

**HANGOLHATÓ, HOSSZÚ REZONÁTOROS, FEMTOSZEKUNDUMOS
TITÁN-ZAFÍR LÉZER FEJLESZTÉSE;
ÉS DIELEKTRIKUM TÜKRÖK CSOPORTKÉSLELTETÉS-FÜGGŐ
VESZTESÉGE**

Írta:

Antal Péter Gyula

Eötvös Loránd Tudományegyetem

Természettudományi Kar

Fizika Doktori Iskola

(Vezetője: Dr. Csikor Ferenc)

Statisztikus fizika, biológiai fizika és kvantumrendszerek fizikája
program

(Vezetője: Dr. Kürti Jenő)

Témavezető:

Szipőcs Róbert, PhD

Tudományos főmunkatárs

Kutatóhely:

MTA

**Szilárdtestfizikai és
Optikai Kutatóintézet**

TARTALOMJEGYZÉK

ELŐSZÓ	3
1. HANGOLHATÓ, HOSSZÚ REZONÁTOROS FEMTOSZEKUNDUMOS TITÁN-ZAFÍR LÉZER FEJLESZTÉSE NEMLINEÁRIS MIKROSKÓPIAI ALKALMAZÁSOKHOZ	4
1.1 BEVEZETÉS	4
1.2 ELMÉLETI ALAPOK, ELŐZMÉNYEK	6
1.2.1 <i>Nemlineáris mikroszkópia</i>	6
1.2.2 <i>A módusszinkronizált lézerek elmélete</i>	10
1.2.2.1 A módusszinkronizálás alapmechanizmusa	10
1.2.2.2 Kerr-lencsés módusszinkronizálás	14
1.2.2.3 Akusztó-optikai módusszinkronizálás	15
1.2.2.4 A stacionárius módusszinkronizált lézerműködés	17
1.2.2.5 Diszperzió-kompenzációs módszerek	22
1.2.3 <i>Femtosekundumos szilárdtest-lézerek</i>	25
1.2.3.1 A femtosekundumos titán-zafir lézerek felépítése	25
1.2.3.2 Hangolható femtosekundumos lézerek	28
1.2.3.3 Kerr-lencse hatás az titán-zafir lézerezonátorokban	29
1.2.4 <i>Hosszú rezonátoros lézerek</i>	31
1.2.4.1 Történetük és néhány alkalmazási terület	31
1.2.4.2 A hosszú rezonátoros szilárdtest-lézerek felépítése	34
1.3 SAJÁT EREDMÉNYEK	37
1.3.1 <i>Az instabilitási problémák leküzdésének lehetőségei</i>	37
1.3.2 <i>Az akusztó-optikai modulátort tartalmazó lézer</i>	40
1.3.2.1 A lézer felépítése	40
1.3.2.2 Mérési eredmények	47
1.3.3 <i>Az ultraszélessávú csörpölt tükrököt tartalmazó lézer</i>	51
1.3.3.1 A lézer felépítése és mért jellemzői	51
1.3.3.2 Multifoton-mikroszkópos mérések	58
1.4 A FEJEZET EREDMÉNYEINEK ÖSSZEFOGLALÁSA	72
2. DIELEKTRIKUM TÜKRÖK CSOPORTKÉSLELTETÉSE, TÁROLT ENERGIÁJA ÉS VESZTESÉGE KÖZÖTTI KAPCSOLAT VIZSGÁLATA	76
2.1 BEVEZETÉS	76
2.2 ELMÉLETI ALAPOK	80
2.2.1 <i>Az optikai vékonyréteg-rendszerek általános elmélete</i>	80
2.2.2 <i>A dielektrikum vékonyréteg-tükrök diszperziós tulajdonságai</i>	85
2.2.3 <i>A csoportkésleltetés és a tárolt energia kapcsolata</i>	88

2.3	SAJÁT EREDMÉNYEK.....	92
2.3.1	<i>A nagy reflexiójú és kis veszteségű dielektrikum tükrök esete</i>	92
2.3.2	<i>Numerikus számítások</i>	94
2.3.2.1	A vizsgált tükröszerkezetek bemutatása	94
2.3.2.2	A numerikus számítások eredményei.....	97
2.4	A FEJEZET EREDMÉNYEINEK ÖSSZEFOGLALÁSA	119
F.	FÜGGELÉK	122
F.1	DISZPERZIÓ	122
F.2	ÖNFÁZIS-MODULÁCIÓ	124
F.3	MÁSODRENDŰ AUTOKORRELÁCIÓ-FÜGGVÉNY MÉRÉSE	126
	IRODALOMJEGYZÉK	129
	KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS	137
	ÖSSZEFOGLALÁS	139
	SUMMARY	140

ELŐSZÓ

Doktori munkámat a Magyar Tudományos Akadémia Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézetének munkatársaként végeztem, a Lézeralkalmazási Osztályon. Témavezetőm Szipőcs Róbert volt.

Az intézet munkatársaként eddig eltöltött csaknem négy év alatt számos, a femtoszekundumos optika területéhez kapcsolódó munkában vettem részt, többek között Yb-adalékolású száloptikai erősítő építésében és optikai szálban történő fehérfény-kontinuum keltési kísérletekben. Tudományos szempontból két témakörben értem el fontosabb eredményeket, ezek képezik a dolgozatom tárgyát: egy femtoszekundumos lézerrel kapcsolatos, alapvetően kísérleti munkában és dielektrikum vékonyrétegekhez kapcsolódó elméleti kutatásban.

Dolgozatom két fő részből áll, a két, egymástól különálló témának megfelelően. Az 1. fejezetben egy hosszú rezonátoros, széles sávban hangolható hullámhosszú, femtoszekundumos titán-zafír fejlesztéséről és a vele végzett munkáról lesz szó, mely lézert sikerrel alkalmaztam fényforrásként többfoton-mikroszkópiában. A lézert egy, az R&D Ultrafast Lasers Kft.-vel megkötött kutatás-fejlesztési szerződés (BAROSS-KM07-KM-TERM-07-2008-0003) keretében fejlesztettük. A dolgozat 2. fejezetében a dielektrikum vékonyréteg tükrök csoportképzésének, a bennük felépülő állóhullámú elektromágneses tér által tárolt energia és a tükrök abszorptanciája közötti kapcsolat elméleti vizsgálatáról lesz szó. Erre a munkára központi költségvetési vagy egyéb forrásból anyagi támogatást eddig nem kaptunk.

A két fejezetek felépítése olyan, hogy bennük külön-külön mutatom be az adott munka célkitűzéseit, előzményeit, majd az saját eredményeket, végül összefoglalom a fejezet lényegét. Az előzmények között elsősorban az adott témakörhöz kapcsolódó elméleti alapokat tárgyalom, de mindkét fejezetben sor kerül mások által korábban elért eredmények rövid ismertetésére is. A dolgozat legvégén magyarul és angolul, egy-egy oldalban még egyszer összefoglalom a teljes dolgozat mondanivalóját.

1. HANGOLHATÓ, HOSSZÚ REZONÁTOROS FEMTOSZEKUNDUMOS TITÁN-ZAFÍR LÉZER FEJLESZTÉSE NEMLINEÁRIS MIKROSKÓPIAI ALKALMAZÁSOKHOZ

1.1 Bevezetés

Napjaink biológiai és orvosi kutatásainak valamint a klinikai orvosi diagnosztikának elengedhetetlen eszközei a különböző mikroszkópos képalkotó eljárások. A hagyományos, lineáris optikai leképezésen és lineáris fluoreszcencia-keltésen alapuló módszerek mellett egyre elterjedtebbek, és egy jelenleg is dinamikusan fejlődő területet alkotnak a különböző nemlineáris optikai jelenségeket kihasználó technikák. Az utóbbiakat összefoglaló néven nemlineáris-mikroszkópiai módszereknek nevezik. Segítségükkel, többek között, többféle anyagi tulajdonság vizsgálható, és sok esetben nagyobb felbontás is érhető el velük, mint a lineáris optikai elven működő eszközökkel [1]. Idetartozik például a többfotonos abszorpcióval gerjesztett fluoreszcencia alapján működő multifoton-mikroszkópia, melynek kapcsán én is végeztem méréseket a doktori munkám során.

A nemlineáris effektusok intenzitásfüggése és a vizsgált minták jellege azonban speciális követelményeket támaszt a nemlineáris mikroszkópiában használatos fényforrásokkal szemben. A nemlineáris optikai folyamatok ugyanis csak nagy fényintenzitás esetén mennek végbe számottevő valószínűséggel, viszont a biológiai minták nem viselnek el nagyteljesítményű megvilágítást hosszabb időn keresztül károsodás nélkül. Ezért a legmegfelelőbb fényforrások erre a célra a femtoszekundumos impulzusú, módusszinkronizált lézerek: kimenetük 10^{-12} másodpercnél rövidebb fényimpulzusok periodikus sorozata, melyek nagyon nagy pillanatnyi intenzitással rendelkeznek, míg az impulzusvonulat hosszú időre kiátlagolt teljesítménye a mintát károsító szint alatt tartható. Ez annak köszönhető, hogy az impulzusok időtartamánál a követési idejük tipikusan 4-6 nagyságrenddel nagyobb. A követési idő, vagy periódusidő reciprokát ismétlési frekvenciának nevezik, amely tehát az egyik meghatározó tényező a minták roncsolódásának szempontjából: a kisebb ismétlési frekvencia általában kisebb károsodást okoz [2]. Egy másik elvárás a fényforrással szemben, hogy hullámhossza hangolható legyen, ami azért szükséges, mert a vizsgált mintákban sokféle, eltérő gerjesztési hullámhosszal rendelkező fluoreszcens molekula előfordulhat (lásd például a [3] referenciát). A lézer ára is egy fontos tényező lehet, hiszen a femtoszekundumos lézerek eleve jóval drágábbak a lineáris optikai mikroszkópiában használt fényforrásokhoz

képeket. A viszonylag olcsón hozzáférhető femtoszekundumos oszcillátorok a nemlineáris mikroszkópia szélesebb körben való elterjedéséhez jelentős mértékben hozzájárulhatnak.

Doktori munkám egyik célkitűzése egy kis ismétlési frekvenciájú és széles sávban hangolható femtoszekundumos titán-zafir lézeroszcillátor kifejlesztése volt, mely ideális, költséghatékony fényforrás lehet nemlineáris, elsősorban multifoton-mikroszkópiás alkalmazásokhoz. A kis, kb. 20 MHz-es ismétlési frekvencia előnye, hogy a mikroszkóppal vizsgált biológiai minták hőmérséklet-emelkedése és az emiatt bekövetkező károsodásának esélye kisebb, mint a hagyományos, kb. 80 MHz-es titán-zafir lézerek használata esetén. Kisebb ismétlődési frekvenciájú lézer fényforrást használva ugyanis, a megfelelő intenzitású mikroszkópos képhez szükséges többfoton-abszorpciós fluoreszcencia jelet a gerjesztő fény kisebb átlagteljesítménye mellett lehet elérni. A kis ismétlési frekvencia miatt a lézert olyan fluoreszcencia-élettartam mérésen alapuló mikroszkópiában (Fluorescent Lifetime Imaging Microscopy, FLIM) is hasznosítani lehetne, ahol nagy fluoreszcencia élettartamokat kell mérni, amit 80 MHz-es oszcillátorok egymást túl gyorsan követő gerjesztő impulzusai nem tennének lehetővé [4-6]. A csökkentett ismétlési frekvenciát hosszú lézerezonátor alkalmazásával valósítottam meg, kihasználva, hogy a módusszinkronizált lézerek ismétlési frekvenciája a rezonátorhosszal fordítottan arányos. Ezért, ha két lézer között csak a rezonátor hosszában van különbség, ugyanakkora energiájú impulzusokat kisebb pumpálási teljesítmény befektetésével lehet előállítani a hosszabb rezonátorú segítségével, ami passzív módusszinkronizáció esetén együtt jár az impulzusüzemű működéshez szükséges kisebb pumpálási küszöbvel [7]. Ez költséghatékonyabb megoldássá teszi a multifoton mikroszkópiában alkalmazott hosszú rezonátoros titán-zafir lézert a 80 MHz-es társaihoz képest, hiszen kisebb maximális teljesítményű, ezért olcsóbb pumpalézerre van szükség a működtetéséhez.

A dolgozat lézeres fejlesztésekről szóló része a következő felépítésű. Az 1.2 fejezetben először áttekintem az idevonatkozó legfontosabb előzményeket, elméleti alapokat, kezdve a multifoton-mikroszkópia és minták hőkárosodásának témakörével. Az 1.2.2 alfejezetben tárgyalom a femtoszekundumos lézerek általános elméletének alapjait, különös hangsúlyt fektetve a módusszinkronizáció stabilitásának problémakörére, mivel ez a kis ismétlési frekvenciájú lézerek esetében fokozott jelentőséggel bír. Ezután, az 1.2.3 alfejezetben röviden bemutatom egy tipikus titán-zafir lézer felépítését, majd végül az 1.2.4 alfejezetben összefoglalom a hosszú rezonátoros titán-zafir lézerekkel kapcsolatos legfontosabb tudnivalókat, irodalmi előzményeket, és ismertetem a rezonátortervezés módszerét. Az 1.3 fejezetben az általam elért új eredményeket tárgyalom. Először egy 19,6 MHz ismétlési

frekvenciájú, 115 nm széles hullámhossz-tartományban hangolható hosszú rezonátoros lézert mutatok be, melyben a módusszinkronizáció beindítása egy akusztó-optikai modulátor segítségével történt [8]. Utána, az 1.3.3 alfejezetben, a fejlesztés következő lépcsőjét képező, 22,2 MHz-es, 170 nm-es tartományban hangolható hullámhosszú titán-zafir lézert ismertetem, melyben nagyon kis veszteségű, ionos porlasztással készült, ultraszélessávú csörpölt tükrök biztosítják a szélessávú hangolhatóságot, és az impulzusüzemű működés viszonylag kicsi, 2,6 W-os pumpálási küszöbét. Hangolható hosszú rezonátoros lézerről szóló korábbi publikációt nem találtam a szakirodalomban. Beszámolok egy olyan mérésről is, ami a hosszú rezonátoros lézer multifoton-mikroszkópiás alkalmazásának előnyeit demonstrálja a ~80 MHz-es oszcillátorok használatával szemben [9,10]. Végül röviden összefoglalom a kísérleti eredményeket.

1.2 Elméleti alapok, előzmények

1.2.1 Nemlineáris mikroszkópia

Az optikai mikroszkópiás módszerek közül napjaink legdinamikusabban fejlődő területe az úgynevezett nemlineáris mikroszkópia. Olyan mikroszkópiai képalkotási technikák tartoznak ide, ahol valamilyen nemlineáris optikai jelenség hozza létre a mikroszkóppal detektált fényjelet. Ilyen nemlineáris effektus lehet például a másodharmonikus-keltés (angol rövidítéssel: SHG), összegfrekvencia keltés (SFG), harmadik harmonikus keltés (THG), a koherens anti-Stokes Raman-szórás (CARS), illetve a többfoton-abszorpciós (vagy multifoton-abszorpciós) fluoreszcencia [1]. A multifoton-abszorpción alapuló pásztázó fluoreszcencia mikroszkópiás eljárást [11] röviden multifoton-mikroszkópiának is nevezik. A gyakorlatban elsősorban a kétfoton- és a háromfoton-abszorpciót használják, így beszélünk kétfoton- és háromfoton-mikroszkópiáról is.

Itt tennék még röviden említést a fluoreszcencia-élettartammérésen alapuló mikroszkópiáról (Fluorescence Lifetime Imaging Microscopy, FLIM), ami ugyan nem minden esetben hasznosít nemlineáris optikai gerjesztést, de szintén a kis ismétlési frekvenciájú lézerek egyik kedvelt alkalmazási területe [4-6]. A módszer lényege, hogy a mintát alkotó autofluoreszcens vagy megfelelő festékkel jelölt molekulákat a fluoreszcencia-élettartamuk alapján különböztetik meg, és így egy olyan színkódos képet tudnak alkotni, amelyben a különböző színek a különböző élettartamoknak felelnek meg. Ennek az előnye, hogy az élettartam-mérés a vizsgált anyagok lokális környezetére vonatkozóan is ad

információt, gyengén fluoreszkáló molekulákat is kimutat, és megkülönböztethetővé tesz egymással átfedő emissziós spektrumú anyagokat is [4]. Az élettartam mérése úgy történik, hogy a mintát a mérendő élettartamnál sokkal rövidebb fényimpulzussal gerjesztik, majd ezután több egymást követő időpillanatban mérik a fluoreszcencia-intenzitást. A kapott adatsorra egy vagy több exponenciális lecsengésű komponensből álló görbét illesztnek, és a kapott élettartamok alapján beazonosíthatók a fluoreszcens molekulák, illetve jellemezhető azok környezethez való viszonya (pl. kötöttségi állapotuk). A gerjesztő impulzusok követési idejének legalább háromszor nagyobbnak kell lennie, mint a leghosszabb lecsengésű komponens relaxációs ideje, különben az élettartam-mérés közben egy második beérkező impulzus újra gerjeszt, ami meghamisítja a végeredményt [4-6].

Doktori munkámban ezek közül a képalkotó technikák közül a multifoton-mikroszkópiával kapcsolatban végeztem kísérleteket. Ebben az alfejezetben ezt a módszert mutatom be dióhéjban, különös tekintettel a vizsgált minták hőmérsékleti károsodásának témakörére. A többfoton-abszorpció az a jelenség, amikor egy anyagnak egy alacsonyabb kvantált energiaszintjéről egy magasabb energiaszintre történő gerjesztése két vagy több foton egyszerre bekövetkező elnyelődésével történik. Mivel a gerjesztéshez szükséges energiakülönbséget több foton együttes energiája fedezi, az egyes fotonok energiája az egyfotonos gerjesztéshez szükséges fotonenergiánál annyiszor kisebb, ahány foton vesz részt a folyamatban. A gerjesztő fény hullámhossza tehát nagyobb, mint az egyfotonos esetben. A többfotonos folyamatok valószínűsége az intenzitásnak egynél magasabb kitevőjű hatványával arányos, ahol a hatványkitevő megegyezik az egyszerre elnyelt fotonok számával. A kétfotonos abszorpció ráta tehát az intenzitás négyzetével, a háromfotonos pedig az intenzitás köbével skálázódik. Számottevő többfotonos abszorpció ezért csak megfelelően nagy fényintenzitás esetén jelentkezik, melyet laboratóriumi körülmények között ultrarövid (femto- vagy pikoszekundumos) impulzusú lézerek nyalábjának fókuszálásával lehet előállítani.

A multifoton-abszorpciós mikroszkópiában leggyakrabban módusszinkronizált, femtoszekundumos szilárdtest lézereket, például titán-zafír lézert használnak fényforrásként. A lézernyalábot a mikroszkópobjektív fókuszálja a mintára, és a többfotonos gerjesztést követően emittált fluoreszcens fényt detektálják a képalkotáshoz, legtöbbször egy (vagy több) fotoelektron-sokszorozó (PMT) segítségével. A különböző anyagok által kibocsátott fluoreszcencia hullámhossz-szelektív, többcsatornás detektálására is lehetőség van, színszűrők és több detektor alkalmazásával. Egy precíziósan mozgatható tükör (Galvano-tükör) a fókuszált gerjesztő lézernyalábot a mintán belül különböző pozíciókra tudja vetíteni, ezáltal

két- vagy háromdimenziós pásztázó képalkotás is egyszerűen megvalósítható (utóbbi esetben az objektív vagy a tárgylemez mozgatása is szükséges). A multifoton-mikroszkópokat elsősorban biológiai és orvosi kutatások és manapság már a diagnosztika területén is használják. Vannak olyan, a biológiai mintákban eleve jelen levő molekulák, melyek önmagukban is fluoreszkálnak (autofluoreszcencia). Ha a kutatók olyan molekulák sejtben vagy szövetben belüli eloszlását kívánják vizsgálni, amelyek önmagukban nem fluoreszkálnak, akkor olyan mesterséges fluoreszcens festékekkel kezelik a mintát a mérés előtt, melyek szelektíven kötődnek az adott molekulához [1]. További lehetőség a vizsgált élő mintában egyes fehérjék genetikai módszerekkel történő helyettesítése fluoreszcens fehérjékkel (GFP, YFP). A természetes és mesterséges fluoreszcens molekulák sokfélék, és gerjesztési hullámhosszuk is sokféle lehet – például az bőrben is, ami a multifoton-mikroszkópokkal az egyik leggyakrabban vizsgált szövet, többféle autofluoreszcens molekula is előfordul [3]. Ezért a többfoton-mikroszkópiához általában hangolható középhullámhosszú pikoszekundumos vagy femtoszekundumos lézer fényforrásra van szükség.

A multifoton-mikroszkópia által nyújtott lehetőségek lényegesen meghaladják a hagyományos konfokális mikroszkópia lehetőségeit, több tényezőnek is köszönhetően. Egyrészt nagy mélységi felbontás érhető el vele, mivel számottevő fluoreszcencia csak az objektív fókuszában keletkezik. Így nincs szükség a konfokális mikroszkópokban megtalálható tülyuk alkalmazására, mely a fókuszon kívülről származó fény kiszűrésére szolgál. Másrészt a gerjesztő fény hullámhossza általában a közeli infravörösben, a 700 - 1200 nm-es tartományban van, ezért sokkal kisebb a szöveteken belüli abszorpciója és a szóródása, mint az egyfotonos gerjesztéshez szükséges közeli UV, kék vagy zöld fénynek. Ez lehetővé teszi a minta mélyebben fekvő rétegeiről történő képalkotást. A rövid hullámhosszú, elsősorban UV gerjesztés továbbá kémiai károsítja a biológiai molekulákat (fototoxicitás), és ártalmas szabadgyökök felszabadulásához valamint DNS károsodáshoz vezethet. Ennek elsősorban élő szervezetben belül végzett, úgynevezett *in vivo* vizsgálatok esetén van jelentősége. Multifoton-mikroszkópiában ez a károsodási mechanizmus csak a fókuszfolttal pásztázott területen van jelen, ahol az UV-gerjesztéshez hasonló hatású többfotonos-abszorpció végbemegy, míg a hagyományos mikroszkópiában az egész megvilágított térfogatban. Ugyanakkor fontos megjegyezni, hogy az *in vivo* multifoton-mikroszkópiában tapasztalható DNS károsodás annak ellenére, hogy lokalizáltan következik be, veszélyes lehet, mivel megnövelheti a rák kialakulásának kockázatát. A többfoton-mikroszkópos vizsgálatok direkt DNS károsító hatására vonatkozó mérési eredményeket tartalmaz például a [12] referencia.

Ha a minta az infravörösben erősen abszorbeáló anyagokat, például melanint, hemoglobint vagy bizonyos fluoreszcens festékeket tartalmaz, akkor jelentős lehet az egyfotonos gerjesztésből származó hőmérséklet-emelkedés is, ami egy további sejtkárosító hatást jelent. A [2] referenciában „kaukázusi típusú”, vagyis fehér emberi bőrminták multifoton-mikroszkópos vizsgálata során bekövetkező hőkárosodás bekövetkezésének valószínűségét mérték, a gerjesztő lézertény impulzusenergiájának és az impulzusok ismétlési frekvenciájának függvényében. Fényforrásként egy 76 MHz-es femtoszekundumos titán-zafír lézert használtak, és az ismétlési frekvenciát egy akusztó-optikai impulzus kivágóval szabályozták. A lézersugarat melanint tartalmazó sejtek egy csoportjára (pl. anyajegy) fókuszálták, és a forrásponthi hőmérséklet elérésekor bekövetkező morfológiai változást regisztrálták károsodásként. A hőmérséklet emelkedését egyrészt az egyes impulzusok által egyenként közvetített energia okozza, mely hirtelen hőmérsékletemelkedést okoz az impulzus elnyelődésekor. Másrészt, ha az impulzusok követési ideje összemérhető a víz hővezetési tulajdonságai és hőkapacitása által meghatározott termikus relaxációs idejével, ami nagyjából 70 ns, akkor az egyes impulzusok elnyelődése között a megvilágított résznek nincs ideje visszahűlni, így az egymást követő impulzusoktól hőhatása összegződik (kumulálódik), és a megvilágított pontban a hőmérséklet folyamatosan emelkedik a megvilágítás ideje alatt. A kumulált hőmérséklet-emelkedés tehát függ attól is, hogy mennyi ideig tartózkodik egy adott ponton (képponton) a fókuszált lézernyaláb a minta pásztázása közben. Ez az időtartam, a pixel tartózkodási idő (angolul: *pixel dwell time*). A minta egy pontjában maximális hőmérséklet emelkedés tehát az egyes impulzusok elnyelődéséből származó járulék (T_{\max}^{pulse}) és a kumulatív hatásból eredő járulék ($T_{\max}^{cumulative}$) összege, melyet az alábbi képlet ad meg [2]:

$$T_{\max} = [T_{\max}^{cumulative}] + [T_{\max}^{pulse}] = \left[\frac{\mu_a E f}{4\pi k_t} \ln \left(1 + \frac{2t_{res}}{\tau_C} \right) \right] + \left[\frac{\mu_a E}{2\pi k_t \tau_C} \right], \quad (1.2.1)$$

ahol E az impulzusenergia, f az impulzusok ismétlési frekvenciája, μ_a az egyfoton-abszorpciós együttható a gerjesztő infravörös hullámhosszon, k_t a hővezetési együttható (tipikus értéke bőrminta esetén $0,6 \text{ WK}^{-1}\text{m}^{-1}$), τ_C a víz termális relaxációs időállandója (kb. 70 ns), t_{res} pedig a pixel tartózkodási idő, ami tipikusan 10 – 100 μs . T_{\max}^{pulse} a gerjesztő lézertény paraméterei közül tehát az impulzusenergiától függ, ezzel arányos. $T_{\max}^{cumulative}$ az impulzusenergia mellett még az ismétlési frekvenciától is függ, ezek szorzatával arányos, mely szorzat a gerjesztés átlagteljesítménye, P_{av} . A [2] referencia szerzői azt találták, hogy 1,0 – 1,2 nJ küszöb-

impulzusenergia felett mindenképp bekövetkezik a károsodás, az ismétlési frekvenciától függetlenül, tehát egyetlen impulzustól származó melegedés miatt. Ez alatt a küszöb alatt azonban a károsodás valószínűsége az ismétlési frekvencia növelésével együtt növekszik, a kumulált hatás erősödése miatt. Elég nagy ismétlési frekvencia esetén már a kumulált hőhatás dominál. A kumulált és az egyes impulzusoktól származó hőmérséklet emelkedés aránya (1.2.1) alapján:

$$\frac{T_{\max}^{\text{cumulative}}}{T_{\max}^{\text{pulse}}} = \frac{f\tau_C}{2} \ln\left(1 + \frac{2t_{\text{res}}}{\tau_C}\right), \quad (1.2.2)$$

A hagyományos, 80 MHz-es lézerek esetén, a fenti tipikus értékeket használva ez az arány 15 és 25 között van, tehát a kumulatív hatás itt sokkal erősebb, mint az egyes impulzusoké. Ha az impulzusenergia a küszöb alatt van, ebben a frekvenciatartományban a hőmérsékleti károsodás esélye tehát az átlagteljesítményének, P_{av} -nak a csökkentésével, azaz az ismétlési frekvencia vagy az impulzusenergia csökkentésével mérsékelhető. Figyelembe kell azonban venni, hogy ezzel együtt a képalkotáshoz szükséges, kétfoton-abszorpcióból származó jelszint is csökken. Ez a kétfoton-abszorpciós rátával arányos, amire az alábbi összefüggés érvényes [2]:

$$N \propto \frac{\delta}{A^2\tau} E^2 f = \frac{\delta}{fA^2\tau} \cdot P_{av}^2, \quad (1.2.3)$$

ahol \propto az arányosság jele, δ a kétfoton-abszorpciós hatáskeresztmetszet, τ az impulzushossz, A pedig a fókuszolt keresztmetszete. Mivel ez lineárisan függ f -től és négyzetesen E -től, tehát az ismétlési frekvencia csökkentése előnyösebb, mivel ez kevésbé rontja le a képalkotáshoz szükséges jelszintet. Az ismétlési frekvencia csökkentése azonban csak addig mérsékli a hőkárosodást, amíg a kumulatív hatás a domináns, azaz a (1.2.2) arány meg nem közelíti az egyet, ami 4 MHz nagyságrendű ismétlési frekvenciánál következik be. Ennél kisebb frekvenciák esetén már az impulzusenergia csökkentése szükséges a hőkárosodás mérsékléséhez.

1.2.2 A módusszinkronizált lézerek elmélete

1.2.2.1 A módusszinkronizálás alapmechanizmusa

Az impulzusüzemű lézerek között az egyik legfontosabb a módusszinkronizált (más szóval: móduscsatolt) lézerek családja, ezekkel állíthatók elő ugyanis a legrövidebb

lézerimpulzusok. A móduscsatolt oszcillátorokkal közvetlenül előállítható lézerimpulzusok időtartama 10 fs (10^{-14} s) alatt van [13-15], de az attoszekundumos ($1 \text{ as} = 10^{-18}$ s) impulzusok előállításához is egy femtoszekundumos módusszinkronizált lézer erősített kimenete szükséges [16].

A módusszinkronizálás lényege, hogy a lézerrezonátoron belül az egyébként egymáshoz képest véletlenszerű fázisban oszcilláló longitudinális módusok fázisát egymáshoz térben és időben rögzítjük, így elég sok módus összelebegéséből egy rövid fényimpulzust, illetve a lézerkimeneten egy periodikus impulzusvonulatot kapunk [16-18]. A móduscsatolt impulzus rezonátoron belül egy teljes körülfutást, melynek csoport-törésmutatókkal* számolt optikai úthossza L_k , $T_k = L_k/c$ idő alatt tesz meg (c a vákuumbeli fénysebesség). A rezonátorban oszcilláló impulzus energiájának a nyitótükör transzmittanciájával megegyező hányada a nyitótükörön keresztül minden körülfutás végén kicsatolódik, és így jön létre a kicsatolt impulzusokból álló periodikus lézerkimenet. Ebben az impulzusok követési ideje tehát szintén T_k , az impulzusvonulat ismétlési frekvenciája pedig ennek a reciproka [16-18]:

$$f_{ism} = \frac{c}{L_k}. \quad (1.2.4)$$

Lineáris rezonátor esetén a rezonátor (egyirányú áthaladásra vonatkozó) hossza, L , a körülfutási úthossz fele, így ebben az esetben $f_{ism} = c/(2L)$.

Minél több módus szuperpozíciójából épül fel az impulzus, annál rövidebb lehet, tehát az ultrarövid lézerimpulzusok előállításának elengedhetetlen feltétele a szélessávú lézerműködés, amelyhez egyrészt nagy erősítési sáv szélességű lézerműközre, másrészt szélessávú rezonátorra, azaz elsősorban szélessávú reflexiót biztosító rezonátortükrökre van szükség. A móduscsatolt impulzusok időtartama ($\Delta\tau$) és spektrális sáv szélessége ($\Delta\nu$) között ugyanis a Fourier-transzformáció elméletéből következő, a Heisenberg-féle határozatlansági relációhoz hasonló kapcsolat áll fenn [16]:

$$\Delta\tau \cdot \Delta\nu \geq C, \quad (1.2.5)$$

ahol C az impulzus spektrális alakjától függő konstans. Adott spektrum esetén a legrövidebb impulzust az egyenlőség fennállása esetén kapjuk, ekkor transzformációlimitált impulusról beszélünk. Ilyenkor a módusok fázisa lineáris függvénye a frekvenciának. Ezzel ellentétes eset, ha a fázisok teljesen rendezetlenek, véletlenszerű eloszlásúak, mert ilyenkor a nem

* A csoport-törésmutató a vákuumbeli fénysebesség és a csoportsebesség hányadosa (lásd: F.1. Függelék).

koherens szuperpozícióból adódóan egy zajszerű lézerműködést kapunk, ami időátlagban folytonos üzemű (angolul: Continuous Wave, CW), lézerműködést jelent. A transzformációlimitált és a zajszerű véglet között helyezkedik el a fázismodulált, vagy angolból átvett kifejezéssel „csörpölt”, impulzusok esete, ahol a spektrális fázis a frekvencia simán változó nemlineáris függvénye, amely a központi frekvencia körül Taylor-sorba fejthető (lásd az F.1 Függelékét). A módusszinkronizált lézerekben előforduló két legfontosabb impulzus-időalak a Gauss-időalak és a sech^2 - ($\equiv 1/\cosh^2$) időalak. A Gauss-időalakhoz Gauss-alakú spektrum, a sech^2 -időalakhoz pedig sech^2 alakú spektrum tartozik. Előbbi esetben a (1.2.5) képletben szereplő C konstans értéke 0,441, az utóbbiban pedig 0,315 [16], feltéve, hogy $\Delta\tau$ az intenzitás-idő függvény félértékszélességét, $\Delta\nu$ pedig a spektrális intenzitás-függvény félértékszélességét jelenti.

A CW üzemmódú lézerműködés során a zajszerű kimenetben, rövid időskálán nézve, még mindig előfordulnak kisebb-nagyobb impulzusszerű zajtüskék. A móduscsatolás a gyakorlatban úgy hozható létre, hogy az egyik ilyen zajtüskét minden körülfutási periódusban felerősítjük, a többit pedig elnyomjuk, így végül a rezonátorban egyetlen, móduscsatolt impulzus fog oszcillálni. Ezt úgy érhetjük el, hogy lézer veszteségét (illetve erősítését) ennek az oszcillációnak megfelelő f_{ism} frekvenciával moduláljuk, azaz a rezonátor körülfutási idejével szinkronizáljuk a moduláció periódusidejét [16-18]. Attól függően, hogy ez a szinkronizálás, illetve maga a moduláció külső kényszer hatására vagy spontán jön létre, aktív és passzív módusszinkronizálást különböztetünk meg [16-18].

Aktív móduscsatolás történhet pl. szinkronpumpálással, amikor a pumpálás teljesítményét, és így az aktív közeg erősítését a rezonátor körülfutási idejével szinkronban változtatják [16]. Egy másik, elterjedtebb, megoldás a lézerezonátor veszteségének szinkronizált modulálása, a rezonátorba helyezett, kívülről elektronikusan vezérelt aktív elem, pl. akusztó-optikai vagy elektro-optikai cella alkalmazása. Létezik frekvenciamoduláción alapuló aktív móduscsatolási eljárás is [18], de ez kevésbé elterjedt. Az aktív módszerek hátránya, hogy a felhasznált eszközök viszonylag hosszú válaszidejéből adódóan a moduláció nem elég gyors az ultrarövid (párszor 100 fs-nál rövidebb) impulzus időtartamok előállításához, valamint komplex, elektronikus szinkronizáló áramkörökre van szükség [19].

Ezzel szemben a **passzív móduscsatolási technikák** esetében a modulációt maga a kialakuló fényimpulzus hozza létre, mely ily módon saját magára hat vissza, és a moduláció és az impulzus körülfutásának szinkronizációja automatikusan teljesül. Ezt a jelenséget általánosságban önamplitúdó-modulációnak nevezzük, ami többféle fizikai elv alapján működhet. Az egyik ilyen folyamat a rezonáns (más szóhasználattal élve: valódi) telítődő

abszorpció, amikor a rezonátoron belüli optikai elem abszorpciója elég nagy fényintenzitás esetén a gerjesztett állapotok betöltöttsége miatt szintén telítésbe megy, azaz lecsökken, és ezzel párhuzamosan a rezonátor vesztesége is kisebb lesz. Rezonáns telítődő abszorberként lézerekben elsősorban festékcélát vagy félvezető telítődő abszorbens tükröt (angolul: Semiconductor Saturable Absorber Mirror, SESAM, vagy Saturable Bragg-Reflector, SBR) alkalmaznak [16,18]. Mivel a legnagyobb intenzitású zajtüske okozza a legnagyobb telítődést, a telítődő abszorbens elemén való áthaladáskor a lézerműködés erősítésénél kisebb veszteséget szenved, tehát a zajtüske eredő erősítésén megy keresztül. A többi, kisebb intenzitású fluktuáció azonban nem tudja telítésbe vinni az abszorpciót, így az erősítést felülmúló veszteség hatására többszöri körülhaladás során teljesen lecsillapodik, míg végül a teljes rezonátoron belüli energia egy (esetleg néhány), a kezdetben legnagyobb intenzitású fluktuációból kialakuló impulzusba csatolódik. A telítődő abszorpció hatására ráadásul ez az egyetlen impulzus a továbbiakban egyre rövidül, mivel a nagyobb pillanatnyi intenzitású része (az impulzus „csúcsa”) jobban erősödik, mint a kisebb intenzitású részei (az impulzus „szélei”). Végül kialakul egy stacionárius állapot, ahol az impulzus időtartam már nem csökken tovább, mert a telítődő abszorpció rövidítő hatása egyensúlyba kerül az impulzust megnyújtó egyéb effektusokkal, (pl. anyagi diszperzió* vagy a véges erősítési sáv szélesség miatt fellépő úgynevezett erősítés diszperzió**, esetleg egyéb spektrális szűrők hatása) [18,19]. Ultrarövid impulzusok esetén az extrém nagy impulzus csúcshintenzitások miatt fellépő egyéb nemlineáris optikai jelenségek, pl. az önfázis moduláció* (angolul: Self-Phase Modulation, SPM) is szerepet játszanak a stacionárius impulzusalak kialakításában. A stacionárius móduscsatolt lézerműködés elméletéről és az említett effektusok szerepéről az 1.2.2.4 fejezetben lesz szó részletesebben.

Mivel a valódi telítődő abszorpció rezonáns fény-anyag kölcsönhatáson alapul, az ilyen telítődő abszorbens relaxációs ideje viszonylag hosszú, és így az önamplitúdó-moduláció válaszideje a pár femtoszekundumos impulzusok előállításához még mindig nem elég. Noha a rövid, a rezonátor körülfutási idejének nagyságrendjébe eső gerjesztett állapoti élettartammal rendelkező erősítőközegek (pl. szerves festékek) esetében az erősítésnek az impulzus áthaladásakor bekövetkező dinamikus telítődése a lassú telítődő abszorpcióval kombinálva létrehozhat 100 fs-nál rövidebb impulzusokat, szilárdtest lézerek esetén az erősítés nagyon gyenge dinamikus telítődése miatt már ún. gyors telítődő abszorberre van szükség ennek a határnak az átlépéshez [19]. Ez utóbbiak nem rezonáns optikai nemlinearitáson, elsősorban az

* A diszperzió és az önfázis-moduláció részletesebb leírását lásd az F.1., illetve az F.2. Függelékben

** Az erősítés diszperziójáról bővebben lásd az 1.2.2.4. fejezetet.

optikai Kerr-effektus elvén működnek, melynek válaszideje néhány fs. A gyorsaságon kívül a nem rezonáns kölcsönhatások előnye a rezonánssal szemben az, hogy nagyon széles hullámhossztartományban gyakorlatilag hullámhossz függetlenek, így széles sávban hangolható lézerekben is alkalmazhatók. A nem rezonáns effektusok elvén működő módusszinkronizálás során is egy indirekt telítődő abszorbens hatás hozza létre az önamplitúdó-modulációt, amit mesterséges telítődő abszorpciónak is neveznek. Az optikai Kerr-effektuson alapuló eljárások közül a két leginkább említésre méltó az összegimpulzusos móduscsatolás (angolul: Additive Pulse Mode Locking, APM) és a Kerr-lencsés módusszinkronizáció, melyek közül az utóbbi az elterjedtebb [18,19].

Munkám során a felsorolt módusszinkronizálási technikák közül a Kerr-lencsés móduscsatolást alkalmaztam, melyet bizonyos esetekben akusztó-optikai modulátor segítségével indítottam be.

1.2.2.2 Kerr-lencsés módusszinkronizálás

A hagyományos (nem száloptikás) femtoszekundumos szilárdtest lézerek esetében alkalmazott egyik legelterjedtebb módusszinkronizálási módszer a Kerr-lencsés módusszinkronizáció. Passzív módszer lévén rendelkezik azok előnyös tulajdonságaival (gyors válaszidő, hullámhossz függetlenség), valamint nem igényel olyan nagy precizitású, interferometrikus pontosságú beállítást, mint a szintén passzív módszer, az összegimpulzusos móduscsatolás.

