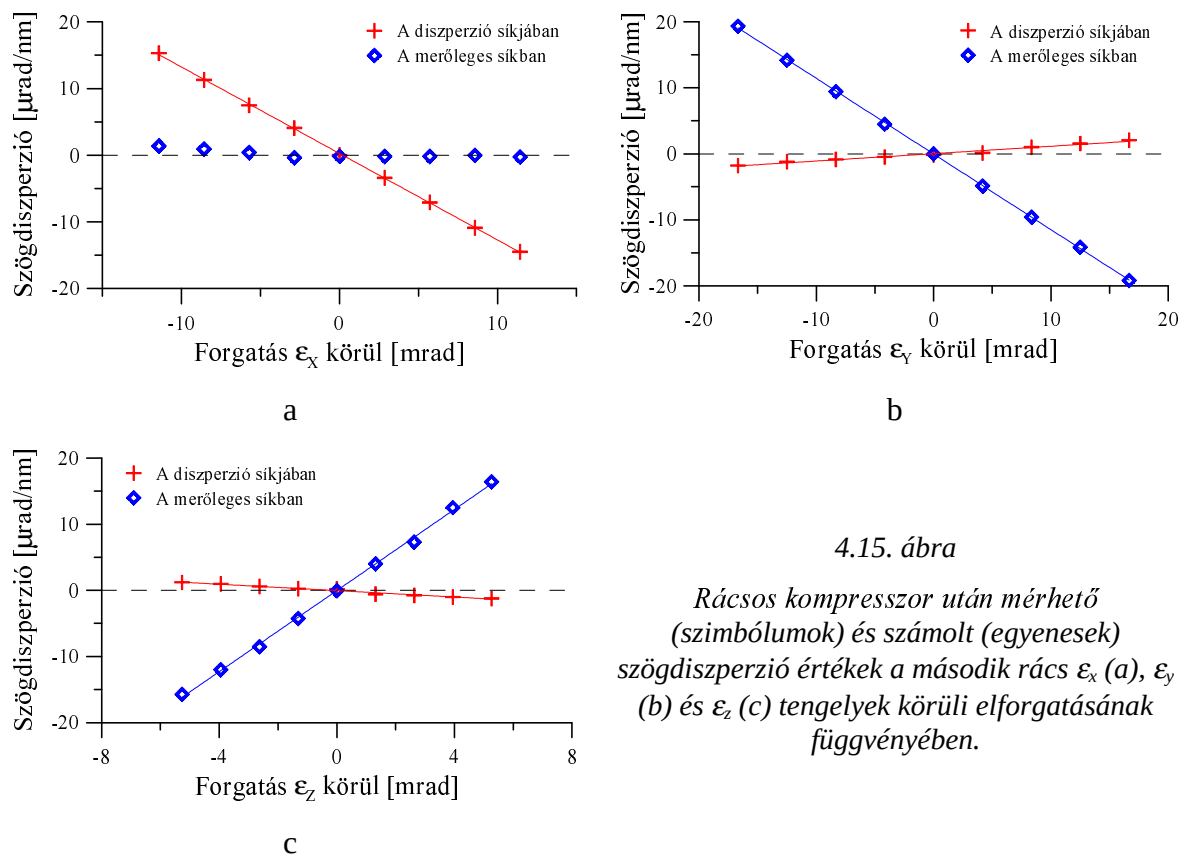
spektrumból meghatározhatók az impulzus fázismodulációjának jellemzői (CSK, CSKD) [81-82]. A spektrumot egy házi gyártmányú spektrográffal rögzítettem (főbb paraméterei: 300 vonal/mm transzmissziós rács, Hamamatsu diódasor, 512 képpont, 0,44 nm/képpont), amelybe optikai szál segítségével csatoltam be.

A mérés kezdete előtt ellenőriztem az oszcillátor szögdiszperzióját, nem kaptam a mérés hibahatárát (0,2 $\mu\text{rad}/\text{nm}$) meghaladó értéket. Utána következett a nyújtó, ami után szintén mértem a szögdiszperziót és addig optimalizáltam a rácsok dőlésszögeit, amíg nem szorítottam az értékeket a hibahatár alá mind a diszperzió síkjában, mind arra merőleges síkban vizsgálva. Ugyanezt az eljárást megismétltem a kompresszor esetében, minek következtében egy kiindulási állapothoz jutottam. Ebből az állapotból térítettem ki a rendszert a második rács ϵ_x , ϵ_y és ϵ_z tengelyek körüli forgatásokkal oly módon, hogy az M tükörrel mindig biztosítottam azt, hogy a kimenő impulzus iránya ne változzon (4. 14. ábra).

Az elforgatások szögének függvényében ábrázolva a mért és az elmélet alapján számolt szögdiszperziót, először eltérést tapasztaltam. Ezt azzal magyaráztam, hogy a különböző tengelyek körüli kis elfordulások által külön-külön behozott szögdiszperziók kiolthatják, de legalábbis a mérési hibahatár alá csökkenthetik egymás hatását [69-70]. Egy ilyen, már nem mérhető szögdiszperziót mutató, de mégis kis mértékben az ideális eltérő beállítású kompresszor a második rács elforgatására eltérő mértékben reagál, mint egy tökéletesen beállított. Ezt a viselkedést az elméleti modell is visszaadja.

Ezen felismerést követően egy második optimalizáció vette kezdetét, melynek során fokozatos megközelítés módszert használva olyan beállítást sikerült találnom, amely már mind a diszperzió síkjában, mind arra merőlegesen vizsgálva, a második rács mindhárom tengelye körüli elforgatásra az elmélet által megjósolt szögdiszperzió értékeket adta (4.15. ábra).

Annak érdekében, hogy a szögdiszperzió miatt fellépő impulzusidő növekedést nyomon tudjam követni, a nyaláb egy részét egy autokorrelátorba küldtem (többlövéses, másodrendű, fázisérzékeny, nemlineáris effektus: kétfotonos abszorpció GaAsP fotodiódában [80], melynek típusa Hamamatsu G1116). Az autokorrelációs függvényből és a vele egyidőben felvett



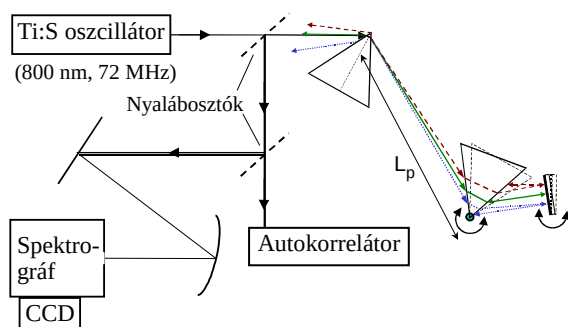
4.15. ábra

Rácsos kompresszor után mérhető (szimbólumok) és számolt (egyenesek) szögdiszperzió értékek a második rács ϵ_x (a), ϵ_y (b) és ϵ_z (c) tengelyek körüli elforgatásának függvényében.

Felmerülhet a kérdés, hogy a nyújtó beállítását nem lehetne-e egy hasonló második optimalizációval pontosítani. Természetesen, a nyújtó esetében is valószínű, hogy az ideálistól eltérő beállítással is megvalósítható szögdiszperzió mentes működés, amibe mindaddig bele kell nyugodjunk, amíg meg nem születik a nyújtókat leíró 3D analízis, ami a fenti módszerhez hasonló módon kivitelezhető beállítást lehetővé tenné.

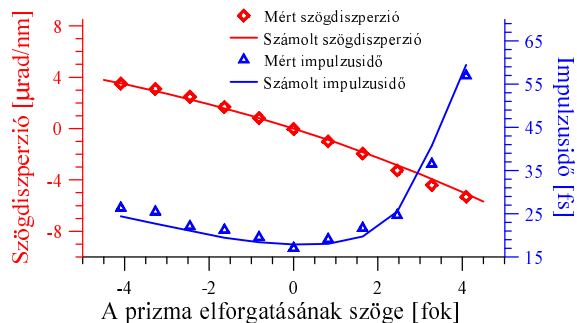
Egy prizmás kompresszort is megvizsgáltam abból a célból, hogy megállapítsam, hibás beállítása mekkora szögdiszperziót eredményez, és ennek mekkora a hatása a kompresszort elhagyó impulzusok hosszára. Ezen kísérlet elvégzéséhez nem volt szükség nyújtóra, mivel az oszcillátort elhagyó impulzusok nem transzformáció korlátozottak. A kompresszort két 68° törőszögű ömlesztett kvarc prizma alkotta (4.16. ábra, $L_p=122,2$ cm). Szemben a rácsos kompresszor beállításával, ebben az esetben a kimenő nyalábot a bemenőtől, az M síktükörnek az ábra síkjából történő kidöntésével választottam el. Ezt azért tettem, hogy elkerüljem a Faraday izolátor alkalmazásának kényszerét, ugyanis az izolátor olyan nagy diszperziót vitt volna a nyalábra, amit csak sokkal nagyobb L_p prizmatávolság alkalmazásával lehetett volna kompenzálni a kompresszorral. A prizmatávolság növelésének viszont a gyakorlatban határt szab az optikai asztal mérete. De szerencsére az a fajta beállítás itt semmiféle hátránnyal nem járt, a diszperzió síkjára merőleges irányban nem okozott

mérhető szögdiszperziót. Ebben az irányban a második prizma elforgatásakor sem keletkezett a méréshatárt meghaladó szögdiszperzió az előzetes mérések alkalmával, így a végső elrendezésből ki is hagytuk a nyalábforgató tükörrendszert.



4.16. ábra

A prizmás kompresszor beállításának optimalizációjához használt elrendezés. A szögdiszperzió mértékének ábrázolása a szemléletesség érdekében eltúlzott.



4.17. ábra

A prizmás kompresszor kimenetén mérhető szögdiszperzió és impulzushossz a második prizma elforgatásának függvényében.

A 4.17. ábrán láthatóak a szögdiszperzióra (a diszperzió síkjában) és az impulzusidőre vonatkozó mérési eredmények, összhangban az elméleti modell eredményeivel. A mérés tanulsága, hogy a szögdiszperziót mérve pontosabban lehet beállítani a prizmás kompresszort, hiszen míg az impulzusidő a minimumhely környékén csak 1 fs-ot változik, addig a szögdiszperzió a mérési pontosságot jóval meghaladó $\pm 1 \mu\text{rad/nm}$ -t.

5. GAUSS NYALÁBOK SZÖGDISZPERZIÓJA

A Gauss nyalábok a Maxwell egyenletekből származtatott hullámegyenlet 3 dimenziós hengerszimmetrikus megoldásai [30]. A lézernyalábok egy része jó közelítéssel leírható ezzel a formalizmussal, ezért fontos a vizsgálatuk. A térerősség egy lehetséges felírása:

$$E(r, z) = E_0 P(z) \exp\left(-i \frac{kr^2}{2q(z)}\right) \exp(-ikz), \quad (5.1)$$

ahol

$$q(z) = z + iz_R \quad (5.2)$$

a komplex nyaláb paraméter.

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \quad (5.3)$$

elnevezése Rayleigh hossz, w_0 a nyaláb sugara a $z=0$ helyen.

Hasznos mennyiség a fázisfrontok görbületi sugara:

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z}. \quad (5.4)$$

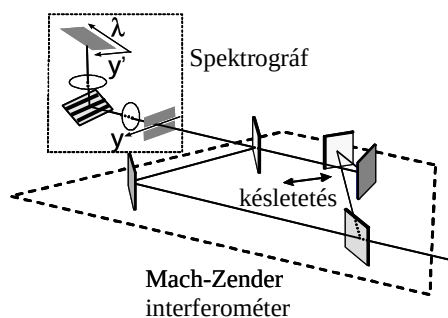
Martínez elméleti megfontolások alapján kimutatta, hogy a Gauss nyalábok a szögdiszperzió szempontjából is máshogy viselkednek, mint a síkhullámok [83-84].

Fontos azonban megjegyezni, hogy ezekben a dolgozatokban a fázisfront szögdiszperziót használja a szerző. Modelljének egy fontos következménye, hogy a fázisfront szögdiszperzió mértéke függ a szögdiszperzió forrásának a nyalábnyaktól, valamint a megfigyelés helyétől mért távolságaitól. Kísérleti eredményekkel a modellt még nem támasztották alá.

Kidolgozok egy módszert lézernyalábok különböző spektrális komponenseinek fázisfrontjai által bezárt szög hullámhosszfüggésével definiált szögdiszperzió mérésére. Martínez modelljét továbbgondolva kiszámolom, milyen hatást gyakorol egy szögdiszperzív elem egy Gauss nyalábra.

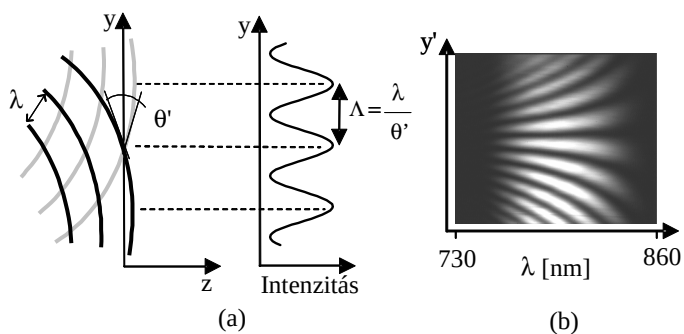
Új eredmények

Ebben a részben a fázisfrontok által bezárt szög hullámhosszfüggésével definiált szögdiszperzió mérését írom le. A módszer egy Mach-Zehnder interferométeren alapul, amelynek kimenetén spektrográfot helyezünk el [85-87]. Az interferométer felépítése nem hagyományos abban az értelemben, hogy az egyik karjában páros, míg a másikban páratlan számú visszaverődést szenved a nyaláb a tükrökön (5.1. ábra), emiatt az interferométer kimenetén (a spektrográf belépő résén) találkozó nyalábok jobb és bal oldalai felcserélődnek. A kialakuló interferenciaképet ugyanazzal a házi készítésű spektrográffal vizsgáltuk, amit az előző részben már leírtam. A spektrográf résének merőlegesnek kell lennie arra a síkra, amire nézve a két nyaláb egymás tükörképe, azaz jelen esetben a rés a vízszintes síkban helyezkedik el. Ahogy az előző esetben is, most is igaz, hogy csak a rés síkjában fellépő szögdiszperzió mérhető. Az erre merőleges síkban csak úgy figyelhető meg a szögdiszperzió, ha a nyalábot 90 fokkal elforgatjuk.



5.1. ábra

Kísérleti elrendezés



5.2. ábra

Az interferogramm kialakulása

A spektrális bontás miatt az interferenciakép minden oszlopa tekinthető oly módon, hogy két, azonos hullámhosszú monokromatikus hullám interferenciájából alakult ki. Ezért minden oszlop mentén az intenzitás koszinusz függvény szerint változik, melynek periódusa a monokromatikus nyalábok hullámhosszától és a fázisfrontjaik érintői által bezárt szögtől (θ') függ (5.2. ábra). Az interferenciaképből normálással eltávolítottam a mérés során használt impulzusok véges sáv szélessége miatt jelentkező, zavaró spektrális intenzitásváltozást. Ezután minden oszlop esetén koszinusz függvény illesztésével meghatároztam a $\Lambda = \Lambda(\lambda)$ térbeli periódus függvényt. Az első és másodrendű szögdiszperziót ($d\theta'/d\lambda$ és $d^2\theta'/d\lambda^2$) a

$$\theta'(\lambda) = \frac{\lambda}{\Lambda(\lambda)} \quad (5.5)$$

függvényre illesztett másodfokú polinom együtthatóiból határoztam meg.