Nevét onnan kapta, hogy az optikai Kerr-effektus miatt bekövetkező önfókuszálás (lencsehatás) elvén működik. Az optikai Kerr-effektus egy harmadrendű nemlineáris optikai effektus, amely a törésmutató intenzitásfüggését jelenti [17]:

$$n(I) = n_0 + n_2 I, \quad (1.2.6)$$

ahol n_0 a közeg lineáris törésmutatója, n_2 pedig a nemlineáris törésmutató együttható. Ez utóbbi általában egy nagyon kicsi, pozitív érték (zafirkristályban például $n_2 \cong 3,45 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$) [17], ezért jelentős Kerr-hatás csak elég nagy intenzitás esetén tapasztalható. Szilárdtest lézeroszcillátorok esetén a Kerr-hatás tipikusan magában a lézerezősítő közegben lép fel, ahol a lézermódus erősen fókuszálva van, de előfordul, hogy egy különálló, nagy n_2 -vel rendelkező elemet is beraknak a rezonátorba, hogy a Kerr-hatást felerősítsék [20]. A Kerr-effektus fellépése esetén a közegben a rezonátormódus transzverzális intenzitásprofiljának megfelelő radiális törésmutatóprofil alakul ki. Pozitív n_2 esetén, ha a

transzverzális lézermódus olyan, hogy a közepe felé az intenzitás nő (pl. Gauss-módus), akkor az így kialakuló törésmutató-gradiens miatt a közeg fókuszáló lencseként fog viselkedni – ezt nevezik önfókuszálásnak, ami tehát annál erősebb, minél nagyobb a fényintenzitás. Ha a pumpálás vagy a rezonátor geometriája olyan, hogy a fókuszált módus nagyobb erősítést (kisebb veszteséget) érez, mint önfókuszálás nélkül, akkor ebből már következik a módusszinkronizációhoz szükséges telítődő abszorpció hatás. Lágy apertúrás (angolul: soft-aperture) Kerr-lencsés móduscsatolásról beszélünk akkor, amikor longitudinális lézeres pumpálásnál a kristályban az önfókuszált módus és a puma nyaláb jobban átfednek, mint önfókuszálás hiányában, ezzel intenzitásfüggő erősítést eredményezve. Ezzel szemben a kemény apertúrás (hard-aperture) változatnál egy megfelelő méretű apertúrát (általában egy rést) raknak a rezonátorba, amin a módus kisebb veszteséget szenved, ha önfókuszált állapotban van – ez tehát az intenzitásfüggő veszteség esete [18].

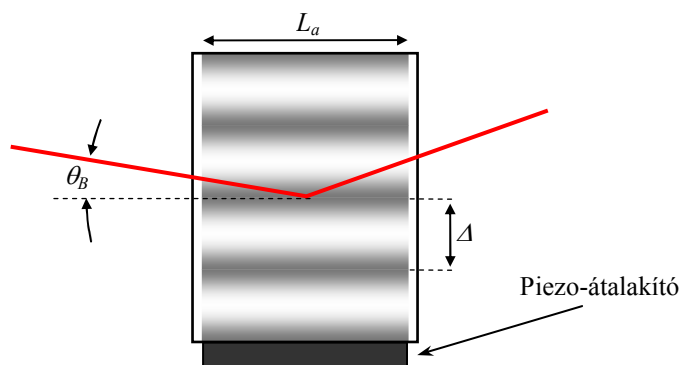
A Kerr-lencse effektus a fentiekből következően erősen függ a rezonátor-geometriától és csak a rezonátor precíz beállítása esetén működik hatékonyan. Legtöbbször a módusszinkronizált működés nem alakul ki spontán a CW állapotból, hanem mesterséges rásegítéssel, pl. az egyik végtükör gyors rezgetésével vagy meglökésével indítható be [21-22].

1.2.2.3 Akusztó-optikai módusszinkronizálás

Az aktív módusszinkronizálási módszerek egyik típusa az akusztó-optikai módusszinkronizálás, amikor a rezonátor veszteségének modulálását egy akusztó-optikai cella által okozott diffrakciós veszteség segítségével valósítják meg. Az akusztó-optikai effektus a fotoelasztikus jelenségen alapul, aminek következtében egy szilárd közeg törésmutatója függ a benne levő feszültségektől [18]. Emiatt, ha ultrahangot bocsátunk egy megfelelő átlátszó anyagba, akkor abban a hanghullám amplitúdójával arányos, periodikus törésmutató moduláció alakul ki, mely egy optikai fázisrácsnak felel meg, ami diffraktálja a rajta áthaladó fényt. A rácsállandó megegyezik a hang hullámhosszával. Ha a fény hullámhossza (λ), a hang hullámhossza (Δ) és a rács vastagsága (L_a) között fennáll az $L_a \lambda \gg \Delta^2$ összefüggés, akkor a fény áthaladásakor Bragg-reflexió történik, azaz csak egy diffrakciós rend jelenik meg [18]. Ilyenkor a diffrakciós határfok csak egy bizonyos beesési szög kis környezetében számottevő, amire az úgynevezett Bragg-feltétel vonatkozik [18]:

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2\Delta} . \quad (1.2.7)$$

Egy akusztó-optikai cella egyszerűsített rajza látható az 1.2.1 ábrán, ahol a fenti mennyiségeket is feltüntettem. Az akusztó-optikai közeg legtöbbször amorf kvarc. Ennek az oldalára rá van ragasztva egy nagy elektromos teljesítménnyel meghajtott piezoelektromos kristály (piezo-átalakító), ami a hanghullámot generálja. Előfordul, hogy nincs külön átalakító, hanem a piezo-kristály az akusztó-optikai közeg is egyben [18]. Léteznek haladó és álló hanghullámmal működő akusztó-optikai cellák is. A lézerek módusszinkronizálásához használt modulátorok a Bragg-elv szerint és állóhullámmal működnek, így gyors modulációt és nagy modulációs mélységet biztosítanak [18]. Hogy az állóhullám létrejöhessen, az akusztó-optikai tömb szemközti lapjait párhuzamosra alakítják ki, hogy a hang visszaverődhessen róluk, és a tömb hosszát úgy választják meg, hogy a hang hullámhosszának egész számú többszöröse legyen.



1.2.1. ábra. Egy akusztó-optikai cella sematikus rajza. A piros vonal a beeső és a diffraktált fénysugár. A sátrózott rész a hanghullámot jelöli, melynek hullámhossza Δ , az így kapott rács vastagsága L_a , θ_B pedig a Bragg-szög.

Mivel az állóhullámban minden rezgési periódusban kétszer van minimum, a diffrakciós veszteség a meghajtó frekvencia (f_{megh}) kétszeresével modulálódik. A módusszinkronizációhoz a modulációs frekvenciát és a lézer ismétlési frekvenciáját (f_{ism}) nagy pontossággal össze kell szinkronizálni, tehát $f_{megh} = f_{ism}/2$ kell, hogy teljesüljön. A hőtágulás és egyéb okok miatt a rezonátor hossza és ezáltal f_{ism} megváltozhat. Ezért a frekvenciák szinkronban tartásához az egyik rezonátor-végtükröt piezo-mozgatóra szerelik, melyet a lézerkimenetet monitorozó fotodióda jelével visszacsatoltan vezérelnek, hogy a rezonátorhosszat stabilizálják a megfelelő ismétlési frekvencia fenntartásához [18]. Egy másik megoldás, az úgynevezett regeneratív móduscsatolás, amikor nem a rezonátorhosszat stabilizálják, hanem az akusztó-optikai meghajtó frekvenciájának változtatásával követik a lézer frekvenciáját, szintén egy visszacsatoló kör segítségével [23,24]. Gyakran elég a CW állapotban eleve meglévő móduslebegési fluktuációkból származó fotodetektor-jel felerősítésével vezérelni a modulátort, hogy a módusszinkronizáció beinduljon.

A pusztán akusztó-optikai móduscsatolással előállítható legrövidebb impulzusok időtartama pikoszekundumos nagyságrendű [18]. Azonban, ha femtoszekundumos lézerben használunk akusztó-optikát, amelyben Kerr-lencsés vagy egyéb, gyors passzív módusszinkronizálás is működik, akkor az akusztó-optikai moduláció csak a passzív móduscsatolás beindításában és esetleg stabilizálásában játszik szerepet, de a stacionárius impulzushosszat már nem ez határozza meg [23,24].

1.2.2.4 A stacionárius módusszinkronizált lézerműködés

Ebben az alfejezetben a stacionárius módusszinkronizált lézerműködést leíró elméleti modellt tárgyalom a passzívan móduscsatolt szilárdtest-lézerek esetére, főként a [25] referencia alapján. Ezzel mindenekelőtt az a célom, hogy bemutassam a móduscsatolt impulzusok stabilitásának feltételeit meghatározó tényezőket. A kis ismétlési frekvenciájú lézerekben a viszonylag nagy impulzusenergiák miatt ugyanis gyakran előfordulhatnak stabilitási problémák.

A femtoszekundumos módusszinkronizált impulzusra a rezonátorban történő oszcillációja során többfajta effektus hat, és ezek együttesen alakítják ki a stacionárius állapoti impulzusjellemzőket: a lézerközeg erősítése, a passzív rezonátorveszteségek, az (ön)amplitúdó-moduláció, a diszperzió és az önfázis moduláció*. Az első három az impulzus komplex amplitúdójának, ν -nek az amplitúdóját, az utolsó kettő pedig a fázisát befolyásolja. Az említett jelenségek különböző rezonátorbeli elemekben lépnek fel, tehát különböző helyen fejtik ki hatásukat. Emiatt az impulzus jellemzői is helyfüggőek lesznek. Jellemezze egy adott "i" elem hatására az impulzus lassan változó komplex amplitúdójában bekövetkező infinitezimális változást az \hat{E}_i operátor. Ekkor az egy rezonátor körülfutásra vonatkozó transzfer-operátor az ezekből képzett, $\exp(\hat{E}_i)$ alakú operátorok megfelelő sorrendű, helyfüggő szorzata, mely a következő alakra hozható [25]:

$$\hat{T}(z) = \exp(\hat{A} + \hat{N} + \hat{D} + \hat{P}(z, \hat{N}, \hat{D}) + \hat{D}_h), \quad (1.2.8)$$

ahol z a rezonátor tengelye mentén mért helykoordináta, melybe a később bemutatandó lineáris rezonátorok esetén az impulzus terjedésének iránya is beleértendő. Az exponensben szereplő operátorok közül $\hat{A} = g - l + \kappa|\nu|^2$ az egy körülfutás alatt bekövetkező erősítés (g), a rezonátorveszteségek (l), valamint az önamplitúdó-moduláció hatását tartalmazza, mely

* A diszperzió és az önfázis modulációs részletes leírását lásd az F.1., illetve az F.2. Függelékben.

utóbbi nem túl nagy teljesítmények esetén arányos az impulzus $|\nu|^2$ pillanatnyi teljesítményével, κ arányossági tényezővel. A lézerkristályban fellépő Kerr-effektus miatt bekövetkező önfázis-moduláció hatását írja le az $\hat{N} = -i\phi|\nu|^2$ operátor, ahol ϕ az egységnyi teljesítményre jutó nemlineáris fázistolás egy körülfutás alatt, amely pozitív n_2 esetén szintén pozitív értékű. A rezonátoron belüli elemek eredő csoportsebesség diszperziójának (angolul Group Delay Dispersion, GDD) a $\hat{D} = i(D/2)\partial^2/\partial t^2$ operátor felel meg, ahol $D = \phi''(\omega_l)$ a rezonátor egy körülfutásra jutó lineáris fázistolásának körfrekvencia szerinti második deriváltja, más néven (másodrendű) diszperziója, és ω_l az impulzus közepes körfrekvenciája. Itt (és a továbbiakban) t az impulzussal együttmozgó koordinátarendszerben mért (másképp: retardált) időkoordinátát jelöli. A $\hat{P}(z, \hat{N}, \hat{D})$ és a \hat{D}_h operátorok az eddig felsoroltakhoz képest perturbációként vehetők figyelembe, és rövidesen részletesebben is szó lesz róluk.

Ha az eredő diszperzió pozitív, azaz $D > 0$, az önfázis-moduláció és a diszperzió együttesen az impulzushossz növeléséhez járul hozzá, ezért a rövid (tipikusan 1 ps-nál rövidebb) impulzusok előállításához negatív eredő rezonátor-diszperzióra ($D < 0$) van szükség. Mivel szilárdtest-lézerek hullámhossztartományában az rezonátoron belüli elemek (pl. a lézerkristály) anyagi diszperziója pozitív, ehhez speciális diszperzió-kompenzáló elemekre (pl. prizmapár, diszperziós tükrök) van szükség, amelyekről részletesebben az 1.2.2.5 fejezetben lesz szó. A gyakorlatban alkalmazott szilárdtest lézerekben az önfázis-moduláció sokkal erősebb az önamplitúdó-modulációnál ($\phi \gg \kappa$), ezért a stacionárius impulzusalakot elsősorban az önfázis-moduláció és a diszperzió együttes hatása alakítja ki, hasonlóan a negatív diszperzióval rendelkező közegben (pl. megfelelő egymódusú optikai szálban) történő nemlineáris impulzusterjedés esetéhez. Ez utóbbi probléma aszimptotikus ($z \rightarrow \infty$) megoldásai az úgynevezett szolitonok, melyek olyan hullámcsomagok, melyek időalakja és spektruma változatlan a terjedés során. Az alap-szoliton transzformációlimitált, és sech^2 időbeli intenzitásprofillal (továbbiakban: időalakkal) rendelkezik. Mivel a passzívan módusszinkronizált szilárdtest-lézerekben is a negatív diszperzió és az önfázis-moduláció a domináns impulzusformáló effektusok, ezért ezekben a sok körülfutás során kialakuló, stacionárius móduscsatolt impulzus is szoliton-szerű lesz, és emiatt ezt a folyamatot szoliton-módusszinkronizációnak is nevezik. Léteznek az alap-szolitontól eltérő, magasabb rendű szolitonok is, ezek azonban lézerekben csak extrém körülmények, például nullához nagyon közeli negatív diszperzió esetén fordulnak elő.

A szilárdtest lézeroszcillátorokban természetesen más hatások is jelen vannak, mint az optikai szálakban történő impulzusterjedésnél, melyek módosítják a szoliton megoldást, így ebben az esetben már csak kvázi-szolitonnól beszélhetünk. Az egyik ilyen az önamplitúdó-moduláció, amelynek figyelembe vételével kissé csörpölt, de még mindig sech^2 alakú, és helyfüggetlen megoldást kapunk, amelynek komplex amplitúdója [19]:

$$\nu(t) = A_0 \text{sech}\left(\frac{t}{\tau_0}\right)^{(1+i\beta)}, \quad (1.2.9)$$

ahol $\beta \sim \kappa/\phi$ a csörp-paraméter és τ_0 az időalak félértékszélességének, τ_{FWHM} -nek az 1,763-ad része. Ez utóbbi időtartamot az alábbi képlet adja meg [25]:

$$\tau_{FWHM} = \frac{3,53|D|}{\phi W}, \quad (1.2.10)$$

ahol W a rezonátoron belüli impulzusenergia.

A módusszinkronizált szilárdtest lézerek és az optikai szálak esete közötti másik, lényeges különbség, hogy a lézeroszcillátorokban a diszperzió és az önfázis-moduláció nem egyszerre, hanem a rezonátor különböző pontjain külön-külön, egymás után, fejtik ki hatásukat, ami egy periodikus perturbációt jelent az oszcilláló szolitonra nézve. Ezt a perturbációt írja le a rezonátor transzfer-operátorában szereplő $\hat{P}(z, \hat{N}, \hat{D})$ helyfüggő operátor, amelyben az \hat{N} és a \hat{D} operátorok egyszeres, kétszeres, háromszoros, stb. kommutátorai szerepelnek, helyfüggő együtthatókkal [19]. A sorfejtés tagjai az r -rel jelölt paraméter megfelelő hatványaival skálázódnak, amely a következő alakú [25]:

$$r = \frac{1}{2\pi} \frac{(\phi W)^2}{|D|} \quad (1.2.11)$$

A periodikus perturbáció tehát annál erősebb, minél nagyobb az impulzusenergia, illetve minél közelebb van az eredő negatív diszperzió a nullához. A \hat{P} operátor helyfüggése miatt az impulzus paraméterek (időalak, spektrum) is helyfüggőek lesznek. Ha az operátor sorfejtésében r -ben harmadrendig megyünk el, az impulzus helyfüggő félértékszélességére a következő formulát kapjuk [19]:

$$\tau'_{FWHM} = \frac{3,53|D|}{\phi W} + \alpha(z)\phi W, \quad (1.2.12)$$

ahol, mint korábban említésre került, ϕ az egy körülfutásra és egységnyi teljesítményre jutó, nemlineáris fázistolás, melyet a következő képlet ad meg [17]:

$$\phi = (n_2 \omega_l / c A_{eff}) \cdot l_K, \quad (1.2.13)$$

ahol n_2 a nemlineáris törésmutató együttható, ω_l a közepes körfrekvencia, A_{eff} a nyalábnak a Kerr-effektusra számolt effektív keresztmetszete, l_K pedig a nemlineáris közeg effektív hossza, amelyben a nemlinearitás számottevő. Részletesebb számításokból az is kijön, hogy az impulzus a lineáris rezonátor két végtükrénél a legrövidebb, és itt transzformációlimitált is. A rezonátornak azon a végén, ahol a diszperzió-kompenzálás van, rövidebb az impulzus ($\alpha = 0,10$), mint a másik végén ($\alpha = 0,25$). Az (1.2.12) képlet, és így az is, hogy a rezonátor végeinél valóban transzformációlimitált az impulzus, azonban közelítő eredmény, mely a gyakorlatban csak akkor érvényes, ha r maximum $\approx 1 - 3$, de ez az önamplitúdó-moduláció erősségétől is függ. Ez utóbbi ugyanis jelentős szerepet játszik az impulzus stabilizálásában a perturbáció hatásával szemben. A periodikus perturbáció hatására a szolitonból az energia egy kis része kiszóródik egy külön, kisebb impulzust képezve, amit „diszperzív hullámnak” (dispersive wave) is neveznek. Kis intenzitása miatt ez ugyanis nem szenved önfázis-modulációt, mint a szoliton, és ezért a diszperzió miatt nagyon megnyúlik, egy kvázi-CW hátteret képezve a szoliton mellett. Itt jelentkezik az önamplitúdó-modulációnak stabilizáló hatása: a hosszú diszperzív hullámnak az jelentős része, amely időben nem esik egybe a szolitonnal, nem tud erősödni, hiszen ez a moduláló hatás csak a nagyintenzitású impulzusnak a (mesterséges) telítődő abszorberben való áthaladásának pillanatában biztosítja a nettó pozitív erősítést a rezonátorban. Ez meggátolja, hogy a diszperzív hullám teljesen elszívja az energiát a szolitonról, és instabillá tegye a módusszinkronizált működést. Stacionárius állapotban ez a kvázi-monokromatikus szórt sugárzás azokon a frekvenciákon marad meg, amelyeken a szolitonnal fáziscsatolásban van, és oldalsávokat (Kelly-sideband) képez a spektrumban. Ezeket a frekvenciákat a $k_d = k_s \pm k_p$ fáziscsatolási egyenlet határozza meg, ahol $k_s = -(1/L_r)(D/2T^2)$ a szoliton hullámszáma ($T \approx \tau_{FWHM}/1,763$), $k_p = 2\pi/L_r$ a periodikus perturbáció hullámszáma, L_r a rezonátor körülfutási úthossza, k_d pedig a diszperzív hullám hullámszáma, amit a rezonátor diszperziós relációja határoz meg.

Ha az r paramétert túl nagyra növeljük (az impulzusenergia növelése vagy a diszperzió abszolút értékének csökkentése által), egy küszöbértéken túl az önamplitúdó-moduláció már nem képes fenntartani a szoliton impulzus stabilitását, és az több impulzusra hasad, melyek egymás mellett oszcillálnak a rezonátorban [26-28]. Szemléletesen: az SPM a pozitív

diszperziójú kristályban fellépve nemlineáris csörpöt okoz az impulzus szélein, ezért a diszperzió-kompenzáló elemén áthaladva csak az impulzus közepe kompresszálódik, és ez vezet az impulzus szétszakadásához. Ez egy új, stabil stacionárius állapot, mivel ezeknek az impulzusoknak az energiája impulzusenergiájuk törtrésze, így rájuk vonatkozó r paraméter még az instabilitási küszöb alatt marad. A módusszinkronizáció instabilitásának problémájával a dolgozatomban vizsgált hosszú rezonátoros lézerekben is találkozhatunk, hiszen ezekben az impulzusenergia a kis ismétlődési frekvencia miatt jóval nagyobb lehet, mint a hagyományos, rövid rezonátoros lézerekben. Erről bővebben az 1.2.4.1 fejezetben lesz szó.

A periodikus perturbációt jelentő $\hat{P}(z, \hat{N}, \hat{D})$ operátoron kívül a magasabb rendű diszperzió és a spektrális szűrők (pl. a lézerközeg véges erősítési sáv szélessége, hangoló elem) hatását magában foglaló \hat{D}_h operátor is eltérést okoz az alap-szoliton megoldáshoz képest, és szintén instabilitáshoz vezethet. A véges erősítési sáv szélességből eredő úgynevezett erősítés diszperzió a $D_g = 2g/(\pi\Delta\nu_g)$ paraméterrel jellemezhető, amelyben $\Delta\nu_g$ a lézerkristály fluoreszcencia spektrumának félértékszélességét jelöli. Az erősítés diszperzió akkor jelent jelentős perturbációt, ha D_g összemérhető $|D|$ -vel, ez azonban a szilárdtest lézerközegek 100 THz nagyságrendű erősítési sáv szélességének köszönhetően csak $|D| < 50 \text{ fs}^2$, azaz tipikusan 10 fs-nál rövidebb impulzusok esetén következik be. Hasonló zavaró hatása van a rezonátorba esetlegesen beépített egyéb sávszűrőknek, mint például a hangolható lézerekben alkalmazott kettőstörő szűrőknek, amely azonban a kisebb sáv szélessége miatt már jelentősebb effektust okozhat.

Lényeges perturbációt jelenthet még a magasabb rendű diszperzió is a rezonátorban, amit elsősorban a másodrendű diszperzió kompenzálására használt prizmapár vagy diszperziós tükrök okoznak. Legtöbb esetben a harmadrendű diszperzió (Third Order Dispersion, TOD) hatása lehet jelentős, ami az alábbi paraméter szerint skálázódik [25]:

$$\delta_3 = \frac{2\pi}{3} \frac{|D_3| \Delta\nu_l}{|D|}, \quad (1.2.14)$$

ahol $|D_3| = \varphi'''(\omega_l)$ a spektrális fázis harmadik deriváltja a lézer hullámhosszán, $\Delta\nu_l$ pedig a lézerspektrum félértékszélessége. Más referenciákban, δ_3 -mal ekvivalens paraméter szerepel, amely az impulzus időtartamát tartalmazza $\Delta\nu_l$ helyett [29,30]. Az impulzus akkor válik

instabillá a TOD miatt, amit egy keskeny oldalsáv megjelenése jelez, ha nem teljesül a következő feltétel [29]:

$$\gamma_3 = \frac{|D_3|}{|D|\tau_{FWHM}} < 0,94, \quad (1.2.15)$$

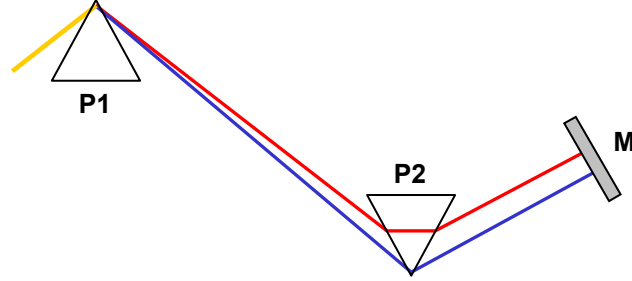
ahol τ_{FWHM} az ideális szoliton impulzus hossza. A [30] referencia szerint a TOD hatása elhanyagolható, ha $\gamma_3 < 0,2$. Az instabilitás tipikusan nullához közeli D esetén következik be, tehát megint csak akkor, amikor nagyon rövid, néhány femtoszekundumos impulzust akarunk létrehozni. Ilyenkor elképzelhető, hogy a magasabb rendű diszperzió miatt a szélessávú lézerpulzus spektrumának egy részén a másodrendű diszperzió, D már pozitívvá válik, és emiatt jelenik meg a keskenysávú, nem szoliton impulzus az eredeti mellett, aminek teljes szétfolyását a telítődő abszorber hatás meggátolja. A módusszinkronizáció stabilitásához tehát a magasabb rendű diszperzió kézben tartása is szükséges lehet.

1.2.2.5 Diszperzió-kompenzálási módszerek

Az 1.2.2.4 fejezetben leírtak miatt stabil, femtoszekundumos impulzusú lézerműködés akkor alakulhat ki, ha a rezonátoron belüli elemek eredő másodrendű diszperziója negatív. A szilárdtest-lézerek hullámhosszán a rezonátorokban használatos optikai elemek anyagi diszperziója pozitív, ezért egy negatív diszperziót biztosító elemet szögdiszperzió segítségével vagy interferometrikus úton lehet előállítani. Előbbire példa a prizmapár (vagy prizmapárok), utóbbira pedig a diszperziós tükrök alkalmazása. Mindkét esetben az a cél, hogy a hosszabb hullámhosszú fénykomponensek csoportkésleltetése nagyobb legyen a rövidebb hullámhosszúakénál, ami pont ellentétes a pozitív anyagi diszperziójú közegben terjedő fény viselkedésével.

Prizmapár segítségével ezt úgy lehet megvalósítani, hogy két, azonos törőszögű prizmat az 1.2.2. ábrán látható **P1** és **P2** prizmak állásának megfelelően elhelyezünk egymástól kellően nagy távolságra [31]. A **P1** prizma kimeneti lapja ilyenkor párhuzamos a **P2** prizma belépő lapjával. A reflexiós veszteségek csökkentése érdekében Brewster-szögű prizákat alkalmaznak, melyek törőszöge olyan, hogy a fény be- és kilépésénél egyszerre hozható létre Brewster-szögű fénytörés. Ez ráadásul egyszerű beállítást is lehetővé tesz, mert ilyenkor a Brewster-szög megfelel a minimális deviáció beesési szögének. A **P1** prizmán a hosszabb hullámhosszú komponensek kisebb szög alatt törnek meg, mint a rövidebb hullámhosszúak (ezt nevezzük szögdiszperzióknak), ezért hosszabb utat tesznek meg a **P2** prizma anyagában, és

nagyobb késleltetést szenvednek. A **P2** prizma után elhelyezkedő **M** tükörrel, amely egyben a lineáris rezonátor egyik végtükre is, a fényt visszaküldjük az eredeti irányba, így az oda-vissza úton az egy áthaladás diszperziójának kétszeresét kapjuk.



1.2.2. ábra. Két prizmából és egy síktükörből álló diszperzió-kompenzáló elrendezés. A piros sugár a leghosszabb, a kék a legrövidebb hullámhosszú spektrális komponenst jelöli.

Megfelelő beállítás mellett a kimenő nyaláb szögdiszperzió-mentes lesz. A prizmapár diszperziója egy oda-vissza áthaladásra az alábbi képlettel számolható [16]:

$$GDD \equiv \left. \frac{d^2 \varphi}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} = \left\{ -\frac{2l}{c} \left[\sin \alpha \left(2 \frac{d\alpha}{d\omega} + \omega \frac{d^2 \alpha}{d\omega^2} \right) + \omega \cos \alpha \left(\frac{d\alpha}{d\omega} \right)^2 \right] \right\} \Bigg|_{\omega_0} + \left\{ \frac{d^2}{d\omega^2} \left(\frac{\omega}{c} nL \right) \right\}, \quad (1.2.16)$$

ahol az első kapcsos zárójel a szögdiszperzióból eredő járulékot, a második a prizmák anyagi diszperziójának járulékát adja meg. φ a prizmapár fázistolása, ω a körfrekvencia, ω_0 a lézer közép-körfrekvenciája, l a prizmák csúcsának távolsága, n a törésmutató, L a prizmák anyagában egy áthaladáskor oda-vissza megtett teljes fényút, α pedig az ω_0 a körfrekvenciájú referencia-fénysugár és az ω körfrekvenciájú sugár szögeltérése a **P1** prizmán való fénytörés után. Az ω_0 középfrekvencián kiszámítva a fenti képlet első kapcsos zárójelét, az első tag közelítőleg zérus, mert $\sin \alpha \approx 0$, míg $\cos \alpha \approx 1$. A GDD képlete így a következő közelítő alakra hozható, a λ hullámhossz függvényében is kifejezve:

$$GDD \approx \left\{ -\frac{2l\omega_0}{c} \left(\frac{d\alpha}{d\omega} \Big|_{\omega_0} \right)^2 \right\} + \left\{ \frac{d^2}{d\omega^2} \left(\frac{\omega}{c} nL \right) \right\} = -\frac{2l\lambda_0^3}{2\pi c^2} \left(\frac{d\alpha}{dn} \frac{dn}{d\lambda} \Big|_{\lambda_0} \right)^2 + \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} L \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \Big|_{\lambda_0}, \quad (1.2.17)$$

ahol $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ a középhullámhossz. Az törésmutató deriváltjai, $dn/d\lambda$ és $d^2n/d\lambda^2$ kiszámíthatók például a prizmák anyagára vonatkozó Sellmeier-formulából [32], $d\alpha/dn$ pedig a következő, a **P1** prizmában a sugarakra felírható, egyszerűen levezethető képletek segítségével:

$$\frac{d\alpha}{dn} = -\frac{1}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta_4}} \left[\sin \beta \frac{n}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1}} \right], \quad (1.2.18)$$

$$\sin \theta_4 = \sin \beta \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1} - \cos \beta \sin \theta_1, \quad (1.2.19)$$

ahol β a prizmák törőszöge, θ_1 és θ_4 pedig, rendre, a beesési és a törési szög **P1** a prizmán. Brewster-szögű prizmák és minimális deviáció esetén $\sin \theta_1 = \cos(\beta/2)$. A prizmapár diszperziója az l és L távolságok állításával szabályozható. A gyakorlatban általában az L úthosszat teszik állíthatóvá azáltal, hogy a prizmákat transzlátorokra helyezik, melyekkel alaplapjukra merőleges irányban mozgathatók. Az (1.2.17) képletnek az ω körfrekvencia szerinti tovább differenciálásával megkapjuk a prizmapár harmadrendű diszperzióját. A szögdiszperzió GDD és TOD járulékának aránya csak a prizma anyagától és a hullámhossztól függ. Ha tehát egy adott negatív GDD beállításának követelménye mellett a TOD minimalizálása a cél, akkor ez elsősorban a prizmák anyagának megfelelő megválasztásával, illetve bizonyos mértékig az l és L variálásával tehető meg [25]. Ebből látszik, hogy a prizmapár TOD értéke nem állítható be tetszőlegesen kicsire, ezért az extrém rövid, néhány optikai ciklusból álló impulzusok előállításához már nem megfelelő a prizmapárral történő diszperzió-kompenzálás.

Ennek a problémának a megoldására találta fel témavezetőm a diszperziós vékonyréteg-tükröket [33], melyeknek fázisfüggvénye (azaz a GDD, TOD, esetleg a magasabb rendű diszperziós járulékok) a rétegszerkezet számítógépes optimalizációjával a prizmapárénál sokkal nagyobb szabadsággal határozható meg. A diszperziós tükrök elméletét a 2.2.2. fejezetben részletesen tárgyalom, ezért itt csak a legfontosabbakat foglalom össze. Az ilyen tükrökben alapvetően kétféle mechanizmus eredményezi a negatív diszperziót. A csörpölt tükrökben a fény különböző frekvenciakomponenseinek különböző behatolási mélysége [13,33-36], a Gires-Tournois interferométer tükrökben pedig a rezonátor rétegekben bizonyos hullámhosszakon felépülő állóhullámú rezonanciák [37-39]. Egy általános tükröszerkezet esetében általában a két effektus együttesen határozza meg a diszperziót [35,36,40-43]. A magasabb rendű diszperzió hatása azonban diszperziós tükrökben sem küszöbölhető ki

teljesen, mert a GDD-hullámhossz görbében mindig maradnak oszcillációk. Ez úgy orvosolható, hogy ellentétes fázisú oszcillációval rendelkező tükröket párban alkalmazunk.

1.2.3 Femtoszekundumos szilárdtest-lézerek

1.2.3.1 A femtoszekundumos titán-zafír lézerek felépítése

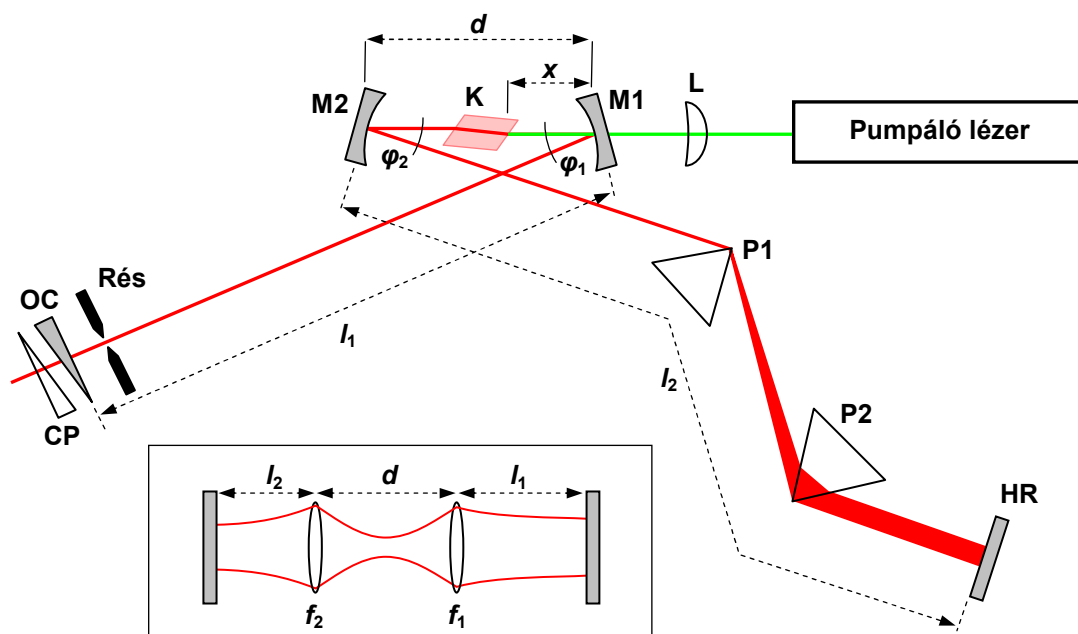
A titán-zafír lézer a femtoszekundumos oszcillátorok egyik legelterjedtebb és legfontosabb képviselője. Ez elsősorban a titán-zafír kristály rendkívül nagy erősítési sáv szélességének köszönhető, mely a 10 fs-nál rövidebb impulzusok előállítását is lehetővé teszi, és a hullámhossz széles tartományban (670 – 1060 nm) történő hangolhatóságát is biztosítja. Emiatt ezek a lézereket előszeretettel használják például időfelbontásos spektroszkópiában és nemlineáris mikroszkópiában, hiszen mindkét esetben széles sávban hangolható fényforrásra van szükség a vizsgált anyagok sokfélesége miatt. Másrészt a titán-zafír kristály további előnye, hogy kedvező mechanikai, termikus és kémiai tulajdonságokkal rendelkezik. Ilyenek a nagy mechanikai szilárdság, a kémiai semlegesség, valamint a nagy hővezetési együttható ($\lambda_{th} = 46 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [44]), mely utóbbi a kristály hatékony hűtését teszi lehetővé (ez általában vízhűtést jelent). A kristály jó növeszthetősége miatt több cm hosszú egykristályok is könnyen előállíthatók.

A lézer erősítőközege egy Ti^{3+} ionokkal adalékolt zafír (Al_2O_3) egykristály, melyben egyes Al^{3+} ionok helyét a lézerműködésért felelős Ti^{3+} adalék-ionok foglalják el. Ez utóbbiak 3d pályáján található egyetlen elektron állapotainak és a kristályrács rezgéseinek csatolódása hozza létre a négyszintes lézerműködési sémának megfelelő energiasávokat. Az elektronállapotok és a rezgési állapotok erős csatolása ezeknek a sávoknak az erős kiszélesedését okozza, és ennek köszönhető a kristály nagy abszorpciós és erősítési sáv szélessége [18,45,46]. Az abszorpciós sáv a látható spektrum kék-zöld tartományában helyezkedik el, 490 nm körüli maximumhellyel, az indukált emissziós hatáskeresztmetszet maximuma pedig 790 nm-nél található, az optikai tengely irányában: $\sigma_{\pi} = 4,1 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ [18]. A gerjesztett állapot spontán emissziós élettartama szobahőmérsékleten 3,2 μs . A hőmérséklet növelésével az élettartam és ezzel párhuzamosan a kvantumhatásfok is csökken, ezért fontos, hogy megfelelő hűtéssel elkerüljük a kristálynak a pumpálás okozta túlzott melegeledését. A lézerműködés szempontjából az is előnyt jelent, hogy a titán-zafír esetében a gerjesztett állapotból történő fényelnyelés elhanyagolható, mely veszteséget jelenthetne a lézerműködés során [46]. A kristály pumpálása általában Argon-ion lézerrel vagy frekvencia-kétszerezett Nd:YAG, Nd:YVO₄, illetve Nd:YLF lézerrel történik, longitudinális, azaz a rezonátor

tengelyével megegyező irányban. A titán-zafir kristály nemlineáris törésmutató együtthatója $n_2 = 3,45 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ [17].

A lézert leggyakrabban Kerr-lencsés módszerrel vagy félvezető telítődő abszorber tükörrel módusszinkronizálják. Az utóbbi esetben az egyik végtüköröt a SESAM helyettesíti. A SESAM egy nagy reflexiójú Bragg-tükör, felületén kvantumvölgyes struktúrával, amelyben a gerjeszthető exciton állapotok kis száma miatt lép fel az abszorpció telítődése. Előfordul, hogy az impulzusüzemű állapot beindításához illetve stabilizálásához egy akusztó-optikai móduscsatolót is felhasználnak.

A titán-zafir lézerek esetében a legelterjedtebb rezonátortípus a lineáris, X- vagy Z-alakú rezonátor, amely alapesetben négy tükört tartalmaz. Az 1.2.3. ábrán egy tipikus elrendezés, az X-alakú, kemény apertúrák Kerr-lencsével módusszinkronizált és prizmapárral diszperzió-kompensált rezonátor sematikus rajza látható. A rezonátor végtükrei síktükrök, a két köztes tükör pedig fókuszáló gömbtükrök, ezért az üres rezonátor egy két síktükört és két fókuszáló lencsét tartalmazó rezonátorral ekvivalens, ha a tükrök megdöntése miatt fellépő asztigmatól eltekintünk. Ezt az ekvivalens elrendezés látható az ábra alján található keretben, ahol feltüntettem az alap- (Gauss-) módus foltméretének változását is a rezonátor tengelye mentén. A módus a gömbtükrök (lencsék) között, azaz a kristályon belül erősen fókuszálva van, a sík végtükörnél pedig szintén sík hullámfronttal bír.



1.2.3. ábra. Négytükörös, X-alakú, Kerr-lencsével módusszinkronizált és prizmapárral diszperzió-kompensált titán-zafir lézerezonátor. Alul, keretben: az ekvivalens, lencsét tartalmazó rezonátor, és benne a Gauss-nyaláb foltméretének változása a rezonátor mentén.