Mivel a szögdiszperzió kétfajta definíciója sík fázisfrontok esetén ugyanazt az eredményt adja, célszerű ettől eltérő körülmények között vizsgálni a módszert. Egy titán-zafír oszcillátor nyalábja jó közelítéssel tekinthető térben Gauss eloszlásúnak, így alkalmas a technika demonstrálására.

Először tekintsük át egy Gauss nyaláb szögdiszperzióját leíró formulákat. A kilépési szög ($\theta(\gamma, \lambda)$) megváltozását első rendben leírhatjuk a parciális deriváltak segítségével ([84]):

$$\Delta\theta = \alpha\Delta\gamma + \eta\Delta\lambda, \quad (5.6)$$

ahol γ a beesési szög, λ a hullámhossz, $\alpha = \partial\theta/\partial\gamma$ és $\eta = \partial\theta/\partial\lambda$.

Szögdiszperzív elem után a Gauss nyaláb amplitúdója az 5.3. ábra jelöléseivel [84] alapján:

$$a(x) \sim \exp\left(-i \frac{kx^2}{2s}\right) \exp\left[i \frac{ksq(d)}{2q(d + \alpha^2 s)} \left(\frac{x^2}{s^2} + \beta^2 \Delta\omega^2 + \frac{2x\beta\Delta\omega}{s}\right)\right]. \quad (5.7)$$

Tekintsük csak a központi frekvenciához tartozó tagokat ($\Delta\omega=0$):

$$a(x) \sim \exp\left(-i \frac{kx^2}{2s} + i \frac{kx^2 q(d)}{2sq(d + \alpha^2 s)}\right). \quad (5.8)$$

$$a(x) \sim \exp\left(-i \frac{kx^2}{2s} \left(1 - \frac{q(d)}{q(d + \alpha^2 s)}\right)\right). \quad (5.9)$$

Kiírva $q(d)$ -t és $q(d + \alpha^2 s)$ -t (5.2) szerint, majd közös nevezőre hozva:

$$a(x) \sim \exp\left(-i \frac{kx^2}{2s} \left(\frac{\alpha^2 s}{q(d + \alpha^2 s)}\right)\right) = \exp\left(-i \frac{kx^2}{2q'(d' + s)}\right), \quad (5.10)$$

ami egy megváltozott nyalábparaméterű

Gauss nyalábot ír le.

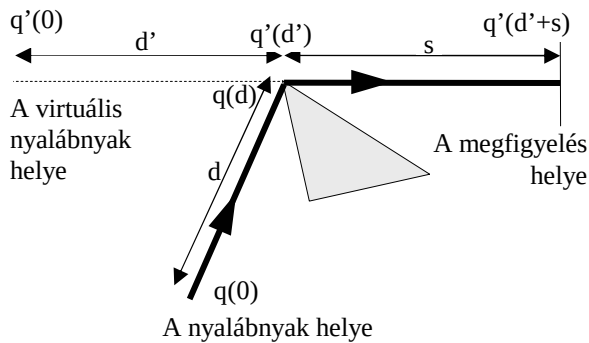
Az új komplex nyaláb paraméter:

$$q'(d' + s) = (d + \alpha^2 s + iz_R) / \alpha^2. \quad (5.11)$$

Következésképp a kimenő nyalábnyak mérete:

$$w'_0 = w_0 / \alpha. \quad (5.12)$$

Ennek a (virtuális) nyalábnyaknak a távolsága a szögdiszperzív elemtől:



5.3. ábra

A szögdiszperziót befolyásoló paraméterek definíciói

$$d' = d/\alpha^2. \quad (5.13)$$

Az új Rayleigh hossz:

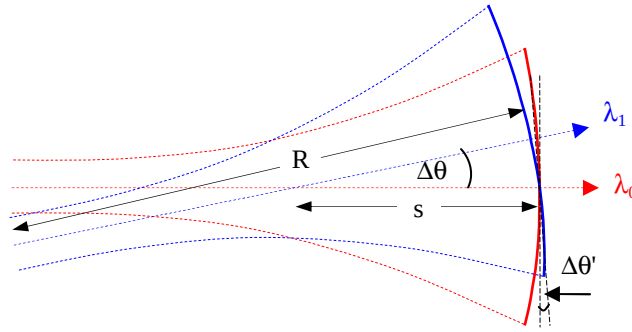
$$z'_R = z_R/\alpha^2. \quad (5.14)$$

A szögdiszperzió forrásától s távolságra a fázisfrontok valós görbületi sugara [30]:

$$R = d' + s + \frac{z_R'^2}{d' + s} = \frac{1}{\alpha^2} \left(d + \alpha^2 s + \frac{z_R^2}{d + \alpha^2 s} \right). \quad (5.15)$$

A fázisfrontok által bezárt $\Delta\theta'$ szög különbözik a terjedési irányok $\Delta\theta$ szögétől. Kis szögek esetén (lásd 5.4. ábra):

$$\Delta\theta' = \Delta\theta \left(1 - \frac{s}{R} \right) = \Delta\theta \frac{d(d + \alpha^2 s) + z_R^2}{(d + \alpha^2 s)^2 + z_R^2}. \quad (5.16)$$



5.4. ábra

A terjedési irányok ($\Delta\theta$) és fázisfrontok ($\Delta\theta'$) szöge eltérő

A kísérleti demonstrációt egy $\varphi=45^\circ$ törőszögű ömlesztett kvarc prizma segítségével végeztem [87-88]. Ekkor

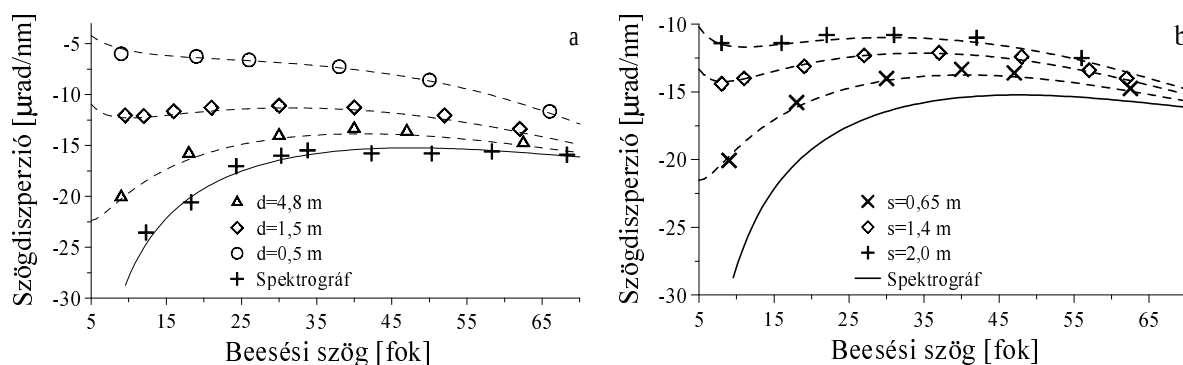
$$\theta(\gamma, \lambda) = \arcsin \left(n(\lambda) \sin \left(\varphi - \arcsin \left(\frac{\sin \gamma}{n(\lambda)} \right) \right) \right) \quad (5.17)$$

valamint

$$\alpha = \frac{\partial \theta}{\partial \gamma} = \frac{-\cos \left(\varphi - \arcsin \left(\frac{\sin \gamma}{n(\lambda)} \right) \right)}{\sqrt{1 - \left(n(\lambda) \sin \left(\varphi - \arcsin \left(\frac{\sin \gamma}{n(\lambda)} \right) \right) \right)^2}} \frac{\cos \gamma}{\sqrt{1 - \left(\frac{\sin \gamma}{n(\lambda)} \right)^2}}. \quad (5.18)$$

(5.16) ennek segítségével a kísérleti paraméterek (s , d , z_R) felhasználásával már számolható. A kísérletben a titán-zafír oszcillátor 20 fs-os impulzusait egy akromát lencsével ($f = 200$ mm) lefókuszáltam, a nyalábnyak méretét CCD kamera segítségével megmértem ($w_0 = 120 \mu\text{m}$). A nyalábnyaktól d távolságra elhelyeztem a prizmat, majd a prizma után, a

szögdiszperzív nyalábot belevezettem az interferométerbe. A spektrográf belépő részének távolsága a szögdiszperzió forrásától: s (5.3. ábra). A 5.5. ábrán láthatók a mérési eredmények és a számolt görbék.



5.5. ábra

Egy 45° törőszögű ömlesztett kvarc prizma által okozott szögdiszperzió ($\partial\theta'/\partial\lambda$) a beesési szög függvényében, (a) különböző d ($s=0,6\text{ m}$) és (b) különböző s ($d=4,5\text{ m}$) értékek mellett.

Jól látható, hogy a fázisfrontok szögével, illetve a terjedési iránnyal definiált szögdiszperzió (az 5.5. ábrán folytonos vonallal ábrázolva) Gauss nyalábok esetén különbözik. Az is látható az 5.5.b ábrán, hogy a szögdiszperzió forrásától távolodva, a szögdiszperzió csökken, vagyis a fázisfrontok egyre kisebb szöget zárnak be egymással, minek következtében az impulzusfront dőlés mértéke is csökken. Ez csak Gauss nyalábokra igaz, síkhullámokra nem.

A tipikus mérési pontosság $0,2\text{ }\mu\text{rad/nm}$ volt, ugyanakkor az ábrán a mért és számolt adatok közt ennél nagyobb különbség látható. Ennek oka a nyaláb prizma történő beesési szögének beállítási pontatlansága.

6. NEMKOLLINEÁRIS OPTIKAI PARAMETRIKUS ERŐSÍTÉS

6.1. Előzmények

Ultrarövid (100 fs-nál rövidebb) lézerimpulzusok előállítása és erősítése főleg az 550 nm - 900 nm hullámhossz tartományban történik. Ennél rövidebb hullámhosszak másodharmonikus és/vagy összegfrekvencia keltéssel érhetők el [50, 89-92]. A felharmonikus keltő kristályok anyagi diszperziója limitálja az adott sáv szélesség (ezáltal impulzusidő) eléréséhez használható maximális kölcsönhatási hosszt, ami behatárolja egyben az elérhető energiát is. Születtek ugyan különleges technikák ezen határok kitolása érdekében, de mindeddig nem terjedtek el széleskörűen [93-95]. A probléma egy másik lehetséges megoldása az lehet, ha a nagy sáv szélességet megtartva, de a fentiek miatt szükségképpen energiaszegény UV impulzusokat optikai úton megerősítjük.

Az ultraibolya tartományban működő nagy teljesítményű erősítők az ún. excimer technológiára épülnek [96-98], aminek azonban számos hátránya ismeretes:

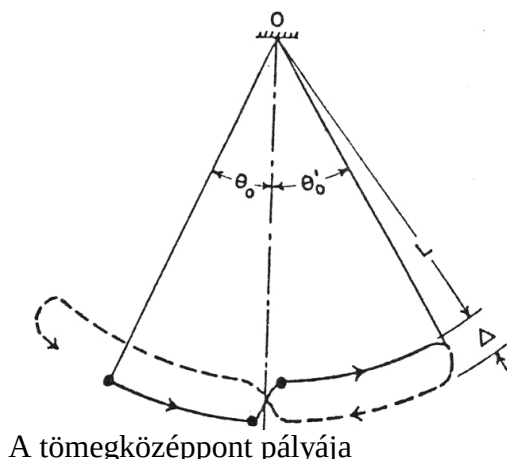
1. Keskeny spektrális sáv szélesség [99-100], amit tovább csökkent az erősítés beszűkülése, minek következtében 150 fs-220 fs-nál rövidebb impulzusok nem erősíthetők.
2. Csak meghatározott hullámhosszak érhetők el, azaz spektrális hangolás nem lehetséges.
3. Jelentős az erősített spontán emisszió, nagy időbeli kontraszt csak nehezen érhető el [101].

Hangolható rövid impulzusok a 340-400 nm tartományban kelthetők például haladó hullámú festéklézerekkel is [102-103]. Az erősítés beszűkülése azonban így is megnehezíti 150 fs-nál rövidebb impulzusok keltését.

Egy másik lehetséges megoldás az új szélessávú szilárdtest alapú erősítők alkalmazása ($\text{Ce}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$, 290 nm, 115 fs, 2,5 mJ@1 kHz, [104], $\text{Ce}^{3+}:\text{LuLiF}_4$, [105], $\text{Ce}^{3+}:\text{LiSrAlF}_6$, [106]) azonban ezek nagyon kis erősítési tényezővel rendelkeznek (3-6).

A legújabb technika az optikai parametrikus fázismodulált impulzuserősítés [107-108]. Sikeresen alkalmazták 50 – 150 fs hosszú impulzusok erősítésére az infravörös [109] és a látható tartományban is [110-115].

Általánosan, parametrikus pumpálásról vagy erősítési folyamatról akkor beszélünk, ha egy rezgésre képes rendszer valamely paraméterét a rezgés frekvenciájával moduláljuk. Egyszerű példa erre a mechanika területéről a hinta (6.1. ábra).



6.1. ábra

A hinta mozgása

Ha a hintázó személy megfelelő frekvenciával változtatja a súlypontjának helyzetét, a hinta lengésbe jön. A lengő mozgás a „semmiből” (zajból) parametrikus módon erősödik ki.

Megfelelő anyagi közegbe (ún. nemlineáris kristályba) belépő két, különböző frekvenciájú elektromágneses hullám hatására az anyagban a nemlineáris polarizáció a két jel frekvenciájának különbségével modulálódik.

Ennek hatására a zajból a különbségi frekvenciával rezgő hullám erősödik ki, optikai parametrikus erősítés figyelhető meg.

Ezzel rokon folyamat a parametrikus oszcilláció. Ehhez csak egy pumpáló lézer szükséges és két új frekvencia keletkezik. A kilépő sugárzások hullámhossza a pumpáló fény hullámhossza és a nemlineáris anyag által megszabott határok között változtatható (igaz, nem egymástól független módon), azaz hangolható.

Armstrong jósolta meg 1962-ben [116] az optikai parametrikus erősítés lehetőségét, Giordmaine és Miller épített először 1965-ben [117] hangolható parametrikus oszcillátort, de gyakorlati alkalmazására akkoriban még nem került sor. Ebben közrejátszhatott viszonylagos bonyolultsága (a pumpáláshoz is lézer kellett, a hagyományos erősítők beérték villanólámpával is) mellett az a körülmény, hogy az akkor tipikus impulzushosszakat gond nélkül el lehetett érni a meglévő erősítőkkel. A technika fejlődése az impulzusidők gyors csökkenését hozta, amivel az erősítőknek is lépést kellett tartaniuk. Az erősítés sávszélességének beszűkülése [30] miatt nem lehet egy lépésben nagyon megerősíteni a rövid impulzusokat, többutas erősítőket, vagy regeneratív erősítőket [118-120] kellett használni. A parametrikus erősítő [107, 121] előnye ezekkel a módszerekkel szemben a nagyobb sávszélesség, egyszerűbb felépítés, mivel a pumpa energiájának csak kis része nyelődik el a kristályban, jelentősen kevesebb a termális okokra visszavezethető nyalábtorzulás, ezért jobb a nyalábminőség, jobb az időbeli kontraszt, mert kisebb az erősített spontán emisszió szintje és nincsenek előimpulzusok. Ezen túlmenően, megfelelő nemlineáris kristály és pumpáló lézer választásával igen széles hullámhossz tartományban használható. Sikeresen alkalmazták már a látható tartományban 4 fs-os impulzusok erősítésére

[122], a titán-zafír lézer hullámhosszán [110-114], valamint a közeli [123-124] és a közép infravörös ($\lambda \sim 3 \mu\text{m}$) tartományban is [109].

A parametrikus erősítés alapvető formuláinak felírása érdekében az elektromos teret a következő alakban vesszük fel:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{e}A(\vec{r}, t)\exp[i(kz - \omega t)] + \text{komplex konj.}, \quad (6.1)$$

ahol $\vec{e}$ a polarizáció irányvektora. Az elektromágneses hullámok anyagi közegben való terjedését leíró hullámegyenlet:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}, \quad (6.2)$$

ahol $\vec{P}$ a polarizáció vektor. A polarizáció az anyag válasza az őt érő elektromos térre. Általános esetben

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL}, \quad (6.3)$$

ahol

$$\vec{P}_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}, \quad (6.4)$$

$$\vec{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}\vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \quad (6.5)$$

valamint $\chi^{(n)}$ jelöli az n-ed rendű szuszceptibilitást, ami egy n+1-ed rendű tenzor mennyiség.

Kis térerősségek esetén $\vec{P}_{NL}$ elhanyagolható, ekkor beszélünk lineáris optikáról. A parametrikus erősítés másodrendű nemlineáris folyamat, azaz (6.5)-ben elegendő az első tagot megtartani. A szuszceptibilitást gyakran a d tenzorra jelenítik meg:

$$d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}. \quad (6.6)$$

A nemlineáris polarizáció alakja erre a folyamatra [125]:

$$P_p = 4\epsilon_0 d_{\text{eff}} A_s A_i \exp(-i\Delta kz), \quad (6.7)$$

$$P_s = 4\epsilon_0 d_{\text{eff}} A_p A_i^* \exp(i\Delta kz), \quad (6.8)$$

$$P_i = 4\epsilon_0 d_{\text{eff}} A_p A_s^* \exp(i\Delta kz), \quad (6.9)$$

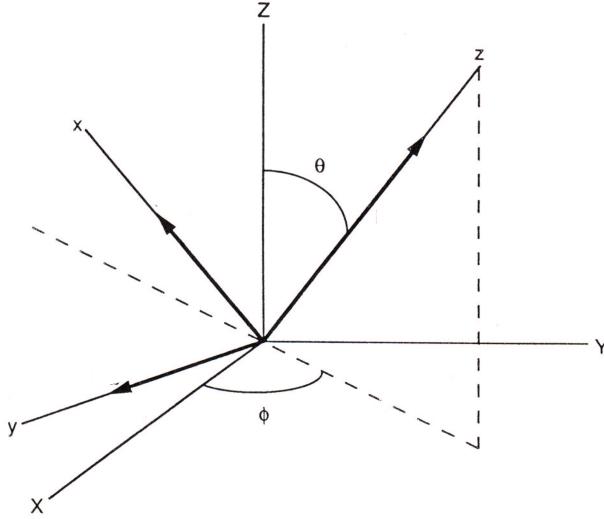
ahol

$$\Delta kz = (\vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_i) \cdot \vec{z} \quad (6.10)$$

mutatja a keltó és keletkező nyalábok közötti, z hosszúságú út megtétele alatt kialakuló fázis különbséget, és

$$d_{\text{eff}} = \bar{e}_i \bar{d}_p \bar{e}_s. \quad (6.11)$$

A p , s , i indexek a pumpa, jel és idler nyalábokra utalnak, a $*$ pedig a komplex konjugáltat jelöli.



6.2. ábra

A laboratóriumi (xyz) és a kristályhoz rögzített koordináta rendszer (XYZ).

Látható, hogy a folyamat erősségét egy skalármennyiség, a d_{eff} szabja meg. Ennek nagysága az adott nemlineáris kristály fajtájától és optikai tengelyének (vagy tengelyeinek) és a folyamatban részt vevő nyalábok polarizációs irányai által bezárt szögektől függ. Az 5.2. fejezetben leírt kísérletekben BBO-t használtam, ami negatív egytengelyű kristály, szimmetria csoportja: $3m$, ennek alapján d_{eff} alakja I-es típusú (ooe) fázisillesztés esetén:

$$d_{\text{eff}} = d_{\text{zxx}} \sin \Theta - d_{\text{yyy}} \cos \Theta \sin 3\phi. \quad (6.12)$$

A laboratóriumi koordináta rendszer z -tengelyének és a kristály optikai tengelyének (Z) egymáshoz viszonyított helyzetét leíró θ és ϕ szögeket mutatja a 6.2. ábra.

Az erősítést leíró csatolt differenciálegyenletek (6.7)-(6.9)-ből levezethetően:

$$\frac{dA_p}{dz} = i \frac{2\omega_p}{n_p c} d_{\text{eff}} A_s A_i \exp(-i\Delta k z) \quad (6.13)$$

$$\frac{dA_s}{dz} = i \frac{2\omega_s}{n_s c} d_{\text{eff}} A_p A_i^* \exp(i\Delta k z) \quad (6.14)$$

$$\frac{dA_i}{dz} = i \frac{2\omega_i}{n_i c} d_{\text{eff}} A_p A_s^* \exp(i\Delta k z) \quad (6.15)$$

Az egyenletek bizonyos megszorításokkal analitikusan is megoldhatók. A legegyszerűbb eset a lassan változó burkoló közelítés. Ezen felül, időben és térben lépcsőfüggvénnyel leírható impulzusokat feltételezve, továbbá a pumpa impulzus intenzitásának csökkenésétől eltekintve az intenzitásra vonatkozó erősítésre adódik [108, 116]:

$$G = 1 + (\gamma L)^2 \left(\frac{\sinh(B)}{B} \right)^2 \quad (6.16)$$

az erősített impulzusok fázisa pedig:

$$\varphi = \tan^{-1} \frac{B \sin(A) \cosh(B) - A \cos(A) \sinh(B)}{B \cos(A) \cosh(B) + A \sin(A) \sinh(B)} \quad (6.17)$$

ahol $A = \Delta kL / 2$, $B = \sqrt{(\gamma L)^2 - A^2}$, L az erősítő hossza és

$$\gamma = 4\pi d_{\text{eff}} \sqrt{\frac{I_p}{2\epsilon_0 n_p n_s n_i c \lambda_s \lambda_i}} \quad (6.18)$$

az erősítési tényező. (I_p a pumpáló intenzitás, n a törésmutató.)

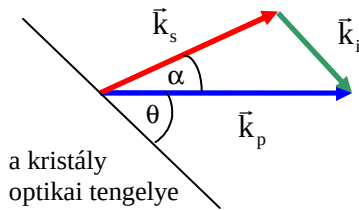
A folyamat csak akkor mehet végbe, ha a kölcsönhatásban résztvevő hullámok kielégítik az energia-megmaradás tételt:

$$\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i, \quad (6.19)$$

ami megadja a keletkező idler frekvenciáját.

Az erősítés nagysága nagyon érzékeny a fázis-illesztetlenségre (ΔkL). Optimális értéke: $\Delta kL=0$, ami egyenértékű a következő feltétellel

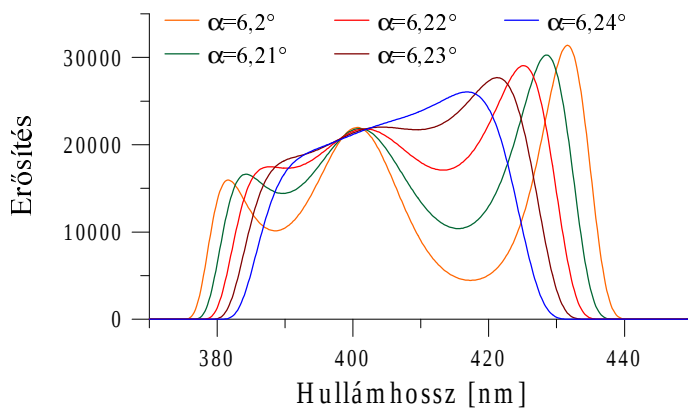
$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i. \quad (6.20)$$



6.3. ábra

A fázisillesztés vektorábrája nemkollineáris nemlineáris optikai folyamat esetén

Amennyiben a pumpa nyaláb polarizációja extraordinárius, a hullámszám vektor nagysága függ a terjedés iránya és az optikai tengely által bezárt szögtől (θ). Mivel 1 egyenletből (6.20) két ismeretlen (θ , α , 6.3. ábra) egyértelműen nem határozható meg, lesz némi mozgásterünk a kísérleti paraméterek megválasztására. Például megkereshetjük azt a θ , α párt, ami a legnagyobb



6.4. ábra

Az erősítés függése a jel-pumpa szögtől (α) (10 mm hosszú BBO erősítő, pumpa hullámhossz: 267 nm, pumpa intenzitás: 1 GW/cm²)

erősítési sáv szélességet biztosítja, vagy azt, ami az adott sáv szélesség mellett a legnagyobb erősítést teszi lehetővé. Érdeemes megjegyezni, hogy a jel-pumpa szögére a folyamat nagyon érzékeny [126], (6.4. ábra), ezért egy ilyen erősítő építésénél/beállításánál erre fokozottan érdemes ügyelni.

Ez a modell hasznos ugyan, de kísérleti eredmények pontosabb

modellezéséhez vagy egy nagyobb, petawatt csúcsteljesítményű impulzusokat szolgáltató erősítő tervezéséhez [127-128] már a nyalábok térbeli és időbeli alakját is figyelembe véve kell a csatolt differenciálegyenleteket ((6.13)-(6.15)) megoldani, ami csak numerikus módszerrel kivitelezhető.

Kísérletileg demonstrálom, hogy a kék-ultraibolya spektrumtartományba eső ultrarövid lézerimpulzusok erősíthetők optikai parametrikus úton.

5.2. Új eredmények

Ebben a fejezetben az Egyesült Királyság Rutherford Appleton Laboratóriumában végzett kísérleteimet és a hozzájuk kapcsolódó számításokat írom le [129-132].

Előzetes modellszámítások

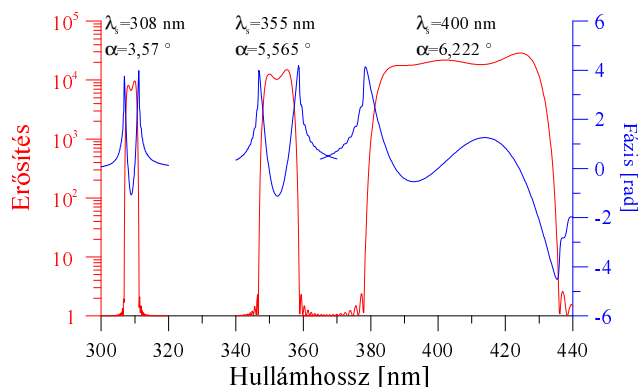
Ezen erősítési technika lehetőségeit bemutatandó kisjelű analízist használva [125] néhány esetre kiszámoltam a várható egyutas spektrális erősítést és sáv szélességet. A kölcsönhatás minden esetben I. típusú, az erősítendő jel a nemlineáris kristályba ordinárius sugárként lép be, a 267 nm hullámhosszúságú, 1 GW/cm² intenzitású pumpa pedig extraordináriusként. A jel hullámhosszát úgy választottam meg (400 nm, 355 nm és 308 nm), hogy az eredmény összehasonlítható legyen, az ebben a tartományban jelenleg leginkább használatos erősítők paramétereivel. Mivel a nyalábok térbeli szétválását és a pumpa hullámhosszán megfigyelhető kétfotonos abszorpciót nem vettem figyelembe, az eredmények optimista becslésnek tekintendők.

A megfelelő nemlineáris kristály kiválasztásának szempontjai:

1. Kis abszorpció a pumpáló hullámhosszon.
2. Széles spektrális tartományban legyen lehetséges a fázisillesztés
3. Nagy másodrendű nemlineáris koefficiens (d_{eff}).

Ezen szempontok alapján két anyaggal érdemes számolni, ezek a hagyományosnak számító BBO [133-134] és az újonnan felfedezett CLBO [135-136]. A két kristály közül a CLBO rendelkezik a nagyobb sáv szélességgel, de nemlineáris koefficiense kisebb, mint a BBO esetében. A CLBO nagyobb méretekben növeszthető és számottevően olcsóbb is, mint

riválisa. Másrésről azonban a CLBO rendkívül higroszkópos [137], ezért jól szigetelt kristálytartóban használható csak, ami megnehezíti a mindennapos munkát. Habár a CLBO roncsolási küszöbe magasabb, de ez nehezen használható ki, mert a kristálytartó ablakaira ugyanez nem feltétlenül teljesül.



6.5. ábra

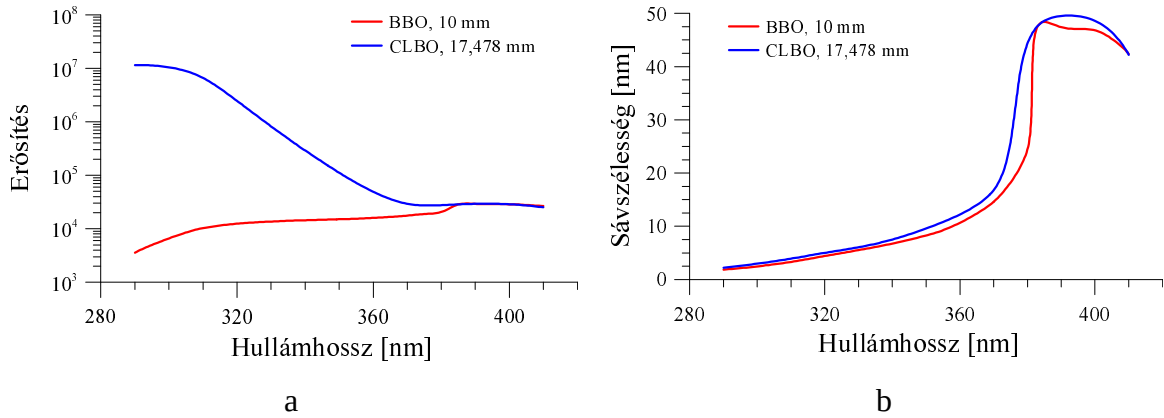
Egy 10 mm hosszú BBO kristállyal megvalósított optikai parametrikus erősítés modellezett spektrális erősítése és fázistolása három különböző hullámhosszú jel esetén.

sávszélessége rendre: 46,8 nm, 9,3 nm és 3,1 nm. Fourier transzformációval megkaphatjuk a hozzájuk tartozó transzformáció korlátozott impulzusok hosszát, ami: 9,1 fs, 34,3 fs és 76,2 fs. Mivel a spektrum alakja nem elég „szép”, az erősített jel időbeli kontrasztja kicsi, jelentős elő- és utóimpulzusok veszik körül. Ha azonban a bemenő jel spektruma valamivel keskenyebb, az nem torzul el jelentősen, így 11,1 fs, 38,2 fs és 87,7 fs hosszú gaussi impulzusok nagy kontrasztú erősítése lehetséges. Itt érdemes megjegyezni, hogy ezeken a hullámhosszakon ilyen rövid impulzusok ilyen nagy mértékű erősítése eddig nem volt lehetséges.