A reflexiós veszteség csökkentése érdekében **K**-val jelölt lézerkristályt a lézernyaláb irányához képest Brewster-szögben kell elhelyezni, és a pumpa-nyaláb polarizációját is ennek megfelelően kell megválasztani. A pumpáló lézer fényét az **L** lencse fókuszálja a kristályba. Az **M1**-gyel és **M2**-vel jelölt tükrök homorú gömbtükrök fókusz távolsága, rendre, f_1 és f_2 . A sík végtükrök szerepét a **HR**-rel jelölt nagyreflexiójú tükör és az **OC**-vel jelölt nyitótükör töltik be. Utóbbi ékes kialakítású, hogy a hátoldaláról reflektálódó nyaláb ne juthasson vissza a rezonátorba, mert ez meggátolhatná a módusszinkronizáció beindulását [47]. Az ékesség miatt a kimenő nyalábban fellépő szögdiszperziót szükség esetén egy szintén ékes üveglappal (**CP**) kompenzálják. A rezonátortükrök 800 nm körül szélessávú reflexiót biztosítanak, az **M1** tükör ezen túlmenően egy dikroikus tükör, amely a pumpa nyaláb hullámhosszán nagy transzmisszióval rendelkezik. A nyitótükör előtt elhelyezett rés jelenti a Kerr-lencsés módusszinkronizációhoz szükséges apertúrát (rést). A diszperzió-kompenzálást esetünkben a **P1** és **P2** prizmákból álló prizmapár biztosítja, ahol prizmák törőfelületein szintén Brewster-szögű beesés van biztosítva. A prizmapár harmadrendű diszperziójának kompenzálása végett vagy a nagyon széles hangolási tartomány érdekében bármelyik vagy akár az összes rezonátortükör lehet megfelelő fázis- és reflexiós függvénnyel rendelkező diszperziós tükör. A diszperzió-kompenzálás történhet prizmák nélkül, csak diszperziós tükrök felhasználásával is. A gyakorlatban egy titán-zafir lézerrezonátor a fényút meghajtogatása (lézer méretének csökkentése) vagy éppen a diszperziós tükrökön megfelelő számú reflexió létrehozása céljából gyakran négynél több tükröt tartalmaz, de ezek általában síktükrök, így a rezonátormódust nem befolyásolják.

Az **M1** és az **OC**, illetve az **M2** és a **HR** tükrök közé eső szakaszokat a rezonátor karjainak szokás nevezni, melyeknek a fényút mentén mért hosszát rendre l_1 -gyel és l_2 -vel jelöltem. A karhosszak, a gömbtükrök d távolsága és fókusz távolságaik határozzák meg a rezonátor stabilitási tartományait, melyet rögzített l_1 , l_2 mellett a gömbtükrök d távolságának függvényében szokták megadni. A kristály homlokfelülete és a gömbtükrök optikai tengelyei azonban szöget zárnak be a rezonátor tengelyével, ami asztigmatizmust okoz a rezonátormódusban. A rezonátor ezért az összehajtogatás (**X**-alak) síkjában (tangenciális sík) és az arra merőleges (szagittális) síkban két különböző, egymástól függetlenül vizsgálható, két-két köztes lencsét tartalmazó rezonátornak felel meg. A két sík eltérő paramétereit az okozza, hogy más és más bennük a ferde beesésű plánparallel geometriájú kristály effektív hossza, valamint a fókuszáló lencsék (tükrök) effektív fókusz távolsága. Emiatt a stabilitási tartományok a két síkban különböznek. A d távolság függvényében mindkét síkban két-két stabilitási tartomány van. Az eredeti rezonátor akkor lesz stabil, ha az ortogonális

rezonátorsíkok stabilitási tartományai átfednek. Ezt az átfedést a gömbtükrök kibillentési szögének (φ_1 és φ_2) megfelelő megválasztásával lehet elérni – ezt az eljárást nevezik asztigmatikus kompenzációnak [18,45]. Titán-zafír lézerek esetében tehát fontos tervezési szempont, hogy a rezonátor asztigmatikusan kompenzált legyen. Ez nem jelenti azt, hogy a rezonátoron belül a nyaláb asztigmatiától mentes, csak azt, hogy az ortogonális síkok stabilitási tartományai d függvényében egybeesnek. Tökéletes egybeesést azonban sosem lehet elérni [45].

Megjegyezzük, hogy az eddig leírtakhoz képest a lézermódust és a stabilitási tartományokat módosíthatják a pumpanyaláb térbeli inhomogenitásából eredő hatások is. Az egyik ilyen effektus az erősítésnek a kristály keresztmetszete mentén történő radiális irányú változása, melynek nyalábmódosító hatását az erősítés nyalábtelítésének (angolul: gain-guiding) nevezik. Egy másik jelenség a termikus lencse-hatás – a pumpálás inhomogenitása miatt a lézerkristályban radiálisan inhomogén hőmérséklet eloszlás alakul ki, amely a törésmutató hőmérsékletfüggésén keresztül módosítja a lézermódust. Lényeges tényező lehet az is, hogy milyen a pumpa és a lézernyaláb átfedése, egymáshoz képesti átmérője. A lézermódus paraméterein kívül ez az erősítés hatásfokát, így a lézer kimenő teljesítményét is alapvetően befolyásolja.

1.2.3.2 Hangolható femtoszekundumos lézerek

Ha hangolható hullámhosszú lézerről van szó, akkor egy további, az 1.2.3. ábrán fel nem tüntetett elemet is beraknak a rezonátorba, mely lehetővé teszi a hangolást. A prizmapárt tartalmazó femtoszekundumos lézerek esetében ez lehet például egy rés, amely a **P2** prizma és a **HR** végtükör között helyezkedik el. Itt a fény különböző spektrális komponensei térben szétválasztva, egymás mellett haladnak, ezért a rés a spektrum egy részét kivágja, és a hullámhossz a résnek a nyalábra merőleges mozgásával hangolható [23,24].

Gyakrabban alkalmazott és megbízhatóbban működő megoldás a kettőstörő szűrő alkalmazása [18,48-50]. Ez legegyszerűbb esetben egy kettőstörő (általában kvarckristályból készült) lemez, melyben optikai tengely a lemez síkjában fekszik. A lemez síkja a rezonátor tengelyével Brewster-szöget zár be. A lézer a benne levő Brewster-felületekre (a lézerkristály, a prizma és a kettőstörő szűrő felületei) vonatkozó p-polarizációjú lineárisan poláros módusban működik, mivel ebben biztosított a minimális reflexiós veszteség a felületeken, azaz a minimális rezonátorveszteség. A kettőstörő kristályban a lineárisan poláros fény ordinárius és extraordinárius komponensei a kristályon belül a különböző sebességű terjedés miatt egymáshoz képest fázistolást szenvednek, ezért a polarizációs állapot megváltozik. A

Brewster-felületek jelenléte miatt azokon a hullámhosszakon, melyeken az eredeti polarizációs állapot visszaáll a kristályon való áthaladáskor, egységnyi lesz a szűrő transzmissziója, a többi spektrális komponensre azonban megnő a rezonátorveszteség, így ezek csillapítást szenvednek. Két transzmisszió maximum között a hullámhosszban mért távolságot nevezik a szűrő szabad spektrális tartományának, egy transzmisszió-csúcs szélességét pedig a sáv szélességének. A sáv szélességet a rezonátorban levő Brewster-felületek száma is befolyásolja [18,48]. Ha a kettőtörő lemezt a síkjára merőleges tengely körül forgatjuk, változik az ordinárius és extraordinárius komponens relatív fázistolása, és más-más hullámhosszakon teljesül a polarizációs állapot rekonstrukciója, azaz az egységnyi transzmisszió. A lézer hullámhossza tehát a lemez forgatásával hangolható. Vannak több lemezből álló szűrők is, amelyek megfelelő tervezésével különböző spektrális szűrőkarakterisztikák érhetők el [48,49].

A széles sávban hangolható, Kerr-lencsével módusszinkronizált lézereknél azt is figyelembe kell venni, hogy a titán-zafír kristály erősítése a 790 nm környékén található maximumhelytől távolodva fokozatosan csökken. Ezt a rezonátor veszteségének változtatásával kell kompenzálni, hogy közel állandó maradjon a rezonátoron belüli teljesítmény, mely különben a hangolási tartomány szélei felé közeledve annyira lecsökkenne, hogy nem lenne elég a Kerr-lencsés működéshez. Ezt a kompenzálást legkönnyebben megfelelő transzmittancia-görbéjű nyitótükrök vagy nyitótükrök alkalmazásával oldják meg: a nyitási transzmittanciának az erősítési maximumhelytől távolodva egyre kisebbnek kell lennie. Gyakran nem egy nyitótükörrel lehet lefedni a teljes hangolási tartományt, hanem a különböző hullámhossztartományokhoz tervezett különböző nyitótükrökkel. Ilyenkor a hangolás közben a nyitótükröket cserélni kell, mindig az éppen megfelelőre.

1.2.3.3 Kerr-lencse hatás az titán-zafír lézerezonátorokban

A titán-zafír lézerek rezonátorának geometriai paramétereinek megfelelő megválasztása nem csak a rezonátor stabilitásának szempontjából fontos, hanem a Kerr-lencse hatás mértéke, azaz az 1.2.2.4 fejezetben definiált κ önamplitúdó-modulációs együttható is ettől függ. Kemény apertúras Kerr-lencsés megoldás esetén, ha az apertúra egy $2a$ szélességű rés, akkor [51]:

$$\kappa = -2\sqrt{2/\pi} \exp\left[-2(a/w)^2\right] \frac{a}{wP_c} \delta, \quad (1.2.20)$$

ahol w a Gauss-módus foltmérete abban az irányban, amelyben a rés belevág, P_c a kritikus önfókuszálás küszöbteljesítménye, δ pedig az úgynevezett Kerr-lencse érzékenység, amely a nyalábméretnek a teljesítményváltozásra való érzékenységét jelenti:

$$\delta = \left(\frac{1}{w} \frac{dw}{d(P/P_c)} \right)_{P=0} \quad (1.2.21)$$

A cél tehát δ maximalizálása. A fenti képletekben szereplő kritikus önfókuszálási küszöbteljesítmény, P_c azt a teljesítményt adja meg, amelynél egy kollimált nyalábnak a Kerr-közegben való áthaladásakor Kerr-lencsés fókuszálás kikompenzálja a diffrakciót, és egy kvázi hullámvezetés alakul ki (öncsapdázás, self-trapping). $P > P_c$ esetén pedig megfelelő terjedési hossz után a nyaláb összeomolhat. A Kerr-lencsés lézerek működése közben ezért az is fontos, hogy a rezonátoron belüli teljesítmény ne közelítse meg túlságosan P_c -t. Ilyenkor az önfókuszált módus is Gauss-nyaláb marad, amelynek a Kerr-közegben való terjedését egy nemlineáris (intenzitásfüggő) ABCD mátrixszal lehet modellezni [52,53]. A számításokból kiderül, hogy az apertúrát valamelyik kar végtükréhez közel kell elhelyezni, és δ ezen kívül leginkább a gömbtükrök d távolságától, azaz a stabilitási tartománybeli pozíciótól, és a kristálynak az egyik gömbtükrőhöz viszonyított x távolságától függ. Ezen kívül számít még az is, hogy a rezonátor mennyire aszimmetrikus, azaz $f_1 = f_2$ esetén L_1 mennyire tér el L_2 -től. Legyenek a stabilitási tartományok $d_{11} < d < d_{12}$ (I. stabilitási tartomány) és $d_{21} < d < d_{22}$ (II. stabilitási tartomány). A számítások és kísérletek is igazolják, hogy a Kerr-lencse hatás a tartományok belső széléhez közel, azaz $d \approx d_{12}$ vagy $d \approx d_{21}$ esetén a legnagyobb [52,54,55]. Itt viszont a rezonátor beállítási hibákra való érzékenysége is nagyobb, ezért meg kell találni a megfelelő kompromisszumot a Kerr-lencse hatás maximalizálása és a rezonátor stabilitásának megtartása között. A Kerr-lencse érzékenység maximalizálása tehát, a rezonátor stabilitásának megtartása mellett, a d és x távolságok századmilliméter pontosságú beállítását igényli, ami általában kísérleti úton történik, a kristály és az egyik gömbtükör mozgásával. Ha asztigmatizmust is figyelembe vesszük, azt kapjuk, hogy a Kerr-lencse érzékenység a rezonátor tangenciális síkjában nagyobb, mint a meridionális síkban [56], ezért célszerű apertúraként egy egyenes rést célszerű használni, amely a tangenciális síkban vág bele a nyaládba.

A lágy apertúras Kerr-lencse hatás következtében akkor alakulhat ki módusszinkronizáció, ha pumpáló és a lézernyaláb térbeli átfedése növekvő lézerteljesítménnyel szintén

megnövekszik. Ilyenkor az erősítés gyors modulációjáról van szó: $g = g_0 + \kappa_I \cdot P$. Ennek erőssége szintén függ a rezonátor geometriájától [57].

1.2.4 Hosszú rezonátoros lézerek

1.2.4.1 Történetük és néhány alkalmazási terület

A doktori dolgozatomban tárgyalt oszcillátorokhoz hasonló, kis ismétlődési frekvenciájú, hosszú rezonátoros femtoszekundumos titán-zafir lézereket elsősorban arra fejlesztették ki, hogy lézerezősítők vagy a dinamikus kicsatolás (cavity-dumping) alkalmazása nélkül, csupán a lézeroszcillátorral állítsanak elő minél nagyobb impulzusenergiákat és csúcsintenzitásokat. A rezonátor hosszának megnövelése az ismétlési frekvencia csökkenésével jár együtt. Ha közben az átlagteljesítmény nem változik, akkor az impulzusenergia a rezonátorhosszal arányosan megnő. Tehát ugyanakkora pumpálási teljesítménnyel jóval nagyobb impulzusenergia érhető el.

A hosszú rezonátoros titán-zafir lézerek története az 1990-es évek végére nyúlik vissza. Először 1999-ben, S. H. Cho és társai demonstráltak olyan, Kerr-lencsével módusszinkronizált hosszú rezonátoros titán-zafir lézert [58], amelyben egy úgynevezett Herriott-cellát [59] alkalmaztak a rezonátorhossz megnövelésére. Ez egy olyan, két gömbtükrökből, vagy egy sík és egy gömbtükrökből álló elrendezés, melynek leképezési ABCD mátrixa az egységmátrix ± 1 -szerese. Ezzel kiegészítve egy már működő, rövid lézerezonátort, a transzverzális módus paraméterei és így a Kerr-lencsés módusszinkronizáció optimális feltételei Kerr-lencse érzékenység szempontjából változatlanok maradnak. Ezt követően a legtöbb hosszú rezonátoros lézer építéskor ezt a megoldást alkalmazták a kutatók [60-67]. A fejlesztéseket elsődlegesen az egyre nagyobb impulzusenergiák elérésének igénye hajtotta előre. Egyre kisebb, 10 MHz alatti ismétlési frekvenciával rendelkező rezonátorok és nagy, 10 W körüli pumpálási teljesítmények alkalmazásával sikerült átlépni a 0,5 μJ -t is [63,64]. Az ezzel a módszerrel, dinamikus kicsatolás és lézerezősítők nélkül, femtoszekundumos titán-zafir lézerekkel eddig előállított legnagyobb impulzusenergia ismereteim szerint 0,56 μJ [64]. A lézernyalábot fókuszálva 10^{14} W/cm^2 -es csúcsintenzitást értek el, mely elég a hélium gáz ionizálásához [64].

Az 1.2.2.4 fejezetben már szó volt arról, hogy az impulzusenergia növelésével instabillá válhat a rezonátoron belül a módusszinkronizált impulzus, ha negatív rezonátordiszperzió mellett, azaz a szolitonszerű impulzusformálódás tartományában működik a lézer. Az instabilitás akkor következik be, ha az impulzusenergia négyzetével arányos, illetve

rezonátordiszperzió abszolút értékével fordítottan arányos r paraméter elér egy kritikus értéket, amivel szemben az önamplitúdó-moduláció stabilizáló hatása már kevésnek bizonyul. Ekkor a lézerkristályban a csúcsintenzitás és ezzel párhuzamosan az önfázis-moduláció túl nagyra nő, ami a rezonátoron belül oszcilláló impulzusnak több, kisebb energiájú impulzusra hasadásához vezet [26-28]. Ezt a jelenséget a hosszú rezonátoros lézerek esetében is gyakran megfigyelték [62,63]. A probléma elkerüléséhez le kell csökkenteni a csúcsintenzitást a lézerkristályban. Ennek egyik módja a rezonátormódus fókuszált foltméretének megnövelése a lézerkristályban, a rezonátor megfelelő átalakításával és/vagy nagyobb transzmissziójú nyitótükör használata [61,63]. A másik lehetőség a rezonátor diszperziójának megfelelő beállítása az impulzusok időbeli megnyújtása végett, ami szintén a csúcsintenzitás csökkenéséhez vezet. A szolitonszerű módusszinkronizáció esetén ez a negatív rezonátordiszperzió abszolút értékének megnövelésével érhető el [43,60,61,67]. Ebben az esetben a kimeneti impulzusok közel transzformációlimitáltak maradnak. Az így elért legnagyobb impulzusenergia 150 nJ, 43 fs-os impulzushossz és 5,85 MHz ismétlési frekvencia mellett. Ugyanakkor a negatív diszperzió növelésével a szoliton impulzusok hossza arányosan nő, miközben a spektrális szélesség csökken, és ezek az impulzusok nem kompresszálhatók diszperzió-kompenzációval. Hiába lehet tehát ezzel a módszerrel nagyobb impulzusenergiát elérni, a kapott kimeneti impulzusok csúcsteljesítménye nem növelhető bármeddig.

A megoldás a még nagyobb impulzusenergiák és csúcsteljesítmények elérésének érdekében a hosszú rezonátoros lézereknek a kis pozitív diszperzió tartományában történő működtetése volt [60,61-67]. Ebben az esetben is stabil módusszinkronizált impulzusok keletkeznek, azonban ezek már nem szoliton impulzusok, hanem nagy pozitív csörppel rendelkeznek és pikoszekundumos időtartamúak. A spektrális szélesség viszont nem annyira limitált, mint a negatív diszperziós esetben és a rezonátoron kívüli diszperzió-kompenzációval, például prizmás vagy rácsos, impulzuskompresszorok segítségével, elérhető a 30 – 50 fs-os transzformációlimitált impulzushossz, és a nagy impulzus csúcsteljesítmény [62-64,66].

Minden módszer, ami lézerkristályban az önfázis-moduláció mérséklését szolgálja, a Kerr-lencse effektust és az ebből eredő önamplitúdó-modulációt is gyengíti. Ezért a Kerr-lencsés módusszinkronizáció beindítása nehezebbé válhat, és az önamplitúdó-moduláció is kevésbé tudja stabilizálni az impulzusokat. Ezért ezekben a lézerekben gyakran alkalmaznak egy további, telítődő abszorpciót biztosító elemet, legtöbbször egy félvezető telítődő-abszorber tükröt (angol rövidítései: SESAM, SBR) [43,60,63-67].

A dolgozatomban témájával jobban egybevágnak azoknak a hosszú rezonátoros szilárdtest-lézereknek az esete, melyeket nem a minél nagyobb impulzusenergiák elérése végett, hanem kifejezetten mikroszkópiás alkalmazásokhoz fejlesztettek ki. Ezeknek a fejlesztéseknek az egyik célkitűzése például, a biológiai minták hőkárosodásának csökkentése és a jel-zaj viszony megnövelése *in vivo* kétfotonos áramlási sejtanalízis (idegen szóval: citometria) vizsgálatokban, ami lényegében a kétfoton-mikroszkópia egy speciális területe. Ezzel kapcsolatban az [68,69] referenciákban található kísérleti eredményeket, ahol többek között egy 20 MHz-es titán-zafir lézert használtak a szerzők, és kimérték, hogy azonos átlagteljesítményű gerjesztéssel négyszer nagyobb kétfoton-jelszint érhető el vele, mint egy hagyományos, 80 MHz-es titán-zafir lézerrel. Egy ehhez hasonló összehasonlító mérést én is elvégeztem, amit majd az 1.3.3.2 fejezetben mutatok be.

Mint korábban említettem, egy másik mikroszkópiás terület, az időtartományban végzett FLIM esetében is előnyt jelent a hosszú rezonátoros lézerek kis ismétlési frekvenciája. A gerjesztő impulzusok követési idejének legalább háromszor nagyobbak kell lenniük, mint a leghosszabb relaxációs idejű fluoreszcencia-komponens lecsengési ideje, különben az élettartam mérése közben érkező újabb gerjesztő impulzus meghamisíthatja az eredményt [4-6]. Egy 80 MHz-es lézerrel mérhető maximális élettartam például 4 ns, egy gyakran használt DNS jelölő festék, az ethidium-bromid élettartama ugyanakkor, a DNS-ben kötött állapotában, 22 ns [4-6]. Ennek méréséhez már egy minimum 60 ns követési idejű impulzusokkal rendelkező, azaz maximum 17 MHz-es lézer szükséges. A hosszú rezonátoros lézerekkel megvalósított FLIM-mel kapcsolatos irodalomban olvashatunk például 3,7 MHz-es [4] és 4 MHz-es [6] módusszinkronizált, pikoszekundumos Nd:YVO₄ lézerekről, valamint egy 15 MHz-es, ~200 femtoszekundumos impulzusú Yb:KGW oszcillátorról is [5]. Ezek hullámhossza a titán-zafir lézerekhez hasonlóan a közeli infravörösben van (az Nd:YVO₄-é 1064 nm, az Yb:KGW-é 1040 nm). Mivel a biológiai vizsgálatoknál előforduló fluoreszcens anyagok jelentős része a spektrum látható tartományában és az ultraibolyában gerjeszthető, ezeknek az infravörös lézereknek a fényét ebbe a tartományba kell konvertálni, például másod- és harmadik-harmonikus keltés [4,5], vagy optikai szálban történő fehérfény-kontinuum keltés [6] segítségével.

Említést érdemel még, nagyon alacsony pumpálási küszöbű femtoszekundumos titán-zafir lézert is megvalósítottak már a rezonátor meghosszabbítása által [7]. Ez egy Kerr-lencsével módusszinkronizált, 50 MHz-es és 14 femtoszekundumos impulzusú lézer volt, melynek impulzusüzemben a pumpálási küszöbe (532 nm-en) mindössze 156 mW, és 200 mW-os pumpálásnál ~15 mW kimeneti teljesítményt produkál, lehetővé téve egy olcsó pumpa-lézer

használatát. Itt azonban nem Herriott-cellát alkalmaztak a rezonátorban, hanem egyszerűen távolabb rakták egymástól a rezonátor végtükeireit, meghosszabbítva ezzel a karokat. Ez kisebb fókuszált foltméretet eredményezett a lézerkristályban, megnövelve ezzel a Kerr-lencse erősségét, ami hozzájárult a módusszinkronizálási küszöb lecsökkentéséhez.

Fontos kiemelni, hogy a szakirodalom alapos áttekintését követően, nem korlátozódva az ebben az alfejezetben hivatkozott cikkekre, sehol sem találtam *hangolható hullámhosszú*, hosszú rezonátoros módusszinkronizált lézerről említést.

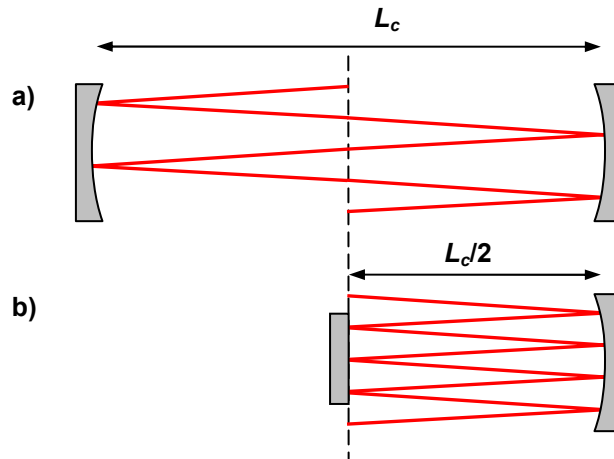
1.2.4.2 A hosszú rezonátoros szilárdtest-lézerek felépítése

A hosszú rezonátoros módusszinkronizált szilárdtest-lézereket leggyakrabban egy rövid rezonátoros, általában 80 MHz körüli ismétlési frekvenciájú, lézeroscillátorból kiindulva építik meg úgy, hogy a rezonátort egy úgynevezett többutas rezonátorral, vagy más néven Herriott-cellával egészítik ki [43,58,60-67]. Ez amellet, hogy jelentősen meghosszabbítja a rezonátorban megtett fényutat, ezáltal lecsökkentve az ismétlési frekvenciát, nem változtatja meg az eredeti rezonátor transzverzális Gauss-módusának paramétereit. Ez különösen azért fontos, mert ezek a lézerek legtöbbször a Kerr-lencsés módszerrel vannak módusszinkronizálva, ami nagyon érzékeny a rezonátormódus jellemzőire. Így, ha az eredeti rövid rezonátort nagy Kerr-lencse érzékenységre optimalizálták, ez a tulajdonság megmarad a hosszú rezonátorban is. A Herriott-cella alkalmazásának előnye, hogy benne a fényút meg van hajtogatva, ezért a rezonátorhossz megnöveléséhez nem kell a lézer fizikai méretét is jelentősen megnövelni.

Ezt a két konkáv gömbtükrökből álló elrendezést először D. Herriott és társai tanulmányozták, mint interferométert [58], és különböző változatai először, többek között, a tükröreflexió-mérés [70] és az abszorpciós spektroszkópia területén [71] találtak alkalmazásra. Ha a közös optikai tengellyel rendelkező, egymással szembefordított gömbtükrökből álló cellába egy olyan fénynyalábot küldünk be, melynek iránya nem párhuzamos az optikai tengellyel, akkor a nyaláb az egyes tükrökön egy-egy ellipszis mentén elhelyezkedő pontokban reflektálódik. Közben többször oda-vissza haladva megteszi a tükrök közötti távolságot, tehát a fényút teljes hossza a tükrök távolságának egész számú többszöröse. A konkáv tükrökön történő periodikus újrafókuszálódás pedig a diffrakció ellenében hat. A tükrök távolságának és a reflexiók számának megfelelő megválasztásával elérhető, hogy a cella ABCD leképezési mátrixa a teljes fényútra nézve az egységmátrix ± 1 -szerese legyen. A Gauss-nyalábokra vonatkozó ABCD szabály szerint egy ilyen leképezés nem változtatja meg a nyaláb q paraméterét, azaz változatlanul hagyja a geometriai jellemzőit

(a nyalábátmérőt és a hullámfront görbületi sugarát). Ha tehát a \pm egységmátrixú Herriott-cellát megfelelően illesztjük a lézerezonátorhoz, a Gauss-módus paraméterei nem változnak meg a fénypálynak a cellán kívüli szakaszán.

A többutas rezonátor egy periodikus optikai rendszernek felel meg, melynek tulajdonságai meghatározhatók egyetlen periódus ABCD mátrixának ismeretében [72]. Tekintsünk most egy azonos fókusz távolságú gömbtükrökből álló Herriott-cellát, melyben a tükrök távolsága L_c , az 1.2.4.(a) ábrának megfelelően.



1.2.4. ábra. Az eredeti (a) és az azzal ekvivalens (b) Herriott-cella. A szaggatott vonal a szimmetriasík. A fénypálya síkba kiterítve vannak ábrázolva.

A cellának a lézerezonátorhoz való illesztésére, azaz a nyaláb be- és kicsatolására többféle megoldás létezik. Például egy lyuk fúrása a cella valamelyik vagy mindkét tükrébe [58], vagy a cellatükrökkel megegyező fókusz távolságú, kis átmérőjű gömbtükrök [61,72], illetve síktükrök berakása a cellatükrök közé [43,62,63,65-66]. Én a hosszú rezonátoros lézer megépítésekor a síktükrös módszert választottam. Ezeket a kis tükröket célszerű a cella szimmetriasíkjához minél közelebb elhelyezni, mert itt a legnagyobb a nyalábok távolsága, azaz itt a legkisebb az esélye annak, hogy a kis tükrő belevág egy szomszédos nyaládba [67]. Ezért szaggatott vonallal jelölt szimmetriasíkról ugyanerre a síkra vonatkozó leképezést vizsgáljuk, N körüljárásra. Ugyanazt a leképezést kapjuk, ha a szimmetriasíkba egy síktükröt helyezünk, és az egyik gömbtükröt eltávolítjuk, az 1.2.4.(b) ábrán láthatóhoz hasonlóan. Itt egy periódus megfelel egy $L_c/2$ úthosszú szabad térben való terjedés, egy tükröreflexió majd még $L_c/2$ úthosszú szabad terjedés együttesének, melynek ABCD mátrixa a következő [67]:

$$M_i = \begin{bmatrix} 1 & \frac{L_c}{2} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \frac{L_c}{2} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{L_c}{2f} & L - \frac{L_c^2}{4f} \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{L_c}{2f} \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}, \quad (1.2.22)$$

ahol f a tükrök fókusz távolsága. Itt kihasználtuk, hogy a gyakorlatban a nyalábok optikai tengellyel bezárt szöge nagyon kicsi, ezért egy áthaladás úthossza jó közelítéssel megegyezik $L_c/2$ -vel. Az N periódussal rendelkező rendszer mátrixa M_i^N , mely a következő alakban írható fel [72]:

$$M_i^N = \begin{bmatrix} \frac{A-D}{2} \frac{\sin N\theta}{\sin \theta} + \cos N\theta & B \frac{\sin N\theta}{\sin \theta} \\ C \frac{\sin N\theta}{\sin \theta} & \frac{D-A}{2} \frac{\sin N\theta}{\sin \theta} + \cos N\theta \end{bmatrix}, \quad (1.2.23)$$

$$\cos \theta = \frac{A+D}{2} = 1 - \frac{L_c}{2f}. \quad (1.2.24)$$

A θ szög pontosan akkor valós, ha teljesül a Herriott-cellára, mint két tükörből álló rezonátorra a stabilitási feltétel, azaz $-1 < (A+B)/2 < 1$, amit a cella paramétereivel felírva $0 < L_c < 2f$ kapunk. Az ABCD mátrixok sugároptikai jelentését tekintve könnyen belátható, hogy a Herriott-cella tükrein a reflexiók egy-egy ellipszis, bizonyos esetben kör, mentén helyezkednek el. Az 1.2.4.(b) ábrán látható, egy sík és egy gömbtükört tartalmazó elrendezés esetében az egyes tükrökön levő reflexiók szögeltérése az itt kiszámolt θ szöggel egyezik meg, és gömbtükörön N db reflexió van. Az (1.2.23) képlet alapján M_i^N akkor lesz az egységmátrix ± 1 -szerese, ha

$$N\theta = m\pi, \quad (1.2.25)$$

valamely m pozitív egész számra. Ha most visszatérünk a két gömbtükörből álló, az 1.2.4.(a) ábrán bemutatott eredeti elrendezés esetére, látjuk, hogy itt az egyes tükrökön a reflexiók száma most n , mely fele annyi, mint az ekvivalens elrendezés egyetlen gömbtükörén, tehát $N = 2n$. A (1.2.24) és a (1.2.25) képletek alapján a Gauss-nyaláb q paraméterét változatlanul hagyó, két gömbtükörös Herriott-cella tükreinek távolsága [67]:

$$L_c = 2f \cdot \left[1 - \cos \left(\frac{m}{2n} \pi \right) \right]. \quad (1.2.26)$$

Ebből már kiszámolható a hosszú rezonátoros lézer ismétlési frekvenciája. Ha ennek megépítésekor egy lineáris rezonátorból indulunk ki, melynek hossza L_{alap} , akkor a hosszú rezonátoros lézer ismétlési frekvenciája a következő lesz [67]:

$$f_{ism} = \frac{c}{2L_{alap} + 4n \cdot L_c} = \frac{c}{2L_{alap} + 8n \cdot f \cdot \left[1 - \cos\left(\frac{m}{2n} \pi\right) \right]} \quad (1.2.27)$$

ahol c a fénysebesség.

1.3 Saját eredmények

1.3.1 Az instabilitási problémák leküzdésének lehetőségei

A hangolható, hosszú rezonátoros lézer megépítéséhez kiindulásként egy, mások által korábban már megtervezett, kb. 71 MHz ismétlési frekvenciájú, asztigmatikusan kompenzált, különböző karhosszakkal rendelkező, lineáris titán-zafír lézerrezonátort vettem alapul. A lézerezősítő közeg egy erősen adalékolt titán-zafír kristály, melyben a fény úthossza 4 mm. Ez egyébként a budapesti székhelyű R&D Ultrafast Lasers Kft. FemtoRose 20 MDC/PRC típusú lézérének a rezonátora, melyet eredetileg 20 fs-os impulzusok előállítására terveztek, és diszperziós tükrökkel oldották meg benne a diszperzió-kompenzálást [73]. Az általam épített hosszú rezonátoros lézerben, ami szintén a negatív diszperziós tartományban működött, már prizmapárt használtam a diszperzió-kompenzáláshoz, mert ez lehetővé teszi a diszperzió szabályozását, és ezzel a hullámhossz hangolása közben az impulzushossz közel állandó értéken tartását. A kiindulási lézerrezonátor többi paraméterét az MTA SZFKI és R&D Ultrafast Lasers Kft. között meglévő ipari titoktartási megállapodás miatt nem közölhetem. A hosszú rezonátoros lézer megépítéséhez elsősorban azért tűnt alkalmas alapnak ez a konstrukció, mert a viszonylag rövid lézerkristály diszperzióját könnyű kikompenzálni, ami előny, ha figyelembe vesszük, hogy a negatív diszperziós tartományban működő, kis ismétlési frekvenciájú lézerekben nagy negatív diszperzió szükséges a stabil működéshez.

A hosszú rezonátoros lézer építésével a célom – az 1.2.4.1 fejezetben bemutatott egyik fő tendenciától eltérően – nem az extrém nagy impulzusenergiák elérése volt, hanem a nemlineáris mikroszkópiai alkalmazásnál a minták hőkárosodásának csökkentése. A kétfoton-mikroszkópiás alkalmazásokhoz bőven elég az 1 nJ-os impulzusenergia is, és nem szükséges az ismétlési frekvenciában sem az 1 MHz-es nagyságrendig lemenni. Az ismétlési frekvenciát

már csak azért sem érdemes nagyon lecsökkenteni, mert a néhány MHz-es tartományban az 1.2.1 fejezet (1.2.2) képlete szerint az egyes impulzusokból eredő hőterhelés összemérhető lesz a kumulált hatásból származóval. Ekkor már az impulzusenergiát kell levinni a hőkárosodás mérsékléséhez, ami a kétfoton-abszorpciós ráta négyzetes impulzusenergiafüggése miatt a detektálható fluoreszcencia drasztikus csökkenéséhez vezet, az 1.2.1 fejezet (1.2.3) képletének megfelelően. Ezért ipari partnerünk, az R&D Ultrafast Lasers Kft. megbízásából egy kb. 20 MHz ismétlési frekvenciájú hosszú rezonátoros lézer megépítését tűztük ki célul, ahol a kumulált hőhatás még jelentős mértékben, 4-6-szorosan felülmúlja az egyes impulzusok hőhatásának nagyságát. Így a minta hőterhelése a 80 MHz-es lézerek esetéhez képest az azonos kétfoton-jellet generálásához szükséges átlagteljesítménnyel arányosan mérséklődik, a négyszeres ismétlési frekvencia csökkenéséből számolva pedig fele akkora átlagteljesítményre van szükség (lásd az (1.2.3) képlet második egyenlőségjel utáni részét).

Mivel nem extrém nagy impulzusenergiákkal működő lézerről van szó, arra lehetett számítani, hogy az impulzusok instabilitásának problémája kevésbé lesz jelentős, mint az 1.2.4.1 fejezetben ismertetett nagyenergiájú hosszú rezonátoros lézerek esetében. A multifoton-mikroszkópiában általában nincs szükségünk nagyon rövid, 100 fs-nál rövidebb impulzusokra sem, mert a mikroszkóp objektív és egyéb optikai elemek (pl. a mikroszkópban alkalmazott akusztó-optikai cella) diszperziója megfelelő előkompenzáló egység hiányában jelentősen megnyújtaná az impulzusokat, és így csökkentené a keltett fluoreszcens jel nagyságát. Emiatt hosszú rezonátoros lézerünkben a módusszinkronizálást a nagy negatív diszperziójú tartományban valósítottuk meg. Ez azért is előnyös, mert pozitív diszperziós, csörpölt impulzusú lézer esetén elég körülményes a rezonátoron kívüli impulzuskompressziót a széles sávban való hangolhatóság követelményének teljesítése mellett kivitelezni, mert ilyenkor az impulzuskompresszor hullámhosszfüggő diszperzióját a hangolás közben folyamatosan korrigálni kell. Másik fontos érv szolitonszerű impulzusok előállításával szemben az volt, hogy a csörpölt impulzusú hosszú rezonátoros lézerek módusszinkronizálásához használt telítődő abszorbensek sáv szélessége jelenösen korlátozta volna lézerünk hangolhatóságát, egy kb. 50 nm széles tartományra adott SESAM minta alkalmazása esetén [65,66].

Az említett 71 MHz-es rövid rezonátorból kiindulva korábban, a diplomamunkám alatt már építettem egy szintén negatív rezonátor-diszperzióval rendelkező, 22 MHz-es hosszú rezonátoros lézert, mely módusszinkronizált állapotban 3,5 – 4,5 W pumpálási teljesítményt igényelt (532 nm-en pumpálva) [67]. Ebben fellépett a nagy rezonátoron belüli csúcsintenzitásoknál tapasztalható instabilitás. Erre utalt a CW-szerű komponensek

megjelenése a spektrumban. Az instabil működés miatt a hangolási tartomány is nagyon korlátozott volt. Ezt figyelembe véve a doktori munkám során megépített hosszú rezonátoros lézer megtervezésekor arra törekedtem, hogy megvalósítható legyen a stabil módusszinkronizált lézerműködés, a szélessávú hangolhatóság mellett.

Ehhez kétféle megoldási módszert próbáltam ki, két különböző lézer megépítésével. Az egyikben megnövelem a lézerkristályban az erősen fókuszált módus foltméretét az eredeti kiindulási lézer esetéhez képest, ezáltal csökkentve le benne az intenzitást [61]. Ekkor azonban a gyengébb Kerr-lencse hatás miatt nehezebben beindítható módusszinkronizációra és az Kerr-lencses önamplitúdó-moduláció stabilizáló hatásának gyengülésére kell számítani. A hangolási tartomány szélein ráadásul tovább gyengül a Kerr-lencse effektus, mivel ott rendszerint kisebb a rezonátoron belüli impulzusenergia, mint a tartomány közepén. Ezen problémák elkerülése végett egy akusztó-optikai modulátorral próbáltam segíteni a módusszinkronizáció beindítását és stabilizálását, melyet a modulációs frekvencia visszaszabályozását biztosító regeneratív móduscsatolási séma [23,24] szerint működtettem. Az erre a célra a hosszú rezonátoros lézereknél gyakran alkalmazott SESAM-ot itt nem használhattam, mert ez korlátozta volna a hangolási tartományt szélességét. Ezzel a lézerral 115 nm széles tartományt sikerült lefedni.

A másik megépített lézerverzióban megtartottam az eredeti foltméretet a kristályban, és csak Kerr-lencsével módusszinkronizáltam, valamint a pumpáló teljesítmény lecsökkentésével mérsékeltem a rezonátoron belüli impulzusenergiát. Ez azért is előnyös, mert ily módon lehetőség nyílik olcsóbb pumpalézer alkalmazására. Azért, hogy a kisebb rezonátoron belüli teljesítmény mellett is megfelelően nagy kimeneti teljesítményeket lehessen elérni, széles hullámhossz-tartományban, kellően nagy transzmissziójú nyitótükör használatával, a rezonátor egyéb veszteségeit a minimálisra igyekeztem csökkenteni. Ezért, és a hangolási tartomány kiterjesztésének érdekében, ionos porlasztással készült, emiatt nagyon kis veszteségű, ultraszélessávú csörpölt tükröket (Ultrabroadband Chirped Mirror, UBCM) használtam az előző lézerverzió nagyobb veszteségű és kisebb sáv szélességű eredeti rezonátortükröi helyett. Noha ezek a tükrök hasznosak lettek volna az akusztó-optikás lézerváltozat esetében is, annak megépítésekor még nem álltak rendelkezésre. Ezzel a módszerrel stabil, 170 nm széles tartományban hangolható hullámhosszú femtoszekundumos lézerműködést sikerült elérnem, mindössze 2,6 W maximális pumpateljesítmény mellett. Ionosan porlasztott tükröknek, illetve ultraszélessávú csörpölt tükröknek a hagyományos, rövid rezonátoros hangolható lézerekben történő alkalmazására mutatnak példát a [40,41] illetve a [34] referenciák.