A két, erősítésre alkalmas nemlineáris kristály összehasonlítása céljából kiszámoltam az erősítés sávszélességét és a maximális erősítés nagyságát. Először egy 10 mm hosszú BBO esetére, majd a CLBO kristály hosszát úgy választottam, hogy ugyanolyan pumpálás ugyanakkora maximális erősítést eredményezzen 400 nm-en, mint amekkora BBO-val kapható. Ezt a feltételt egy 17,478 mm hosszú CLBO elégíti ki. A 6.6. ábrán látható, hogy rövidebb hullámhosszakon sokkal nagyobb erősítés és valamivel nagyobb sávszélesség érhető el a CLBO használatával. Ha 308 nm-re írjuk elő az egyenlő erősítés feltételét, rövidebb kristályhosszat (10,715 mm) kapunk, ami nagyobb sávszélességet eredményez, 56,2 fs hosszú 308 nm-es impulzus erősíthető egy ilyen kristályban.

Az 6.5. ábrán látható, (6.16) és (6.17) egyenletekből számolt spektrális erősítés, illetve fázistolás egy 10 mm hosszú BBO kristály esetét mutatja. A pumpa és a jel közötti α szög az erősítés maximális sávszélességéhez igazodik.

Feltételezve, hogy az erősítőbe belépő jel spektruma elegendően széles, a fent leírt központi hullámhosszaknál az erősítés



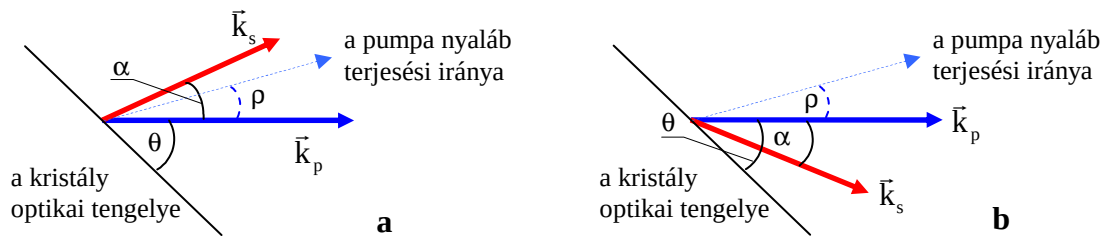
6.6. ábra

BBO és CLBO nemlineáris optikai kristályok összehasonlítása a parametrikus erősítés várható nagysága (a) és sávszélessége (b) alapján.

A kristály hosszának növelésével az erősítés nagysága nem növelhető tetszés szerint. Ennek egyik oka a pumpa és erősítendő jel nyalábok nemkollineáris volta miatt bekövetkező térbeli szétválás, azaz a nyalábok térbeli átfedése megszűnik. A szétválás gyorsaságát a pumpa és jel terjedési iránya által bezárt szög szabja meg. Figyelembe kell venni azonban, hogy a fázisillesztés miatt a pumpa extraordinárius sugár a kettősen törő nemlineáris kristályban. Emiatt a pumpa nyaláb terjedési iránya (az energia terjedési iránya, azaz a Poynting vektor iránya) nem esik egybe a k vektor irányával, vele ρ szöget zár be (6.7. ábra)

$$\tan \rho = \frac{(n_s^o)^2}{2} \left(\frac{1}{(n_p^e)^2} - \frac{1}{(n_p^o)^2} \right) \sin 2\theta \quad (6.21)$$

ahol a törésmutató felső indexe az ordinárius és extraordinárius polarizációra utal, míg az alsó a hullámhosszra (p – pumpa, s – jel).

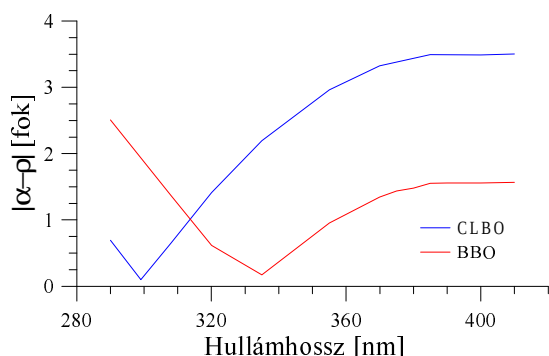


6.7. ábra

A fázisillesztés két lehetséges megvalósítása

Ez az effektus közelíteni (6.7.a ábra) és távolítani (b) is képes a pumpa nyalábot a jelhez képest, az alkalmazott geometria függvényében. Az erősítés szempontjából az (a) eset a kedvezőbb, mert hosszabb úton fednek át a nyalábok. A két nemlineáris kristály (BBO és

CLBO) összehasonlításának egy újabb szempontja lehet tehát az $|\alpha-p|$ szög nagysága (minél kisebb, annál jobb) (6.8. ábra). A vizsgált hullámhossz intervallum nagy részén a BBO a mutat kedvezőbb tulajdonságot



6.8. ábra

A pumpa és az erősítendő jel nyalábok térbeli szétválása BBO és CLBO kristályokban.

Végkonklúzióként megállapíthatjuk, hogy kb. 350 nm alatt a CLBO kristály tűnik a jobb választásnak, ezen hullámhossz felett viszont a BBO.

Ebben a számolásban a pumpa hullámhossza 266 nm volt, a technika azonban ennél rövidebb hullámhosszakra (pl. 248 nm esetén) is működik. Ez egyrészt nagyobb erősítési sáv szélességet eredményezne, másrészt viszont a kétfotonos

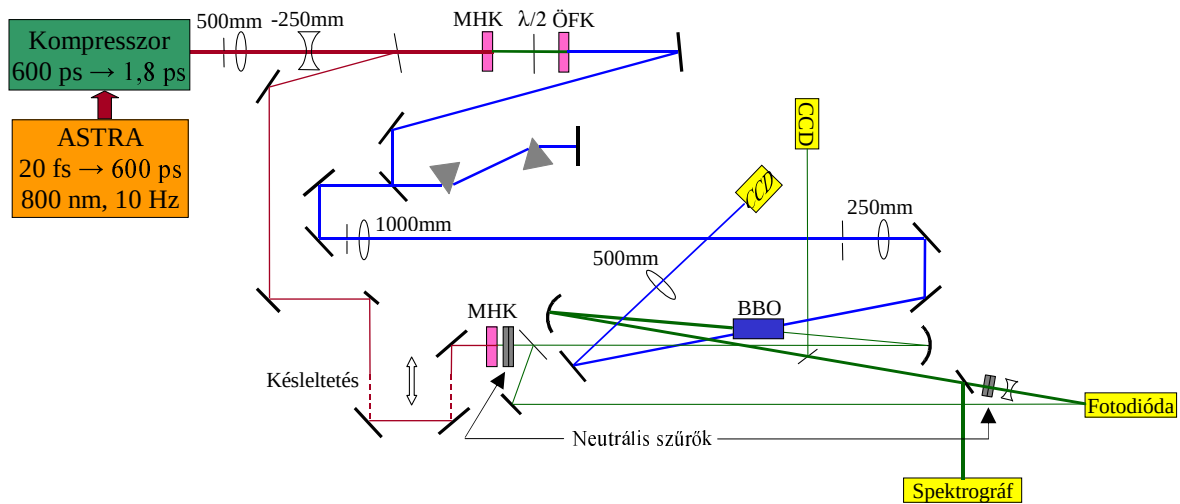
abszorpció problémája hangsúlyozottabban jelentkezne.

Kísérlet

Mivel erősített femtoszekundumos lézerimpulzusok akkor még Szegeden nem álltak rendelkezésemre, a kísérleteket az Egyesült Királyság Rutherford Appleton Laboratóriumában működő titán-zafír lézernél (Astra, [138-139]) hajtottam végre. Az Astra is a fázismodulált impulzuserősítés technikát használja. A megnyújtott impulzusokat 3 titán-zafír kristályban többszöri áthaladással több terawatt csúcsteljesítményig erősítik (intenzitás a fókuszban 10^{19} W/cm²).

Az általam birtokba vett célkamrába ennek csak kis részét, kb. 30 mJ energiájú, 20 nm sáv szélességű, 600 ps-ra megnyújtott, 800 nm hullámhosszú impulzusokat csatoltak be. Ezeket az impulzusokat a célkamrában található kompresszorral kb. 50 fs-ra lehetett volna összenyomni. A kompresszor után a nyaláb 4%-át kicsatoltuk az erősítendő jel előállítása céljából, a maradékkal generáltuk a 267 nm-es pumpa impulzusokat (6.9. ábra).

Nem a minimális impulzushosszat állítottam be a kompresszorral, aminek az oka a pumpát előállító harmadharmonikus keltés volt. A szokásos módja ennek az, hogy a másodharmonikus keltő kristályban keletkező CSK különbséget egy dikroikus tükörrel kompenzálják, hogy az összegfrekvencia keltő kristályban az alap- és másodharmonikus impulzusok időben jobban átfedjenek.

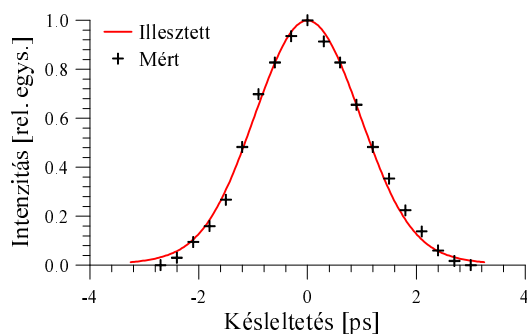


6.9. ábra

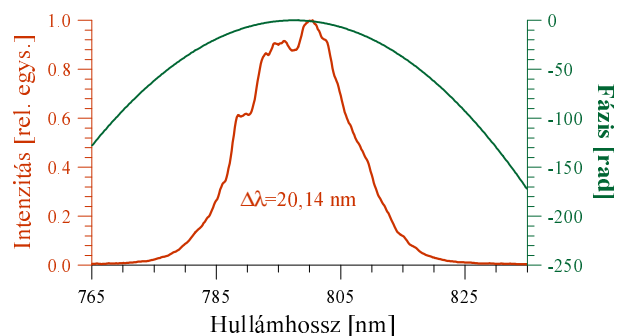
A kísérleti elrendezés vázlata. MHK, ÖFK = másodharmonikus és összegfrekvencia keltő kristályok

Ennek a dikroikus tükörnek az optikai roncsolási küszöbe nem bizonyult elegendően magasnak, így ki kellett hagynom az elrendezésből. Ezért, az említett CSK különbség hatásfok csökkentő hatását részben kiküszöbölendő, a kompresszorral megnyújtottam az alapharmonikus jelet. A nyújtás függvényében a felharmonikus keltés hatásfokának maximuma volt, mivel túl hosszú impulzusok esetén már csúcsteljesítmény csökkenésének kedvezőtlen hatása felülmúlta az alap- és másodharmonikus jelek javuló időbeli átfedésének kedvező hatását. Az impulzushosszat úgy választottam, hogy a pumpa energiája elegendő legyen (0,7 mJ), de levegőben való terjedés során fellépő nemlineáris torzulások ne lépjenek túl az elfogadható szintet.

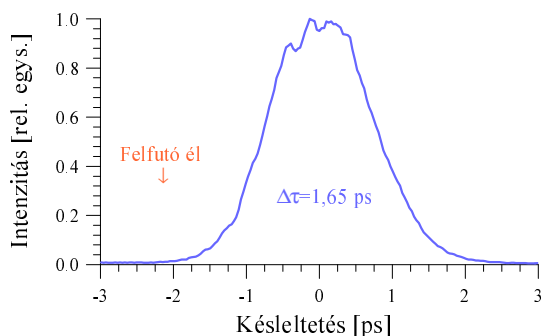
Az alapharmonikus impulzus hosszát egy hagyományos többlövéses, háttérmentes, fázisérzékeny másodrendű autokorrelátorral mértem (6.10.a ábra). A másodrendű folyamat: frekvenciakétszerezés 100 μm hosszú BBO kristályban. A fázist az autokorrelációs függvény és a spektrum (6.10.b ábra) összevetéséből határoztam meg harmad rendig. Az időbeli alakot ezek után Fourier transzformációval kaptam meg (6.10.c ábra).



a



b

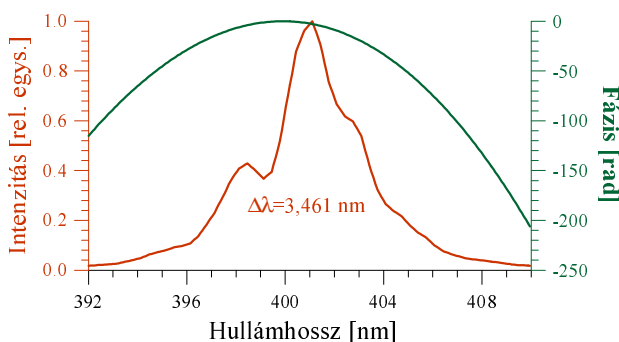


c

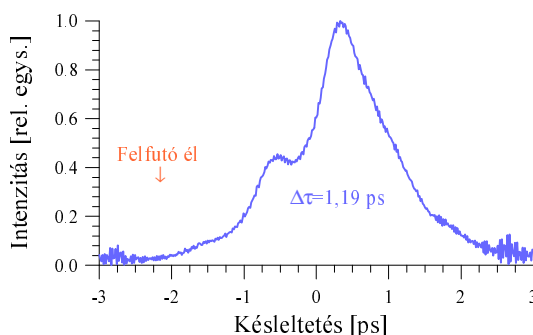
6.10. ábra

A 800 nm-es alapharmonikus impulzusok autokorrelációs függvénye (a), spektruma és fázisa (b), valamint az ezekből számolt impulzusalak függvény (c).