A következő fejezetekben a két megépített hosszú rezonátoros lézerverzió felépítésének és kísérleti jellemzésének ismertetését követően az 1.3.3.2 fejezetben egy olyan többfoton-mikroszkópos mérést is bemutatok, mellyel demonstráltam, hogy az általam másodikként megépített, 22 MHz-es lézerrel valóban közel fele akkora átlagteljesítményű kétfotonos gerjesztés szükséges ugyanakkora fluoreszcencia-jel generálásához, mint egy hagyományos, 76 MHz-es titán-zafir oszcillátor használatakor.

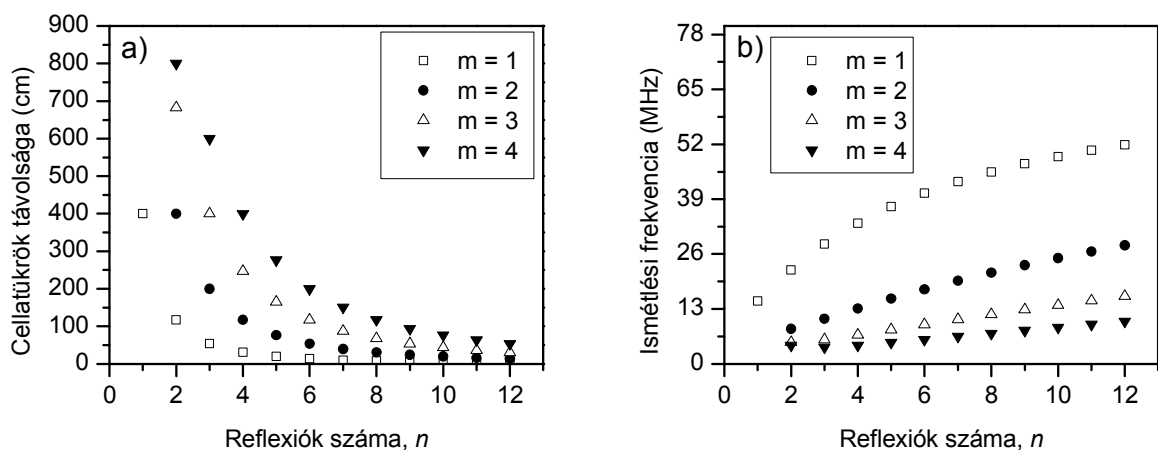
1.3.2 Az akuszto-optikai modulátort tartalmazó lézer

1.3.2.1 A lézer felépítése

Az akuszto-optikai modulátort alkalmazó hosszú rezonátoros lézer esetében a kiindulási rövid rezonátorban a kristály melletti gömbtükröket kicseréltem olyanokra, melyek fókusz távolsága az eredetinek $\frac{4}{3}$ -a volt, így értem el a kristályban a fókuszált foltméret megnövekedését. Annak érdekében, hogy a kristályban a lézermódus és a pumpa nyaláb térbeli átfedése továbbra is biztosítva legyen, a pumpa nyaláb foltméretét is meg kellett növelnem. Ezért a pumpa nyalábot fókuszáló lencsét kicseréltem egy kb. kétszer akkora fókusz távolságú lencsére, melyet a kristálytól természetesen távolabb is kellett elhelyezni. A gömbtükrök és a lencse fókusz távolságának megváltoztatása miatt az asztigmatikus kompenzáláshoz módosítani kellett a gömbtükrök kidöntési szögét, a rezonátorstabilitás érdekében pedig a távolságukat is. A karok hosszát változtatlanul hagytam. Az új szögek, a lencse-kristály távolság és tükrök közötti távolság kiszámolásához egy viszonylag egyszerű tervezőprogramot használtam, melyet nem én írtam, hanem az R&D Ultrafast Lasers Kft.-nél korábban diplomamunkásként dolgozó Császár Balázs munkája. A szoftver a rezonátor alaplómódusát a Gauss-nyalábokra vonatkozó ABCD-mátrix módszerrel számolja, az asztigmatizmus figyelembe vételével, azaz a tangenciális és a szagittális síkban külön-külön. Képes az asztigmatikus kompenzáláshoz szükséges rezonátor paraméterek kiszámítására, illetve optimalizálja a paramétereket a pumpanyalábnak és a lézermódusnak a kristályon belüli minél nagyobb átfedése érdekében. A szoftver részletes leírása a [74] referenciában olvasható.

A rezonátor meghosszabbítását szolgáló Herriott-cellát két, egyenként 2" (5,08 cm) átmérőjű és 2000 mm fókusz távolságú (azaz $ROC = -4000$ mm görbületi sugarú) homorú gömbtükörből raktam össze. A rezonátoron belüli fénynyalábnak a cellába történő be- és kicsatolására két darab 0,5" (12,7mm) átmérőjű síktükör szolgált. Számításba vettem, hogy a kb. 20 MHz-es ismétlési frekvenciát milyen Herriott-cella elrendezésekkel lehetne

megvalósítani. Az 1.3.1. ábra az 1.2.4.2 fejezet (1.2.26) és a (1.2.27) képleteiből számolt cellatükrő-távolságokat és ezekkel a Herriott-cellákkal megépíthető hosszú rezonátoros lézerek ismétlési frekvenciáit mutatja különböző n és m értékekre. A megépítendő Herriott-cellának két követelménynek kellett megfelelnie: egyrészt lehetőleg viszonylag kis helyen el kellett férnie, másrészt nem volt szabad túl sok reflexiónak lennie a cellatükrökön, hogy a 0,5 colos síktükröket be lehessen rakni a két cellatükrő közé anélkül, hogy belevágnának a cellában haladó valamelyik szomszédos nyaládba. A kevés reflexió azért is előnyös, mert kevesebb reflexiós veszteséget okoz a rezonátorban. Az 1.3.1. ábrából kiderül, hogy a kb. 20 MHz-es ismétlési frekvencia a legkevesebb, $n = 2$, reflexióval a cellatükrők $L_c = 1172$ mm-es távolsága mellett valósítható meg ($m = 1$ esetén). Ebből 22,10 MHz-es ismétlési frekvencia adódik. A második legkevesebb reflexióval járó elrendezés az $n = 7$, $m = 2$ eset, ami 19,62 MHz ismétlési frekvenciát eredményez. Ebben a cellatükrők távolsága az előzőnél jelentősen kisebb, 396 mm. A választás végül a 7-7 reflexiót tartalmazó Herriott-cellára esett, mert a cellatükrők kisebb távolsága miatt kompaktabb lézerkonstrukciót tesz lehetővé, ami az R&D Ultrafast Lasers Kft. által időközben megvalósított, a mechanikai tervezést, az elektronikus fejlesztést és szoftverfejlesztést is magába foglaló, „Hangolható hosszúrezonátoros Ti-zafir lézer fejlesztése időfelbontásos spektroszkópiai és nemlineáris optikai vizsgálatokhoz” című, (BAROSS-KM07-KM-TERM-07-2008-0003) azonosítójú lézerfejlesztési projekt szempontjából kiemelkedően fontos volt.



1.3.1. ábra. (a) A Herriott-cella tükreinek távolsága és (b) az így megépíthető hosszú rezonátoros lézerek ismétlési frekvenciája a reflexiók n számának függvényében, különböző m értékekre.

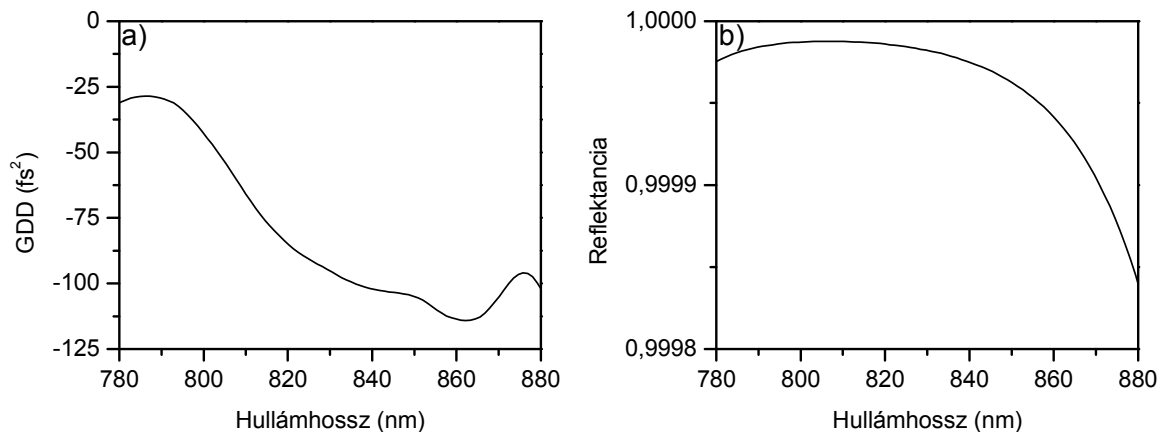
A lézerezoscillátort egy $120 \text{ cm} \times 75 \text{ cm}$ méretű optikai asztalon építettem meg. A kiindulási, rövid rezonátor az 1.2.3.1 fejezet 1.2.3. ábráján láthatóhoz hasonló, X-alakú rezonátor. A diszperzió-kompenzálást egy 712 mm apextávolságú, Brewster-szögű

prizmapárral oldottam meg, amely a hosszú karban helyezkedik el. A prizma anyaga SF10-es üveg, törőszögük $60,6^\circ$. Azért, hogy a prizmapár a nagy apextávolság ellenére elférjen az asztalon, a két prizma közé beraktam még egy lézertükröt a fényút meghajtogatása végett. Mindkét prizma mikrométercsavaros transzlátorra volt szerelve, melyekkel az alaplapjukra merőlegesen mozgathatók, így a bennük megtett fényút és ezáltal a prizmapár diszperziója precízen szabályozható. Erre azért van szükség, mert így az impulzushossz az (1.2.12) összefüggésnek megfelelően bizonyos mértékig állítható. Különösen azért fontos ez, mert a hullámhossz hangolása közben az (1.2.12) képletben szereplő ϕ fázistolás, (1.2.13) szerint, a hullámhosszal fordított arányban változik, valamint a rezonátoron belüli impulzusenergia sem állandó, és ezért a rezonátor diszperzióját mindig korrigálni kell állítani ahhoz, hogy minden hullámhosszon azonos impulzushosszat tudjunk elérni. A kiindulási rezonátorban a lézertükrök, a kristály melletti két gömbtükör és a nyitótükör kivételével nagyon kis veszteségű, szuperpolírozott hordozóra ionos porlasztással készült, többüreges Gires-Tournois (MCGTI) szerkezetű tükrök, melyek a $780\text{ nm} - 880\text{ nm}$ hullámhossztartományban 99,98%-nál nagyobb reflexióval bírnak. Ezek tehát az 1.3.4. ábrán az **M1**-gyel, **M2**-vel és **M3**-mal jelölt tükrök. Számolt csoportkésleltetés-diszperzió és reflektancia görbéjüket az 1.3.2. ábra mutatja. Ugyanezt a tükrökészletet használták munkatársaim a [40,41] referenciákban bemutatott lézerekben.

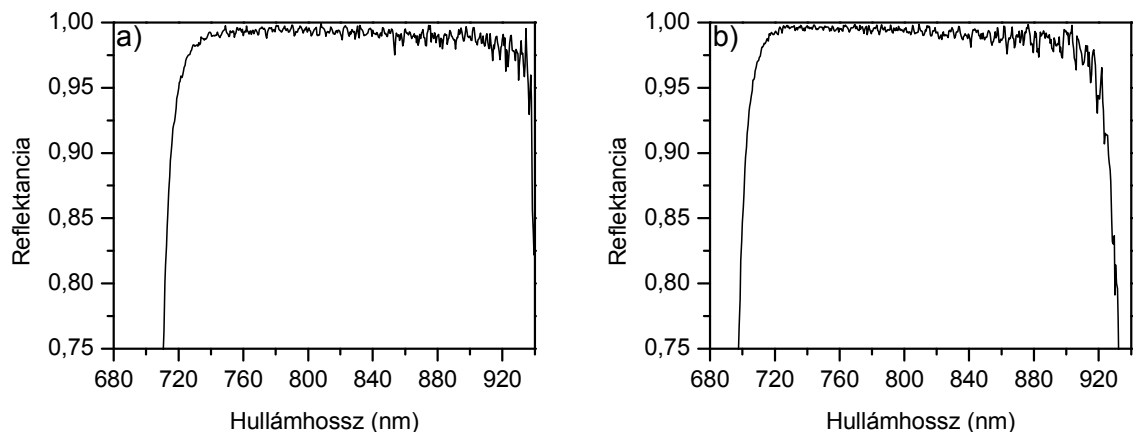
Az elektronsugaras párologtatásos technikákhoz képest az ionos porlasztással nagyságrendekkel kisebb veszteségű bevonat készíthető, mert nagy energiájú, semlegesített ionnyalábot használ porlasztáshoz. Ennek a nyalábnak a részecskéi az úgynevezett targetekbe való ütközéskor, ami a növesztendő rétegek összetevőit tartalmazzák, nagy impulzussal rendelkező részecskéket szabadítanak ki. Ezek nagy energiájú becsapódása az növekedő rétegbe nagyon tömör, kevés rácshibát tartalmazó rétegeket, és szinte hibamentes réteghatárokat eredményez [75]. Ennek köszönhetően akár 1 ppm (parts per million, milliommód résznyi) vagy kisebb veszteségű bevonat is gyártható ezzel a technikával [76]. Az ionos porlasztási technika mellett a nagyon kis felületi érdességű, szuperpolírozott hordozó alkalmazása is az egyenletesebb réteghatárok kialakulását, így a veszteség csökkentését szolgálja.

A kristály melletti gömbtükrök az ionos porlasztásnál valamivel nagyobb veszteséget eredményező elektronsugaras párologtatásos technikával készültek. Mindkettő kis diszperziójú, dikroikus tükör, melyek a pumpáló lézer 532 nm-es hullámhosszán nagy transzmisszióval rendelkeznek, valamint szintén erre a hullámhosszra tervezett antireflexiós bevonat is van a hátoldalukon. A Herriott-cella gömbtükrei, valamint a be- és kicsatolós

félcolos síktükrök szintén kis diszperziójú, de egy másik bevonattal rendelkező tükrök. A kristály melletti gömbtükrök és a Herriott-cella tükreinek reflektancia-görbéi az 1.3.3. ábrán vannak feltüntetve. Ezekhez a görbékhez nem állt rendelkezésemre számolt adatsor, ezért egy Spectral Products SM240 típusú rácsos spektrométer [77] és egy fehérfényű lámpa segítségével mértem le őket, ami viszont nem tesz lehetővé pontos mérést kis transzmittanciák esetén. Ezért az 1.3.3 ábrán látható görbék csak hozzávetőlegesek.



1.3.2. ábra. A lézerben használt ionosan porlasztott MCGTI tükrök merőleges beesésre számolt (a) csoportképletelés-diszperziója és (b) reflektanciája a hullámhossz függvényében (csak a 780 - 880 nm tartományban voltak meg az adatok).

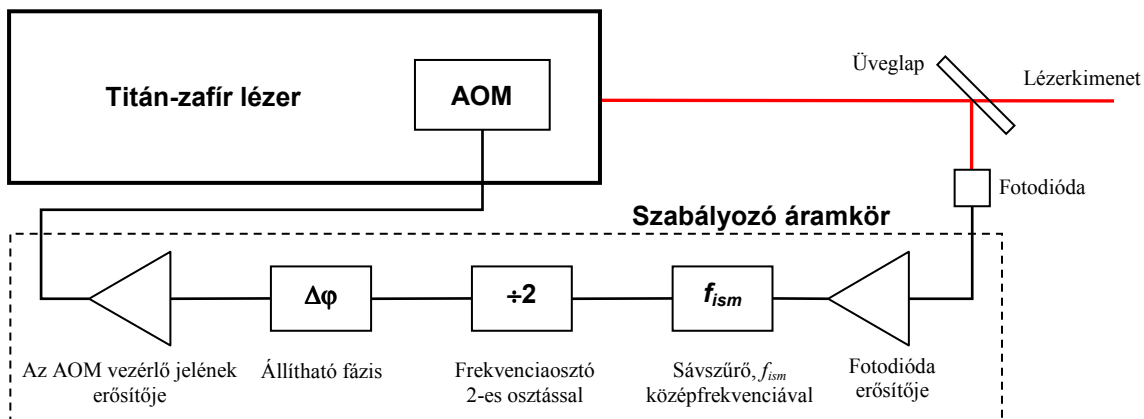


1.3.3. ábra. (a) A lézerkristály melletti gömbtükrök reflektanciája és (b) a Herriott-cella tükreinek reflektanciája a hullámhossz függvényében, spektrométerrel mérve.

A megépített hosszú rezonátoros lézer rajza az 1.3.4. ábrán látható. Az oszcillátor pumpálása egy 10 W maximális kimeneti teljesítményű, frekvencia-kétszerezett Nd:YVO₄ lézer (Spectra-Physics, Millennia Pro) 532 nm hullámhosszú fényével történt. Ennek polarizációja függőleges, ezért el kell forgatni 90°-kal, hogy a vízszintes síkban Brewster-szögben berakott (Ti:Sa-val jelölt) lézerkristályon minimális legyen a reflexiós veszteség. Erre szolgál a PR-rel jelölt polarizáció forgató periszkóp. A lézerkristály hőmérsékletét

vízhűtéssel kb. 16 °C-ra állítottam be, hogy a pumpálás hatásfoka jó legyen. A pumpanyalábot fókuszáló **L** lencse, a titán-zafir kristály, valamint a mögötte levő **SM2** fókuszáló tükör precíziós transzlátorokra vannak szerelve, melyek segítségével a pumpanyalábbal párhuzamos irányban a pozíciójuk 10 µm-es pontossággal beállítható. Az **SM1** az **SM2** félcolos gömbtükrök azonos fókusz távolságúak. A Herriott-cella a **HCM**-mel jelölt tükrökből áll. A Herriott-cellába a fényt becsatoló félcolos **M4** tükröt a cella szimmetriasíkjába, a két **HCM** közé félútra tettem, mert itt a legnagyobb a cellában futó nyalábok távolsága, így itt van a legkevesebb esély arra, hogy a tükör belevág valamelyikbe [67]. Az **M5** kicsatoló tükröt annyira közel raktam a szimmetriasíkhöz, amennyire lehetett, hogy még ne ütközzön a másikkal. A Herriott-cella a szimmetriasíktól a szimmetriasíkra képezi le 1:1-es leképezéssel a nyalábot, ezért az eredeti rezonátor karhossz és az eredeti transzverzális módus akkor marad meg, ha fennáll az $L_1 + L_2 + L_3 - L_4 = L_{kar}$ összefüggés. L_{kar} annak a karnak a hossza, ahova a cellát beraktuk, L_1 a pumpa-oldali **SM1** gömbtükör és az **M1** közötti, L_2 az **M1** és **M4** közötti, L_4 az **M5** és az **OC** nyitótükör közötti fényutak hossza, L_3 pedig az **M5** tükör felületének a cella szimmetriasíkjától mért távolsága. A lézer hullámhosszának hangolása a Brewster-szögben berakott egylemezes kettőstörő szűrő (**BRF**) vízszintes tengely körüli forgatásával történik. Az akusztó-optikai modulátor (**AOM**) a nyitótükör előtt, hozzá közel helyezkedik el. A tapasztalat azt mutatta, hogy a légáramlás jelentősen zavarja a lézerműködést, mivel lokális törésmutató-fluktuációkat idéz elő a levegőben. A hosszú rezonátoros lézer a rezonátoron belüli hosszú fényút miatt ráadásul jóval érzékenyebb erre, mint a rövid rezonátoros. A légáramlás lecsökkentése miatt az egész elrendezést egy (az ábrán vastag kerettel jelölt) dobozba helyeztem melynek levehető teteje lehetővé tette a rezonátorhoz való hozzáférést. A pumpanyalábnak a dobozon kívül haladó szakaszát ugyanezen ok miatt csővel vettem körül. A lézer rezgésmentesített optikai asztalon helyezkedik el, ami tovább növeli a stabilitást.

Az akusztó-optikai modulátorral a regeneratív móduscsatoláshoz [23,24] hasonló megoldást valósítottam meg. A [23,24] referenciákban leírtakhoz hasonlóan a modulátor itt is csak a femtoszekundumos impulzusú üzemmódnak beindítását és stabilizálását szolgálta, a rövid impulzushossz azonban a Kerr-lencsés módusszinkronizációnak és a szolitonszerű impulzusformálódásnak köszönhető. A lézerkimenet egy részét egy üveglap segítségével egy fotodiódára küldtem, melynek elektromos jelét a visszacsatoló áramkör dolgozta fel. A visszacsatoló kör sematikus rajzát az 1.3.5. ábra mutatja. A fotodióda erősített kimenetéből egy sáváteresztő szűrő csak a lézer f_{ism} ismétlési frekvenciájával megegyező frekvenciájú jelet enged át, majd egy frekvenciaosztó a megfelezi a jel frekvenciáját, hiszen az AOM-et $f_{ism}/2$ frekvenciával kell meghajtani, az akusztikus hullám állóhullámú mivolta miatt. Az áramkörbe ezt követően egy állítható fázistoló van beépítve, hogy az akusztikus modulációt azonos fázisba lehessen hozni a lézerrezonátoron belüli impulzus oszcillációjával. Végül egy nagy erősítésű erősítőfokozat előállítja az AOM meghajtásához szükséges nagyteljesítményű jelet.



1.3.5. ábra. Az akusztó-optikai modulátor (AOM) visszacsatoló köre.

A fő különbség a [23,24] referenciákhoz képest az, hogy a móduscsatolás beindításához elegendő AOM modulációt általában nem lehetett elérni csupán a lézer CW állapotában alapesetben is meglévő lebegési fluktuációk felerősítésével. Ezért az AOM-t kezdetben egy, szintén az áramkörbe épített, külső jelgenerátorral hajtottam meg, melynek frekvenciája $f_{ism}/2$ -re lett előzetesen beállítva. Ez már képes akkora modulációt létrehozni, hogy beindítsa a visszacsatolás.

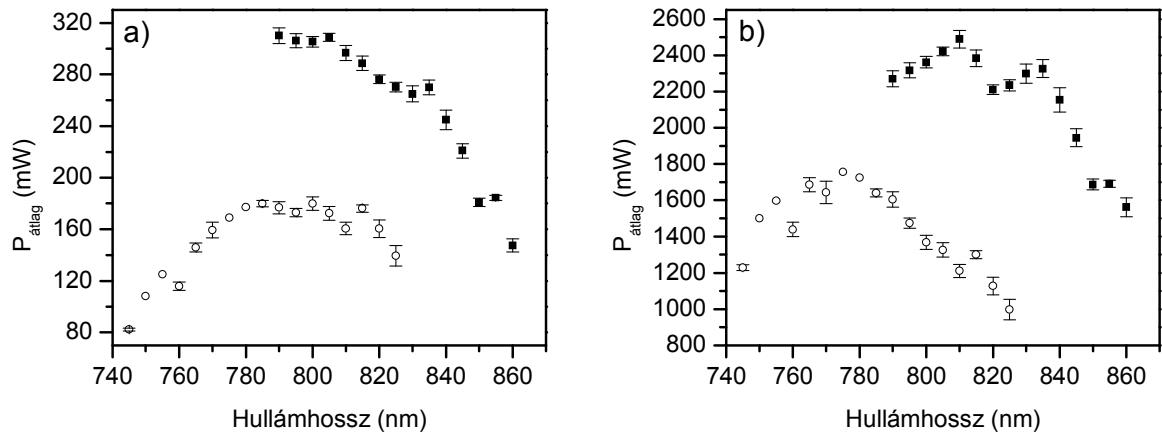
A femtoszekundumos impulzusú üzemmód beindítása a következő módon történt. Először az AOM kikapcsolt állapotában beállítottam úgy a rezonátort, hogy a lágy-apertúrás Kerr-lencsés móduscsatolás könnyen beindítható legyen az **M3** végtükör gyors lökődésével (ez a tükör egy rugós transzlátorra volt szerelve), majd bekapcsoltam az AOM külső meghajtását.

Ezt követően kis időt várni kellett, hogy az akusztó-optikai kristály hőmérséklete stabilizálódjon, és ezt követően optimalizálni kellett a rezonátor a minimális lézerküszöb eléréséig. Erre azért volt szükség, mert e nélkül a kristály felmelegedése miatt a lézerteljesítmény jelentősen lecsökkent, sőt néha megszűnt a lézerműködés. Ennek az lehet az oka, hogy a kristályban inhomogén hőmérséklet-eloszlás, és ezzel párhuzamosan egy törésmutató-gradiens alakult ki, ami eltéríti a nyalábot eredeti, optimális irányától. Az inhomogén hőmérséklet-eloszlást az okozta, hogy a kristályt csak az egyik oldalán hűtöttük a Peltier-elemmel, mert a kristály tokozása ezt tette lehetővé. Ezt a rezonátor-optimalizálást elég volt az első bekapcsolás után megcsinálni. Ezután úgy állítottam be a fázistoló $\Delta\varphi$ fázistolását, hogy a fotodióda jelében, melyet oszcilloszkópon figyeltem, maximalizáljam a modulációt. Utána addig optimalizáltam az AO kristály helyzetét, illetve esetleg a lézerkristály és a mögött levő gömbtükör pozícióját, amíg be nem ugrott a lézer a rövid impulzusú állapotba. Mivel az oszcilloszkóp jele alapján ezt nem lehet megkülönböztetni a jóval hosszabb impulzusú működéstől, a lézerkimenetet egy másodharmonikus-keltő kristályba fókuszáltam, és a másodharmonikus kék fény felvillanása jelezte a femtoszekundumos impulzusok megjelenését. Ezután ki lehetett kapcsolni az AOM külső meghajtóját, és átkapcsolni visszacsatolt működésre. A [24] referenciában az olvasható, hogy ott még akkor sem állt le az AOM-mel beindított femtoszekundumos működés, amikor az AOM-t kikapcsolták. Esetünkben ez nem így volt, mert az AOM kikapcsolásakor az AO kristály hőmérséklet- és törésmutató-eloszlása újra megváltozott, és a lézer leállt.

1.3.2.2 Mérési eredmények

A célt, hogy széles sávban hangolható hullámhosszú, femtoszekundumos lézerműködést valósítsunk meg a hosszú-rezonátoros lézerben az akusztó-optikai modulátor segítségével, sikerült elérni. A módusszinkronizált üzemmódban a lézerimpulzusok követési idejét az oszcilloszkóppal 51 ns-nak mértem, melyből az ismétlési frekvenciára 19,6 MHz adódik, mely megegyezik a Herriott-cella tervezésekor számolttal. A hullámhosszat impulzusüzemben, a kettőstörő szűrő forgatásával, 745 nm és 860 nm között, azaz egy 115 nm széles tartományban lehetett hangolni, miközben az AOM visszacsatolással működött. Közben csak a nyitótükört kellett egyszer kicserélni – különböző nyitótükröket használtam a rövid és a hosszú hullámhosszú tartományban való hangoláshoz, hogy a hullámhossznak az erősítési maximumhelytől való elhangolásakor az erősítés csökkenését kompenzáljam. Ezen tükrök jelölései SW/L és MW. Az 1.2.3.2 fejezetben leírtaknak megfelelően, a rövid hullámhosszakon alkalmazott SW/L nyitótükör transzmittanciája a hullámhosszal nő, a hosszú

hullámhosszaknál használt MW nyitótüköré pedig csökken. 800 nm-en mindkettő 13 % körüli transzmittanciával rendelkezik. A hangolás közben a lézerfényt a fotodiódára tükröző vékony üveglap után mértem az átlagteljesítményt. Ebből az üveglap különböző hullámhosszakon mért transzmittanciájának ismeretében kiszámoltam a lézerkimeneten közvetlenül (az üveglap előtt) mérhető teljesítményt. Ezek a számolt teljesítmények ($P_{\text{átlag}}$) láthatók az 1.3.6.(a) ábrán, a hullámhossz függvényében, az 1.3.6.(b) ábrán pedig az ennek megfelelő rezonátoron belüli átlagteljesítményeket tüntettem fel. Látható, hogy a kétféle nyitótükör használatával kapható hangolási tartományok átfednek. Az üveglap transzmittanciáját egyébként úgy határoztam meg, hogy a lézert CW üzemmódban hangolva lemértem az üveglap által reflektált és transzmittált teljesítmények arányát. A spektrumméréshez a Spectral Products SM240 rácsos spektrométert használtam. A két nyitótükörrel végzett hangolásnál azért van nagy különbség a mért teljesítményekben, mert az MW nyitótükör esetében nagyobb, 3,65 W volt a pumpa teljesítmény, míg az SW/L esetében kisebb, 2,99 W. Az adott esetben ezekkel a pumpálásokkal sikerült megoldani a viszonylag stabil módusszinkronizációt. Egy adott tükrrel végzett hangolás közben állandó értéken tartottam a pumpáló teljesítményt, így érthető, hogy az egyesített hangolási tartomány szélein a kimeneti teljesítmény erősen csökken, hiszen itt mind a lézerkristály erősítése, mind a nyitótükör transzmittanciája kisebb, mint a tartomány középső részén. A lézerkimeneten a maximális átlagos lézerteljesítményt, 310 mW-ot, 790 nm-en mértem (az MW nyitótükörrel történő hangolás közben). Az ebből számítható impulzusenergia $P_{\text{átlag}}/f_{\text{ism}} = 15,8$ nJ. Az erős Kerr-lencse effektus érdekében a lézert az egyik stabilitási tartomány belső szélén üzemeltettem. Itt CW lézerműködés pumpálási küszöbteljesítménye az MW nyitótükörrel 2,1 W, az SW/L nyitótükörrel 2,3 W volt, ha a hullámhosszat 810 nm-re állítottam. A hangolás közben a **P2** prizmat is mozgatni kellett az alaplapjára merőleges irányban, egyrészt azért, mert a hullámhosszal együtt a **P1** prizma eltérítési szöge is változik, ami a széles tartományban történő hangolás közben ahhoz vezethet, hogy a nyaláb lefut a **P2** prizmáról és a lézer leáll. Másrészt, mint már az előző, 1.3.2.1 alfejezetben említettem, a különböző hullámhosszakon más és más rezonátor-diszperziót kell ahhoz beállítani, hogy az impulzushossz, valamint a spektrális szélesség közel változatlan maradjon. A lézerspektrum félértékszélességét a rácsos spektrométerrel átlagosan kb. 5 nm-nek mértem, ami eléggé pontatlan érték, mivel a spektrométer felbontása (egy Cs-lámpa segítségével mérve) 3 nm körül van.. Nagyobb felbontású műszer ezeknek a méréseknek a végzése idején még nem állt rendelkezésemre.



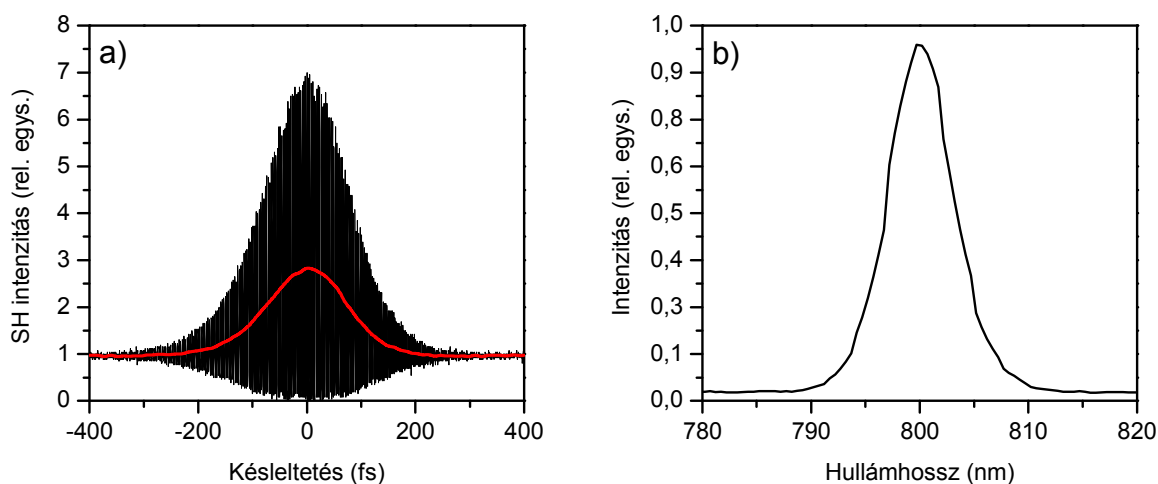
1.3.6. ábra. (a) Az impulzusüzemű hangolás során a lézer kimenetén mért átlagteljesítmények, az SW/L nyitótükröt (lyukas körök) és az MW nyitótükröt (tömött négyzetek) használva. Az előbbi esetben a pumpa-lézer teljesítménye 2,99 W, az utóbbiban 3,65 W volt. **(b)** Hangolás közben a rezonátoron belüli átlagteljesítmény.

Noha sikerült az akusztó-optikai modulátorral beindítani a rövid impulzusú lézerműködést, a kísérletek tapasztalatai nem mutatták ki egyértelműen, hogy az akusztó-optikai modulációnak köszönhetően stabilabb lett volna a módusszinkronizáció, mint ahogy azt vártuk. Igaz, a spektrumban még 3,62 W-os pumpálásnál sem jelentek meg a keskenysávú, CW-szerű komponensek, mint például annak a hasonló paraméterekkel rendelkező oszcillátornak az esetében, melyet a diplomamunkám során építettem [67].

A lézert kipróbáltam úgy is, hogy kivettem belőle az akusztó-optikai modulátort, és a végtükrök lökődésével indítottam be a lágypertúrás Kerr-lencsés móduscsatolást. Itt lemértem az impulzusok másodrendű interferometrikus autokorelláció-függvényét is, egy házilag készített autokorrelátorral*. Ez a görbe látható az 1.3.7.(a) ábrán, mellette pedig a hozzá tartozó spektrum, melyet most is a rácsos spektrométerrel mértem. Az autokorelláció-függvény alakjából ítélve az impulzus transzformációlimithez közeli. Az impulzus-időalak félértékszélességét a nem interferometrikus autokorelláció-függvény félértékszélességéből lehet legegyszerűbben meghatározni, az adott impulzusalakhoz tartozó arányszámmal történő osztással. A nem interferometrikus autokorelláció-függvényt úgy számítottam ki, hogy az interferenciacsíkoknak megfelelő nagyfrekvenciás komponenseket egy aluláteresztő FFT szűrő segítségével kiátlagoltam. Az eredményt az 1.3.7.(a) ábrán látható piros görbe mutatja. Ennek a görbének a félértékszélessége 170 fs, ami sech^2 időbeli impulzusalakot feltételezve $\tau_{FWHM} = 170/1,543 = 110$ fs időbeli félértékszélességű impulzust jelent. A méréskor a lézert 2,99 W-tal pumpáltam, a kimeneti átlagteljesítmény pedig 180 mW volt. Ebből az

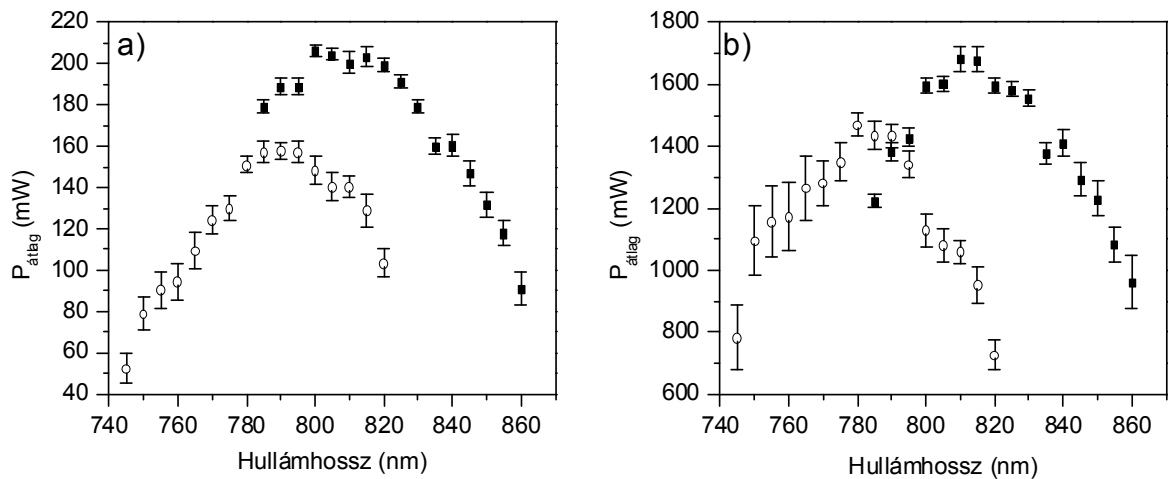
* Az autokorelláció-mérés elméletéről bővebben az F.3. függelékben van szó.

impulzusenergiára $U = 9,2$ nJ, az impulzus csúcsteljesítményére pedig $0,88 \cdot U / \tau = 74$ kW adódik, a [17] referencia sech^2 impulzusokra vonatkozó megfelelő képlete alapján.



1.3.7. ábra. (a) Másodrendű interferometrikus autokorreláció-függvény (fekete vonal), és az FFT szűrés után kapott görbe (piros vonal). (b) A hozzá tartozó spektrum, lágy-apertúrás Kerr-lencsés módusszinkronizáció esetén (az AOM nincs a rezonátorban). A pumpálás 2,99 W, a teljesítmény 180 mW.

A lézert így, csupán Kerr-lencsével módusszinkronizálva, is pontosan ugyanabban 115 nm széles a tartományban (745 – 860 nm) lehetett hangolni, mint az AOM használatakor (lásd az 1.3.8. ábrát). Ráadásul a pumpálási teljesítményt (785 nm-en) itt is fel lehetett vinni kb. 3,7 W-ig anélkül, hogy megjelent volna a CW-szerű komponens. Ez az eredmény viszont megkérdőjelezi, hogy az általunk használt AOM a Kerr-lencsés önamplitúdó-modulációt kiegészítve stabilabbá teszi a módusszinkronizált impulzusokat, mint a Kerr-lencse effektus önmagában. Úgy tűnik tehát, hogy esetünkben a hangolási tartomány szélességét végeredményben a rezonátortükrök nagyreflexiójú tartományának sáv szélessége korlátozza, és nem az, hogy akusztó-optikai moduláció nélkül a hangolási tartomány szélén instabillá válna a móduscserélés. Ezt alátámasztja az is, hogy a lézert CW üzemmódban sem lehetett szélesebb sávban hangolni. A hangolási tartományt ezért a következő alfejezetben ismertetésre kerülő módon, a rezonátortükröknek nagyobb sáv szélességű változatokra történő cseréjével terjesztettem ki, az AOM használata nélkül. ugyanakkor elképzelhető az is, hogy egy nagyobb diffrakciós határfokú, jobb tokozású és hűtésű, precízebben mozgatható akusztó-optikai kristályt tartalmazó AOM tényleg a Kerr-lencsénél jobban stabilizálta volna az impulzusokat, ám ezt másik AOM hiányában nem állt módomban kipróbálni.



1.3.8. ábra. (a) Kimeneti lézer-átlagteljesítmények a hullámhossz függvényében, a lézer lágy-apertúrás Kerr-lencsével módusszinkronizált állapotában (az AOM nincs a rezonátorban), az SW/L nyitótükröt (lyukas körök) és az MW nyitótükröt (tömött négyzetek) használatával. Az SW/L használatakor 2,99 W, az MW használatakor 3,36 W volt a pumpálás. A maximális kimeneti átlagteljesítmény 207 mW (800 nm-en). Ebből a maximális impulzusenergia 10,5 nJ. (b) A rezonátoron belüli teljesítmények a hullámhossz függvényében.

1.3.3 Az ultraszélessávú csörpölt tükröket tartalmazó lézer

1.3.3.1 A lézer felépítése és mért jellemzői

Ebben az alfejezetben az akusztó-optikai modulátor nélkül, kemény-apertúrás Kerr-lencsés módusszinkronizációval működő 22 MHz ismétlési frekvenciájú, hosszú rezonátoros lézert mutatom be. Ebben egy kivétellel az összes rezonátortükrök ionosan porlasztott ultraszélessávú csörpölt tükrök, melyek sávzélessége nagyobb, vesztesége kisebb, mint az előző alfejezetben tárgyalt rezonátor legtöbb tükrének, ami szélesebb hullámhossz-tartományban való hangolást tesz lehetővé. Az 1.3.3.2 fejezetben egy olyan kísérletről is szó lesz, amikor ezt a lézert használtam fényforrásként multifoton-mikroszkópiához, és igazoltam azt, hogy a hosszú rezonátoros lézer kisebb átlagteljesítmény mellett tud ugyanakkora kétfoton-jelszintet generálni a mikroszkópban, mint egy hagyományos, 76 MHz-es titán-zafir oszcillátorral.

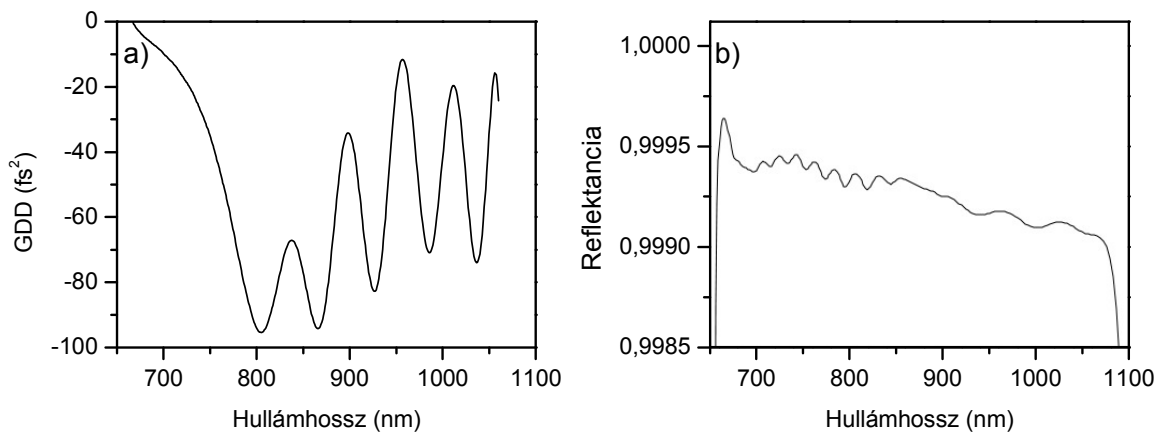
Ennél a lézernél a kiindulási rövid rezonátort illetően (amihez aztán a Herriott-cellát hozzátoldottam) visszatértem az eredeti, az 1.3.1 fejezet elején említett változathoz, melyet a diplomamunkámban is használtam [67]. Ennél a kristályban fókuszált lézermódus kisebb nyalábátmérővel rendelkezik, mint az AOM-et tartalmazó rezonátorban, és ennek következtében erősebb Kerr-lencse hatás, azaz könnyebben beindítható módusszinkronizáció várható. A kristály melletti gömbtükrök fókusztávolsága 3/4-e, a pumpa-fókuszáló lencse fókusztávolsága pedig kb. fele az AOM-es lézer megfelelő fókusztávolságainak. Emellett természetesen a gömbtükrök kidöntési szögei és a távolságuk is vissza lettek állítva az eredeti

értékekre. A rezonátorban levő prizmák apextávolságát most 749 mm-nek választottam. Az akusztó-optikai modulátor helyén pedig a kemény-apertúrás Kerr-lencsés módusszinkronizációhoz szükséges függőleges rés helyezkedik el, melynek mérete és a nyalábra merőleges irányú pozíciója változtatható. Azért használtam most a kemény apertúrás Kerr-lencsét, mert megbízhatóbban működik a lágy-apertúrásnál.

A megépített hosszú rezonátorban, egy kivételével, kis veszteségű, superpolírozott hordozóra ionos-porlasztással készített, ultraszélessávú csörpölt tükrök (UBCM) voltak. Az általam épített rezonátorban az egyetlen tükör van, ami nem az ionosan porlasztott ultraszélessávú tükrökészletből került ki. Ez a lézerkristály mellett, a pumpa nyaláb felőli oldalon elhelyezkedő (pumpa-becsatoló) félcolos gömbtükör, ami ugyanaz maradt, mint ami az AOM-es lézerben is volt. Ennek a helyére sajnos nem tudtunk UBCM-et berakni, mert a hordozó, amire az UBCM-ek készültek, túl vastag volt, és emiatt a pumpa lencsét nem lehetett a titán-zafír kristályhoz optimális közelségbe pozicionálni, mert beleütközött a tükör hátuljába. A tükröket gyártó cég azonban csak ezt az egyféle vastagságú hordozót tudta biztosítani. Ahhoz képest, mintha ez a tükör is UBCM lenne, ez némileg korlátozza a hangolási tartományt és kicsivel nagyobb veszteséget is jelent a rezonátorban. Az összes többi tükör, beleértve a Herriott-cella gömbtükreit, és a be- és kicsatoló tükreit is, ugyanolyan UBCM bevonattal készült. Ezek az UBCM-ek 532 nm-en nagy transzmisszióval bíró dikroikus tükrök is egyben, hogy pumpa-becsatoló tükröként is használhatóak legyenek. Számolt reflektanciájuk és számolt csoportképletelés-diszperziójuk (GDD) hullámhosszfüggését az 1.3.9. ábra mutatja. A számolás 15°-os beesésre és p-polarizációra vonatkozik, mert a kidöntött pumpa becsatoló gömbtükrön nagyjából ennyi lett volna a beesési szög. Továbbá a számolásnál a veszteséget a tükörrétegek tipikusnak mondható $\kappa = 10^{-5}$ extinkciós tényezőjével* vették figyelembe. Látható, hogy csörpölt tükrök lévén, jelentős negatív diszperziójuk van ezeknek az UBCM-eknek. Most a Herriott-cella tükrök is csörpölt tükrök, ellentétben az AOM-es lézer esetén erre a célra használt kis diszperziójú tükrökkel. Mivel ezeken tükrökön történik a legtöbb reflexió, ez nagymértékben hozzájárul a diszperzió-kompenzáláshoz. Ugyanakkor a GDD-görbében jelen levő oszcilláció mutatja, hogy jelentős, váltakozó előjelű harmadrendű diszperzióval (TOD) is bírnak ezek a tükrök, ami bizonyos hullámhossztartományokban valamelyest kompenzálja a prizmapár TOD-ját, máshol azonban azonos előjelű vele, és eredőben még nagyobb TOD-t kapunk (lásd az 1.3.15. ábrát). A TOD

* Az extinkciós tényező definícióját lásd a 2.2.1. fejezetben.

az 1.2.2.4 fejezetben leírtak szerint akkor okozhatna gondot, ha nagy spektrális sáv szélességű és kellően rövid lézerimpulzusokat szeretnénk előállítani.

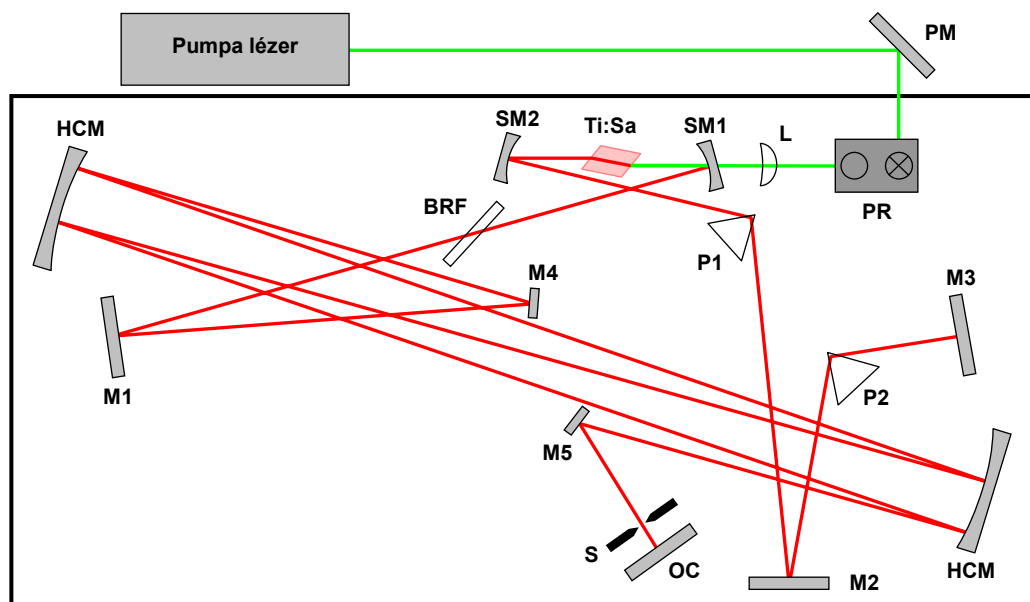


1.3.9. ábra. A lézerben használt UBCM tükrök (a) csoportképletelés-diszperziója és (b) reflektanciája a hullámhossz függvényében, 15°-os beesési szögre, p-polarizációra és $\kappa = 10^{-5}$ extinkciós tényezőjű rétegekkel számolva.

A kiindulási rövid rezonátort először az AOM-es lézer esetében használt, kisebb tükörtávolságú Herriott-cellával egészítettem ki, melynek tükrein 7-7 reflexió van, hogy megtartsam a kompakttá építés lehetőségét. Ennek a lézernek a hullámhosszát, ugyan, 720 nm és 896 nm között lehetett impulzusüzemben hangolni, viszont 800 nm felett csak nagy, 4 - 5 W-os pumpálási teljesítmény mellett működött, és instabil működést jelentő nagy CW-szerű komponensek jelentek meg a spektrumban, amiket nem lehetett eltüntetni. A 800 nm feletti hullámhossztartomány pont az tartomány, amelyben az UBCM tükrök GDD-je erősen oszcillál, és bizonyos szakaszokon TOD-juk azonos előjellel adódik össze a prizmapáréval. A tükrök TOD járuléka ráadásul jelentős, a prizmapáréval nagyjából azonos mértékű, a sok reflexióval megvalósított Herriott-cella miatt, melynek tükrein egy körülvjárás alatt 28 reflexió történik. Ez több mint a fele az összes UBCM tükőrről számolt 39-nek. Ezért először azt gondoltam, hogy a nagy harmadrendű diszperzió is hozzájárul az impulzusüzemű állapot instabilitásához. Utólag utánaszámolva azonban azt kaptam, hogy TOD-ból eredő instabilitást meghatározó $\gamma_3 = |TOD| / (|GDD| \tau_{FWHM})$ paraméter bőven a 0,94 instabilitási limit alatt van, és amikor a legnagyobb, akkor sem éri el a 0,2 értéket, ami alatt a TOD hatása elhanyagolható, az 1.2.2.4 fejezet (1.2.15) képlete és az alatta levő szövegrész szerint.

Mindenesetre a rezonátort átépítettem úgy, hogy a Herriott-cellát kicseréltem a kb. 20 MHz-es ismétlési frekvenciát biztosító másik változatra, melynek tükrein jóval kevesebb, 2-2 reflexió van, mint az előző esetben. Így a rezonátor UBCM tükrein egy körülvjárás alatt sokkal kevesebb, összesen 19 reflexió történik. A cella tükreinek távolságát itt 1172 mm-re

kellett beállítani az \pm egységmátrixú leképezéshez. Az új rezonátorelrendezést az 1.3.10. ábra mutatja. A lézer most valamivel jobban működött: a hullámhosszat 710 nm és 880 nm között lehetett hangolni impulzusüzemben, mindössze 2–2,5 W pumpálás mellett, CW-komponensek megjelenése nélkül, ellenben a módusszinkronizáció most is nehezen indult és a hangolás közben gyakran leállt. Az kiindulási rezonátor kis módosítását (az egyik kar szögének megváltoztatását) követően azonban sokat javult a helyzet. A 7-7 reflexiós Herriott-cellát tartalmazó oszcillátor esetében tehát valószínűleg az okozta a problémát, hogy a rezonátor nem volt optimálisan beállítva a Kerr-lencsés módusszinkronizációhoz. Ezért volt szükség nagy pumpálásra, ami túlságosan nagyra növelte a rezonátoron belüli teljesítményt, és ez vezetett az instabil működéshez.



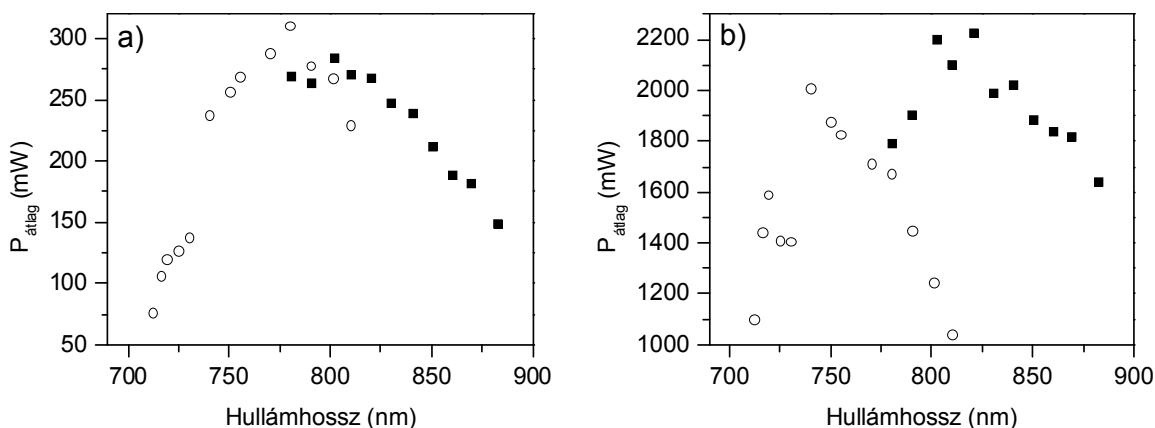
1.3.10. ábra. A Herriott-cella tükrein 2-2 reflexióval rendelkező hosszú rezonátoros lézer rajza. **PM:** pumpa-terelő tükör. **PR:** polarizáció forgató periszkóp. **L:** pumpa nyálábot fókuszáló lencse. **Ti:Sa:** titán-zafir kristály. **SM1, SM2:** félcolos homorú gömbtükrök (közülük SM1 nem UBCM). **M1, M2, M3:** sík lézertükrök. **M4, M5:** félcolos síktükrök, a Herriott-cella be- és kicsatoló tükrei. **HCM:** Herriott-cella gömbtükre. **BRF:** kettőstörő szűrő. **S:** rés a Kerr-lencsés móduscsatolóhoz. **P1, P2:** a diszperzió-kompenzáló prizmapár tagjai, apextávolságuk 749 mm.

Visszatérve az 1.3.10. ábrán látható, a 2-2 reflexióval rendelkező Herriott-cellát tartalmazó lézere, azért módosítottam az egyik kar szögét (azaz a megfelelő gömbtükör kidöntési szögét), mert arra gyanakodtam, hogy talán nem pontosan mértem ki a szögeket a lézer összeszerelésekor, és emiatt nem optimális a rezonátor a Kerr-lencséhez. Kipróbáltam tehát, hogy mi történik, ha az egyik kar szögét (ami a megfelelő félcolos gömbtükör kidöntési szögének kétszerese) kissé módosítom. Ezt legegyszerűbben a Herriott-cellát tartalmazó rövid kar szögével lehetett megtenni, mert a kevés reflexióval rendelkező Herriott-cella fényútjait viszonylag könnyű volt

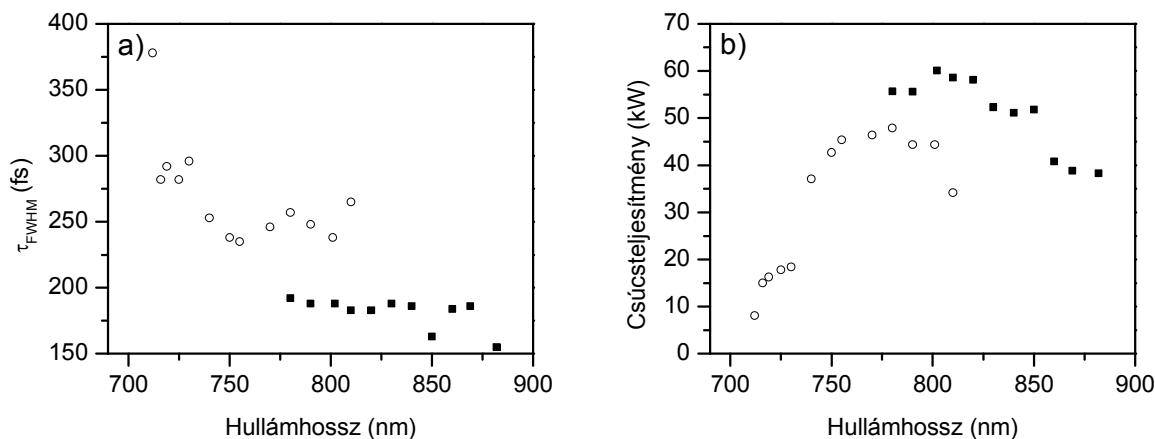
visszaállítani, míg a másik kar szögének módosítása esetén újra kellett volna állítani a prizmapáron a Brewster-szöget, ami több időt vesz igénybe. A rövid kar szögét elkezdtem tehát megnövelni. Amikor 1° -kal megnöveltem, nagy moduláció jelent meg a lézerkimenetet monitorozó oszcilloszkópon, szinte akkora, amekkorát a végtükör lökődésével lehet előidézni (a pumpa-teljesítmény közben 2,80 W volt). Ez a moduláció a stabilitási tartománynak különösen azon a részén volt erős, ahol a lézer módusképében "fülek", a folt két oldalán szimmetrikusan elhelyezkedő egy-egy mellékfolt, jelentek meg. Ez a móduseloszlás azonban csak nagyobb pumpálási teljesítmények esetén, 2 W felett volt észlelhető, ez alatt pedig kör alakú Gauss-módus volt. Két pontot találtam a lézer stabilitási tartományában, ahol ez előfordult.

A módusszinkronizáció most könnyebben beindítható és stabilabb volt, mint eddig. Legkönnyebben a "füles" módus esetén, ezért a lézert a stabilitási tartomány azon pontján használtam, ahol ilyen volt a móduskép. Ezen a ponton a CW üzemmód minimális pumpálási küszöbe 1,4 W körül volt (810 nm-en). A gyors fotodiódával és oszcilloszkóppal az impulzusok periódusidejét 45 ns-nak mértem, amiből 22,2 MHz-es ismétlési frekvencia adódik. Ez jó egyezést mutat az (1.2.27) képletből számított 22,18 MHz-cel. Móduscsatolt állapotban a hullámhosszat 170 nm széles tartományban, 712 nm és 882 nm között lehetett hangolni. Mivel a 712 és 810 nm-es tartományban már az eredeti karszöggel rendelkező rezonátorral is sikerült kielégítő hangolási görbét mérni, anélkül hogy gyakran leállt volna az impulzusüzemű működés, erre a tartományra vonatkozóan ezt a görbét közlöm. A hangolás közben pumpálás végig 2,5 W vagy néha ennél valamivel kisebb volt. Ennél nagyobb, 2,59 W-os pumpálásra csak a hangolási tartomány legszélén, 869 nm felett volt szükség. A hangolás közben a lézerkimeneten mért és a rezonátoron belüli átlagteljesítményeket az 1.3.11. ábra mutatja. A rövid hullámhosszakon most egy némileg nagyobb transzmittanciájú (800 nm-en 21 %) nyitótükört használtam, mint az AOM-es lézer hangolásakor. Ezt a tükröt itt SW-vel jelölöm. A hangolás során legnagyobb átlagteljesítményt, 311 mW-ot akkor mértem, amikor ez a tükrök volt bent, és a hullámhossz 780 nm volt. Ennek megfelelően a maximális impulzusenergia 14 nJ. Az impulzushossz méréséhez most rendelkezésemre állt egy kereskedelmi forgalomban kapható, PulseCheck típusú autokorrelátor, a berlini APE GmbH gyártmánya [78]. Ez sokkal gyorsabb (gyakorlatilag valós idejű) autokorreláció-mérést tesz lehetővé, mint az AOM-es lézer esetében használt, házilag készített autokorrelátor, ráadásul háttérmentes (azaz nem interferometrikus) autokorrelációt is lehet mérni vele. Ez utóbbi üzemmódot használva, a hangolás közben folyamatosan figyeltem vele az impulzushosszat, és a prizmák mozgatásával minden hullámhosszon úgy állítottam be a

rezonátor-diszperziót, hogy az impulzushossz nagyjából állandó legyen. A hosszú hullámhosszaknál, ahol az MW nyitótükört használtam, ez mindig sikerült, a rövid hullámhosszakon, az SW nyitótükör használata mellett, már nem mindig. Az autokorreláció-mérések alapján, sech^2 impulzusalak feltételezésével, az előbbi esetben az időalak félértékszélessége (τ_{FWHM}) mindig 180–190 fs-hoz közeli érték volt, az utóbbiban pedig 260 fs körül mozgott. Az ebből számolható impulzus-csúcsteljesítmények maximuma 60 kW volt a lézer kimenetén (802 nm-en, az MW nyitótükör használatakor). Az impulzushosszat és a csúcsteljesítményt a hullámhossz függvényében az 1.3.12. ábra mutatja.



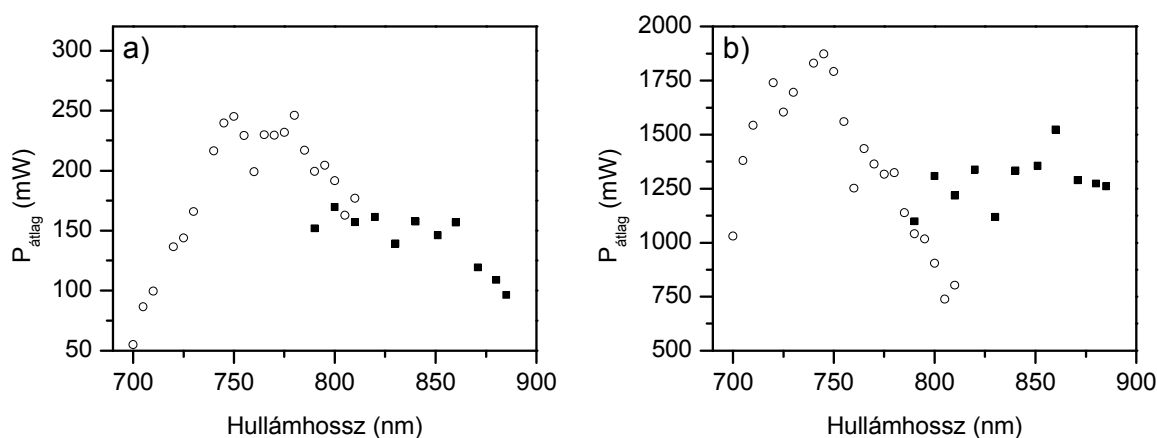
1.3.11. ábra. (a) Az impulzusüzemű hangolás során a lézer kimenetén mért átlagteljesítmények, az SW nyitótükört (lyukas körök) és az MW nyitótükört (tömött négyzetek) használva. **(b)** A megfelelő, rezonátoron belüli átlagteljesítmények.



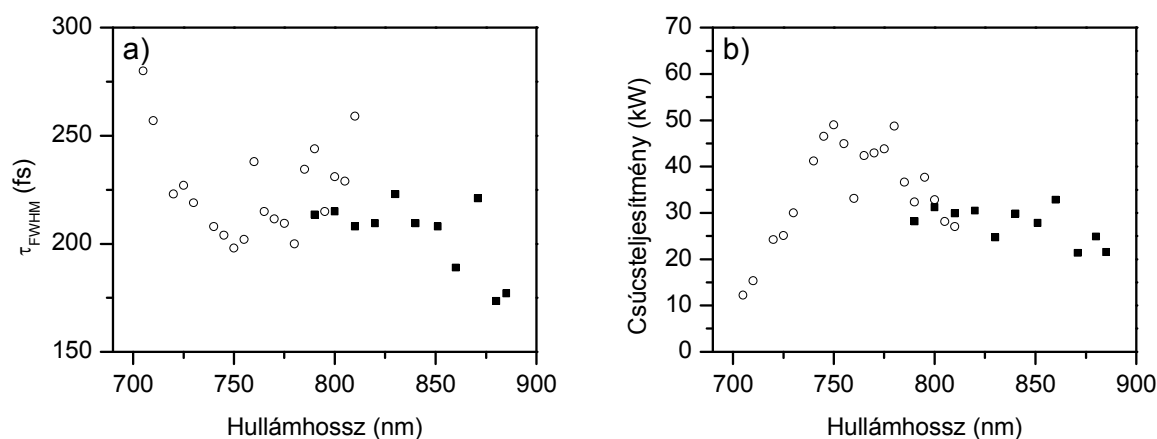
1.3.12. ábra. (a) Impulzus időalak félértékszélessége a hullámhossz hangolása közben, az SW nyitótükört (lyukas körök) és az MW nyitótükört használata mellett (tömött négyzetek). **(b)** Az impulzus csúcsteljesítmények a hullámhossz függvényében, a lézerkimeneten.

A módosított karszöggel rendelkező rezonátor további optimalizálásával (a gömbtükrök távolságának és a kristálynak a gömbtükröktől mért távolságának változtatásával) sikerült még jobban növelni a Kerr-lencse érzékenységet, és ily módon a hangolási tartományt

kiterjeszteni a 185 nm széles, 700 – 885 nm hullámhossz-tartományra (ez az eredmény csak a [10] referencia "Note added in proof" fejezetében van megemlítve, azért a dolgozatom megfelelő tézispontjában nem az alábbi eredményeket, hanem a fent bemutatottakat közlöm). Most a kemény-apertúrás hatást a lágy apertúrás is kiegészítette: ha teljesen kinyitottam a rést, amikor már nem vágott bele a nyaládba, akkor is legtöbbször megmaradt a módusszinkronizáció. A hangolás közben a rezonátor kimenetén mérhető, illetve a rezonátoron belüli átlagteljesítményeket a 1.3.13. ábra, az impulzushosszak és a csúcsteljesítményeket pedig a 1.3.14. ábra mutatja. A pumpa teljesítmény végig 2,0 W és 2,3 W között volt.



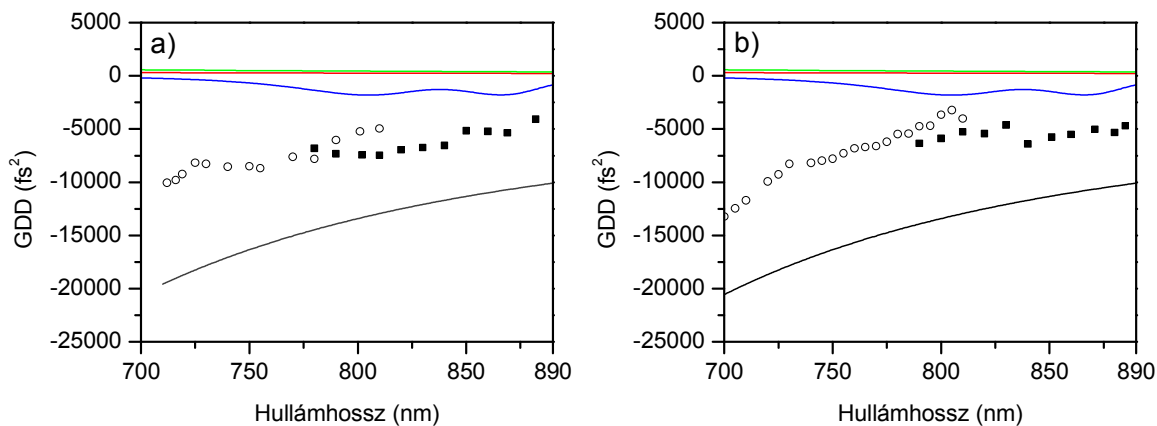
1.3.13. ábra. (a) Az impulzusüzemű hangolás során a lézer kimenetén mért átlagteljesítmények, az SW nyitótükör (lyukas körök) és az MW nyitótükör (tömött négyzetek) használva. **(b)** A megfelelő, rezonátoron belüli átlagteljesítmények.



1.3.14. ábra. (a) Impulzus időalak félértékszélessége a hullámhossz hangolása közben, az SW nyitótükör (lyukas körök) és az MW nyitótükör használata mellett (tömött négyzetek). **(b)** Az impulzus csúcsteljesítmények a hullámhossz függvényében, a lézerkimeneten.

A hangolás közben minden hullámhosszon lemértem a prizmákban megtett fényutak hosszát, hogy ki tudjam számolni a diszperziót. A mérést infranézó és vonalzó segítségével

végeztem, a vonalzó minden leolvasásánál kb. 1 mm-es hibával, ami a prizmapáron oda-vissza történő áthaladásra kb. 4 mm-es mérési bizonytalanságot jelent. Minden hullámhosszon, amin a hangolást végeztem, kiszámoltam a rezonátor teljes diszperzióját, a következő járulékok figyelembe vételével: 1.) a prizmapár szögdiszperzióból eredő diszperziója a prizmák csúcsain átmenő nyalábokra, az 1.2.2.5 fejezet (1.2.17) képlete alapján, 2.) a prizmák anyagi diszperziója, az SF10-es üveg törésmutatójára vonatkozó Sellmeier-formulából számolva [32], 3.) a titán-zafír kristály anyagi diszperziója (egy körüljárásra 8 mm fényút), 4.) a rezonátorban levő levegő diszperziója (13,5 m fényút egy körüljárásra). Az utóbbi két járulékot a levegő és a titán-zafír kristálynak a témavezetőm által rendelkezésemre bocsátott diszperziós görbéiből számoltam ki. Az 1.3.15.(a) ábrán a 1.3.11. ábrához, a 1.3.15.(b) ábrán pedig a 1.3.13. ábrához tartozó eredmények szerepelnek, és feltüntettem az egyes járulékok diszperziós görbéit is.



1.3.15. ábra. A rezonátor egy körüljárásra jutó másodrendű diszperziója a hullámhossz hangolása közben és a különböző GDD járulékok **(a)** az 1.3.11. ábrán szereplő mérésre, illetve **(b)** az 1.3.13. ábrán szereplő mérésre vonatkozóan. Lyukas körök: eredő GDD az SW nyitótükör használata mellett, tömött négyzetek: eredő GDD az MW nyitótükör használata mellett. GDD járulékok: titán-zafír kristály (kék vonal), levegő (piros vonal), UBCM tükrök 19 reflexiója (zöld vonal), prizmák szögdiszperzióból eredő járuléka (fekete vonal).

Ennek az alfejezetnek az eredményeit összefoglalva, a kis veszteségű, ionosan porlasztott ultraszélessávú rezonátortükrök alkalmazásának köszönhetően sikerült az impulzusüzemű üzemmód hangolási tartományának szélességét 170 nm-re, illetve 185 nm-re növelni a korábbi 115 nm-es szélességhez képest. A lézert kemény apertúrás Kerr-lencsés módszerrel stabilan lehetett módusszinkronizálni, viszonylag kicsi, 2 – 2,6 W pumpa-teljesítmény mellett.

1.3.3.2 Multifoton-mikroszkópos mérések

A hosszú rezonátoros lézer kifejlesztésének végső célja a multifoton-mikroszkópiában történő alkalmazás volt, hogy az ilyen mikroszkóppal végzett biológiai, illetve

orvosdiagnosztikai vizsgálatok során a minták kisebb hőkárosodást szenvedjenek, mint a hagyományos, 80 MHz körüli ismétlési frekvenciájú lézerek használata esetén. Az UBCM tükröket tartalmazó lézerrezonátor építése idején a kutatócsoportunk birtokába került egy multifoton mikroszkóp, így lehetőségem nyílt ezzel méréseket végezni, és a hosszú rezonátoros lézer előnyeit demonstrálni a mikroszkópia területén.

A méréseim során nem közvetlenül a biológiai minták hőkárosodását vizsgáltam, hanem azt akartam kísérletileg is megmutatni, hogy az általam készített kis ismétlődési frekvenciájú lézerrel valóban jóval kisebb átlagteljesítményű gerjesztés hatására lehet ugyanakkora multifoton-abszorpcióból származó fluoreszcencia jelszintet generálni a mikroszkópban, mint egy ~80 MHz ismétlési frekvenciájú típussal. Ennek köszönhetően elvileg a hőkárosodás mértéke is csökkenthető. Biológiai minták (konkrétan bőrminták) hő hatására bekövetkező roncsolódásának részletes vizsgálatát, a gerjesztő impulzusok ismétlési frekvenciájának függvényében, korábban egy másik kutatócsoport már elvégezte [2]. Ők nem hosszú rezonátoros lézert, hanem impulzuskivágót használtak az ismétlési frekvencia csökkentésére. Erről már volt szó az 1.2.1 fejezetben, ahol röviden összefoglaltam az eredményeiket. Vizsgálataikból kiderül, hogy a 10 MHz nagyságrendű és annál nagyobb ismétlési frekvenciák tartományában a mintára érkező impulzusok kumulált hőhatása a domináns, ami arányos a gerjesztő lézerteljesítményével. Mivel esetünkben mindkét, összehasonlításra kerülő lézer ismétlési frekvenciája ebben a tartományban van, a hőkárosodás mértéke az átlagteljesítménnyel egyenes arányban csökken.

A kísérletekhez használt multifoton mikroszkóp egy Carl Zeiss gyártmányú, LSM 7 MP típusú berendezés volt [79]. Az eszköz multifotonos üzemmódban képes a minta 2D és 3D lézeres pásztázására. Ezen kívül hagyományos (egyfotonos) fluoreszcens mikroszkópként is használható, ahol a minta megvilágítása egy UV lámpával történik, a kép pedig az okuláron keresztül vizsgálható, valamint egy CCD kamera segítségével rögzíthető is. Van még egy további, látható tartományú megvilágítással működő optikai mikroszkóp üzemmódja is. A multifoton-mikroszkóp módban a fluoreszcenciát egy fotoelektron-sokszorozó (PMT) detektálja. A mintára eső lézerteljesítmény egy akusztó-optikai eltérítő segítségével precízen szabályozható. A mikroszkóphoz mellékelt vezérlőszoftver (ZEN 2009, 5.5-ös verzió) alapszintű képfeldolgozási feladatok elvégzésére is alkalmas.

A kvantitatív összehasonlító mérésekhez fluoreszcens mikrogyöngyöket használtam mintának, melyek gömb alakúak és átmérőjük 10 μm . Ezek 800 nm körüli megvilágítással kétfotonos abszorpcióval gerjeszthetők. A ~80 MHz-es titán-zafír lézerek családját az

összehasonlító vizsgálatok során egy FemtoRose 100 TUN típusú, 76 MHz-es oszcillátor képviselte, melyet az R&D Ultrafast Lasers Kft. gyártott [73]. A hosszú rezonátoros lézerhez hasonlóan ez is egy kemény-apertúras Kerr-lencsés módszerrel a negatív diszperziós tartományban módusszinkronizált, prizmapárral diszperzió-kompenzált, kettőtörő szűrővel hangolható femtoszekundumos lézer, melynek impulzushossza szintén a 100 fs-os nagyságrendben van. A hosszú rezonátoros lézerek közül a dolgozatban legutóbb bemutatott, 22 MHz-es verzióval végeztem el a mérést. A működési jellemzőket illetően az egyetlen alapvető különbség a 22 MHz-es és a 76 MHz-es lézer között az ismétlési frekvencia, valamint az, hogy a 76 MHz-es lézernek impulzusüzemben minimum 5 W pumpálási teljesítményre van szüksége (532 nm-es pumpa hullámhosszon).

Az összehasonlító méréshez mindkét lézer nyálábját beterettem a mikroszkópba, precízen beállítva az irányukat, hogy a mikroszkóp objektív tengelyére centrálva essenek rá, az optimális leképezés érdekében. Természetesen egyszerre csak az egyik lézernyaláb ment be a mikroszkópba, a kettő közötti gyors váltást pedig billenőtükrökkel oldottam meg. Először az okulár segítségével megkerestem, majd a kétfotonos pásztázó módban bepozicionáltam a látómező közepére egy mikrogöngyöt, és annyira lecsökkentettem a pásztázott területet, hogy a göngy képe egy jelentős részét elfoglalja. A mérés során végig ezt a göngyöt használtam mintaként, pozícióját nem változtattam meg. Az optimális, maximális jelszintet eredményező fókuszálást a mérés legelején beállítottam, és ezen sem változtattam közben.

Az 1.2.1 fejezetben már szerepelt, hogy a kétfoton-abszorpciós ráta (N), és az ezzel arányos fluoreszcencia-jel a mikroszkóp detektorán, több paramétertől függ. Ezért ahhoz, hogy csak az eltérő ismétlési frekvenciából eredő különbséget mérjük, a két lézer többi paraméterét egymással szinkronizálni kell, azonos értékre kell állítani. A [2] referenciában szereplő képlet alapján N a következő módon függ a főbb paramétereiktől:

$$N \propto \frac{\delta(\lambda)}{A^2 \tau} E^2 f = \frac{\delta(\lambda)}{f A^2 \tau} \cdot P_{av}^2, \quad (1.3.1)$$

ahol E az impulzusenergia, f az ismétlési frekvencia, A fókuszált foltméret, $\delta(\lambda)$ a minta hullámhosszfüggő kétfoton-abszorpciós hatáskeresztmetszete, τ az impulzushossz a mikroszkópjobjektív fókuszában, P_{av} pedig a megvilágítás átlagteljesítménye, szintén a fókuszban mérve. A kísérlet során mindkét lézerrel a fluoreszcencia-jelet mértem a gerjesztési teljesítmény, P_{av} , függvényében, tehát a képletben szereplő többi paramétert kell szinkronizálni. Először is, a lézerek hullámhosszát azonos értékre állítottam be, hogy egyrészt a $\delta(\lambda)$ hatáskeresztmetszet, másrészt a mikroszkópjobjektív fókusz távolsága, illetve fókuszált

foltmérete pontosan megegyezzen a két lézer esetében. A fókuszfolt méretének egyezéséhez az is szükséges, hogy az objektív belépő apertúrájánál ugyanolyan legyen a lézernyalábok foltmérete és transzverzális intenzitás-eloszlása. Sajnos nyalábprofil-kamera, amivel ezt precízen le lehetett volna ellenőrizni, a méréskor nem állt rendelkezésemre. Ezért egy kevésbé pontos módszerrel mértem meg a nyalábátmérőt: az objektív kiszerelem után a nyaláb útjába beraktam egy blendét, teljesítményméréssel centráltam a nyalábra, és lemértem azt a blendeátmérőt, ahol a blendén átjutó teljesítmény az eredeti nyalábteljesítmény 0,673-ad részére csökken. Gauss-nyalábot feltételezve ez a méret megfelel az intenzitás-eloszlás félértékszélességének. Erre mindkét lézer esetén 7 mm-t kaptam. Az objektív belépő apertúrájánál mindkét lézer módusképe közelítőleg Gauss-eloszlású volt, de nem pontosan, amit, többek között, az akusztó-optikai eltérítőn és a mikroszkópban levő apertúrákon történő diffrakció okozhatott. Ezt a hibát nem tudtam kiküszöbölni. Az utolsó paraméter, amit szinkronizálni kell a két lézer között, az fókuszban mérhető τ impulzushossz. A mikroszkópban levő transzmisszív optikai elemek, elsősorban az akusztó-optikai eltérítő és az objektív, diszperziója miatt a lézerkimenettől a mintáig való terjedés során a lézerimpulzus időben kiszélesedik. Mivel mindkét lézer kimeneti impulzusai a szoliton-módusszinkronizációnak köszönhetően gyakorlatilag transzformációlimitált és csörpmentes impulzusok, elég a spektrum középhullámhosszát és szélességét egyenként azonos értékre állítani a két lézer esetében. Ekkor ugyanis mindkét esetben ugyanaz lesz a lézerkimeneten mérhető kiindulási impulzushossz és a diszperzió miatti impulzushossz-változás is, vagyis a mintára ugyanolyan időtartamú impulzusok jutnak. Ráadásul a megegyező spektrumok miatt az akusztó-optikai eltérítő okozta szögdiszperzióból származó impulzustorzulás is azonos mértékű.