A 100 μm vastag BBO kristályban keltett, 400 nm-es jel sávszélessége 3,5 nm volt. Feltételeztem, hogy alapvetően örökli az őt generáló alapharmonikus fázisát [140], így időbeli alakjának meghatározásához ezen kívül csak a spektrumára (6.11. ábra) volt szükség.



a



b

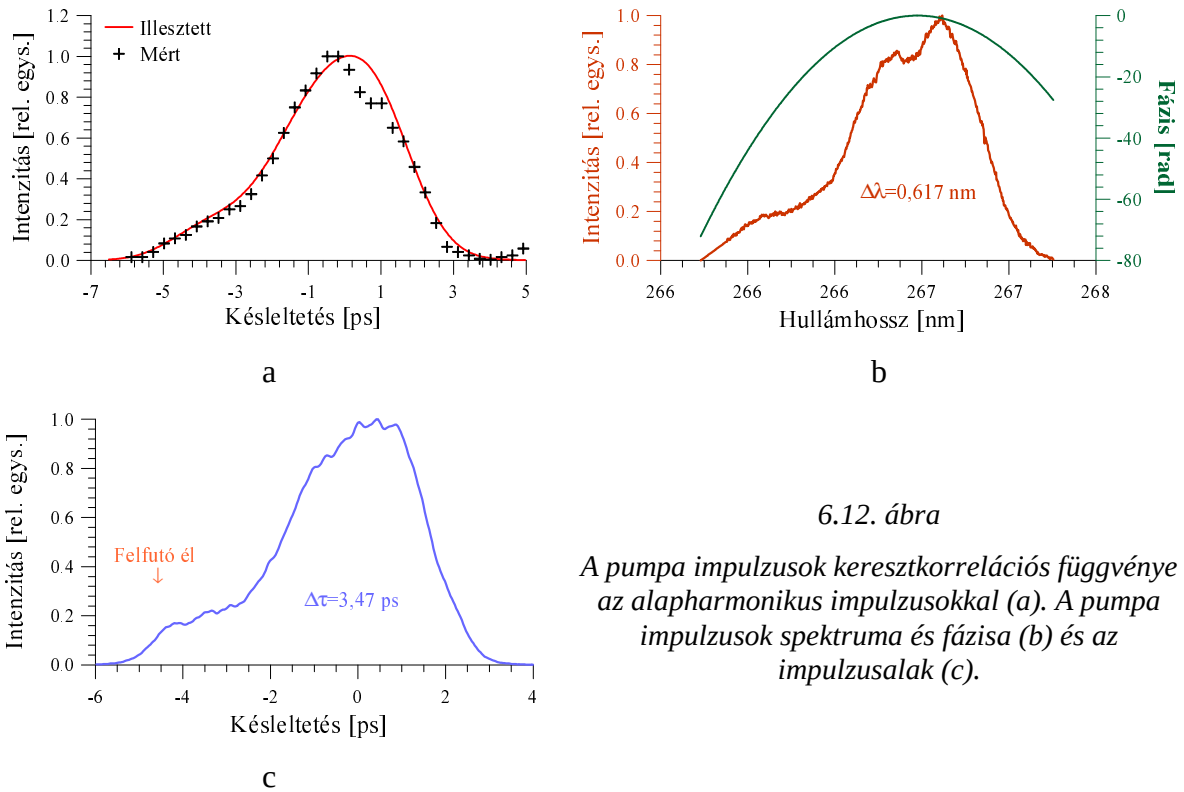
6.11. ábra

A 400 nm-es jel impulzusok spektruma és fázisa (a) valamint az ezekből számolt impulzusalak függvény (b).

Az előző részben leírt elemzés azt mutatta, hogy 400 nm erősítése szempontjából nincs nagy különbség BBO és CLBO kristályok között, gyakorlati szempontból viszont a BBO sokkal kezelhetőbb, ezért egy 12 mm hosszú BBO-t választottam a kísérlethez. A kristály első és hátsó felületeiről történő reflexió optikai parametrikus oszcillációt indíthatna el. Ennek elkerülése érdekében a kristályt úgy rendeltük meg, hogy első és hátsó oldalai nem merőlegesek az ideális fázisillesztés irányára ($\theta=52,42^\circ$), hanem attól $2,5^\circ$ -al eltérnek. A jel és a pumpa iránya valamint a kristály felületének normálisa által bezárt szög $6,5^\circ$ és 4° . A jel és a pumpa közötti csoportkésleltetés különbség a kristályban 3,5 ps, ami kb. háromszorosa a jel hosszának. Ha a pumpa hossza megegyezne a jelével, az jelentősen lerontaná a hatásfokot, hiszen az időbeli átfedésük a kristály második felében már gyakorlatilag megszűnne. A kölcsönhatási hossz növelése érdekében a pumpa impulzust meg kellett nyújtani. A legegyszerűbb nyújtó egy olvasztott kvarc hasáb, ezt azonban nem

célszerű alkalmazni, mert intenzív UV impulzus az önfázismoduláció és kétfotonos abszorpció miatt nemkívánatos torzulást szenvedne. Ezért az alapharmonikus jelet a rendszer elején található kompresszorral úgy nyújtottam meg, hogy a maradék CSKD negatív legyen. Így a pumpa impulzust két 68° törőszögű olvasztott kvarc prizmából álló prizmás kompresszorral is meg lehetett nyújtani (6.9. ábra). Ezáltal az impulzusok üvegben megtett útja kisebb, ami kevesebb nemlineáris torzulással jár.

A pumpa nyaláb előállításához egy $500\ \mu\text{m}$ vastag BBO másodharmonikus keltő kristályt és egy $300\ \mu\text{m}$ vastag BBO összegfrekvencia keltő kristályt használtam. Az impulzushosszának megállapításához kereszt-korreláltattam [101] az alapharmonikussal (6.12.a ábra).



6.12. ábra

A pumpa impulzusok keresztkorrelációs függvénye az alapharmonikus impulzusokkal (a). A pumpa impulzusok spektruma és fázisa (b) és az impulzusalak (c).

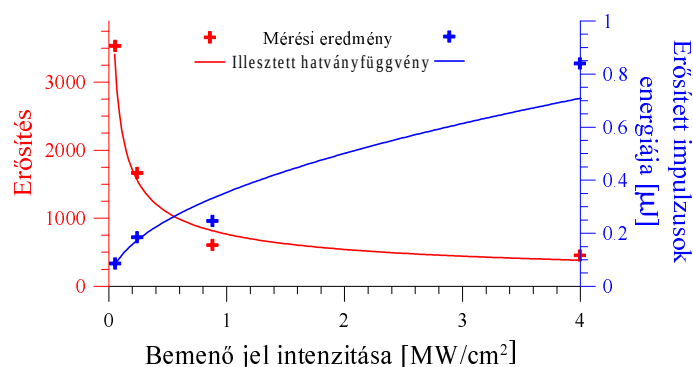
A fázist ebből, valamint a spektrum (6.12.b ábra), és az alapharmonikus fent ábrázolt időbeli alakja segítségével határoztam meg, amiből azután az időbeli alakot számoltam (6.12.c ábra). Az alapharmonikus, a jel és a pumpa időbeli hosszára rendre 1,66 ps-t, 1,2 ps-t és 3,45 ps-t kaptam, miközben sávszélesség korlátozott hosszuk 49,8 fs, 32,4 fs és 165,5 fs volt.

A megfelelő nyalábminőség elérése érdekében a pumpa impulzusokat egy térszűrőn küldtem át. A pumpa és a jel térbeli átfedését az erősítő kristályban CCD kamerák segítségével ellenőriztem, amiket egyúttal a nyalábátmérők meghatározására is

felhasználtam. A pumpa nyáláb átmérője a BBO kristály helyén 550 μm , míg a jelé 140 μm volt. A pumpa impulzusok energiájának nagyobb része a prizmás nyújtóban és a térszűrésnél elveszett, csak 240 μJ érte el kristályt. Ez 4,8 GW/cm^2 csúcsintenzitásnak felel meg, ami a kétfotonos abszorpció miatt 1,2 GW/cm^2 -re csökkent le a 12 mm-es BBO kristályban. Ez a csökkenés jó összhangban áll a [141]-ban leírt 0,9 cm/GW nagyságú KFA koefficienssel. A jel impulzusok csúcsintenzitására 4 MW/cm^2 adódott (az erősítő kristály előtt), amit néhány kísérletben szürke szűrők segítségével lecsökkentettem.

Az erősített impulzusokat nyálábosztó segítségével kettéosztva vizsgáltam. Egyrészt spektrumukat rögzítettem, másrészt egy vákuum fotodióda, egy Tektronix 2467B oszcilloszkóp és egy referencia (erősítetlen) impulzus segítségével az erősítés nagyságát határoztam meg.

Eredmények

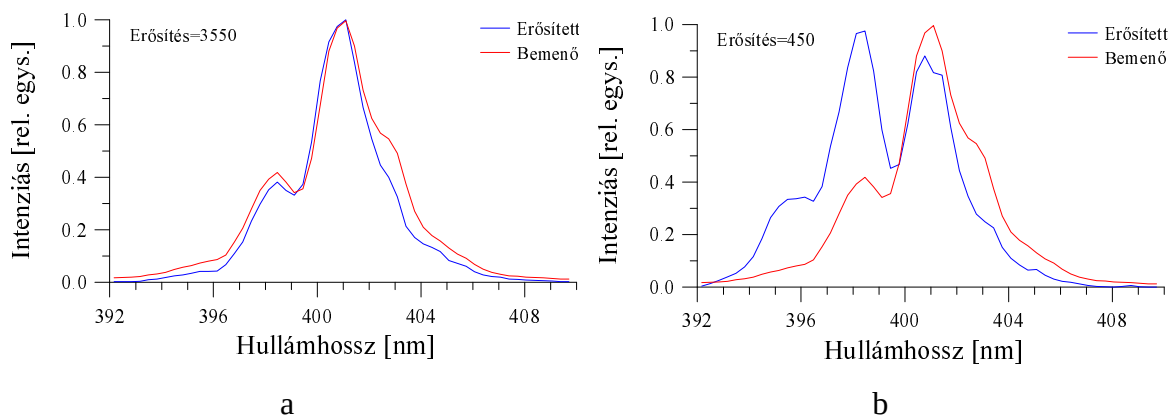


6.13. ábra

Az elért erősítés és kimenő impulzusenergia függése a bemenő jel intenzitásától

Különböző bemenő jel intenzitások mellett mért erősítés és az erősített jelek energiái láthatók az 6.13. ábrán. A legnagyobb erősítést (3550-et) akkor tapasztaltam, amikor a bemenő jel a legkisebb volt. Ekkor az erősített spektrum a teljes 392 nm - 408 nm intervallumon jól illeszkedett a bemenő spektrumra

(6.14.a ábra), az eltérés az erősítés hullámhosszfüggésével (6.5. ábra) magyarázható. Azonban 76-szor intenzívebb bemenő jel esetén a pumpa impulzus energiája észrevehetően lecsökken, ami „mindössze” 450-szeres erősítést tett lehetővé. Ez azt mutatja, hogy már nem hanyagolható el az az energia, ami a pumpa impulzusból a jel és idler impulzusok energiájának növelésére fordítódik. Ezt, a hatásában a hagyományos erősítők telítődéséhez hasonló effektust, a pumpa kiürülésének szokás nevezni.



6.14. ábra

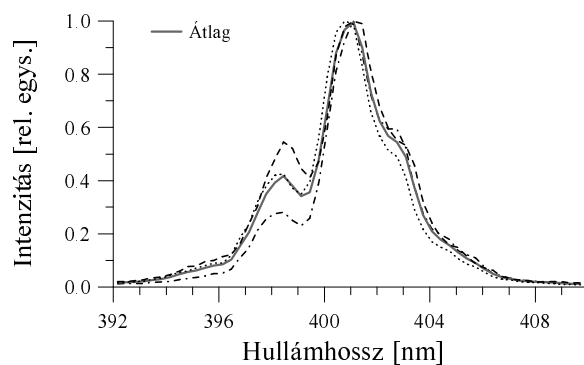
Az erősített spektrum összehasonlítása a bemenő spektrummal

Emellett megfigyelhető a rövidebb hullámhosszú spektrumtartomány hangsúlyozottabb erősödése is (6.14.b ábra), aminek a magyarázata a következő. A maximális erősítés elérése érdekében igyekeztünk a pumpa és jel impulzusok időbeli átfedését a lehető legtökéletesebben biztosítani. Mivel a pumpa impulzus csoportsebessége a kristályban kisebb a jelénél, a fenti cél eléréséhez az kell, hogy valamivel a jel előtt érje el a kristályt. A jel rövidebb hullámhosszú komponensei haladtak elől, amelyek a pumpa impulzust utolérve energiát csatoltak ki belőle. A jel impulzus vége viszont mindig csökkentett intenzitású pumpát látott. Ebben a csökkenésben nem csak a parametrikus folyamat, hanem a kétfotonos abszorpció is szerepet játszik.

Ez a csoportsebesség különbség és kétfotonos abszorpción alapuló effektus hasznos következménnyel is szolgál: megnövekszik az erősítés sávszélessége. Valamelyest hasonló ez ahhoz a módszerhez, amellyel frekvenciakétszerezéskor az alapharmonikusnál rövidebb impulzus kelthető [142-143]. A mi kísérletünkben ez a sávszélesség növekedés 52%-os volt (6.14.b ábra), ennek maximalizálására nem törekedtünk. Megfelelő tervezéssel és kivitelezéssel ez az effektus valószínűleg még jobban kihasználható.

Mivel lövésről lövésre változott az Astra lézer impulzusok energiája ($\pm 10\%$), iránya ($\pm 0,1$ mrad) és (különösen a széleken) a spektruma, hasznos lett volna az bemenő és az erősített jel spektrumának egyidejű felvétele. Ezt nem sikerült megoldanom, ezért az ingadozások okozta bizonytalanságot átlagolással igyekeztem csökkenteni. Minden fentebb ábrázolt spektrum 3 mérés átlaga. A bemenő jel három különböző impulzusból kinyert spektruma és az átlaguk látható a 6.15. ábrán.

A pumpa kiürülésétől távol az erősített impulzusok energia szórása megfelelt a pumpa impulzusok energia szórásának, összhangban mások eredményeivel [113-114, 121, 144].

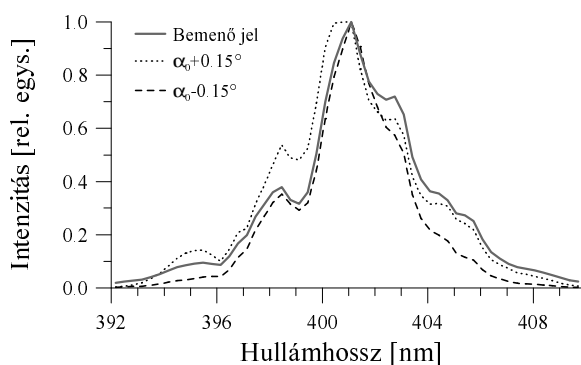


6.15. ábra

Három tipikus spektrum és az átlaguk

tanúsága szerint azonban ennél nagyobb változás sem eredményezett jelentős torzulást.