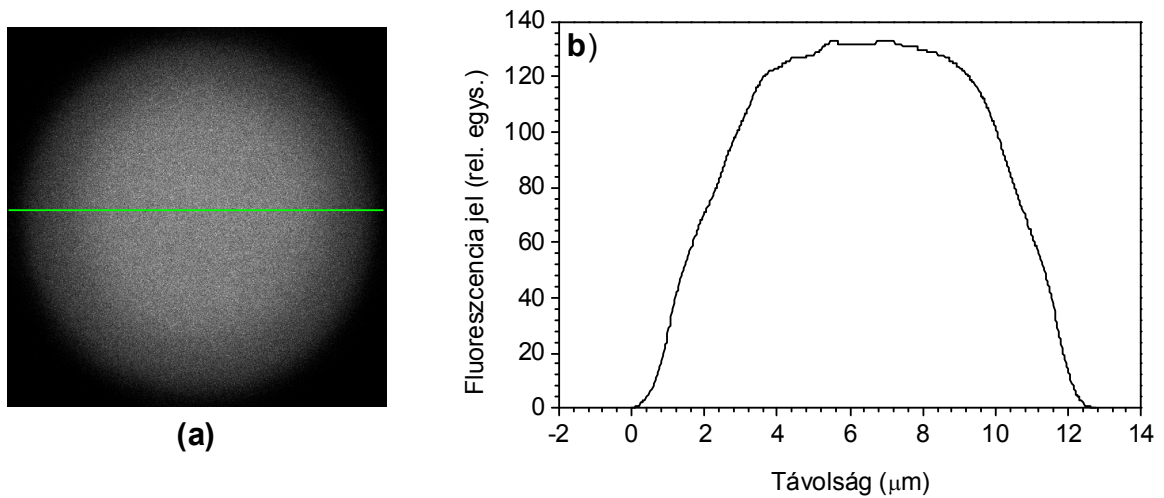
A kétfoton-abszorpciós fluoreszcencia jel mérését a mintát megvilágító lézerfény átlagteljesítményének függvényében először a 76 MHz-es, majd a 22 MHz-es lézerrel végeztem el. Az egyes mérési sorozatok viszonylag hosszú, 30 perc körüli időt vettek igénybe, ami alatt kis mértékben ugyan, de megváltozhatnak a lézerek impulzusjellemzői, például a rezonátorban a labor hőmérsékletváltozása miatt bekövetkező hőtágulási effektusok miatt, ami a rezonátor elállítódását okozza. Ezért mindkét mérési sorozat elején és végén is lemértem a spektrumot. Ehhez most rendelkezésemre állt egy Advantest Q8384 típusú optikai spektrumanalizátor, melynek maximális spektrális felbontása 10 pm [80]. Ez lényegesen pontosabb spektrummérést tesz lehetővé, mint a korábban erre a célra használt SM32Pro rácsos spektrométer. A 76 MHz-es lézer esetén, a vele végzett mikroszkópos mérési sorozat elején $\lambda_0 = 801,041$ nm középhullámhosszú és $\Delta\lambda_{FWHM} = 3,692$ nm félértékszélességű

spektrumot mértem, a végén ezek az értékek $\lambda_0 = 801,030$ nm és $\Delta\lambda_{FWHM} = 3,700$ nm voltak. A 22 MHz-es lézer spektrumának középhullámhosszát a rezonátorban levő kettőstörő szűrő forgatásával, szélességét pedig a prizmákban megtett fényút szabályozásával a lehető legpontosabban ezekre az értékekre állítottam be. A 22 MHz-es lézerrel végzett mérés elején ezek $\lambda_0 = 799,967$ nm és $\Delta\lambda_{FWHM} = 3,871$ nm, a végén pedig $\lambda_0 = 800,043$ nm és $\Delta\lambda_{FWHM} = 3,761$ nm voltak. A két lézer középhullámhossza tehát 1,1 nm-nél, spektrális félértékszélessége pedig 0,2 nm-nél nagyobb pontossággal megegyezett.

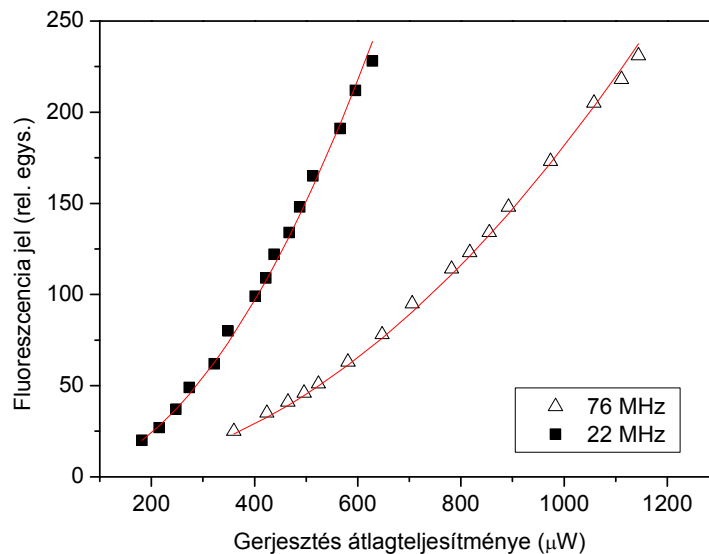
A mintát megvilágító átlagteljesítményt egy Thorlabs PM100 teljesítménymérő-műszerrel, az S120B típusú félvezető mérőfejet használva mértem [81]. Ehhez természetesen az objektívet a mintától el kell távolítani, hogy beférjen alá a mérőfej. Ezt az objektívtartón található gomb elforgatásával lehet megtenni, ami az objektívet felemeli, miközben az csak a lézernyalábbal párhuzamosan mozdul el, így ugyanannyi fény jut át rajta, mint a leengedett mérőpozícióban. Az egyes lézerekkel végzett fluoreszcencia-mérési sorozatok alatt az akusztó-optikai eltérítőn beállított transzmittancia értékekhez tartozó teljesítményeket az első (a 76 MHz-es lézerrel végzett) mérés előtt, majd a második (a 22 MHz-es lézerrel végzett) mérési sorozat után mértem le, így a két lézer közötti váltáskor nem kellett az objektívet elmozdítani, és újra beállítani a fókuszálást, ami hibát okozhatott volna a két lézer összehasonlításában. Természetesen az első sorozat esetében előbb megnéztem, milyen tartományban kell majd szabályozni az akusztó-optika áteresztését a nulla fluoreszcencia jel és a PMT telítése között, majd a teljesítményeket ezen a tartományon belül felvett néhány ponton mértem le, és utána kezdtem az összehasonlító mérést.

A kísérlet során minden teljesítményértéknél készítettem egy képet a mikrogöngyről, kétfotonos pásztázó üzemmódban. Minden esetben 1024×1024 képpontos felbontást alkalmaztam, és a pásztázás sebessége is azonos volt. A PMT feszültséget sem változtattam az egész mérés alatt. Egy ilyen képet mutat az 1.3.16.(a) ábra. Látható, hogy jelentős a képzaj. Ez elsősorban azért van, mert inkább nagyon kis teljesítményeken és nagy PMT feszültséggel mértem, minthogy a túl erős gerjesztés hatására a gyöngyben levő fluoreszcens festékanyag kifakuljon vagy esetleg a gyöngy a melegedés hatására roncsolódjon. A képek kiértékelését a mikroszkóp szoftverével végeztem. Először a zajszűrés céljából egy simító szűrőt (smoothing filter) alkalmaztam a képen, majd az 1.3.16.(a) ábrán zölddel jelölt középvonal mentén felvettem az intenzitás-eloszlást. Egy ilyen intenzitásprofil látható az 1.3.16.(b) ábrán. Minden teljesítményértéknél ezeknek a profiloknak a maximumát vettem, és ezeket a maximális jelszinteket ábrázoltam az 1.3.17. ábrán, a gerjesztő teljesítmény függvényében.

A teljesítményt mindkét lézer esetében addig növeltem, amíg a PMT még éppen nem ment telítésbe.



1.3.16. ábra. (a) A mikrogöngyről a kétfoton-mikroszkóppal készített egyik nyers kép. Ennek a képnek a készítésekor a 22 MHz-es lézert használtam, a gerjesztő lézerteljesítmény pedig 467,2 μW volt. (b) A gyöngynek a bal oldali ábrán zöld vonallal jelölt középvonala mentén, a képen zajszűrés (simító szűrő) alkalmazása után felvett intenzitásprofil.

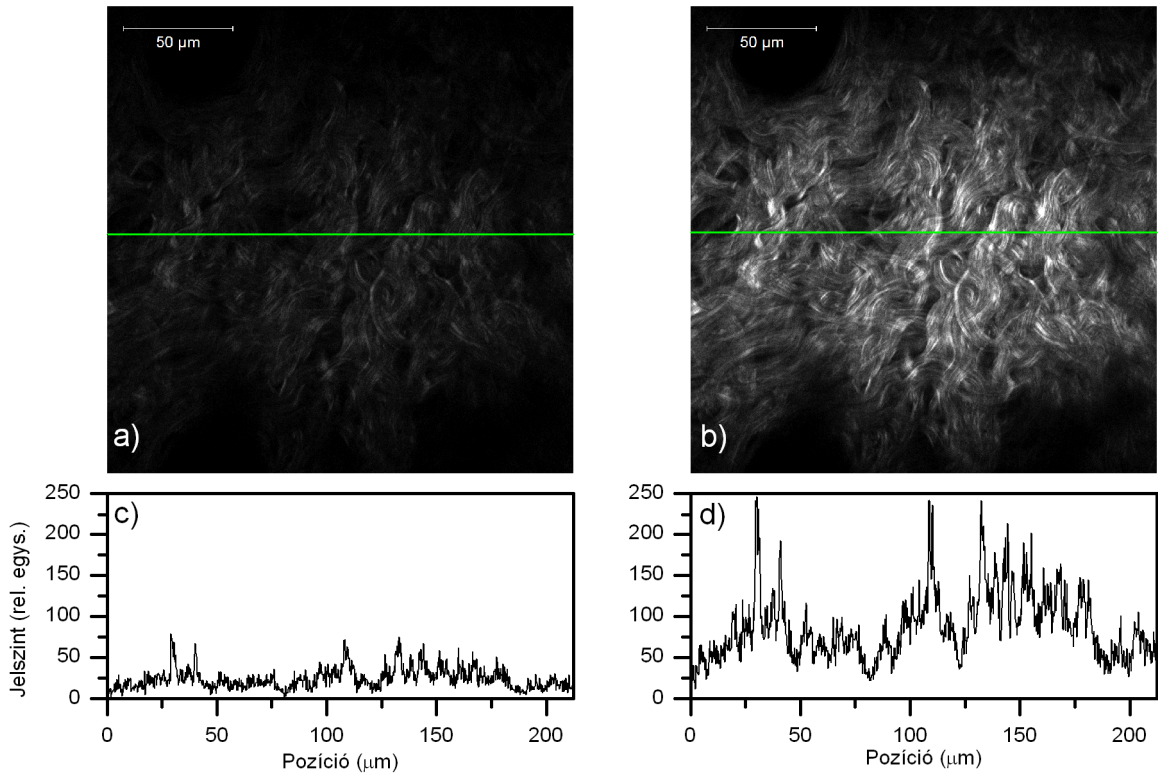


1.3.17. ábra. A mikrogöngy kétfoton-abszorpcióból származó fluoreszcencia-jele a gerjesztő 800 nm-es lézerteljesítményének függvényében, a 76 MHz-es lézert (háromszögek) és a 22 MHz-es lézert (négyzetek) használva fényforrásul. A piros görbék a mérési adatokra az (1.3.1) összefüggésnek megfelelően illesztett parabolák.

Az 1.3.17. ábra mérési adatsoraira egy-egy $y = C \cdot x^2$ egyenletű parabolát illesztettem, az (1.3.1) összefüggésnek megfelelően, ahol tehát x szerepét P_{av} tölti be. A (1.3.1) képlet alapján a két adatsorból kapott C paraméterek arányának elvileg az ismétlési frekvenciák arányának reciprokával kell megegyeznie. Az illesztésből kapott értékek:

$C_{76\text{MHz}} = (1,814 \pm 0,01117) \cdot 10^{-4}$, $C_{22\text{MHz}} = (6,04065 \pm 0,0544) \cdot 10^{-4}$. A kettő arányára $C_{22\text{MHz}}/C_{76\text{MHz}} = 3,33 \pm 0,05$ adódik, mely jó egyezést mutat az ismétlési frekvenciák arányának reciprokával, ami $f_{76\text{MHz}}/f_{22\text{MHz}} = 76/22 = 3,45$. Az mért és az elméletileg várt arányszám eltérésének legvalószínűbb oka a két lézernyaláb mikroszkópjektív utáni fókuszált foltméretének eltérése lehet, mert mint említettem, ezt a paraméter tudtam a legkevésbé kontrollálni és ellenőrizni. Egy másik lehetséges ok, hogy az első, a 76 MHz-es lézerrel végzett mérési sorozat alatt a mikroyöngy festékanyaga valamelyest kifakult. Ez az alkalmazott kis gerjesztési teljesítmények miatt kevésbé valószínű, és egyébként is a 76 MHz-es lézer javára billenti a mérleget, azaz ezt figyelembe véve a $C_{22\text{MHz}}/C_{76\text{MHz}}$ aránynak a mértnél nagyobbak kell lennie a valóságban. A mérés alapján tehát a 22 MHz-es lézerrel ugyanolyan átlagteljesítményű gerjesztéssel 3,33-szor nagyobb kétfoton-abszorpciós fluoreszcencia jel érhető el, mint a 76 MHz-es lézerrel. Megfordítva: ugyanakkora jelszint generálásához a 22 MHz-es lézerrel $3,33^{1/2} = 1,82$ -szer kisebb átlagteljesítmény kell, mint a 76 MHz-es lézer használata esetén.

A fenti eredményt egy valódi biológiai mintát használva is leellenőriztem. A minta egy eger szőrtelenített háti részéből frissen kivágott bőrdarab volt. Ennél a mérésnél csak egy-egy felvételt készítettem mindkét lézerrel, közel azonos átlagteljesítményű gerjesztés mellett, mert nem volt cél az előző kvantitatív mérés megismétlése. Ezen a mintán a finom részletek jelenléte miatt ugyanis elég nehéz lett volna megoldani a felvett képek jelszintjeinek simító szűrő alkalmazása utáni kiértékelését. Az kétféle lézerrel felvett képek az 1.3.18.(a) és (b) ábrákon láthatóak, míg alattuk, a (c) és (d) grafikonokon a megfelelő, az egyes képekből a vízszintes zöld középvonal mentén felvett intenzitásprofilokat ábrázoltam (a nyers, mindenféle szűrő alkalmazása nélküli intenzitásprofilokat). A 22 MHz-es lézer alkalmazásakor a mintát gerjesztő átlagteljesítmény 3,015 mW volt, míg a 76 MHz-es lézer esetében 3,081 mW. A 22 MHz-es lézerrel most is hozzávetőleg 3,3-szor akkora jelszintet sikerült előidézni, mint a 76 MHz-es lézerrel.



1.3.18. ábra. Szórtelenített egér hátbőréről a 76 MHz-es lézerrel (a) és a 22 MHz-es lézerrel (b), közel azonos gerjesztő átlagteljesítménnyel felvett, nyers kétfoton-mikroszkópos képek, valamint a megfelelő, a vízszintes zöld vonalak mentén felvett intenzitásprofilok (c-d). A 22 MHz-es lézert használva a mintát gerjesztő átlagteljesítmény 3,015 mW, a 76 MHz-es lézer esetében pedig 3,081 mW volt.

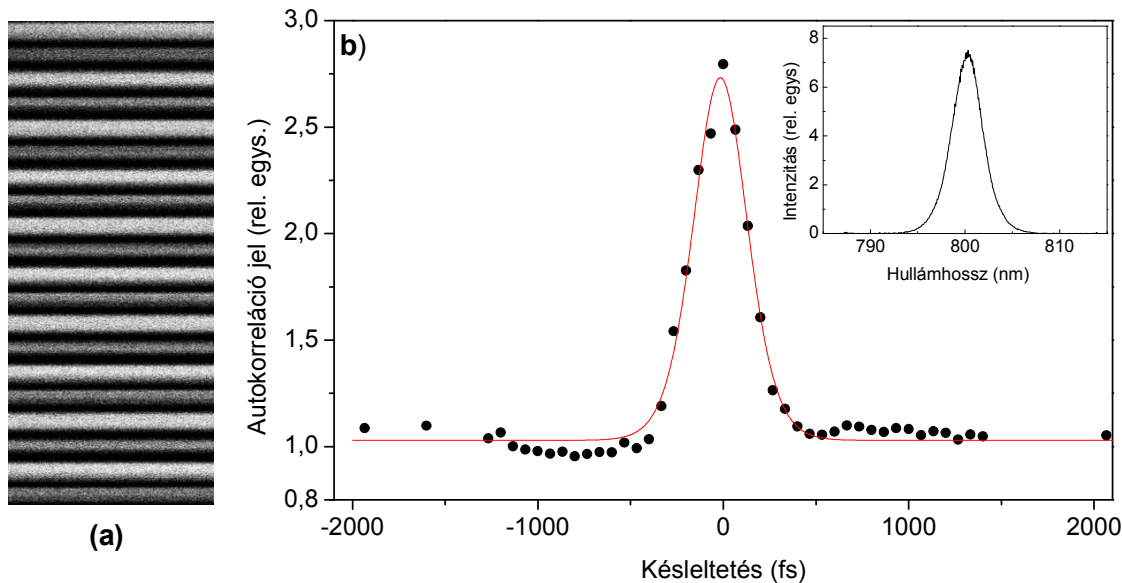
Kíváncsi voltam arra is, hogy az akusztó-optikai eltérítőn és a mikroszkóp optikai elemein való áthaladáskor a diszperzió hatására mennyire szélesedik ki az impulzus, mekkora az impulzushossz a mikroszkópjobjektív fókuszában. Ezt olyan másodrendű autokorrelációméréssel határoztam meg, ahol a másodharmonikus-keltő kristály helyett a mikroszkópjobjektív fókuszában levő mikrogyöngy kétfoton-abszorpciójával állítottam elő az intenzitás négyzetével arányos autokorreláció-jelet. Ugyanezen az elven alapuló, mikroszkópjobjektív fókuszában történő impulzushossz-mérésről olvashatunk a [82,83] referenciákban. Mivel a gyöngyre már a diszperzió miatt megnyúlt impulzusok jutnak, ez a módszer pont az objektív fókuszában levő impulzushosszat méri. A mérést a 22 MHz-es lézerrel végeztem el. Ehhez először a nyalábját átküldtem azon a Michelson-interferométeren, amivel az 1.3.2.2 fejezetben az akusztó-optikával módusszinkronizált lézernél mértem az autokorrelációt, és az interferométer kimeneti nyalábja haladt tovább a mikroszkópba. Az interferométer karjainak végén sík ezüstitükrök találhatók. A két karban haladó impulzusok relatív késleltetése az egyik tükör mozgatásával állítható. Ez a tükör egy mikrométercsavaros transzlátor tetején helyezkedik el, ami pedig egy további, piezomozgató transzlátorra van

szerezve. Az előbbi transzlátor teszi lehetővé a durva, 10 μm -es pontosságú pozicionálást, amely az időbeli késleltetésre nézve $(2 \cdot 10 \mu\text{m})/c = 67 \text{ fs}$ -os pontosságot jelent. Közvetlenül a lézerkimeneten a PulseCheck autokorrelátorral, $\tau_{FWHM} = 190 \pm 5 \text{ fs}$ impulzushosszat mértem (sech² impulzusalakot feltételezve). A mikroszkópobjektív után tehát ennél hosszabbak voltak impulzusok. Azonban, a piezomozgatóval önmagában csak nagyjából akkora maximális késleltetés érhető el, amivel a kezdeti impulzus autokorreláció-függvénye még épp lemérhető lett volna, tehát az objektív utáni impulzushossz méréséhez mindenképpen használni kellett a mikrométercsavaros transzlátort is. Ezért az eredmény kevésbé pontos, mintha csak a piezomozgatóval történt volna a tükör mozgatása. Egy további probléma származott abból, hogy itt csak interferometrikus autokorrelációt lehetett mérni, mert a két karból származó nyaláboknak pontosan kollineárisan kellett haladnia, hogy mindkettő átjusson a mikroszkópban levő összes apertúrán. Ez megnehezítette a mérést, mert ha csak a mikrométercsavarral állítottam volna a késleltetést, akkor az interferometrikus autokorreláció-függvényben levő oszcillációt, azaz csíkokat, nem tudtam volna felbontani. A csavar tekerése közben viszont az oszcilláció periódusain belül véletlenszerű fázisokban lyukadtam volna ki, ami kiértékelhetetlenné tette volna a kapott adatsort.

Ezen okokból kifolyóan tehát mind a mikrométercsavaros, mind a piezomozgató transzlátort igénybe kellett venni. A piezovezérlőt olyan kis amplitúdójú háromszögjellel hajtottam meg, amelyből az autokorreláció-függvény kb. három szomszédos csíkjának megfelelő maximális késleltetés adódott. Még előtte a mikroszkópban annyira kicsire vettem a pásztázott területet, hogy mintaként használt mikroyöngy középső része teljesen kitöltse azt, és gyakorlatilag homogén legyen a kivilágítás (jelszint) a vizsgált területen belül, ha az interferométer egyik karját kitakarjuk. A lézernyaláb a beállított területet (a képernyőn látott irányokat nézve) vízszintes vonalakban pásztázza végig, felülről lefelé haladva. A pásztázás sebességét olyan nagyra állítottam, hogy egy vízszintes képpont-soron sokkal rövidebb idő alatt szaladjon végig a nyaláb, mint a piezomozgató rezgésének periódusideje: egy sor végigpásztázása közben a piezomozgató gyakorlatilag egy helyben állt. Az egymás alatti képpont-sorok viszont a rezgés közbeni más-más időpillanatokhoz tartoznak, így a rögzített képen a függőleges tengely gyakorlatilag az időtengelynek felel meg, így ebben az irányban kirajzolódnak az interferencia csíkok. Egy kép felvétele a piezomozgató több rezgési periódusán keresztül történt. Az egyes képek elkészítése közben a mikrométercsavarhoz nem nyúltam, tehát egy kép az autokorreláció-függvény egy kis szakaszának csíkjait tartalmazza, egymás után többször. Az egyik ilyen pozícióban rögzített kép látható az 1.3.19.(a) ábrán. Két

kép készítése között a mikrométercsavart 10 μm -rel tekertem odébb, és így pásztáztam végig a teljes autokorreláció-függvényt.

A mérés kiértékelése a következő módon történt. Minden egyes képen először egy simító szűrőt alkalmaztam a vízszintes képpont-sorokon a zajszűrés érdekében. Ezt követően függőleges irányban átlagolást végeztem, azaz kiátlagoltam a csíkokat. Végül vízszintes irányban is végeztem egy átlagolást, és az így kapott értékeket ábrázoltam a mikrométercsavarral beállított késleltetés függvényében. Az eredményt az 1.3.19.(b) ábra mutatja. A csíkok kiátlagolása miatt a kapott görbe egy háttérrel rendelkező intenzitás autokorreláció-függvény, ami megfelel a háttérmentes, nem interferometrikus másodrendű autokorreláció-függvény és egy alapszint összegének [16] (lásd az F.3 Függelék). Az ábrán az alapszintre normált értékek látszanak. A mért görbe kontrasztja (a csúcs és az alapszint hányadosa) elég jól megközelíti az elméleti 3-as értéket. A mérés során interferométer karjait külön-külön kitarakva leellenőriztem, hogy két karból származó jelszint az alapszint fele, és a nulla szintet is felvettem. A lézerspektrumot lemértem az autokorreláció-mérés elején és végén is. Az elején $\lambda_0 = 800,181 \text{ nm}$, $\Delta\lambda_{FWHM} = 3,829 \text{ nm}$, a végén pedig $\lambda_0 = 800,231 \text{ nm}$, $\Delta\lambda_{FWHM} = 3,687 \text{ nm}$ volt a középhullámhossz illetve a spektrális félértékszélesség. Az utóbbi spektrum van feltüntetve az 1.3.19.(b) ábra jobb felső sarkában. Függvényillesztésből kijön, hogy a spektrum sech^2 alakú, a várt sech^2 időbeli impulzusalaknak megfelelően (az illesztést természetesen a frekvencia függvényében ábrázolt spektrumon végeztem). Az átlagos, 3,758 nm-es sávzélességgel számolva a sech^2 impulzus transzformációlimitált időtartamára $\tau_{FWHM} = 179 \text{ fs}$ -ot kapunk. Ennél a lézerek kimeneten mért $190 \pm 5 \text{ fs}$ időtartam nem sokkal több.



1.3.19. ábra. (a) A mikroszkóp fókuszában mért másodrendű interferometrikus autokorreláció-függvény mérésekor a mikroszkóppal -67 fs-os késleltetésnél készített nyers kép **(b)** Az egyes késleltetéseknél felvett interferencia-csíkok átlagolásával kapott mért autokorreláció-függvény (pontok) és az adatpontokra illesztett, a sech^2 impulzusalaknak megfelelő elméleti (1.3.2) autokorreláció-görbe (piros vonal). A jobb felső sarokban az autokorreláció-görbe felvételének végén mért spektrum látható, melynek félértékszélessége 3,687 nm.

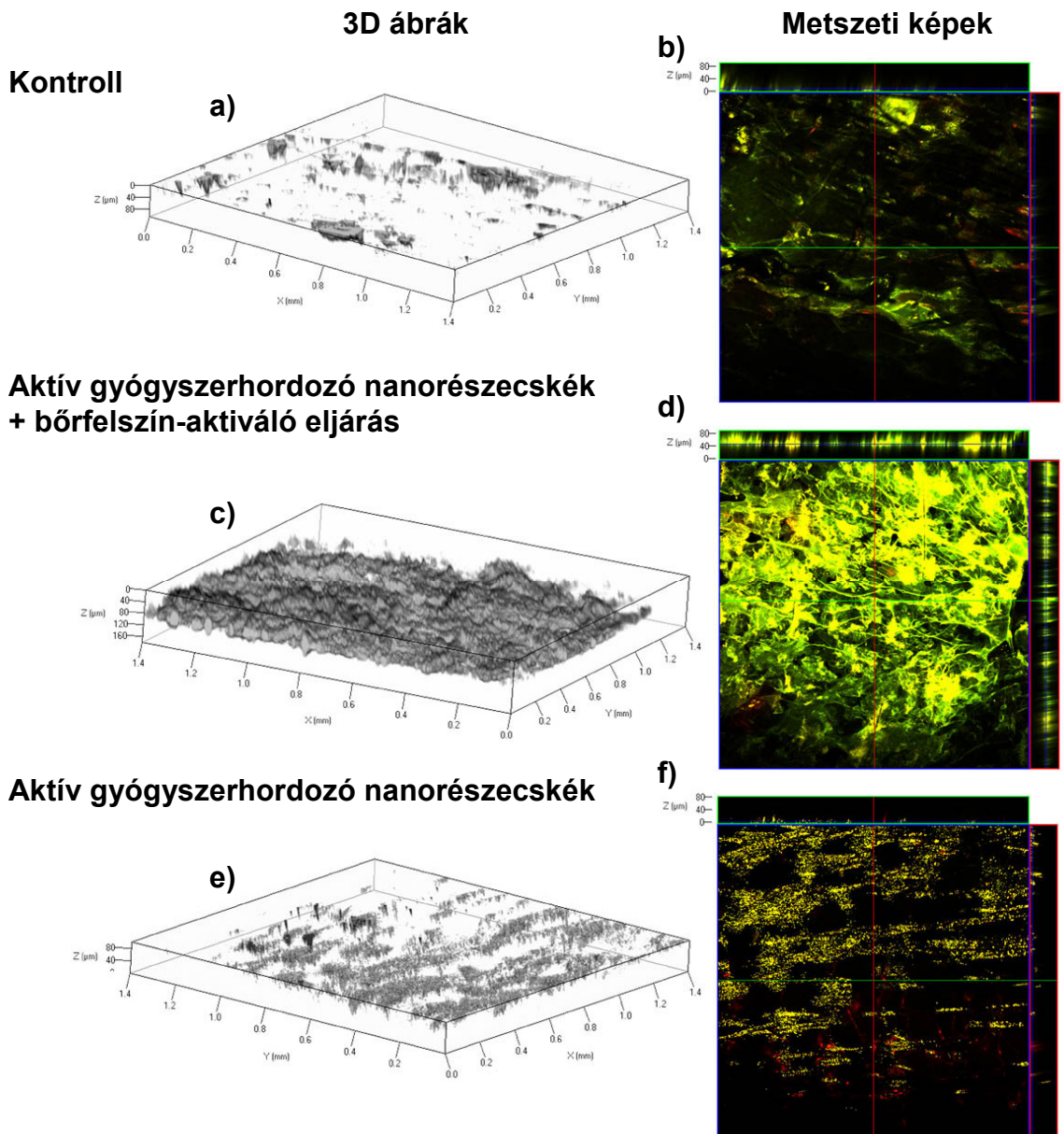
A 1.3.19.(b) ábrán látható mért autokorreláció-függvény bal felén az alapszintben lévő besüllyedés arra utal, hogy a mikrogyöngy pásztázott része valamelyes kifakult a mérés közben (a képeket a negatív késleltetések felől a pozitív felé haladva vettem fel). Emellett az is látszik, hogy a függvény jobb oldalának meredeksége (abszolút értékben) kisebb, mint a bal oldaláé. Ez is valószínűleg annak köszönhető, hogy a függvény bal oldalának felvétele közben, az egyre nagyobb gerjesztés hatására a minta még jobban kifakult. Sajnos ennél a mérésnél a kifakulást nehéz teljesen kiküszöbölni, mert az autokorreláció-függvény maximumánál a kétfotonos gerjesztés elvileg az alapszint háromszorosa (a csíkok kiátlagolása után), és az alapszintet is látni kell, hogy ellenőrizhessük az interferométer helyes beállítását. A kifakulásból eredő torzulás miatt tehát a mért görbe aszimmetrikus, holott elvileg szimmetrikusnak kellene lennie. Mindenesetre a sech^2 impulzusokra vonatkozó elméleti intenzitás-autokorreláció görbe viszonylag jól illeszkedik a mért adatpontokra. Az illesztést a következő függvénnyel végeztem [16]:

$$f(\tau) = A + C \frac{3(\xi_r \cosh \xi_r - \sinh \xi_r)}{\sinh^3 \xi_r}, \quad \xi_r = \frac{\xi - \xi_0}{\Delta \xi}, \quad (1.3.2)$$

ahol ξ a késleltetés, és minden paramétert szabad paraméterként használtam az illesztésnél. Ebből az autokorreláció-függvény félértékszélességére 342 fs-ot kaptam, amiből a

mikroszkópobjektív fókuszában mérhető impulzushosszra $\tau_{FWHM} = 342/1,543 = 221$ fs adódik. Ebből, a spektrum 3,758 nm-es szélességének figyelembe vételével, kiszámolható (Fourier-transzformációval), hogy a mikroszkópon belüli elemek, elsősorban az objektív és az akusztó-optikai kristály, együttes másodrendű diszperziója nagyjából 3000 fs².

A hosszú rezonátoros lézert használva fényforrásul, biológus kollégáim (dr. Kolonics Attila és Haluszka Dóra) biológiai vizsgálatokat is végeztek a multifoton mikroszkópunk segítségével. Dolgozatomnak nem célja ezen a kísérletek részletes ismertetése, az egyik fontos eredményt azonban, mely egy konferencia-poszterünkön is szerepelt [9], röviden bemutatom az 1.3.20. ábrán. Ebben a kísérletben kollégáim Alexa-514 fluoreszcens festékkel megjelölt, gyógyszerhordozó aktív nanorészecskéket jutattak szőrtelenített egér hátbőrre és a részecskék behatolását vizsgálták élő állaton. A speciális bőrfelszín aktiváló eljárás alkalmazásával 60 - 80 μm behatolási mélységet sikerült detektálni a 2 órával a bőrfelszínre juttatást követően (1.3.20.(c) ábra). A nanorészecskék rendezett eloszlást mutattak az adott maximális intenzitást mutató metszeti szeletben (1.3.20.(d) ábra). Ez a megfigyelés arra utalt, hogy a nanorészecskék jelentős részét a bőr epidermis nevű rétegében speciális Langerhans sejtek vették fel. A bőrfelszín aktiváló eljárás nélkül a nanorészecskék nem tudtak behatolni a bőrbe és a felszínen maradtak (1.3.20.(e) ábra).



1.3.20. ábra. Alexa-514 festékkel jelölt aktív nanorészecskék behatolásának multifoton-mikroszkópos vizsgálata szörtelenített egér hátbőrben. A mikroszkóphoz fényforrásként a kis ismétlési frekvenciájú lézert használtuk. A képek a részecskéket tartalmazó szuszpenzió bőrfelszínre juttatása után két óra elteltével készültek. A bal oldali, **(a)**, **(c)**, **(e)** ábrákon a megjelölt nanorészecskék 3-dimenziós eloszlása látható a bőrön belül. A jobb oldali, **(b)**, **(d)**, **(f)** képeken a négyzet alakú keretben a metszeti képek (x-y metszetek) láthatók a legintenzívebb metszési síkból, mellettük levő két keskeny sávok pedig a bal oldali ábrák oldalnézeti képei (x-z és y-z irányú metszetek). A legfelső, **(a)**, **(b)** ábrák a kontroll mintán mért eredményt ábrázolják, ami a bőr kezeletlen alapállapotát mutatja kétfotonos gerjesztés után. Fentről a második, **(c)**, **(d)** ábracsoport esetében egy behatolás-segítő eljárást alkalmaztak a bőrben levő Langerhans-sejtek optimális aktiválása érdekében. A legalsó, **(e)**, **(f)** ábrákon a behatolás-segítő eljárás alkalmazása nélkül létrejött nanorészecske eloszlás látható, a fluoreszcencia többségében a bőrfelszínen volt detektálható.

Visszatérve a 22 MHz-es és a 76 MHz-es lézeroszcillátorokat a kétfoton-mikroszkópiás alkalmazásban összevető mérés eredményéhez, láttuk, hogy az általam épített 22 MHz-es

lézerrel 1,82-szer kisebb átlagteljesítmények mellett lehet készíteni ugyanolyan intenzitású képeket, mint a 76 MHz-es lézerrel. Vizsgáljuk meg ebből kiindulva, hogy a hőkárosodás tekintetében mekkora javulás várható bőrminták mikroszkópos tanulmányozása során a 22 MHz-es lézer használatával. A vizsgált mintában a hőmérséklet emelkedése egyrészt az egyes impulzusok által átadott hőnek, másrészt az egymást követő impulzusok összesített (kumulatív) hőhatásának köszönhető. Az 1.2.1 fejezetben szereplő (1.2.2) képletnek megfelelően, a [2] referenciából vett tipikus adatokkal számolva ($\tau_C = 70$ ns, $t_{res} = 10 - 100$ μ s), a kumulált hatásból származó maximális hőmérséklet-emelkedés ($T_{max}^{cumulative}$) és az egyes impulzusok miatti maximális hőmérséklet-emelkedés (T_{max}^{pulse}) aránya a 22 MHz-es lézer esetében 4 és 6 között van, tehát ennél az ismétlési frekvenciánál még mindig a kumulatív hatás dominál. Mivel pedig $T_{max}^{cumulative}$ mintát gerjesztő lézerfény átlagteljesítményével arányos, az ismétlési frekvenciának a 76 MHz-ről 22 MHz-re történt lecsökkentésével várhatóan a bőrminták, és általában véve a biológiai minták hő hatására bekövetkező károsodása is lecsökkenthető.

A hosszú-rezonátoros lézer kifejlesztésének egyik célja az *in vivo*, azaz élő szervezetben, mintavétel nélkül végzett nemlineáris mikroszkópiai vizsgálatokban történő alkalmazás volt. Azonban a humán orvosi diagnosztikai célú felhasználáskor nem csak a sejtek hőhatás okozta roncsolódását, hanem a többfotonos gerjesztés hatására bekövetkező fotokémiai károsodást is figyelembe kell venni. Elsősorban a direkt illetve indirekt DNS-károsodás lehet veszélyes, mert megnöveli a rák kialakulásának kockázatát. Mivel a fotokémiai reakciókat a molekulákban a képződést meghatározó nemlineáris optikai jelenség (esetünkben a multifotonos abszorpció) okozza, azonos fluoreszcencia intenzitás mellett a kémiai károsodás várhatóan mértéke nem lesz kisebb, ha az ismétlési frekvenciát lecsökkentjük. Egy másik kutatócsoport korábban már vizsgálta, hogy titán-zafír lézerek hullámhossz-tartományában, és 80 MHz-es lézert használva, a femtoszekundumos multifotonos gerjesztés milyen mértékű DNS károsodást okoz. Megnézték, a két- illetve elsősorban a háromfotonos abszorpció hatására mennyi ciklobután-pirimidin-dimer (CPD) kötés, azaz a DNS-lánc két szomszédos pirimidin bázisa között létrejövő kettős kötés, keletkezik a vizsgált bőrfelszínen [12]. Az Európai Unióban már engedélyezték egy olyan, 80 MHz-es titán-zafír lézert alkalmazó multifoton-mikroszkópiára alapuló diagnosztikai rendszer klinikai alkalmazását, mellyel embereken lehet *in vivo* többfoton-mikroszkópos vizsgálatokat végezni [84]. Nem kizárt, hogy a kis ismétlődési frekvenciájú lézer is alkalmas lenne biztonságos humán *in vivo* vizsgálatokra, viszont a 80 MHz-es lézerekhez képest eltérő csúcsteljesítmény-

átlagteljesítmény viszony miatt itt is alapos tesztekkel kell elvégezni a DNS-károsodásra vonatkozóan. Ezeket a vizsgálatokat biológus kollégáim már megkezdték, viszont a végleges eredményre még várni kell. A bőrön végzett in vivo képalkotás mellett ex vivo (azaz az élő szervezetből kivágott mintán végzett) kísérletekben való alkalmazásra is potenciális jelölt lehet ez a lézer. Ilyen például az agyszövetekben fluoreszcens festékkel megfestett idegsejtek vizsgálata, ahol a festékek erős egyfotonos abszorpciója miatt a hőkárosodás egy kritikus pont. További lehetséges alkalmazási terület lehet még a biológiai mintákon végzett fluoreszcencia-élettartam mérésen alapuló mikroszkópia (FLIM), azokban az esetekben, ahol a ~80 MHz-es lézerek ismétlési frekvenciája már túl nagy a hosszú fluoreszcencia élettartamú molekulák vizsgálatához. Az 1.2.4.1. fejezetben leírtak szerint a 22 MHz-es lézer 4 – 15 ns élettartamok mérésekor lehet hasznos (a 4 ns-nál rövidebb élettartamok már a 80 MHz-es lézerekkel is vizsgálhatók). Ilyen élettartamokkal rendelkezik néhány fehérje, pl. a humán szérum albumin (7,8 ns) és bizonyos pH mérésre szolgáló festékanyagok, pl. a BCECF (4,49 ns) és az Oregon-Green (4,37 ns) [85]. Ugyanakkor az impulzus-csúcsintenzitás bőven elég a látható és UV-tartományban abszorbeáló molekulák gerjesztési hullámhosszának másod- vagy harmadik-harmonikus keltéssel történő előállításához, esetleg közvetlen többfotonos gerjesztéshez.

1.4 A fejezet eredményeinek összefoglalása

Az elsősorban a biológiai és orvostudományi kutatások és diagnosztika területén alkalmazott nemlineáris mikroszkópiában nagy pillanatnyi intenzitású és ugyanakkor kis átlagteljesítményű gerjesztést biztosító impulzusüzemű lézer fényforrásokra van szükség. A nagy intenzitás elengedhetetlen a nemlineáris optikai folyamatok megjelenéséhez, az átlagteljesítmény pedig a minták hőkárosodásának elkerülése érdekében kell kis értéken tartani. Erre a célra a legmegfelelőbbek a femtoszekundumos lézerek, melyek egyik legfontosabb képviselője a titán-zafír lézer. Ennek nagy erősítési sávzélessége lehetővé teszi a hullámhossz széles tartományban történő hangolását, mely a mikroszkópiában nagy előnyt jelent mintákban megtalálható illetve mesterségesen bevitt fluoreszcens molekulák és azok gerjesztési hullámhosszainak sokfélesége miatt. Az lézerimpulzusok csúcsintenzitásának nagy értéken tartása mellett az átlagteljesítmény az ismétlési frekvencia lecsökkentésével mérsékelhető, melynek legegyszerűbb és leginkább költségghatékony módja a lézerezonátor hosszának a megnövelése.

Doktori munkám során kétféle, 20 MHz körüli ismétlési frekvenciájú, femtoszekundumos, széles tartományban hangolható hullámhosszú és kis pumpálási küszöbű titán-zafir lézeroszcillátort építettem, elemeztem működési jellemzőiket, valamint az egyik verzió esetén a többfoton-mikroszkópiás alkalmazásra vonatkozó vizsgálatokat is végeztem. Utóbbi méréseimmel kísérletileg bemutattam, hogy a többfotonos-mikroszkópiában a kis ismétlési frekvenciájú lézerrel kisebb átlagteljesítményű gerjesztés mellett vizsgálhatók a fluoreszcens minták, mint a hagyományos, 76 MHz-es titán-zafir lézerekkel.

A 20 MHz körüli ismétlési frekvenciát úgy értem el, hogy egy 71 MHz frekvenciájú lézer rezonátorát egy, két gömbtükrökből álló, egy-egy leképezést biztosító úgynevezett Herriott-cellával egészítettem ki, melynek köszönhetően jelentősen megnőtt a rezonátorban megtett fényút hossza. Ezzel párhuzamosan az egységnyi átlagteljesítményre jutó impulzusenergia is megnő, ezért a hosszú-rezonátoros lézerekben fokozottan problémát jelenthet a módusszinkronizált lézerműködésben a nagy impulzusenergiák esetén megjelenő instabilitás. Mindegyik megépített lézert a negatív rezonátordiszperzió mellett működtettem, melyet egy prizmapárral hoztam létre. A hullámhossz hangolása egy kettőtörő szűrővel történt.

A minél stabilabb impulzusüzemű érdekében először egy akuszto-optikai modulátort alkalmaztam a lézerben a Kerr-lencsés módusszinkronizáció beindítása és módusszinkronizált impulzusok stabilitásának növelése végett. Emellett a kristályban megnöveltem a transzverzális rezonátormódus fókuszált foltméretét is, az eredeti 71 MHz-es rezonátor ugyanezen foltméretéhez képest. A hosszú rezonátort ebben az esetben egy olyan Herriott-cellával építettem meg, melynek tükrein 7-7 reflexió volt. A femtoszekundumos impulzusokat létrehozó lágy-apertúrás Kerr-lencsés módusszinkronizációt be lehetett indítani az akuszto-optikai modulátorral, melyet ezek után egy visszacsatoló áramkörrel hajtottam meg, így az akuszto-optikai moduláció frekvenciája folyamatosan a lézer ismétlési frekvenciájára volt hangolva, mely átlagosan 19,6 MHz volt. Impulzusüzemmódban a hullámhosszat 115 nm széles tartományban, 745 nm és 860 nm között lehetett hangolni, 2,99 W illetve 3,65 W pumpálási teljesítmény mellett, miközben maximális kimeneti átlagteljesítmény 310 mW, a maximális impulzusenergia pedig 15,8 nJ volt. Instabil módusszinkronizációra utaló keskenysávú komponensek nem jelentek meg a spektrumban. A lézert az akuszto-optikai modulátor kiszerezése után, csupán lágy-apertúrás Kerr-lencsés módszert alkalmazva is lehetett módusszinkronizálni. Ebben az esetben 800 nm hullámhosszon 110 fs-os impulzushosszat és 74 kW impulzus-csúcsteljesítményt mértem. Így is ugyanabban a hullámhossztartományban lehetett hangolni a lézert, mint az akuszto-optikai modulátor alkalmazásával, és a pumpálási teljesítményt is fel lehetett vinni kb. 3,7 W-ig anélkül, hogy a

kvázi-CW háttér megjelent volna. Úgy tűnik tehát, hogy az általam alkalmazott akusztó-optikai modulátorral nem lehetett impulzusüzemű működés stabilitását tovább fokozni. Ennek oka valószínűleg az akusztó-optikai kristály inhomogén hőmérséklet-eloszlásából származó kisebb diffrakciós hatások.

A másik megépített, stabilan módusszinkronizálható és hangolható lézerváltozatban egy kivétellel mindegyik rezonátortükröt nagyon kis veszteségű, ionos porlasztással készült ultraszélessávú csörpölt tükrökre cseréltem, a hangolási tartomány kiszélesítése érdekében. A kristályban kisebb fókuszált foltméretet állítottam be és az egyik rezonátorkar szögét kissé megnöveltem az erősebb Kerr-lencse hatás érdekében. Ebben a rezonátorban egy másik, a gömbtükrökön 2-2 reflexióval rendelkező Herriott-cellát alkalmaztam. A lézert a kemény-apertúrás Kerr-lencsés módszerrel stabilan lehetett móduscsatolt állapotban működtetni, 22,2 MHz-es ismétlési frekvenciával. A hullámhosszat impulzusüzemben egy 170 nm széles tartományban (712 – 882 nm) lehetett hangolni, legfeljebb mindössze 2,6 W pumpálás mellett. Közben a maximális kimeneti átlagteljesítmény 311 mW, az ennek megfelelő impulzusenergia 14 nJ volt, az impulzushosszat pedig 180 fs és 300 fs közötti értékekre állítottam be. A maximális csúcsteljesítmény 60 kW volt. A rezonátor további optimalizálásával sikerült a hangolási tartomány szélességét még tovább, 185 nm-re növelni, és a szükséges pumpa teljesítményt 2 W körülire csökkenteni.

Az utóbbi lézert többfoton-mikroszkópiában fényforrásként alkalmazva kimértem, hogy ugyanazt a kétfoton-abszorpciós fluoreszcencia intenzitást 1,82-szer kisebb átlagteljesítményű gerjesztés mellett lehet vele elérni, mint egy hagyományos, 76 MHz-es típusal, ha az egyéb paraméterek (hullámhossz, spektrális sáv szélesség, impulzushossz, foltméret az objektív fókuszában) jó közelítéssel megegyeznek. A mért érték csak kevéssel marad el az elméletileg várt, az ismétlési frekvenciák arányából számított 1,86-tól. Az eltérést valószínűleg a nem pontosan megegyező fókuszált foltméret, illetve a mintának a mérés alatti esetleges kifakulása okozta. Másodrendű autokorreláció-mérés segítségével meghatároztam az impulzushosszat is a mikroszkópobjektív fókuszában, ami 221 fs-nak adódott.

Az általam megépített, 22,2 MHz-es, széles sávban hangolható lézeroszcillátor kedvező tulajdonságait elsődlegesen az olyan nemlineáris mikroszkópos vizsgálatoknál lehetne kihasználni, ahol egyrészt széles hullámhossztartományban hangolható fényforrásra van szükség, másrészt a vizsgált minták erősen abszorbeálnak a közeli infravörös tartományban, így az egyfotonos gerjesztésből származó hőkárosodásuk kritikus lehet. Ilyen alkalmazási területként elképzelhető például a többfoton-mikroszkópos bőr-diagnosztika, talán in vivo esetben is, illetve az fluoreszcens festékekkel megfestett idegsejt-hálózatok ex vivo vizsgálata.

A kis ismétlési frekvencia és a viszonylag nagy impulzusenergia miatt a lézer a fluoreszcencia-élettartam mérésen alapuló mikroszkópia (FLIM) területén is felhasználásra kerülhet. Továbbá a kis pumpálási teljesítmény miatt egy költséghatékony alternatívát jelenthet a hagyományos, ~80 MHz titán-zafír lézerek helyett, ami nagymértékben hozzájárulhat a nemlineáris mikroszkópia további elterjedéséhez.

2. DIELEKTRIKUM TÜKRÖK CSOPORTKÉSLELTETÉSE, TÁROLT ENERGIÁJA ÉS VESZTESÉGE KÖZÖTTI KAPCSOLAT VIZSGÁLATA

2.1 Bevezetés

A különböző optikai bevonatok és vékonyréteg-szerkezetek között a lézerfizika területén kiemelkedő jelentőséggel bírnak a dielektrikum multiréteg-tükrök. A rezonátorokban alkalmazott tükrök tulajdonságai alapvetően meghatározzák a lézer működését, annak fizikai és műszaki paramétereit. A rezonátortükrökkel szemben támasztott legalapvetőbb követelmény a közel 100%-os reflektancia a lézer hullámhosszán, mely biztosítja a kis rezonátorvesztést és a nagy hatásfokú optikai visszacsatolást. A széles sávban hangolható vagy a nagy sávzélességet igénylő ultrarövid, femtoszekundumos impulzusú lézerekben, optikai parametrikus oszcillátorokban (OPO-kban) vagy parametrikus erősítőkben (OPA-kban), széles hullámhossz-tartományban kell a tükröknek ilyen nagy reflektanciával rendelkezniük, amely lehetőség szerint lefedi a lézerközeg teljes fluoreszcencia-spektrumát, illetve az erősítő teljes erősítési tartományát. Ennek a tartománynak a szélességét nevezzük röviden a tükrő sávzélességének. A dolgozat első felében arról is volt szó, hogy femtoszekundumos-pikoszekundumos lézerimpulzusok előállításához diszperzió-kompenzálásra is szükség van, és ezt olyan, úgynevezett diszperziós tükrökkel is meg lehet oldani, melyek negatív és közel konstans csoportkésleltetés-diszperzióval bírnak, azaz csoportkésleltetésük a nagyobb hullámhosszak felé növekszik. Nagyon fontos paraméter még a tükrök abszorpciós, illetve szórási veszteségeinek mértéke. A tükrök lézerrezonátoron belüli és kívüli alkalmazásakor ezeket minimalizálni kell, hiszen egyrészt megnövelik a rezonátor veszteségét, másrészt nagyteljesítményű lézerrendszerek és erősítők esetén a nyaláb hullámfrontja torzulhat, illetve a tükrő roncsolódhat, mivel az abszorbeált energia hővé alakul, ami a tükrő anyagát melegíti. Az egyes rétegekben a veszteség annál több, minél nagyobb a réteg extinkciós tényezője, mely a komplex törésmutató képzetes részének felel meg. A teljes tükrőre nézve a veszteség az abszorptanciával jellemezhető, ami az időegység alatt elnyelődött energia és a beeső fénytéljesítmény hányadosa.

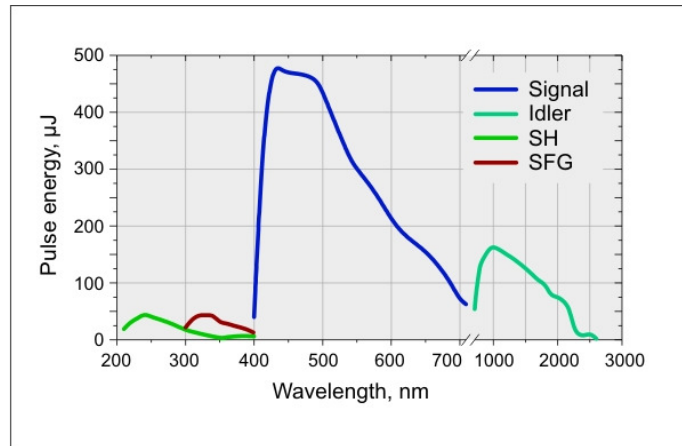
Mint azt látni fogjuk, kis veszteségek és közel 100% reflektancia esetén, egy adott anyagi minőségű tükrőszerkezet abszorptanciája és csoportkésleltetése jó közelítéssel arányosak egymással. Ez a tény többféle lézeres alkalmazás szempontjából is nagy jelentőséggel bír. Ilyen például a széles sávban hangolható fényforrások esete. Egy adott hullámhosszon (és annak bizonyos környezetében) a 100%-hoz közeli reflektancia elérése legegyszerűbben és

leghatékonyabban úgynevezett negyedhullámú tükrökkel lehetséges [76]. Ezek periodikus szerkezetek, melyekben kétféle, egy nagy és egy kis törésmutatójú réteg követi felváltva egymást, melyek mindegyikének az optikai vastagsága annak a vákuumbeli hullámhossznak a negyede, melyre a legnagyobb reflektanciát kívánjuk biztosítani. Az ennek a hullámhossznak megfelelő optikai frekvencia a nagy reflektanciájú frekvenciatartomány közepére esik (középhullámhossz). Egy ilyen tükör relatív sávszélessége annál nagyobb, minél nagyobb a nagy és kis törésmutatójú rétegek törésmutatójának eltérése, kontrasztja: $\Delta\nu/\nu_0 = (4/\pi)\arcsin[(n_H - n_L)/(n_H + n_L)]$, ahol $\Delta\nu$ frekvenciában mért sávszélesség és ν_0 a középfrekvencia [76,86]. Például a titán-zafír lézerekben használt, tipikusan TiO₂ és SiO₂ rétegekből álló, 800 nm körüli középhullámhosszra tervezett negyedhullámú tükrök gyakorlati sávszélessége nagyjából 180 nm [87], amely közel sem fedi le a titán-zafír kristály teljes, 670 nm-től 1060 nm-ig terjedő fluoreszcencia spektrumát. A széles sávban hangolható lézerekhez ezért a negyedhullámú tükröknél lényegesen nagyobb sávszélességű tükröket kellett kifejleszteni, ami adott törésmutatójú rétegek esetén úgynevezett csörpölt tükröszerkezetek alkalmazásával lehetséges [33,34]. Ezekben az aperiodikus szerkezetű csörpölt tükrökben a különböző hullámhosszak különböző mélységű rétegekről verődnek vissza, ami a hullámhossz függvényében monoton változó csoportkésleltetést eredményez. Ezért a csörpölt tükrök a legtöbb hullámhosszon jóval nagyobb csoportkésleltetéssel és ezáltal abszorptanciával rendelkeznek, mint a negyedhullámú tükrök (ha adott anyagi minőségű rétegekről van szó). Az optikai vékonyrétegek Fourier-szintézisének elméletéből azonban az következik, hogy nagy sávszélességű és ugyanakkor kis csoportkésleltetésű (és egyúttal kis diszperziójú) tükröket csak olyan nagy törésmutató-modulációval lehetne létrehozni [13], ami a gyakorlatban nem kivitelezhető, ezért mindenképp csörpölt szerkezetű tükrökre van szükség.

Az ilyen tükröket elsősorban femtoszekundumos lézerekben alkalmazzák, ezért célszerűen úgy tervezik őket, hogy csoportkésleltetésük a hosszabb hullámhosszak felé monoton és közel lineáris függvény szerint nőjön, hiszen ez felel meg a konstans negatív másodrendű diszperzióknak, amire a rezonátoron belüli és kívüli diszperzió-kompenzáláshoz általában szükség van. Az ilyen jellegű csoportkésleltetés-függvény ugyanakkor a széles sávban hangolható, femtoszekundumnál hosszabb impulzusú lézerek, OPO-k és OPA-k esetében is előnyös, mert a dielektrikumok abszorpciós és szórási vesztesége a spektrum látható és közeli infravörös tartományában a rövidebb hullámhosszak felé nő, így ezt valamelyest kompenzálni lehet, ha a rövidebb hullámhosszakon kisebb a csoportkésleltetés.

A tükrök csoportképletetése és abszorpciója közötti összefüggés még lényegesebb, ha az infravörös és a látható tartományból átváltunk az ultraibolyába. Az UV-ben jóval nagyobbak a veszteségek és sok, a hosszabb hullámhosszaknál a tükrökben használható dielektrikum itt már átlátszatlanává válik, mivel a fotonenergia eléri vagy meghaladja a tiltott sáv szélességét. Az UV-re tervezett optikai multirétegeknél ezért a nagy törésmutatójú rétegben is viszonylag nagy tiltott sávval rendelkező, így viszonylag kis törésmutatójú anyagokat lehet csak használni. Ez viszont az UV-ben alkalmazott negyedhullámú tükrökre nézve kis törésmutató kontrasztot jelent. Ilyen tipikus rétegpárok lehetnek oxidok, például $\text{Hf}_2\text{O}_2/\text{SiO}_2$, $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$, ahol az SiO_2 a kis törésmutatójú anyag, vagy fluoridok, például $\text{LaF}_3/\text{MgF}_2$, ahol a MgF_2 a kisebb törésmutatójú [88]. Emiatt az UV-re jelentősen kisebb sáv szélességű negyedhullámú tükrök gyárthatók, mint a hosszabb hullámhosszakra. A kis törésmutató-különbség miatt az UV-ben a sáv szélesség megnövelése céljából használt szélessávú csörpölt tükrök [89] sok periódusból állnak, ezért bennük a tér behatolási mélysége és így a tükör csoportképletetése nagyobb, mint a láthatóban és az infravörösben. Kis törésmutató-kontraszt miatt megnövekedett behatolási mélység miatt egyébként a negyedhullámú tükrök esetében is megnövekedett csoportképletetés várható az UV-ben. Összevetve ezt azzal, hogy az UV-ben a veszteségek is nagyobbak, látható, hogy ebben a tartományban a csoportképletetés és abszorptancia összefüggés a nagyon fontos, például az UV-ben hangolható lézeres fényforrások esetében.

A kb. 50 ps-nál hosszabb impulzusú lézer és erősítőrendszerekben a csoportképletetés a roncsolási küszöbvel is közvetlen kapcsolatba hozható, mivel ebben az impulzushossz-tartományban a roncsolódást elsősorban a lineáris abszorpció miatt fellépő hőmérsékleti effektusok (olvadás, forrás, mechanikai feszültségek) okozzák, szemben a 10 ps alatti tartománnyal, ahol a többfotonos abszorpció és lavina-ionizáció felelős a roncsolódásért [90,91]. Ezért a csoportképletetésnek az abszorptanciával való összefüggése kifejezetten fontos például a nanoszekundumos impulzusú, széles sávban hangolható OPO-knál és OPA-knál, amelyekben több száz μJ -os impulzusok is előfordulhatnak (lásd a 2.1.1. ábrát) [92]. A nagyteljesítményű rendszerekben a tükrök abszorpció miatti nagyfokú melegedése a lézernyaláb hullámfrontja jelentősen torzíthatja, ami lerontja a fókuszálhatóságot. Ennek például lézerfúziós berendezésekben és nagyteljesítményű attoszekundumos rendszerekben lehet jelentősége. Utóbbira példa a jelenlegi tervek szerint Szegeden 2014-ig megépítésre kerülő Extreme Light Infrastructure beruházás is.



2.1.1. ábra. Egy EKSPLA gyártmányú hangolható, nanoszekundumos OPO impulzusenergiái a hullámhossz függvényében. Az SH (Second Harmonic) a másodharmonikus jelet, az SFG (Sum Frequency Generation) pedig az összegfrekvenciás fényt jelenti. Forrás: [92].

Dolgozatomnak ebben a részében a csoportképletelés és az abszorptancia kapcsolatát vizsgálom meg részletesen, elméleti úton, illetve ehhez kapcsolódóan a reflexió során a tükörszerkezetben felépülő állóhullámú elektromágneses tér által tárolt energia és a csoportképletelés közötti összefüggést is tanulmányozom. Ehhez különböző típusú tükörszerkezetekre és különböző veszteségű rétegekre végeztem numerikus számításokat. Kiderült, hogy kis veszteségek esetén a csoportképletelés, a tárolt energia és az abszorptancia egymással közelítőleg arányos mennyiségek a nagyreflexiójú tartományon belül, a legtöbb esetben [93-96]. Noha az, hogy a tárolt energia és a csoportképletelés között a kapcsolat van, már korábban is ismert volt (lásd például a [97,98] referenciákat), az összefüggés részletes vizsgálatát, különösen a veszteséges eset tekintetében, tudomásom szerint, előttem még nem végezte el senki. Hasonlóképp, az abszorptancia és a csoportképletelés arányosságát is megfigyelték már [36,87], illetve nagyon speciális esetben (negyedhullámú tükör középhullámhosszán) analitikusan is levezették [86], de eddig itt is hiányzott a jelenség részletesebb diszkussziója. A dolgozat jelen részének felépítése a következő. Az elméleti alapok tárgyalása során először, a 2.2.1. fejezetben, bemutatom a numerikus számításokhoz alkalmazott mátrix-módszert. Ezt követi a 2.2.2. fejezetben egy rövid áttekintés a diszperziós tükrök különböző típusairól, hiszen ezek különösen alkalmasak az említett összefüggések vizsgálatára, mivel csoportképletelésük sokat változik a reflexió sáv szélességükön belül. A csoportképletelést különböző fizikai mechanizmusok alapján létrehozó eltérő tükörszerkezetek vizsgálata a numerikus eredmények általánosítása szempontjából fontos. Az előzmények bemutatását a csoportképletelés és a tárolt energia általános, veszteségmentes esetre vonatkozó összefüggésének elméletével zárom a 2.2.3. fejezetben. A saját eredmények

tárgyalását a kis veszteségű esetre vonatkozó elméleti megfontolások tárgyalásával kezdem, majd a 2.3.2. fejezetben rátérek a numerikus számítások eredményeinek ismertetésére. Végül röviden összefoglalom a legfontosabb következtetéseket.

2.2 Elméleti alapok

2.2.1 Az optikai vékonyréteg-rendszerek általános elmélete

A dielektrikum vékonyréteg-tükrök az optikai multirétegek speciális fajtái. A multirétegek olyan, egymáson elhelyezkedő, és egymással párhuzamos határfelületekkel rendelkező, különböző törésmutatójú dielektrikum rétegekből állnak, melyek vastagsága összemérhető a fény hullámhosszával. A rétegek határfelületén reflektált, illetve transzmittált fénycsövek sokszögű interferenciájának köszönhetően a multirétegek a tömbi anyagokétól eltérő reflexiós, transzmissziós és abszorpciós tulajdonságokkal rendelkeznek. A rétegek anyagának és vastagságának megfelelő megválasztásával ezek a tulajdonságok viszonylag nagy szabadsággal (de egymástól nem függetlenül) meghatározhatók, megfelelő tervezési eljárások segítségével. Létrehozható például egy adott hullámhossztartományban közel 100% reflexiójú rétegszerkezet (tükör) vagy közel nulla reflexiójú, nagy transzmisszióval rendelkező, úgynevezett antireflexiós bevonat. A transzmisszió, illetve elsősorban a reflexió fázistulajdonságaival, azaz a rétegszerkezet diszperziójával csak az 1990-es évek elején kezdtek el komolyabban foglalkozni, a femtoszekundumos lézertükrök diszperziójának kompenzálása kapcsán. Ennek a munkának az eredményei az első, előre megtervezett diszperzióval rendelkező diszperziós tükrök [33].

Ebben a fejezetben összefoglalom az egydimenziós vékonyréteg-rendszerek általános elméletének alapjait, a [76] referencia alapján. A leírás a homogén, izotrop közegre felírható Maxwell-egyenletek lineárisan poláros síkhullám megoldásaira vonatkozik, pontosabban ezeknek egy monokromatikus komponensére. Ennek komplex alakja a következő:

$$\mathbf{E} = E \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})], \quad \mathbf{H} = H \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})], \quad (2.2.1)$$

ahol \mathbf{E} és \mathbf{H} az elektromos és a mágneses térerősség-vektorok, amelyek komplex amplitúdója, rendre, E és H , ω a hullám körfrekvenciája, t az idő, $\mathbf{r} = [x, y, z]$ a helyvektor, \mathbf{k} pedig a hullámszám-vektor. Ez utóbbi felírható, mint $\mathbf{k} = 2\pi N/\lambda \cdot \hat{\mathbf{s}}$, ahol λ a vákuumbeli hullámhossz, $\hat{\mathbf{s}}$ a hullámfront terjedési irányával egybeeső egységvektor, $N = n - i\kappa$ pedig a komplex törésmutató. Szűkebb értelemben ennek valós részét, n -et nevezik a közeg

törésmutatójának, és κ -t pedig extinkciós tényezőnek, mindkét mennyiség hullámhosszfüggő. Előbbi a közeg egységnyi hosszának fázistolását, utóbbi pedig abszorpcióját határozza meg. A valós, fizikai térerősségek a (2.2.1) képletek valós részeként adódnak. A Maxwell egyenletekből levezethető, hogy a lineárisan poláros síkhullám elektromos és mágneses térerősség-vektora merőleges egymásra, valamint a terjedés irányára:

$$\mathbf{H} = y(\hat{\mathbf{s}} \times \mathbf{E}), \quad (2.2.2)$$

ahol y a közeg optikai admittanciája, melynek definíciója $y = N \cdot Y$, $Y = (\varepsilon_0 \mu_0)^{1/2}$ pedig a vákuum admittanciája, a vákuum dielektromos permittivitásával (ε_0) és mágneses permeabilitásával (μ_0) kifejezve (itt kihasználtuk, hogy az optikai frekvenciákon a közegek relatív mágneses permeabilitása $\mu_r = 1$). Az admittancia mértékegysége a Siemens ($S = F/H$), a vákuum admittanciájának értéke pedig $Y = 2,6544 \cdot 10^{-3} S$. Az elektromágneses hullám által a terjedés irányára merőleges egységnyi felületen egységnyi idő alatt átszállított energia pillanatnyi értékét az \mathbf{S} Poynting-vektor adja meg, melynek iránya megegyezik az energiaterjedés irányával. Valós terekkel felírva $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$. Ennek időátlagos az irradiancia-vektor, melyre monokromatikus hullám esetén, a (2.2.1) komplex térerősségekkel számolva, az $\mathbf{I} = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)$ kifejezés adódik, ahol $*$ a komplex konjugáltat jelöli. Homogén, izotróp közegben terjedő síkhullám esetén a (2.2.2) képletből következően az energiaterjedés, tehát \mathbf{S} és \mathbf{I} iránya megegyezik a hullámfront terjedésének irányával, $\hat{\mathbf{s}}$ -sel. \mathbf{I} abszolút értékét szokás a fény intenzitásának is nevezni, amit ebben az esetben az alábbi képlet ad meg:

$$I = \frac{1}{2} n Y |E|^2 \quad (2.2.3)$$

Ha ebbe behelyettesítjük a térerősség (2.1.1) alakját, a veszteséges (azaz nem nulla κ extinkciós tényezővel rendelkező) közegek esetében az intenzitás exponenciális lecsengését kapjuk:

$$I = I_0 \exp(-\alpha \hat{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{r}), \quad (2.2.4)$$

ahol $\alpha = 4\pi\kappa / \lambda$ a közeg hullámhosszfüggő abszorpciós együtthatója.

Tekintsük most azt az esetet, amikor a fény útjában az egy sík határfelület helyezkedik el, melynek egyik oldalán egy 0 indexszel jelölt, N_0 törésmutatójú közeg, és egy 1 indexszel jelölt, N_1 törésmutatójú közeg van. A fény a '0' közeg felől terjed az '1' közeg irányába. A határfelület síkja legyen az (x, y) sík. A fény egy része visszaverődik a határfelületről, a másik

pedig áthatol rajta, transzmittálódik az '1' közegbe. A Maxwell-egyenletek peremfeltételeinek a határfelületen történő illesztéséből kapjuk, hogy az elektromos és mágneses térerősség vektoroknak a felülettel párhuzamos (más szóval: tangenciális) komponensei folytonosak a határfelületen (x , y és t minden értékére). Ebből egyrészt a fázisok, másrészt az amplitúdók illesztésének követelménye adódik. A fázisok illesztése akkor teljesül, ha a visszavert, reflektált és transzmittált hullámok $z = 0$ síkban vett fázisa megegyezik. Ebből az következik, hogy a három fényhullám \hat{s} irányvektora (azaz a három fénysugár) egy, a felületre merőleges síkban (a beesési síkban) van, ezért a sík határfelület esete egydimenziós problémává redukálódik. Ezen túlmenően a beesési szög (δ_0) és a visszaverődési szög (δ_r) megegyezik, valamint a beesési a transzmittált sugár törési szöge (δ_t) között a Snellius-Descartes törési törvény áll fenn:

$$N_0 \sin \delta_0 = N_1 \sin \delta_t \quad (2.2.5)$$

Ha valamelyik közeg veszteséges, azaz N_0 vagy N_1 komplex, akkor δ_0 és δ_t komplex értékű szögek. Az amplitúdók illesztési feltétele az, hogy a beeső és reflektált hullámok elektromos/mágneses térerősség-vektorai tangenciális komponenseinek eredője megegyezzen a transzmittált hulláméval. Ebből kiszámolhatóak az amplitúdóra vonatkozó transzmissziós és reflexiós együtthatók. Ferde beesés esetén a hullámot egy beesési síkban poláros (ú.n. p-polarizált) és egy erre merőlegesen poláros (ú.n. s-polarizált) hullámra kell felbontani, és a formulák ezekre külön-külön egyszerűen felírhatók (a polarizáció síkjá az elektromos térerősség-vektor síkját jelenti). Bevezetjük ferde beesés admittanciáját: $\eta = \mathbf{H} / \mathbf{E}$, ahol \mathbf{H} és \mathbf{E} a \mathbf{H} és \mathbf{E} vektorok tangenciális komponenseit jelölik. A p-polarizációra $\eta_i^p = N_i Y / \cos \delta_i$, s-polarizációra pedig $\eta_i^s = N_i Y \cos \delta_i$ ($i = 0, 1$). Ezzel általános alakban felírható az amplitúdó-reflexiós tényező (ρ) és amplitúdó-transzmissziós tényező (τ), mindkét polarizációra:

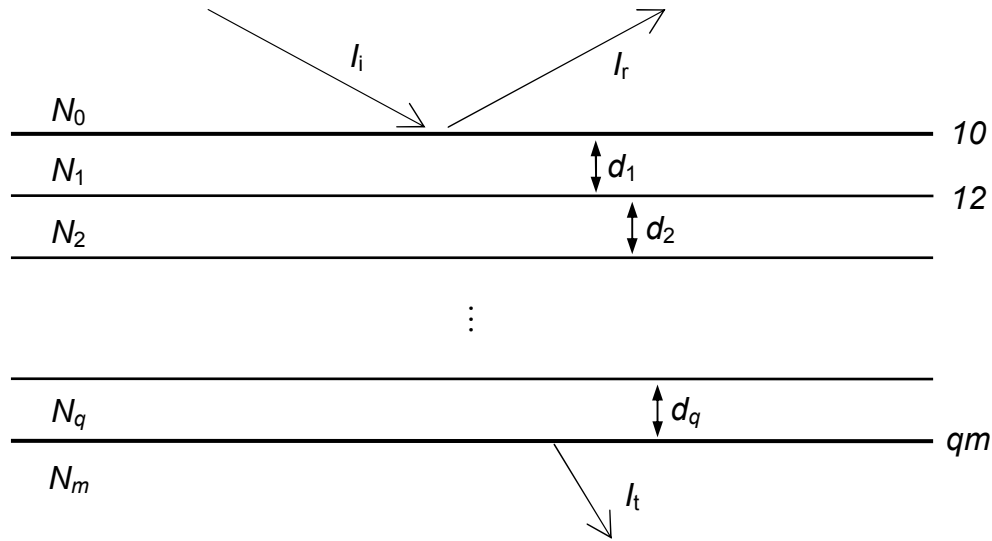
$$\rho = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\eta_0 - \eta_1}{\eta_0 + \eta_1}, \quad \tau = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2\eta_0}{\eta_0 + \eta_1}, \quad (2.2.6)$$

ahol i a beeső, r a reflektált, t a transzmittált hullámokat jelölő indexek. Látható, hogy ezek a tangenciális térerősség-komponensekre felírt arányok. Ez megfelel annak, a vékonyrétegek elméletében alkalmazott konvenciónak, hogy az intenzitásokra vonatkozó arányok (reflektancia, transzmittancia) számolásánál az energiaáramnak csak a felületre merőleges összetevőjével számolunk. Az intenzitásokra vonatkozó együtthatók viszont csak akkor rendelkeznek valós fizikai jelentéssel, akkor definiálhatók, ha a beeső fény közege (a

továbbiakban: beesési közeg) veszteségmentes, azaz $k_0 = 0$ (tehát N_0 és η_0 valós). Ez a legtöbb esetben teljesül is, mert ez a közeg általában levegő, melynek vesztesége elhanyagolható a rétegek veszteségéhez képest (a dolgozatomban vizsgált tükrök esetében a beesési közeg minden esetben levegő). Ekkor a reflektancia (R) és transzmittancia (T) a következő:

$$R = \frac{I_r}{I_i} = \left(\frac{\eta_0 - \eta_1}{\eta_0 + \eta_1} \right) \left(\frac{\eta_0 - \eta_1}{\eta_0 + \eta_1} \right)^*, \quad T = \frac{I_t}{I_i} = \frac{4\eta_0 \operatorname{Re}(\eta_1)}{(\eta_0 + \eta_1)(\eta_0 + \eta_1)^*}, \quad (2.2.7)$$

A vékonyréteg-rendszerek esetében is elsősorban a reflektancia, transzmittancia, és ezek fázistolásának kiszámolása, valamint a rétegrendszer anyagában keletkező veszteség kiszámolása a cél. A veszteség itt a közegek véges vezetőképességéből származó abszorpciós veszteség és a gyártás során keletkező inhomogenitásokon történő fényszórásból adódó szórás veszteség összege. A továbbiakban az extinkciós tényezőbe mindkét veszteségi effektus járulékát beleérttem. A vizsgált egydimenziós rétegrendszer, valamint a beeső és transzmittált sugarak a 2.2.1. ábrán láthatók. A q db vékony rétegből álló bevonat egy m -mel jelölt (N_m komplex törésmutatójú) hordozó réteg (angol kifejezéssel: szubsztrát) tetején helyezkedik el, melynek vastagsága sokkal nagyobb a fény koherenciahosszánál, ezért a hátoldaláról reflektált fény nem járul hozzá a rendszer spektrális tulajdonságait alapvetően meghatározó interferencia-jelenséghez, emiatt a továbbiakban egy félvégtelen közegnek tekinthető. A szintén félvégtelen, 0-dik (N_0 komplex törésmutatójú) közeg felől jön a beeső fény, melynek intenzitása I_i . A szubsztrátba végül I_t intenzitású fény hatol be. A bevonat rétegeinek komplex törésmutatója N_1, N_2, \dots, N_q , vastagságuk pedig, rendre d_1, d_2, \dots, d_q . Ezek a rétegek vékonyak abban az értelemben, hogy vastagságuk összemérhető a koherenciahosszal. A réteghatárokat a határoló rétegek indexéből álló számpárral jelöltem.



2.2.1. ábra. Általános vékonyréteg-rendszer, q db réteggel. A legelső közeg a szubsztrát.

Az optikai multiréteg-bevonatok jellemzői hasonló megfontolások alapján számolhatók, mint az egyszerű határfelület esetében. Itt viszont a sok paraméter könnyebb kezelése érdekében bevezettek egy új formalizmust, melyben a bevonat egyes rétegeinek egy-egy 2×2 -es mátrix felel meg, melyek jelölése rendre M_1, M_2, \dots, M_q . Levezethető, hogy az első (10) és az utolsó (qm) határfelületnél mérhető térerősségek között, az alábbi összefüggés áll fenn:

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} E_{10}/E_{qm} \\ H_{10}/H_{qm} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_m \end{bmatrix},$$

$$M = M_1 M_2 \dots M_q = \prod_{r=1}^q \begin{bmatrix} \cos \delta_r & i \sin \delta_r / \eta_r \\ i \eta_r \sin \delta_r & \cos \delta_r \end{bmatrix}, \quad (2.2.8)$$

ahol $\delta_r = 2\pi N d \cos \vartheta_r / \lambda$, η_m pedig a szubsztrát ferde beesésre vonatkozó admittanciája (de a képletek természetesen merőleges beesésre is érvényesek). Az intenzitásra vonatkozó reflektanciát és transzmittanciát most is csak arra az esetre definiáljuk, amikor a beesési közeg veszteségmentes, azaz η_0 valós. Ekkor a vékonyréteg-bevonat reflektanciája, transzmittanciája és abszorptanciája ($A = 1 - R - T$), a réteghatárookra merőleges energiaárammal számolva, a következők:

$$R = \left(\frac{\eta_0 B - C}{\eta_0 B + C} \right) \left(\frac{\eta_0 B - C}{\eta_0 B + C} \right)^*, \quad T = \frac{4\eta_0 \operatorname{Re}(\eta_m)}{(\eta_0 B + C)(\eta_0 B + C)^*},$$

$$A = \frac{4\eta_0 \operatorname{Re}(BC^* - \eta_m)}{(\eta_0 B + C)(\eta_0 B + C)^*} \quad (2.2.9)$$

Definiálhatjuk a multiréteg reflexiójának és transzmissziójának fázistolását is. A reflexió és transzmisszió során bekövetkező fázistolások, melyeket, rendre, φ_R és φ_T jelöl, pedig a következő képletekkel határozhatók meg:

$$\tan \varphi_R = \frac{\operatorname{Im}[\eta_m(BC^* - CB^*)]}{(\eta_m^2 BC^* - CB^*)}, \quad \tan \varphi_T = \frac{-\operatorname{Im}(\eta_0 B + C)}{\operatorname{Re}(\eta_0 B + C)} \quad (2.2.10)$$

Számláló	+	+	-	-
Nevező	+	-	+	-
Síknegyed (szögtartomány)	1. ($0 < \varphi < \pi/2$)	2. ($\pi/2 < \varphi < \pi$)	3. ($\pi < \varphi < 3\pi/2$)	4. ($3\pi/2 < \varphi < 2\pi$)

A fenti táblázat azt adja meg, hogy az e^φ komplex fázistényező melyik komplex síknegyedben van, (azaz a φ melyik szögtartományban) van, a (2.2.10) egyenletek számlálójára és nevezőjére előjelének függvényében. A reflexió fázistolását a visszavert és a beeső hullámok között az IO határfelületen meglévő fáziskülönbségként definiáljuk. A transzmisszió fázistolása a transzmittált hullám qm felületen felvett és a beeső hullámnak az IO határfelületen felvett fázisa közti különbség.

2.2.2 A dielektrikum vékonyréteg-tükrök diszperziós tulajdonságai

A vékonyréteg tükrökkel kapcsolatos kutatások, fejlesztések során sokáig nem foglalkoztak a tükrök diszperziós tulajdonságaival. A femtoszekundumos lézerek elterjedését megelőzően nem is merült fel a megfelelő fázisfüggvénnyel rendelkező tükrök igénye, és a lézerrezonátorokban is először más megoldásokat alkalmaztak diszperzió-kompenzálás céljából, például prizmapárok [31]. A lézerekben használt hagyományos, nagyreflexiójú tükrök, a negyedhullámú (Quarter-Wave, QW) tükrök viszonylag kis diszperzióval rendelkeznek. Ezek jelentik a dielektrikum vékonyréteg tükrök legegyszerűbb esetét. Egymást váltakozva követő nagy és kis törésmutatójú rétegekből állnak, melyek optikai vastagsága megegyezik annak a hullámhossznak (λ_0) a negyedével, melyre a tükröl nagy reflexiót kívánunk biztosítani. A (2.2.6) képletből következik, hogy a nagy törésmutatójú rétegből a kis törésmutatójú rétegbe történő beesésnél a reflexió fázistolás zérus, ellenkező esetben pedig π . A transzmissziós fázistolás mindkét esetben nulla. Tehát minden második réteghatáron való

reflexiónál π fázistolást kapunk, és ugyanennyit ad ki egy negyedhullámú rétegben történő oda-vissza irányú terjedés is. Ebből kifolyólag a réteghatárokról reflektálódó fényhullámok konstruktívan interferálnak, és ez eredményezi az adott hullámhosszon a nagy reflexiót. A reflektancia annál nagyobb, minél nagyobb a rétegek törésmutatójának különbsége, és minél több rétegből áll a tükör. A λ_0 hullámhossznak azt a környezetét, ahol még nagy reflektanciával rendelkezik a tükör, szintén elsősorban a törésmutató különbség határozza meg. A reflektancia a λ_0 hullámhosszon a legnagyobb, és ettől távolodva fokozatosan csökken, ezzel párhuzamosan pedig az elektromágneses tér egyre mélyebbre hatol be a tükröszerkezetbe. A behatolási mélységgel arányos a fény reflexió során elszenvedett időkéésése is, a csoportkéésletetés. A hullámhosszfűggő csoportkéésletetésből származik a tükör diszperziója. A reflexiós csoportkéésletetés (Group Delay, GD) megegyezik az (2.2.10) képlettel adott φ_R fázistolás körfrekvencia szerinti első deriváltjával, a másodrendű diszperzió (Group Delay Dispersion, GDD) pedig a második deriválttal. A magasabb rendű deriváltak, a harmadrendű diszperzió (TOD), a negyedrendű diszperzió (FOD), stb. a fázis további harmadik, negyedik stb. deriváltjai*.