A magyarázat az lehet, hogy az effektív kristály hossz (az a tartomány, ahol a nyalábok



6.16. ábra

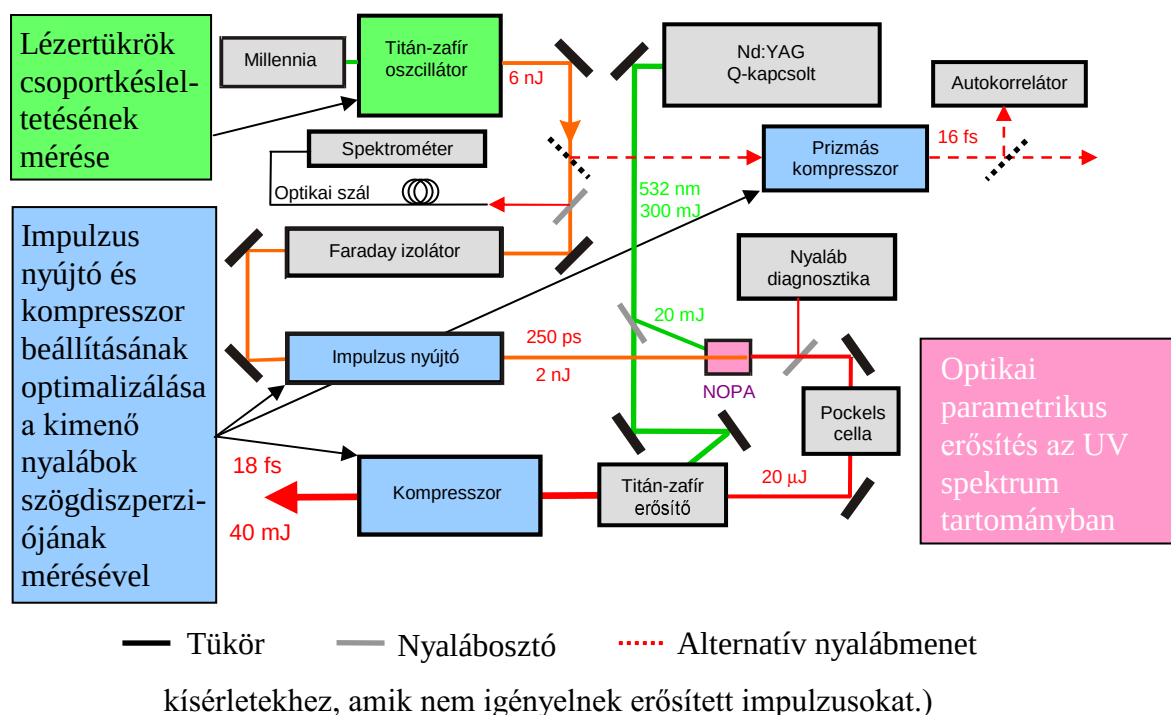
Az erősített jel spektrumának függése a jel-pumpa szögtől.

A jel és pumpa nyalábok közti szög megváltozásának spektrumra gyakorolt hatását mutatja a 6.16. ábra. A modellszámítások szerint ilyen hosszú erősítő kristály és ilyen bemenő spektrum esetén az optimális szög ($6,222^\circ$) megváltoztatása $0,025^\circ$ -kal már azt eredményezi, hogy az erősítés sávszélessége 40 nm-ről 17 nm-re csökken. A kísérlet

térben és időben átfedik egymást) kisebb volt a kristály fizikai hosszánál, ez pedig kedvezően befolyásolta szögbeállítás toleranciáját. Ugyanez, a kisebb effektív kristály hossz, lehet a magyarázata annak is, hogy a mért erősítés értékek elmaradtak a várttól, a 6.5. ábrán megjósolt több tízezerszeres értéktől.

7. A TEWATI LÉZERRENDSZER

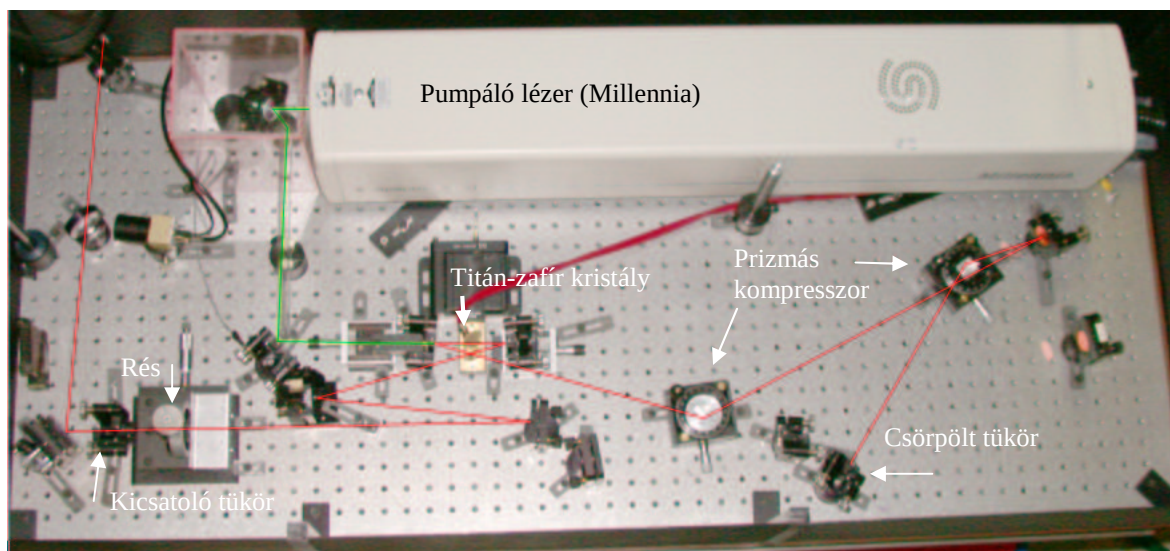
A Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén, felhalmozódott kutatási és fejlesztési tapasztalatokra alapozva 1997 végén kezdtük el egy terawatt csúcsteljesítményű titán-zafír lézeren alapuló kutatóbázis létrehozását. Ebben a fejezetben ezt a lézerrendszert mutatom be (7.1. ábra).



7.1. ábra

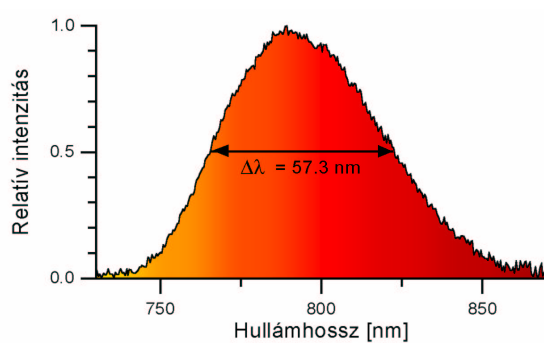
A TeWaTi lézerrendszer blokkvázlata. A nyilak ezen értekezés eredményeinek felhasználási területét jelzik.

A rendszer egyik legfontosabb eleme, az oszcillátor (7.2. ábra) a Kerr lencsés módusszinkronizáció elvén működik [15-16,145]. A 4 mm hosszúságú titán-zafír kristályt Spectra Physics Millennia V típusú lézerrel pumpáljuk. A rezonátoron belül fellépő diszperzió kompenzálása prizmapár és negatív diszperziójú (a 2. fejezetben említett, ún. csörpölt) tükrök segítségével történik. A kilépő impulzusok tipikus spektruma és autokorrelációs függvénye látható a 7.3. és 7.4. ábrán. A mért sávszélességből és az autokorrelációs félértékszélességből származtatható idő-sávszélesség szorzat értéke 0,52, ami a nem-kompenzált magasabb rendű fázismodulációknak tulajdonítható.



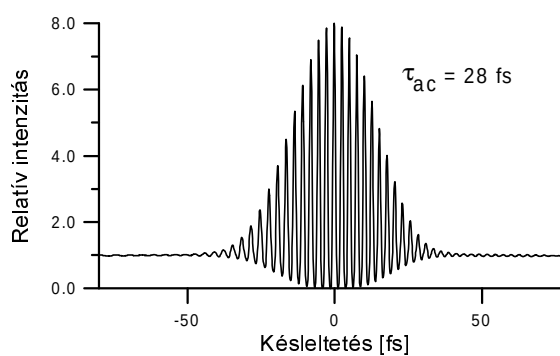
7.2. ábra

Az oszcillátor felépítése



7.3. ábra

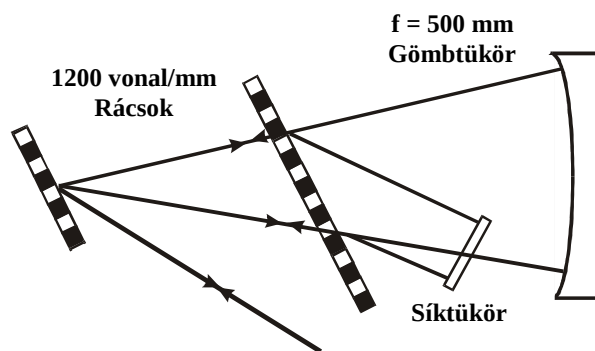
Az oszcillátor impulzusainak spektruma



7.4. ábra

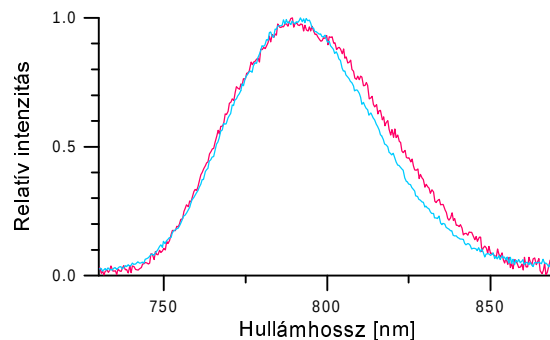
A 28 fs-os autokorrelációs szélesség sech^2 függvény alakú impulzust feltételezve 18.2 fs impulzushossznak felel meg.

Az erősítő rendszer a fázismodulált impulzuserősítés technikán alapul, amihez szükség van az impulzusok időbeli kinyújtására. A nyújtó a nagy sávszélesség miatt csak reflektív optikai elemet tartalmazhat (7.5. ábra). A néhány tízezerszeres nyújtás ellenére a spektrumon illetve a nyalábképen nem látható jelentős torzulás (7.6. és 7.7. ábra).



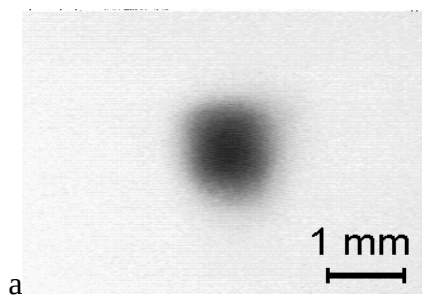
7.5. ábra

Az impulzusnyújtó elrendezés

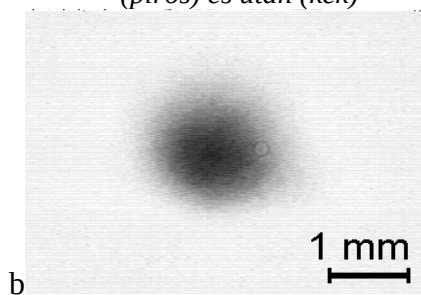


7.6. ábra

Az impulzusok spektruma a nyújtó előtt (piros) és után (kék)



a



b

7.7. ábra

Jellemző nyalábkép (közeli zóna) a nyújtó előtt (a) illetve után (b)

A TeWaTi erősítőit egy Spectra Physics Quanta Ray Pro 190 típusú Q-kapcsolt Nd:YAG lézer frekvenciakétszerezett impulzusaival, 10 Hz ismétlési frekvenciával pumpáljuk. Az első erősítőfokozattal (parametrikus erősítés egy 12 mm hosszú BBO kristályban) 10^4 feletti erősítést érünk el. Ezt követően az impulzusok egy második, építés alatt lévő hagyományos, titán-zafír erősítő fokozatban 40 mJ energiára erősödnek, majd összenyomás után kerülnek felhasználásra.

ÖSSZEFOGLALÁS

Részt vettem a Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén épülő terawatt csúcsteljesítményű titán-zafír lézerrendszer (TeWaTi,) megvalósításában. Ehhez kapcsolódó tudományos eredményeimet a következő pontokban foglalom össze.

1. Kidolgoztam egy egyszerű, pontos módszert dielektrikum tükrök csoportkésleltetésének nagy pontosságú kísérleti meghatározására [41-43]. A vizsgálandó Ar^+ lézer nyitótükrökből összeállított Fabry-Perot interferométert fehér fényű pontszerű fényforrással világítottam ki. A transzmissziós maximumhelyek hullámhosszainak pontos méréséből a csoportkésleltetést és a csoportkésleltetés-diszperziót közvetlenül számítottam. Az elvégzett mérésnél elért pontosság 0,24 fs volt. Kimutattam, hogy ugyanezen elv alapján folyadékok csoporttörésmutatója is mérhető.

2. Nagy felületi fényességű, folytonos, szélessávú fényforrást fejlesztettem ki [58-59]. Kikísérleteztem egy-egy négy-, illetve háromkomponensű festékkeveréket, amely Ar^+ lézerrel megvilágítva 161 illetve 131 nm széles fluoreszcencia spektrumot ad. A pumpáló lézerfény erős lefókuszálása miatt a széles spektrumú sugárzás nagyon kis térfogatból ered, emiatt a felületi fényesség egy izzószálnál 510-szer illetve 1740-szer nagyobb.

3. Kidolgoztam egy eljárást egy lézerimpulzusnak a terjedési irány hullámhosszfüggésével definiált szögdiszperziójának mérésére [78-79]. A 0,2 $\mu\text{rad}/\text{nm}$ érzékenységgű mérőrendszer segítségével kísérletileg igazoltam egy nem teljesen párhuzamosan elhelyezett rácsokból álló kompresszor szögdiszperzióját leíró egyenletek helyességét. A megépített eszköz alkalmas valós idejű szögdiszperzió mérésre, így jól használható fázismodulált impulzuserősítést használó rendszerek nyújtóinak és kompresszorainak beállításához.

4. Kidolgoztam egy spektrálisan bontott interferometrián alapuló mérési módszert egy lézerimpulzus különböző hullámhosszú komponenseihez tartozó fázisfrontok egymással bezárt szögével definiált szögdiszperzió meghatározására [85-88]. Ez a definíció Gauss nyalábok esetén az előzőtől eltérő eredményt ad, amit kísérletileg is megerősítettem.

5. Tudomásom szerint a világon először demonstráltam femtoszekundumos impulzusok parametrikus erősítését a közeli ultraibolya tartományban [129-132]. A BBO kristályban erősített 400 nm hullámhosszú jel spektrumából 32,4 fs sávszélesség korlátozott impulzushossz számolható. A pumpáló impulzus hullámhossza 267 nm, időbeli félértékszélessége 3,45 ps volt. Az elért legnagyobb erősítés 3550 volt. Ezek a paraméterek nem jelentik a technika korlátait, csak az adott kísérlet eredményei.

Summary

I. Preliminaries and goals

Someone who try to build an amplified femtosecond titanium-sapphire laser system could face a lot of problems. Some of the problems have known solutions but some have not. I have been working on a terawatt peak power laser called TeWaTi (Fig. 1) in the Department of Optics, University of Szeged. I summarize here the work I have done with this laser and related topics.

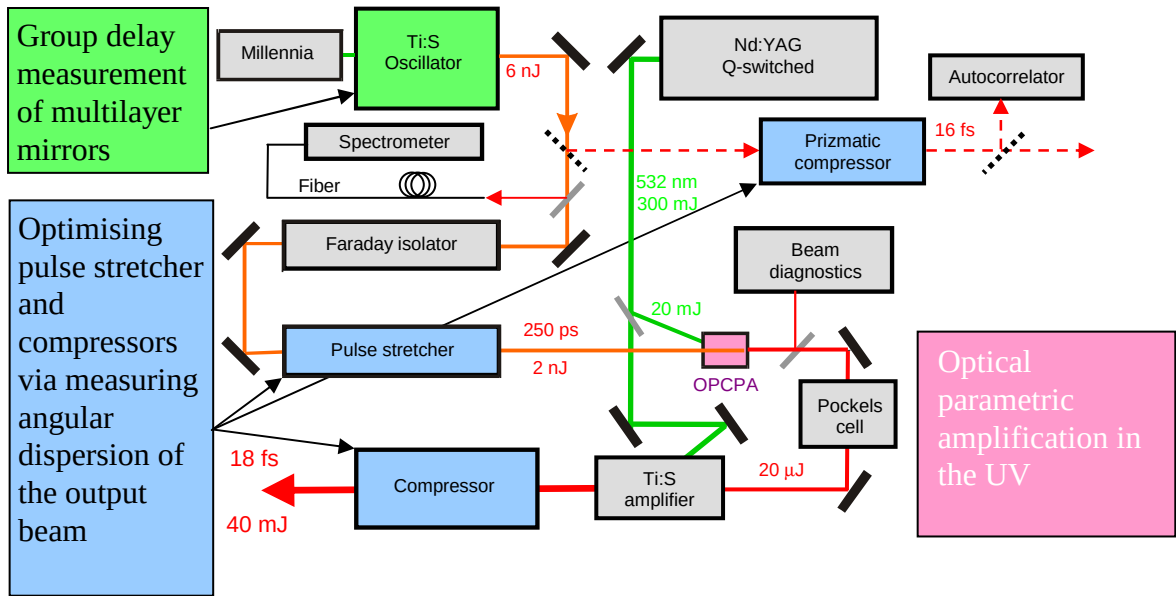


Fig. 1

Block diagram of the TeWaTi laser system.

— Mirror — Beamsplitter Alternate beam path
(for measurements using unamplified pulses)

1. As become known in the early days of femtosecond lasers, the group delay dispersion of multilayer mirrors has an effect on the duration and the phase structure of ultrashort pulses. Specially designed high reflectivity laser mirrors have proved to be good candidates for controlling both intracavity and extracavity group delay dispersion (GDD) in femtosecond lasers. For building a mirror-dispersion-compensated femtosecond oscillator, the GDD of these mirrors has to be precisely known. My first goal is to develop a new measurement technique for determining group delay and GDD of multilayer dielectric mirrors.
2. Much interest in the generation of white light sources has centred around the use of self phase modulation of femtosecond high intensity laser pulses in ordinary materials as water

or fused silica. There are number of applications, especially in spectroscopy and interferometry, which need high brightness incoherent broadband radiation only from much less complicated equipment. My second goal is to demonstrate broadband fluorescence radiation from a multi-component organic dye solution.

3. It is well known that a misaligned stretcher or compressor in a chirped pulse amplification (CPA) laser introduce residual angular dispersion in the beam, which results in spatial-temporal distortion of the pulse, such as pulse-front tilt, spatial and also temporal chirp. The term „angular dispersion” is, however, ambiguously defined in the literature. One definition uses the angle between the propagation directions of different spectral components. The other definition is based on the angle between the phase fronts of the components. For plane waves the two quantities are identical. My third goal is to develop a technique for measuring angular dispersion defined by the first way and using it to optimize the alignment of a stretcher or a compressor of a CPA laser.

4. For spatially Gaussian beams, however, where the phase fronts are curved, the two above mentioned definitions of angular dispersion result in different values. My aims are to calculate parameters of an angularly dispersed Gaussian beam, to develop a technique for measuring phase front angular dispersion and using it to verify the new expressions.

5. The most common ways of generating energetic femtosecond UV pulses shorter than 100 fs are nonlinear frequency conversion of high power VIS-IR pulses, that is second harmonic and sum frequency generation, or direct amplification of short (stretched) seed pulses to high intensity level. The first approach suffers from dispersion and related problems in nonlinear crystals, while the second approach is restricted by either the bandwidth of the readily available high gain excimer amplifiers or the small gain of the relatively broadband newly developed solid state materials. My fifth goal is to investigate the possibility of amplifying femtosecond UV pulses via optical parametric process.

II. Methods of investigation

1. The measurement of GD of dielectric mirrors was carried out by determining the wavelengths of the transmission maxima of a Fabry-Perot interferometer formed by the mirrors in question. The interferometer was lit by a tungsten halogen lamp and the spectrum of the transmitted light was resolved by a DSF-8 spectrograph and was recorded on a photographic sheet film. The spectrum was evaluated using a Zeiss made comparator.
2. The fluorescence spectrum of the multi-component laser dye solution excited by a Spectra-Physics Ar⁺ laser beam was recorded using a Jobin-Yvon H20UV monochromator. Its power was measured by a power meter from Laser Precision Corp.
3. The angular dispersion, defined using the angle between the propagation direction of different spectral components, was measured by a home made imaging spectrograph. The spectrum was monitored in real time using a CCD detector made by Electrim Corp., connected to a computer.
4. The angular dispersion, defined using the angle between the phase fronts of different spectral components, was measured by a spectrally resolved inverted sides (SRIS) interferometer. The interference fringes at the output of this modified Mach-Zehnder type interferometer was resolved using a home made spectrograph.
5. The chirped pulse amplification scheme was used to achieve high gain noncollinear optical parametric amplification in the UV spectral range. The pulses of an amplified titanium-sapphire laser was split into two parts to produce both signal and pump pulses via SHG and THG respectively. The spectrum of the 800 and 400 nm pulses were measured by an ORIEL MS257 imaging spectrograph using different gratings. The spectrum of the 267 nm pulses were measured by a home made spectrograph. The pulse durations were determined using multiple shot auto- and crosscorrelation. The pulse energies were monitored by a Molelectron energy probe or by a calibrated photodiode.

III. Results

1. I have developed a new and simple method to measure group delay and group delay dispersion of mirrors [41-43]. The precision of the measurement demonstrating the technique was 0.24 fs. I have shown that group index of transparent materials can be measured in the same way.
2. I have developed a high brightness, continuous wave, broadband light source based on tight focusing of an Ar^+ laser beam into a properly chosen mixture of laser dyes [58-59]. Two solution was investigated, top-hat spectra was achieved with 161 nm and 131 nm bandwidth. The brightness was 510 times and 1740 times larger than a tungsten halogen lamp.
3. I have used an imaging spectrograph to measure angular dispersion defined using the angle between the propagation direction of different spectral components and to prove the validity of the 3 dimensional analysis describing a misaligned grating compressor. The angular dispersion values calculated using this theory have found to be in good agreement with the experiment [78-79]. A misaligned prismatic compressor was also investigated in a similarly successful way. The sensitivity of the measurement was 0.2 $\mu\text{rad}/\text{nm}$.
4. I have suggested a measurement setup for angular dispersion defined using the angle between the phase fronts of different spectral components. To demonstrate the method I have measured the angular dispersion caused by a fused silica prism as a function of the incident angle, the distance between the prism and the beam waist and the distance between the prism and the output plane of the interferometer [85-88]. The agreement between the results of the measurement and theory is remarkable.
5. As far as I know, I have demonstrated parametric amplification at the UV spectral range for the first time [129-132]. The bandwidth of the amplified pulses have supported 32.4 fs pulse length at 400 nm, supposing perfect compression. The maximum achieved gain was 3550. These numbers are not the ultimate limits of the amplification process but the actual experiment.

Irodalomjegyzék:

- [25] Z. Bor, IEEE J. Quant. Electron. **QE-16** 517 (1980).
- [26] Z. Bor, A. Müller, B. Rácz, F. P. Schäfer, Appl. Phys. B **27** 9 (1982).
- [27] G. Szabó, Z. Bor, A. Müller, Appl. Phys. B **31** 1 (1983).
- [28] S. Szatmári, F. P. Schäfer, Opt. Commun. **48** 279 (1983).
- [29] J. Hebling, J. Kuhl, Opt. Commun. **73** 375 (1989).
- [1] L. E. Hargrove, R. L. Fork, M. A. Pollock, Appl. Phys. Lett., **5** 4 (1964).
- [2] H. W. Mockler, R. J. Collins, Appl. Phys. Lett., **7** 270 (1965).
- [3] A. J. DeMaria, D. A. Stetser, H. Heynau, Appl. Phys. Lett., **8** 174 (1966).
- [4] F. P. Schafer, F. P. W. Schmidh, J. Volze, Appl. Phys. Lett., **9** 306 (1966).
- [5] L. F. Mollenauer, J. C. White. szerk., "Tunable Lasers", (Topics Appl. Phys.) **59**, 6. fejezet Berlin, Heidelberg Springer (1987).
- [6] J. E. Geusic, H. M. Marcos, L. G. Van Uitert, Appl. Phys. Lett., **4** 182 (1964).
- [7] C. V. Shank, E. P. Ippen, Appl. Phys. Lett., **24** 373 (1974).
- [8] R. L. Fork, B. I. Greene, C. V. Shank, Appl. Phys. Lett., **38** 671 (1981).
- [9] R. L. Fork, O. E. Martinez, J. P. Gordon, Opt. Lett., **9** 150 (1984).
- [10] Z. Bor, B. Rácz, Opt. Commun. **54** 165 (1985).
- [11] O. E. Martínez, J. P. Gordon, R. L. Fork, J. Opt. Soc. Am. **A1** 1003 (1984).
- [12] J. A. Valdmanis, R. L. Fork, J. P. Gordon, Opt. Lett., **10** 131 (1985).
- [13] J. C. Walling, H. P. Jenssen, R. C. Morris, E. W. O'Dell, O. G. Peterson, Opt. Lett., **4** 182 (1979).
- [14] P. F. Moulton, J. Opt. Soc. Am. B., **3** 125 (1986).
- [15] D. E. Spence, P. N. Kean, W. Sibbett, Opt. Lett., **16** 42 (1991).
- [16] D. E. Spence, J. M. Evans, W. E. Sleat, W. Sibbett, Opt. Lett., **16** 1762 (1991).
- [17] R. Szipőcs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, F. Krausz, Opt. Lett. **19** 201 (1994).
- [18] F. X. Kratner, N. Matuschek, T. Schibili, H. A. Haus, C. Heine, R. Morf, V. Scheuer, M. Tilsch, T. Schudi, U. Keller, Opt. Lett. **22** 831 (1997).
- [19] G. Tempea, V. Yakovlev, B. Bacovic, F. Krausz, F. Kárpát, J. Opt. Soc. Am. B **18** 1747 (2001).
- [20] D. H. Sutter, G. Steinmeyer, L. Gallmann, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, V. Scheuer, G. Angelow, T. Schudi, U. Keller, Opt. Lett. **24** 631 (1999).
- [21] V. S. Yakovlev, P. Dombi, G. Tempea, C. Lemell, J. Burgdörfer, T. Udem, A. Apolonski, Appl. Phys. B **76** 329 (2003).
- [30] A. E. Siegman: *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, U.S.A. 1986.
- [31] E. B. Treacy, IEEE J. Quant. Electron. **QE-5** 454 (1969).
- [32] Ch. Spielmann, P. F. Curley, T. Brabec, F. Krausz, IEEE J. Quant. Electron. **QE-30** 1100 (1994).
- [33] J. Kuhl, J. Heppner, IEEE J. Quant. Electron. **QE-22** 182 (1986).
- [34] K. D. Li, W. H. Knox, N. M. Pearson, Opt. Lett. **14** 450 (1989).
- [35] J. M. Jacobson, K. Naganuma, H. A. Haus, J. G. Fujimoto, A. G. Jacobson, Opt. Lett. **17** 1608 (1992).
- [36] L. G. Schultz, J. Opt. Soc. Am. **41** 261 (1951).
- [37] W. F. Koehler, J. Opt. Soc. Am. **43** 738 (1953).
- [38] J. Schwider, Appl. Opt. **31** 6107 (1992).
- [39] A. P. Kovács, K. Osvay, R. Szipőcs, Z. Bor, Opt. Lett. **20** 788 (1995).
- [40] Z. Bor, K. Osvay, B. Rácz, G. Szabó, Opt. Comm. **78** 109 (1990).

- [41] K. Osvay, **G. Kurdi**, J. Hebling, R. Szipőcs, A. P. Kovács, Z. Bor: *Opt. Lett.* **20** 2339 (1995).
- [42] A. P. Kovács, **G. Kurdi**, K. Osvay, R. Szipőcs, J. Hebling, Z. Bor: *Ultrafast Processes in Spectroscopy*. Plenum Press, New York, 1996, 607. o.
- [43] K. Osvay, **G. Kurdi**, A. P. Kovács, R. Szipőcs, Z. Bor, *Conf. on Lasers and Electro-Optics*, 1995, Baltimore, USA, paper CFM8.
- [44] C. Fabry, A. Perot, *Ann. Chim. Phys.* (7), **16** 115 (1899).
- [45] J. M. Vaughan: *The Fabry-Perot interferometer*, Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, 1989.
- [46] M. Born, E. Wolf: *Principles of Optics*, Pergamon, Oxford, 1980.
- [47] S. H. C. Piotrowski McCall, J. A. Dobrowolski, G. G. Shepherd, *Appl. Opt.* **28** 2854 (1989).
- [48] <http://www.osl.ucl.ac.uk/as/spect.html>
- [49] K. Tamura, E. Yoshida, T. Sugawa, M. Nakazawa, *Opt. Lett.* **20** 1631 (1995).
- [50] K. R. Wilson, V. V. Yakovlev, *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 444 (1997).
- [51] E. D. Stokes, F. B. Dunning, R. F. Stebbings, G. K. Walters, R. D. Rundel, *Opt. Commun.* **5** 267 (1972).
- [52] T. G. Pavlopoulos, *Opt. Commun.* **24**, 170 (1978).
- [53] S. Sinha, A. K. Ray, S. Kundu, Sasikumar, T. B. Pal, S. K. S. Nair, K. Dasgupta, *Appl. Opt.* **41**, 7006 (2002).
- [54] M. E. Marhic, M. Epstein, R. Haidle, *Opt. Commun.* **45** 21 (1983).
- [55] Y. Saito, N. Nakai, A. Nomura, T. Kano, *Appl. Opt.* **31** 4298 (1992).
- [56] I. Ketskeméty, J. Kusba: *Acta Phys. et Chem. Szeged* **23** 375 (1977).
- [57] I. Ketskeméty, J. Kusba: *Acta Phys. et Chem. Szeged* **20**, 239 (1974).
- [58] **G. Kurdi**, K. Osvay, Z. Bor, I. Ketskeméty: *SPIE Vol. 3573*, 17 (1998).
- [59] **Kurdi Gábor**, Osvay Károly, Bor Zsolt: *XX. Országos Lumineszcencia-spekroszkópia Konferencia, Balatonföldvár, 1997*.
- [60] U. Brackmann: "Lambdachrome Laser Dyes", Lambda Physik GmbH, Germany, 1985.
- [61] P. Hammond, D. Cooke, *Appl. Opt.* **31** 7095 (1992).
- [62] F. A. Jenkins and H. A. White: *Fundamentals of Optics*, 4th Edition, McGraw-Hill, NY 1976.
- [63] I. Walmsley, L. Waxer, C. Dorrer, *Rev. Sci. Instr.* **72**, 1 (2001).
- [64] J.-C. Diels, W. Rudolph: *Ultrashort laser pulse phenomena*, Academic Press, 1996.
- [65] S. Szatmári, P. Simon, M. Feuerhake, *Opt. Lett.* **21** 1156 (1996).
- [66] M. R. Topp, G. C. Orner, *Opt. Commun.*, **13**, 276 (1975).
- [67] J. Hebling, *Opt. Quantum Electron.* **28** 1759 (1996).
- [22] D. Strickland, G. Mourou, *Opt. Commun.* **56** 219 (1985).
- [23] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, G. Mourou, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-24** 398 (1988).
- [24] C. Rouyer, E. Mazataud, I. Allais, A. Pierre, S. Seznec, C. Sauteret, G. Mourou, A.
- [68] F. J. Duarte, *Opt. Quantum Electron.* **22** 467 (1990).
- [69] K. Osvay, I. N. Ross, *Opt. Commun.* **105** 271 (1994).
- [70] K. Osvay, I. N. Ross, *Opt. Commun.* **154** 390 (1998).
- [71] G. Pretzler, A. Kasper, K. J. Witte, *Appl. Phys. B* **70** 1 (2000).
- [72] Z. Sacks, G. Mourou, R. Danielius, *Opt. Lett.* **26** 462 (2001).
- [73] S. Aktruk, M. Kimmel, P. O'Shea, R. Trebino, *Opt. Express* **11** 68 (2003).
- [74] S. Aktruk, M. Kimmel, P. O'Shea, R. Trebino, *Opt. Express* **11** 491 (2003).
- [75] C. Dorrer, E. M. Kosik, I. A. Walmsley, *Appl. Phys. B* **74** S209 (2002).
- [76] D. J. Kane, R. Trebino, *Opt. Lett.* **18** 823 (1993).

- [77] R. Trebino: *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*, Kluwer Academic Publishers, 2002.
- [78] K. Osvay, G. Kurdi, A. P. Kovács, Z. Heiner, M. Csátári, J. Klebniczki, I. E. Ferincz, **Ultrafast Optics 2003, Vienna, Austria, poster Mo1.**
- [79] K. Osvay, A. P. Kovács, Z. Heiner, G. Kurdi, J. Klebniczki, M. Csátári, **IEEE J. Sel. Top. Quant. El. közlésre elfogadva**
- [80] J. K. Ranka, A. L. Gaeta, A. Baltuska, M. S. Pshenichnikov, D. A. Wiersma, *Opt. Lett.* **22** 1344 (1997).
- [81] J.-C. Diels, J. J. Fontaine, I. C. McMichael, F. Simoni, *Appl. Opt.* **24** 1270 (1985).
- [82] F. Hache, T. J. Driscoll, M. Cavallari, G. M. Gale, *Appl. Opt.* **35** 3230 (1996).
- [83] O. E. Martínez, *Opt. Commun.* **59** 229 (1986).
- [84] O. E. Martínez, *Opt. Soc. Am. B* **3** 929 (1986).
- [85] K. Varjú, A. P. Kovács, G. Kurdi, K. Osvay, *Appl. Phys. B.* **74** S259 (2002).
- [86] K. Varjú, A. P. Kovács, G. Kurdi, M. Görbe, K. Osvay, **Ultrafast Processes in Spectroscopy 2001, Florance, Italy, P34.**
- [87] A. P. Kovács, K. Varjú, G. Kurdi, K. Osvay, Z. Heiner, J. Klebniczki, M. Csátári, **Ultrafast Optics 2003, Vienna, Austria, poster Mo10.**
- [88] K. Varjú, A. P. Kovács, K. Osvay, G. Kurdi, *Opt. Lett.* **27** 2034 (2002).
- [89] O. Dühr, E. T. J. Nibbering, G. Korn, G. Tempea, F. Krausz, *Opt. Lett.* **24** 34 (1999).
- [90] A. Kummrow, M. Wittmann, F. Tschirschwitz, G. Korn, E. T. J. Nibbering, *Appl. Phys. B* **71** 885 (2000).
- [91] L. Gallmann, G. Steinmeyer, U. Keller, G. Imeshev, M. M. Fejer, J.-P. Meyn, *Opt. Lett.* **26** 614 (2001).
- [92] M. K. Reed, M. K. Steiner-Shepard, D. K. Negus, *IEEE J. Quant. Electr.* **QE-31** 1614 (1995).
- [93] G. Szabó, Z. Bor, *Appl. Phys. B* **58** 237 (1994).
- [94] K. Osvay, I. N. Ross, *Opt. Commun.* **166** 113 (1999).
- [95] B. A. Richman, S. E. Bisson, R. Trebino, E. Sidick, A. Jacobson, *Opt. Lett.* **23** 497 (1998).
- [96] S. Szatmári, *Appl. Phys. B* **58** 211 (1994).
- [97] I. N. Ross, A. R. Damerell, E. J. Divall, J. Evans, G. J. Hirst, C. J. Hooker, J. R. Houliston, M. H. Key, J. M. D. Lister, K. Osvay, M. J. Shaw, *Opt. Commun.* **109** 288 (1994).
- [98] Y. Nabekawa, D. Yashitomi, T. Sekikawa, S. Watanabe, *Opt. Lett.* **26** 807 (2001).
- [99] M. J. Shaw, E. J. Divall, G. J. Hirst, C. J. Hooker, J. M. D. Lister, I. N. Ross, A. Kvaran, K. Osvay, *J. Chem. Phys.* **105** 1815 (1996).
- [100] V. V. Datsyuk, C. J. Hooker, E. J. Divall, G. J. Hirst, I. N. Ross, J. M. D. Lister, K. Osvay, *J. Chem. Phys.* **112** 3766 (2000).
- [101] K. Osvay, I. N. Ross, J. M. D. Lister, C. J. Hooker, *Appl. Phys. B* **69** 19 (1999).
- [102] J. Hebling, J. Kuhl, *Opt. Lett.* **14**, 278 (1989).
- [103] T. Schmidt-Uhlig, S. Szatmári, G. Marowsky, P. Simon, *Appl. Phys. B* **68** 61 (1998).
- [104] Z. Liu, T. Kozeki, Y. Suzuki, N. Sarukura, K. Shimamura, T. Fukoda, M. Hirano, H. Hosono, *Opt. Lett.* **26**, 301 (2001).
- [105] N. Sarukura, Z. Liu, Y. Segawa, K. Edamatsu, Y. Suzuki, T. Itoh, V. V. Semashko, A. K. Naumov, S. L. Korableva, R. Yu. Abdulsabirov, M. A. Dubinskii, *Opt. Lett.* **20** 294 (1995).
- [106] C. D. Marshall, J. A. Speth, S. A. Payne, W. F. Krupke, G. J. Quarles, V. Castillo, B. H. T. Chai, *J. Opt. Soc. Am. B* **11** 2054 (1994).
- [107] G. Dubietis, G. Jonusauskas, A. Piskarskas, *Opt. Commun.* **88**, 437 (1992).

- [108] I. N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A. J. Langley, J. L. Collier, Opt. Commun. **144** 125 (1997).
- [109] F. Rotermund, V. Petrov, F. Noack, Opt. Commun. **169** 183 (1999).
- [110] K. Osvay, I. N. Ross, Rutherford Appleton Laboratory Report **RAL TR-98-080**, 173 (1998).
- [111] G. Cerullo, M. Nisoli, S. Stagira, S. De Silvestri, Opt. Lett **23**, 1283 (1998).
- [112] A. Shirakawa, I. Sakane, M. Takasaka, T. Kobayashi, Appl. Phys. Lett. **74**, 2268 (1999).
- [113] I. N. Ross, J. L. Collier, P. Matousek, C. N. Danson, D. Neely, R. M. Allott, D. A. Pepler, C. Hernandez-Gomez, K. Osvay, Appl. Opt. **39**, 2422 (2000).
- [114] E. Riedle, M. Beutter, S. Lochbrunner, J. Piel, S. Schenkl, S. Spörlein, W. Zinth, Appl. Phys. B **71**, 457 (2000).
- [115] R. Urschel, U. Baeder, A. Borsutzky, R. Wallenstein, J. Opt. Soc. Am. B **16** 565 (1999).
- [116] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. S. Pershan, Phys. Rev. **127** 1918 (1962).
- [117] J. A. Giordmaine, R. C. Miller, Phys. Rev. Lett. **14** 973 (1965).
- [118] W. Koechner: *Solid-State Laser Engineering*, Springer-Verlag, Berlin, 1996.
- [119] J. E. Murray, W. H. Lowdermilk, J. Appl. Phys. **51** 3548 (1980).
- [120] C. P. J. Barty, G. Korn, F. Raksi, C. Rose-Petruck, J. Squier, A.-C. Tien, K. R. Wilson, V. V. Yakovlev, K. Yamakawa, Opt. Lett. **21** 219 (1996).
- [121] I. Jovanovic, B. J. Comaskey, C. A. Ebbers, R. A. Bonner, D. M. Pennington, E. C. Morse, Appl. Opt. **41** 2923 (2002).
- [122] A. Baltuska, T. Fuji, T. Kobayashi, Opt. Lett. **27** 306 (2002).
- [123] X. Yang, Z. Xu, Y. Leng, H. Lu, L. Lin, Z. Zhang, R. Li, W. Zhang, D. Yin, B. Tang, Opt. Lett. **27** 1135 (2002).
- [124] H. Yoshida, E. Ishii, R. Kodama, H. Fujita, Y. Kitagawa, Y. Izawa, T. Yamanaka, Opt. Lett. **28** 257 (2003).
- [125] R. L. Sutherland, *Handbook of nonlinear optics* (Marcel Dekker, Inc. 1996).
- [126] X. Yang, Z. Xu, Z. Zhang, Y. Leng, J. Peng, J. Wang, S. Jin, W. Zhang, R. Li, Appl. Phys. B **73** 219 (2001).
- [127] P. Matousek, B. Rus, I. N. Ross, IEEE J. Quant. Electron. **QE-36** 158 (2000).
- [128] I. N. Ross, P. Matousek, G. H. C. New, K. Osvay, J. Opt. Soc. Am. B **19**, 2945 (2002).
- [129] K. Osvay, G. Kurdi, J. Klebniczki, M. Csatári, I. N. Ross: **Appl. Phys. Lett. 80 1704 (2002)**.
- [130] K. Osvay, G. Kurdi, J. Klebniczki, M. Csatári, I. N. Ross: **Ultrafast Processes in Spectroscopy 2001, Florance, Italy, P31**
- [131] K. Osvay, G. Kurdi, J. Klebniczki, M. Csatári, I. N. Ross: **ESF Summer School 2002, Vilamoura, Portugal, PP16**
- [132] K. Osvay, G. Kurdi, J. Klebniczki, M. Csatári, I. N. Ross, **IEEE LEOS Annual Meeting, Glasgow, Scotland, 2002 (invited), paper MH2**
- [133] D. Eimerl, L. Davis, S. Velsko, E. K. Graham, A. Zalkin, J. Appl. Phys. **62** 1968 (1987).
- [134] D. J. Armstrong, W. J. Alford, T. D. Raymond, A. V. Smith, Appl. Opt. **35** 2032 (1996).
- [135] Y. Mori, I. Kuroda, S. Nakajima, T. Sasaki, S. Nakai, Appl. Phys. Lett. **67** 1818 (1995).

- [136] N. Umemura, K. Yoshida, T. Kamimura, Y. Mori, T. Sasaki, K. Kato, OSA TOPS Vol. 26, Advanced Solid-State Lasers, M. Fejer, H. Injeyan, and U. Keller eds., 715 (1999).
- [137] A. Taguchi et al., in: C. R. Pollock and W. R. Bosenberg (eds), Advanced Solid State Lasers, OSA TOPS **10**, 19 (1997).
- [138] A. J. Langley, E. J. Divall, C. J. Hooker, M. H. R. Hutchinson, A. J.-M. Lecot, D. Marshall, M. E. Payne, P. F. Taday, **RAL TR-2000-034**, 196 (2000).
- [139] <http://www.clf.rl.ac.uk/Facilities/AstraWeb/Astra%20Main%20Page.htm>
- [140] E. Sidick, A. Dienes, A. Knoesen, J. Opt. Soc. Am. B **12**, 1713 (1995).
- [141] A. Dubietis, G. Tamosauskas, A. Varanavicius, G. Valiulis, Appl. Opt. **39**, 2437 (2000).
- [142] A. Stabinis, G. Valiulis, E. A. Ibragimov, Opt. Commun **86** 301 (1991).
- [143] M. Nisoli, S. De Silvestri, G. Valiulis, A. Varanavicius, Appl. Phys. Lett. **68** 3540 (1996).
- [144] J. Collier, C. Hernandez-Gomez, I. N. Ross, P. Matousek, C. N. Danson, J. Walczak, Appl. Opt. **38**, 7486 (1999).
- [145] T. Brabec, Ch. Spielmann, P. F. Curley, F. Krausz, Opt. Lett. **17** 1292 (1992).

Köszönetnyilvánítás

Ezúton is szeretnék köszönetet mondani Bor Zsolt akadémikusnak, az Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, valamint az MTA Lézerfizikai Tanszéki Kutatócsoport vezetőjének, hogy már egyetemi hallgató korom óta figyelemmel kíséri szakmai tevékenységemet.

Kiemelt köszönet illeti témavezetőmet Osvay Károlyt bizalmáért, türelméért és szinte mindenre kiterjedő támogatásáért. Még az autóját is kölcsönadja, pedig nem is tudok vezetni, csak dodzsemet.

A „TeWaTi csoport” minden volt és jelenlegi tagjának: Hebling Jánosnak, Klebniczki Józsefnek, Kovács Attilának, Varjú Katalinnak, Ferincz Istvánnak, Csatári Mártának és Heiner Zsuzsának köszönöm a mindig derűs hangulatú megbeszéléseket. Köszönöm a tanácsaikat, segítségüket, a közös munkát.

Köszönöm Ketskeméty István professor emeritusnak a festékkeverékek témakörében nyújtott segítségét, hasznos tanácsait.

Hálásan köszönöm Péter János okl. fizikusnak barátságát, a családja körében eltöltött napokat és hogy egyre növekvő számú költözéseim alkalmával a cipekedés nagy részének terhét leveszi a vállamról. És Osvay Károly autóját is vezeti, ha kell. Péterné dr. Rusznák Ildikónak is köszönöm a vendéglátást, különös tekintettel a süteményekre. Köszönöm Péter Dórának a sok-sok játékot, az emlékeket, és hogy viszonylag keveset kellett barbiznom.

Köszönöm Ferincz István ügyvezető igazgatónak a számítástechnikai szaktanácsadást és Peti fiának, hogy ha bejön, mindig segít gépet szerelni.