A 1.2.2.4. fejezetben láttuk, hogy a femtoszekundumos lézerek stabil működéséhez a negatív rezonátor GDD-nek közel konstansnak kell lenni az impulzus spektrális szélességén belül, azaz minimalizálni kell a magasabb rendű diszperziós tagokat. Ez annál fontosabb, minél jobban megközelíti a rezonátor GDD-je a nullát, azaz minél rövidebb impulzusokat szeretnénk előállítani. A negyedhullámú tükrök nem biztosítanak elég negatív diszperziót a rezonátorban levő közegek anyagi diszperziójának kompenzálásához, ezért a kutatók eleinte prizmapárt használtak a diszperzió-kompenzáláshoz, melynek viszont jelentős harmadrendű diszperziója van. Ezeknek a tükröknek a diszperziós tulajdonságait nem lehet tetszőlegesen tervezni a szerkezet kötöttsége miatt, így például nem lehet teljesen kompenzálni velük a prizma harmadrendű diszperzióját sem. A tükrök nagyreflexiójú tartományának szélein ugyanakkor szintén nagy magasabb rendű diszperziós tagok jelentkeznek. A nagy reflexióval és megfelelő diszperziós tulajdonságokkal rendelkező hullámhossz-tartomány korlátozott szélessége miatt a negyedhullámú tükrökkel megépített lézerek nem alkalmasak 10 fs-nál rövidebb impulzusok előállítására [36].

Ezekre a problémákra jelentenek megoldást a diszperziós tükrök, melyek a QW tükröknél nagyobb negatív diszperzióval rendelkeznek a megfelelő hullámhossz-tartományban, és fázisfüggvényük nagyobb szabadsággal határozható meg a tervezés során. A lézerek

* A diszperzióról részletesebben lásd az F.1 függelékét.

diszperzió-kompenzálásához szükséges negatív diszperziót interferometrikus úton legegyszerűbben úgynevezett Gires-Tournois interferométerekkel (GTI) lehet létrehozni [99]. Ez az interferométer két, egy közel 100% reflektanciájú és egy kisebb reflektanciájú, párhuzamos tükörből álló etalon, ahol a két tükör között a fél hullámhossz egész számú többszörösének megfelelő vastagságú rezonáns üreg van. A diszperziót itt az okozza, hogy a rezonáns hullámhossz közelében nagy állóhullámú elektromágneses tér épül fel az üregben, ami megnövekedett csoportképletetéshez vezet ezeken a hullámhosszakon. Az állóhullámban tárolt energia kiürüléséhez ugyanis idő kell, és ez okozza az időkést a reflexió során. A legnagyobb csoportképletetést a rezonancia-hullámhosszon kapjuk, ennél rövidebb hullámhosszakon negatív, a hosszabb hullámhosszakon pedig pozitív a diszperzió. A beesési szög változtatásával a rezonancia-hullámhossz, és így a diszperzió hangolható. Az interferométer megvalósítható egy vékonyréteg-bevonatként is, ami a hordozóra felvitt negyedhullámú tükör tetején a rezonáns üregnek megfelelő vastagságú réteget, az úgynevezett spacer (távartó) réteget is tartalmaz, ennek tetején pedig a részleges reflexiót biztosító réteg helyezkedik el. Ilyen tükröket először femtoszekundumos festéklézerekben [37], majd szilárdtest-lézerekben használtak diszperzió-kompenzáláshoz [38,39], a prizmapárok helyett. Noha nagy reflexióval bírnak, a GTI tükrök közel konstans negatív diszperziójú tartományának sávszélessége minimálisan 37 fs-os impulzusok előállítását teszi lehetővé [39].

Az első olyan tükrök, melyek a fázisfüggvénye viszonylag nagy szabadsággal tervezhető volt, az úgynevezett csörpölt tükrök (Chirped Mirror, CM) voltak, melyeknek feltalálójá témavezetőm, Szipőcs Róbert volt [33]. Ezekben a diszperziót a hullámhosszfüggő behatolási mélység okozza. A csörpölt szerkezet lényege, hogy a rétegek vastagsága a szubsztrát felé haladva nő, ami lényegében azt jelenti, hogy nagyobb mélységben hosszabb hullámhosszon teljesül a nagy reflexiót biztosító negyedhullámú feltétel. Emiatt a hosszabb hullámhosszú fénykomponensek mélyebbről verődnek vissza, azaz nagyobb lesz a csoportképletetésük, ami negatív diszperzióval felel meg. A rétegszerkezet számítógépes optimalizációjával több száz nanométeres sávszélességben lehet közel konstans negatív diszperziójú csörpölt tükröket tervezni [13,35]. Ezzel a technológiával már könnyedén létre lehet hozni 10 fs-nál rövidebb impulzusokat, közvetlenül egy szilárdtest lézer kimenetén [13,14,15]. Egy másik felhasználási terület például a széles sávban hangolható, femtoszekundumos optikai parametrikus oszcillátorok (OPO-k) diszperzió-kompenzálása [100]. Ultraszélessávú csörpölt tükrök (UBCM) is készíthetők, amelyek 660 nm és 1060 nm között 99%-nál nagyobb reflektanciával rendelkeznek, és akár 280 nm széles tartományban hangolható, 85 fs-os titán-zafir is építhető a segítségükkel [34].

A diszperziós tükrök legújabb típusai a többüreges Gires-Tournois interferométer (Multi-Cavity Gires-Tournois Interferometer, MCGTI) tükrök [35], melyek diszperzióját az állóhullámú rezonanciák és a hullámhosszfüggő behatolási mélység kombinációja okozza. Ezt úgy érik el, hogy egy nagyreflexiójú negyedhullámú szerkezet tetején hoznak létre csatolt Gires-Tournois üregeknek megfelelő, nagyjából fél hullámhossz vastagságú rezonáns spacer rétegeket. A rezonanciákból származó negatív diszperziót azzal fokozzák, hogy a hosszabb rezonancia-hullámhosszú üregek a mélyebben helyezkednek, így a hosszabb hullámhosszak behatolási mélysége is nagyobb. Ezeknek a tükröknek az előnye a csörpölt tükrökhöz képest, hogy rendszerint nagyobb az elméleti reflexiójuk, és nagyobb diszperzió érhető el velük. Ugyanakkor az együreges GTI tükröknél jóval nagyobb sávzélességen belül lehet közel konstans negatív diszperziót biztosítani a segítségükkel. Megfelelő rétegnövesztési technikával (ionos porlasztás) kombinálva, például, ezzel a szerkezettel 99,97%-nál nagyobb reflektancia valósítható meg 780-880 nm-es tartományban, $-100 \pm 10 \text{ fs}^2$ -es negatív diszperzió mellett [40,41]. A kis reflexiós veszteségnek köszönhetően ez kis pumpálási küszöbű, széles sávban hangolható femtoszekundumos szilárdtest-lézerek (például titán-zafir és Cr:LiSAF lézerek) építését tette lehetővé [40,41]. Továbbá nagyon nagy (egy reflexióra akár -2000 fs^2) negatív diszperziójú MCGTI tükrök is tervezhetők és gyárthatók, melyeket sikeresen alkalmaztak csörpölt impulzusú oszcillátorok kimeneti impulzusainak kompresszáálására [42], valamint hasonló tükrök lézerrezonátoron belüli használatáról is olvashatunk az irodalomban [42,43].

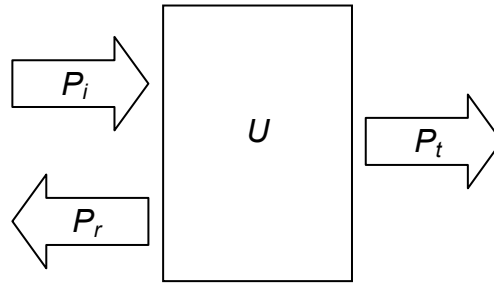
A fejezet lényegét összefoglalva, a vékonyréteg-tükrök diszperziója a hullámhosszfüggő behatolási mélységből, állóhullámú rezonanciák megjelenésének köszönhető energiátárolásból, illetve e két effektus kombinációjából származhat [97]. A következő fejezetben kiderül, hogy mindegyik esetben végeredményben a rétegszerkezetben tárolt energia felelős a tükrök csoportképleltetésért, és ennek hullámhosszfüggése okozza a diszperziót.

2.2.3 A csoportképleltetés és a tárolt energia kapcsolata

Dolgozatomban ebben a részében a nagy reflexióval rendelkező dielektrikum tükrök csoportképleltetése, tárolt energiája és abszorpció/szórás vesztesége közötti kapcsolatot vizsgálom. Az ehhez a témakörhöz tartozó elméleti megfontolásokat itt, a [98] referencia 2. fejezete alapján tárgyalom. Ebben a szerző, H. G. Winful levezeti egy hullámcsomagnak (impulzusnak) egy véges térfogatú akadályon (barrier) történő áthaladásakor bekövetkező

reflexiós illetve transzmissziós csoportképletetése és az akadály térfogatában az áthaladáskor tárolódó elektromágneses energia közötti összefüggést. Optikai hullámcsomagok esetén ilyen akadály lehet például egy vékonyréteg-tükör. Egy fényimpulzusnak egy nagy reflexióval rendelkező akadályon történő áthaladását szokták optikai alagutazásnak is nevezni, mivel ez a folyamat sok tekintetben analóg a kvantummechanikai alagút-effektussal [101].

Tekintsük egy egydimenziós veszteségmentes akadály esetét, a 2.2.2. ábrának megfelelően. Ha az akadályra P_i fénytéljesítmény esik, akkor ennek egy része (P_r) a bemeneti oldalon távozik, azaz reflektálódik, egy másik része (P_t) pedig a kimeneti oldalon keresztül transzmittálódik, közben pedig egy állóhullámú tér épül fel az akadály térfogatán belül, ami U energiát tárol. Természetesen az akadály belsejében is van egy S energiaáram.



2.2.2. ábra. Egydimenziós akadályon történő reflexió és transzmisszió.

Legyen a beeső energiacsomag egy fényimpulzus, melynek elektromos terét E_i jelöli. A transzmittált és a reflektált hullámcsomagok komplex elektromos terének amplitúdója a frekvenciatartományban a következőképp írható fel:

$$E_t(\omega) = E_i(\omega)|t(\omega)|\exp(i\phi_t(\omega)), \quad (2.2.11)$$

$$E_r(\omega) = E_i(\omega)|r(\omega)|\exp(i\phi_r(\omega)), \quad (2.2.12)$$

ahol ω a körfrekvencia, $t(\omega)$ és $r(\omega)$, rendre, az amplitúdóra vonatkozó transzmissziós és reflexiós tényezők, $\phi_t(\omega)$ és $\phi_r(\omega)$ pedig ezek fázisai, azaz a transzmissziós és a reflexiós fázistolások. A transzmisszió és a reflexió csoportképletetése, rendre, τ_{gt} és τ_{gr} , melyek az előző fázisok deriváltjai:

$$\tau_{gt} = \frac{d\phi_t(\omega)}{d\omega}, \quad \tau_{gr} = -\frac{d\phi_r(\omega)}{d\omega}. \quad (2.2.13)$$

Tegyük fel, hogy az impulzus spektrális sáv szélessége annyira keskeny, hogy a reflexiós és transzmissziós tényezők ezen a spektrális szélességen belül közel állandóak. Ekkor a $\phi(\omega)$ és

$\phi(\omega)$ fázisokat ω szerint elsőrendben kifejtve és a teret Fourier-transzformálva azt kapjuk, hogy az a transzmittált és a reflektált impulzusok a beeső impulzus torzításmentes, csillapított és időben késleltetett változatai. Az időkésleltetés pedig pont az adott folyamathoz (transzmisszióhoz vagy reflexióhoz) tartozó csoportkésleltetés. Az elektromos tér abszolútérték-négyzetével arányos időbeli teljesítményeket tehát a következőképpen írhatjuk fel:

$$P_i(t) = TP_i(t - \tau_{gt}), \quad P_r(t) = RP_i(t - \tau_{gr}), \quad (2.2.14)$$

ahol $T \propto |t|^2$ a transzmittancia, $R = |r|^2$ pedig a reflektancia. Egy adott \mathbf{r} helyen és t időpillanatban az elektromágneses tér által szállított energiaáram az $\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ Poynting-vektorral, a benne tárolt energia pedig az u elektromágneses energiasűrűséggel jellemezhető. Utóbbi a nem mágneses ($\mu_r = 1$) és veszteségmentes, vagy csak kis veszteségű optikai közegek esetén a következő képlettel számítható ki:

$$u(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} (n(\mathbf{r})^2 \varepsilon_0 E(\mathbf{r}, t)^2 + \mu_0 H(\mathbf{r}, t)^2) \quad (2.2.15)$$

ahol kihasználtuk, hogy a törésmutató a relatív permittivitás négyzetgyöke, $n = \varepsilon_r^{1/2}$. A Poynting-tétel szerint az energia megmaradást kifejező kontinuitási egyenlet integrális alakja ebben az esetben az alábbi:

$$-\oint_S \mathbf{S}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{n} da = \frac{dU}{dt}, \quad (2.2.16)$$

ahol a bal oldali integrál az akadály teljes felületére vett felületi integrál, \mathbf{n} normálvektorral, U pedig az akadály térfogatában tárolt teljes elektromágneses energia, ami az energiasűrűség térfogati integrálja, $U = \int u dv$. A tárgyalt egydimenziós esetben energiaáramlás csak a be- és kilépő felületeken keresztül történik, ezért (2.2.16) a következő képletre egyszerűsödik:

$$P_i(t) - P_r(t) - P_t(t) = \frac{dU}{dt}, \quad (2.2.17)$$

Feltéve, hogy a csoportkésleltetések jóval kisebbek az impulzus időtartamánál, a késleltetés szerinti elsőrendű kifejtés jó közelítést ad a τ idővel késleltetett impulzusra:

$$P_i(t - \tau) \approx P_i(t) - \tau \frac{dP_i}{dt}. \quad (2.2.18)$$

Ezzel a közelítéssel és a (2.2.14) képletek segítségével a (2.2.17) egyenlet a következő alakra hozható:

$$P_i(t) - R \left(P_i(t) - \tau_{gr} \frac{dP_i}{dt} \right) - T \left(P_i(t) - \tau_{gt} \frac{dP_i}{dt} \right) = \frac{dU}{dt}. \quad (2.2.19)$$

Kihasználva továbbá, hogy veszteségmentes esetben $R + T = 1$, a fenti egyenletből a $P_i(t)$ -vel arányos tagok kiesnek. Végül az így kapott egyenlet idő szerinti integrálásával a következő összefüggést kapjuk a csoportkésleltetések és a tárolt energia kapcsolatára, a veszteségmentes esetben [98]:

$$R\tau_{gr} + T\tau_{gt} = \frac{U}{P_i} \equiv \tau_d, \quad (2.2.20)$$

ahol τ_d az úgynevezett dwell-time (magyarul nagyjából "tartózkodási idő"-nek lehetne fordítani, de inkább az eredeti angol kifejezést használom), melyet a második azonosság definiál.

Megmutatható, hogy a dwell-time az akadály térfogatában tárolt energia élettartama, tulajdonképpen egy rezonátor-élettartam. A rezonátorok elméletéből ismert τ_c rezonátor-élettartamot a rezonátor Q jósági tényezőjének segítségével definiálják:

$$\tau_c \equiv \frac{Q}{\omega} = \frac{U}{P_d}, \quad (2.2.21)$$

ahol P_d a ciklusonkénti teljesítményvesztés, és kihasználtuk jósági tényező $Q \equiv \omega U / P_d$ definícióját. Veszteségmentes, azaz nem disszipáló közegben a rezonátor P_d vesztesége megegyezik a térfogataból kiáramló teljesítménnyel. Stacionárius állapotban $P_d = P_i$, ezért tárolt energia élettartama megegyezik a (2.2.20) képlettel definiált dwell-time-mal:

$$\tau_c = \frac{U}{P_d} = \frac{U}{P_i} = \tau_d, \quad (2.2.22)$$

Ennek a fejezetnek az eredményei érvényesek a nagyon keskeny spektrális szélességű és nagyon hosszú impulzusokra, azaz a kvázi-monokromatikus határesetben is. Ezért a továbbiakban a frekvenciatartományban történő leírásnál is használni fogom őket.

2.3 Saját eredmények

2.3.1 A nagy reflexiójú és kis veszteségű dielektrikum tükrök esete

Megvizsgáltam, hogy az előző fejezet megállapításaiból kiindulva milyen következtetéseket lehet levonni a nagy reflexiójú, kis veszteségű dielektrikum tükrök esetében a reflexiós csoportképletetés, a tárolt energia és az abszorptancia kapcsolatára vonatkozóan. Ebben a fejezetben az erre vonatkozó elméleti megfontolásokat közlöm, majd a következő fejezetben numerikus számításokkal támasztom alá őket, melyeket többféle tükröszerkezetre és különböző mértékű veszteségek esetére végeztem el. A csoportképletetés és a tárolt energia valamint a csoportképletetés és a veszteség kapcsolata már korábban is ismert volt az irodalomban. A csoportképletetés és a tárolt energia közötti összefüggésre vonatkozó utalás található például a [97] referenciában, ahol azt írják, hogy a tükrök diszperzióját háromféle mechanizmus hozhatja létre: a hullámhosszfüggő behatolási mélység, a hullámhosszfüggő tárolt energia, illetve ezek kombinációja. Az abszorptancia és a csoportképletetés arányosságára vonatkozó észrevételek is előfordulnak az irodalomban [36,87]. A [86] referenciában található egy analitikus formula, mely az abszorptancia és a csoportképletetés arányosságát fejezi ki, de csak egy nagyon speciális esetre (negyedhullámú tükrök középhullámhosszán, kis törésmutató-különbségű rétegek és egyéb megszorítások mellett). Témavezetőm egy multi-stack QW tükrő (azaz egymás tetejére párolgatott, különböző középhullámhosszú QW tükrőkből álló szerkezet) csoportképletetés- és abszorptancia-görbéjének összehasonlítása alapján jutott arra következtetésre [87], hogy a két mennyiség szoros korrelációban van egymással. PhD dolgozatában ő ezt egy egyszerű elméleti megfontolással is megindokolta [36], illetve a kutatócsoportunk más, kísérleti munkái során fel is használta, például a megfelelő rezonátortükrök kiválasztásánál [40,41]. Azonban, tudomásom szerint, a három mennyiség (azaz a csoportképletetés, a tárolt energia és abszorptancia) kapcsolatára vonatkozó részletes diszkussziót, beleértve az elméleti alapok tisztázását és az érvényességi tartomány vizsgálatát előttem még nem végezte el senki. Ezzel kapcsolatos publikációim a [93-96] referenciák.

Veszteségmentes esetben, a tükrő nagy reflektanciájú ($R \approx 1$) hullámhossztartományban $T \approx 0$, így általában teljesül, hogy $T\tau_{gt} \ll R\tau_{gr}$. Ezért (2.2.20) alapján a tükrő reflexiós csoportképletetése, amire tükrök esetében egyszerűen csak csoportképletetésként szoktak hivatkozni, közelítőleg arányos a tükrőben felépülő állóhullámú tér által tárolt energiával, ahol az arányossági tényező a beeső fényteljesítmény:

$$\tau_{gr} \approx \frac{U}{P_i}, \quad (2.3.1)$$

Vegyük most figyelembe a tükörszerkezetben fellépő veszteséget is. A rétegek anyagának abszorpcióján kívül a dielektrikum tükrök vesztesége a rétegekben és a réteghatárokon megtalálható inhomogenitásokon, rácshibákon történő fényszórásból származik [102]. Veszteséges esetben az (2.2.20) egyenlet levezetésénél felhasznált feltételek már nem teljesülnek szigorú értelemben. Egyrészt, a Poynting-tétel (2.2.16) alakja már nem érvényes, mert az egyenlet bal oldalán megjelenik az időegység alatt disszipált energiának megfelelő tag. Másrészt, a tükör most véges A abszorptanciával rendelkezik, amelyre az $A + R + T = 1$ összefüggés érvényes, tehát $R + T \neq 1$. A véges abszorptancia miatt R is valamivel kisebb, mint a veszteségmentes esetben, így az (2.3.1) arányosság levezetésénél közvetlenül kihasznált $R \approx 1$ közelítés kevésbé pontos. Azonban, a tükrök készítéséhez manapság felhasznált kis abszorpciójú anyagoknak és modern vékonyréteg-növesztési technológiáknak köszönhetően nagyon kis veszteségű tükrök gyárthatók. Ionos porlasztással [75] például akár milliomod résznyi ($A = 10^{-6}$) veszteség is elérhető [76], és olyan tükör is készíthető, melyben $R > 0,9997$ széles hullámhossztartományban fennáll [40,41]. A 2.2.3. fejezet összefüggései, és így a csoportképlet és a tárolt energia arányosságát leíró (2.3.1) is, várhatóan jó közelítéssel érvényesek maradnak a nagy reflexiójú és kis veszteségű tükrök esetében is.

A csoportképlet és az abszorpciós illetve szórás veszteség kapcsolatára is vonatkozik egy közelítő arányossági összefüggés, a nagy reflexiójú tartományon belül. Mint láttuk, stacionárius és veszteségmentes esetben a tükörszerkezetben tárolt energia élettartamára érvényes, hogy $\tau_c = U/P_i$. Kis veszteségű esetben ez közelítőleg továbbra is fennáll, és (2.3.1) miatt $\tau_c \approx \tau_{gr}$ is érvényes. Minél nagyobb az élettartam, annál több az egy foton által átlagosan a tükör térfogatában eltöltött időtartam, és ezzel együtt az elnyelődés vagy szóródás valószínűsége, tehát végeredményben az abszorptancia. Az előzőekből következik, hogy $R \approx 1$, $T\tau_{gt} \ll R\tau_{gr}$ és kis veszteségek esetén a veszteség és a csoportképlet szintén közelítőleg arányosak, legalábbis abban az idealizált esetben, ha minden réteg azonos extinkciós tényezővel rendelkezik:

$$A \propto \tau_{gr}, \quad (2.3.2)$$

Noha a valóságban a különböző törésmutatójú anyagok különböző extinkciós tényezővel rendelkeznek, a következő fejezetben tárgyalt numerikus számítások azt mutatják, hogy tipikus extinkciós tényezők esetén (2.3.2) a legtöbb általam vizsgált esetben jó közelítéssel

érvényes. Igaz, a numerikus eredmények alapján az arányosság helyett általánosabb érvényűnek tűnik az A és a τ_{gr} közötti általános, pozitív meredekségű lineáris függvénykapcsolat megléte.

Azt várjuk tehát, hogy a kis veszteségű és nagy reflexiójú dielektrikum vékonyréteg-tükrök nagy reflektanciájú hullámhossz-tartományában (és nem túl nagy τ_{gt} esetében) a csoportkésleltetés, a tárolt energia és az abszorpciancia egymással közelítőleg arányos mennyiségek, ha a beeső fénytéljesítmény spektrális sűrűsége hullámhossz-független. Továbbá, két különböző tükör közül a nagyobb csoportkésleltetéssel rendelkezőben tárolódik nagyobb elektromágneses energia, illetve ennek az abszorpció/szórás vesztesége is nagyobb. Feltéve persze, hogy a rétegeket alkotó anyagok azonosak, vagy legalábbis hasonló törésmutatóval és abszorpció tényezővel rendelkeznek. A nagyobb veszteség ugyanakkor nagyobb hőtermelődést is jelent a rétegek anyagában, tehát a nagyobb csoportkésleltetésű tükrök feltehetően kisebb roncsolási küszöbvel bírnak, illetve egy adott tükörben akkor a legvalószínűbb a roncsolódás bekövetkezése, ha a megvilágító fény hullámhossza közel van a maximális csoportkésleltetés hullámhosszához. Fontos azonban hangsúlyozni, hogy a roncsolási küszöbre vonatkozó előző megállapítás csak a kb. 50 ps-nál hosszabb fényimpulzusokkal történő megvilágítás esetén állja meg a helyét, mert csak ilyenkor jelenti a hőtermelődés az elsődleges roncsolási mechanizmust [90]. A 10 ps-nál rövidebb fényimpulzusok esetén sokkal lényegesebbek a nagy fényintenzitás hatására fellépő jelenségek, mint a többfotonos-abszorpció és az lavina-ionizáció [90,91]. Érdeemes még megjegyezni, hogy a nagyobb maximális csoportkésleltetésű tükröknek általában a csoportkésleltetés-diszperziójuk is nagyobb.

2.3.2 Numerikus számítások

2.3.2.1 A vizsgált tükröszerkezetek bemutatása

Különböző típusú tükröszerkezeteken végzett numerikus számítások segítségével vizsgáltam, hogy az (2.3.1) és az (2.3.2) arányosságok mennyire jó közelítéssel érvényesek a kis veszteségű vékonyréteg-tükrök nagy reflexiójú tartományában, különböző mértékű veszteségek esetén. Minden számítást merőleges beesést feltételezve végeztem.

A vizsgált négy tükröszerkezet: egy negyedhullámú (QW) tükör, egy ultraszélessávú csörpölt tükör (UBCM) és két többüreges Gires-Tournois interferométer (MCGTI) tükör. A hordozó törésmutatója minden esetben $n_S = 1,51$, ami a Schott BK7-es üveg törésmutatója 800 nm-en, a határoló közeg pedig minden esetben levegő, $n_A = 1$ törésmutatóval. A közegek

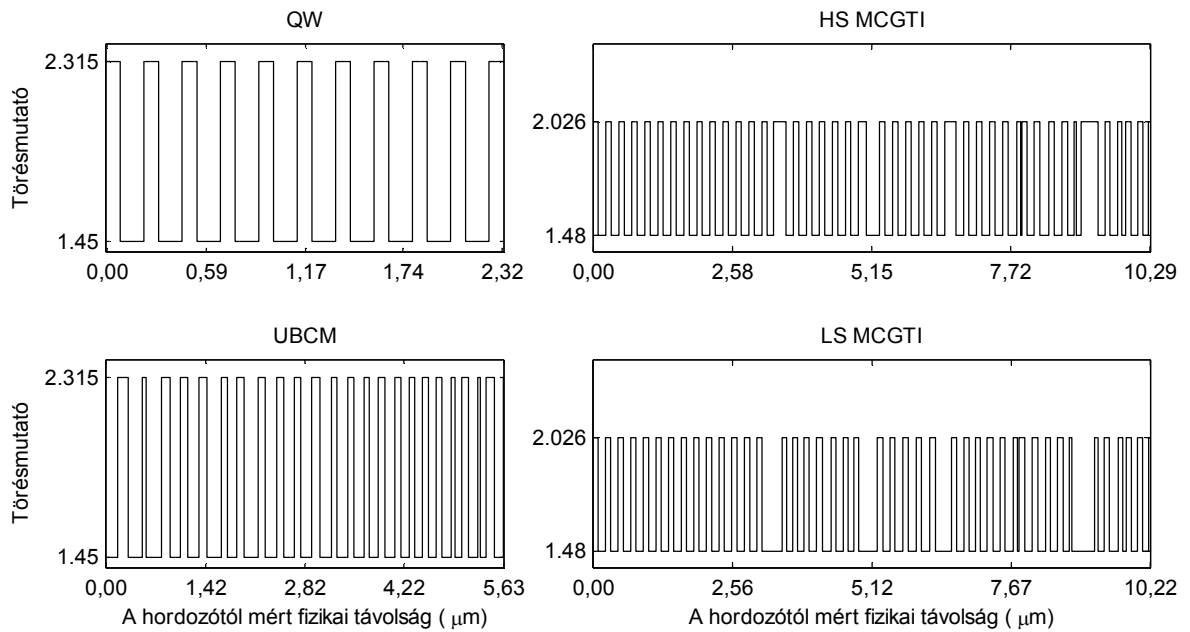
(hordozó, rétegek anyagai, levegő) anyagi diszperzióját nem vettem figyelembe a számításoknál, azaz hullámhossz-független törésmutatókkal számoltam, de ez a vizsgált összefüggések szempontjából nem számít. A tükrök szerkezetét a vékonyréteg-technológiában szokásos jelöléssel adtam meg a 2.3.1. táblázatban. Ebben az írásmódban L és H, rendre, a kis (n_L) és a nagy (n_H) törésmutatójú, $\lambda_r/4$ optikai vastagságú rétegeket jelölik, ahol λ_r a referencia-hullámhossz, ami a tükör nagyreflexiójú tartományának nagyjából a közepére esik. Az L és H betűk előtt álló együtthatók megadják, hogy hányszorosa az egyes rétegek optikai vastagsága a $\lambda_r/4$ -nek, S és A pedig a hordozót és a levegőt jelölik. A QW tükör esetében lehetett volna használni az S | (H L)¹⁰ H | A rövidített jelölést is, ahol (H L)¹⁰ 10 egymást követő (H L) rétegpárt jelöl. A négy rétegszerkezet törésmutató-profilját grafikusán is ábrázoltam a 2.3.1. ábrán.

Mind a négy itt tárgyalt tükröszerkezetet $\lambda_r = 800$ nm-re számoltam. Az UBCM esetében $n_L = 1,45$ és $n_H = 2,315$, melyek rendre, a SiO₂ és a TiO₂ törésmutatói 790 nm-en (a [34] referenciában eredetileg 790 nm volt a referencia-hullámhossz). Ugyanezek a rétegek törésmutatói a QW tükör esetében is. A két MCGTI tükröt témavezetőm, dr. Szipőcs Róbert tervezte, saját fejlesztésű szoftverével. Az egyiket, a továbbiakban HS MCGTI-ként hivatkozott szerkezetet, a [42] referenciában grafikusán szemléltetett törésmutató profil újraoptimalizálásával nyerte, míg a másikat saját tervezési algoritmus alkalmazásával kapta. Ezekben $n_L = 1,48$ (SiO₂) és $n_H = 2,026$ (HfO₂). Mindkettő MCGTI tükör 85 rétegből áll, továbbá közel azonos fizikai és optikai vastagsággal és a 780 – 830 nm tartományban közel lineáris csoportképletelés függvényvel rendelkezik (lásd a 2.3.3. ábrát). A csoportképletelésük maximuma, 831 nm-en, szintén nagyjából egyező érték (185 fs és 197 fs), és mindkét szerkezet négy (angol kifejezéssel élve) "spacer"* réteget, azaz rezonáns üreget tartalmaz. A különbség köztük, hogy az egyikben, a HS MCGTI-ben, a négyből csak egy spacer réteg áll a kis törésmutatójú anyagból, míg a másikban (a továbbiakban LS MCGTI) mind a négy spacer réteg a kis törésmutatójú anyagból van. Mivel a különböző törésmutatójú anyagok extinkciós tényezője is különbözik és az MCGTI tükrökben a legnagyobb energiasűrűség a spacer rétegekben lokalizálódik, azt várnánk, hogy más lesz a HS és az LS szerkezet abszorptanciája. Kiderül majd azonban, hogy ennek ellenére a maximális abszorptanciájuk mégis jó közelítéssel megegyezik, az egyező maximális csoportképletéseknek megfelelően. Ennek a vizsgálatához van szükség a kétféle MCGTI szerkezetre.

* Angolul a "spacer" távtartót jelent, de a dolgozatban inkább az eredeti angol kifejezést használom.

QW	S 1H 1L 1H 1L 1H 1L 1H 1L 1H 1L 1H 1L 1H 1L 1H 1L 1H 1L 1H A
UBCM	S 1,31L 1,70H 1,43L 0,66H 1,55L 1,45H 1,04L 1,20H 1,14L 1,32H 1,47L 0,99H 0,97L 1,17H 1,46L 1,15H 1,18L 1,11H 1,09L 1,08H 1,11L 1,33H 1,19L 0,91H 1,11L 0,96H 1,05L 0,83H 0,93L 1,11H 1,01L 0,98H 0,85L 0,90H 0,79L 0,99H 0,80L 0,93H 0,96L 0,60H 0,69L 1,09H 0,97L 0,41H 0,59L 1,35H 0,90L 0,10H A
HS MCGTI	S 1,0000H 1,0456L 1,0004H 1,0458L 1,0006H 1,0459L 1,0008H 1,0461L 1,0010H 1,0462L 1,0013H 1,0464L 1,0015H 1,0465L 1,0017H 1,0467L 1,0019H 1,0469L 1,0021H 1,0470L 1,0023H 1,0472L 1,0025H 1,0410L 1,0028H 1,0412L 1,0030H 0,8513L 2,3108H 1,0415L 1,0034H 1,0417L 1,0037H 1,0418L 1,0039H 1,0420L 1,0041H 1,0422L 1,0043H 1,0486L 1,4711H 1,8198L 1,0134H 1,0426L 1,0049H 1,0428L 1,0052H 1,0492L 1,0054H 1,0494L 1,0142H 1,0370L 2,0926H 1,0308L 1,0146H 1,0436L 1,0062H 1,0437L 1,0064H 1,0439L 1,0153H 1,1804L 0,7411H 0,1673L 0,9806H 0,9595L 1,0971H 1,1887L 1,0350H 1,0573L 1,0642H 0,8694L 0,4660H 0,6376L 3,1562H 0,9733L 0,8846H 1,0662L 0,7598H 0,5487L 0,9779H 0,9359L 0,9302H 0,7567L 0,3975H A
LS MCGTI	S 0,9631H 1,0070L 0,9635H 1,0072L 0,9637H 1,0073L 0,9639H 1,0075L 0,9641H 1,0076L 0,9644H 1,0078L 0,9646H 1,0079L 0,9648H 1,0081L 0,9650H 1,0083L 0,9651H 1,0084L 0,9653H 1,0086L 0,9655H 1,0026L 1,0486H 0,9416L 0,9369H 2,7558L 0,7932H 0,8473L 0,8699H 0,8953L 0,9061H 1,0121L 1,1579H 1,1400L 0,9270H 0,9693L 0,9427H 0,7805L 0,8762H 2,5200L 1,0516H 0,9700L 0,8794H 1,0955L 0,9765H 1,1009L 0,9385H 1,1293L 1,0873H 2,1522L 0,9860H 0,9795L 0,9585H 0,8870L 0,8835H 0,9275L 1,0754H 0,9796L 0,8797H 1,1543L 0,7559H 0,1927L 1,0778H 1,0041L 1,0489H 1,0744L 0,8822H 0,9623L 1,0514H 0,8344L 0,4760H 3,0564L 0,6548H 0,8381L 0,9791H 1,2183L 0,7802H 0,5100L 0,9170H 0,8443L 0,9692H 0,8023L 0,3333H A

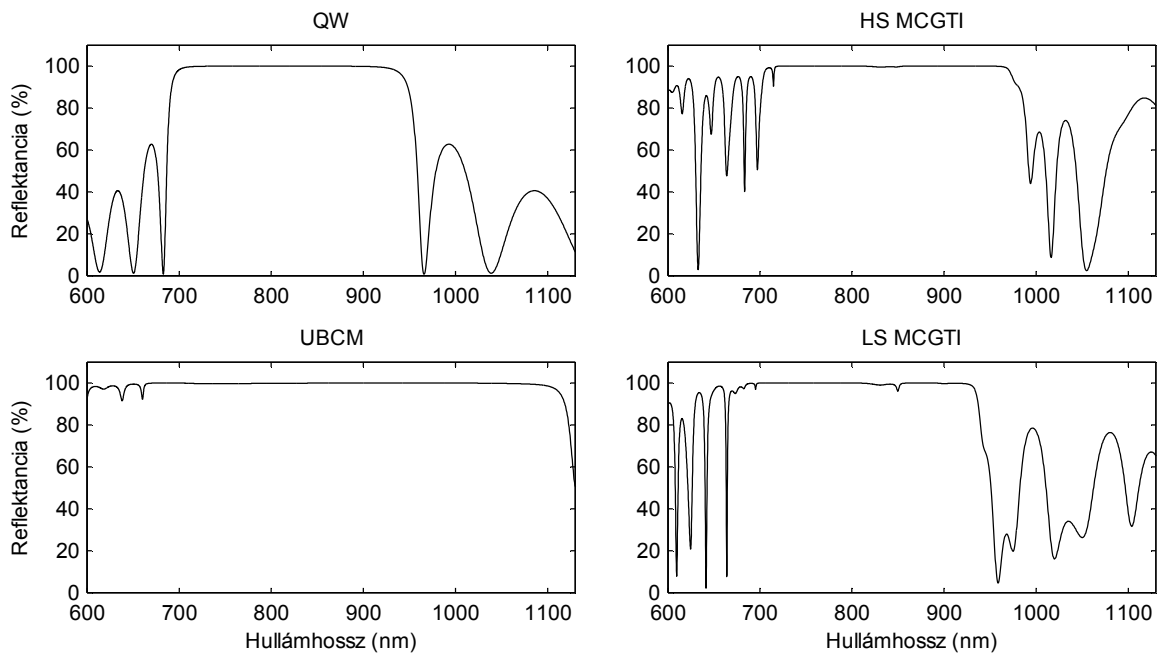
2.3.1. táblázat. A vizsgált négy tükörszerkezet a vékonyréteg-technológiában szokásos jelöléssel megadva. A HS MCGTI-ben mind a négyből három spacer réteg anyaga a nagy törésmutatójú anyag, az LS MCGTI esetében pedig mind a négy spacer réteg a kis törésmutatójú anyagból van.



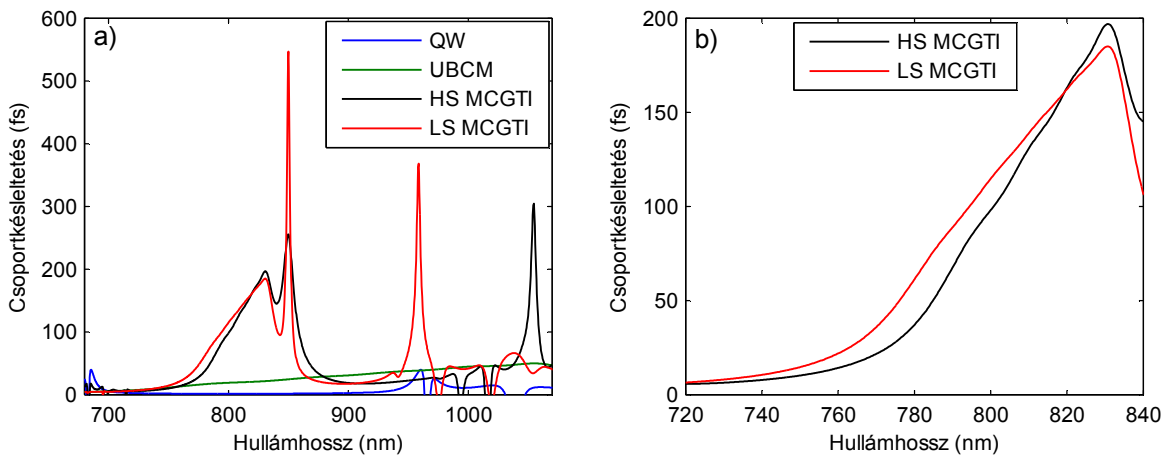
2.3.1. ábra. A vizsgált négy tükröszerkezet törésmutató-profilja. Figyeljük meg az MCGTI tükröknél a négy-négy spacer réteget, melyek szélesebbek, mint a többi réteg.

2.3.2.2 A numerikus számítások eredményei

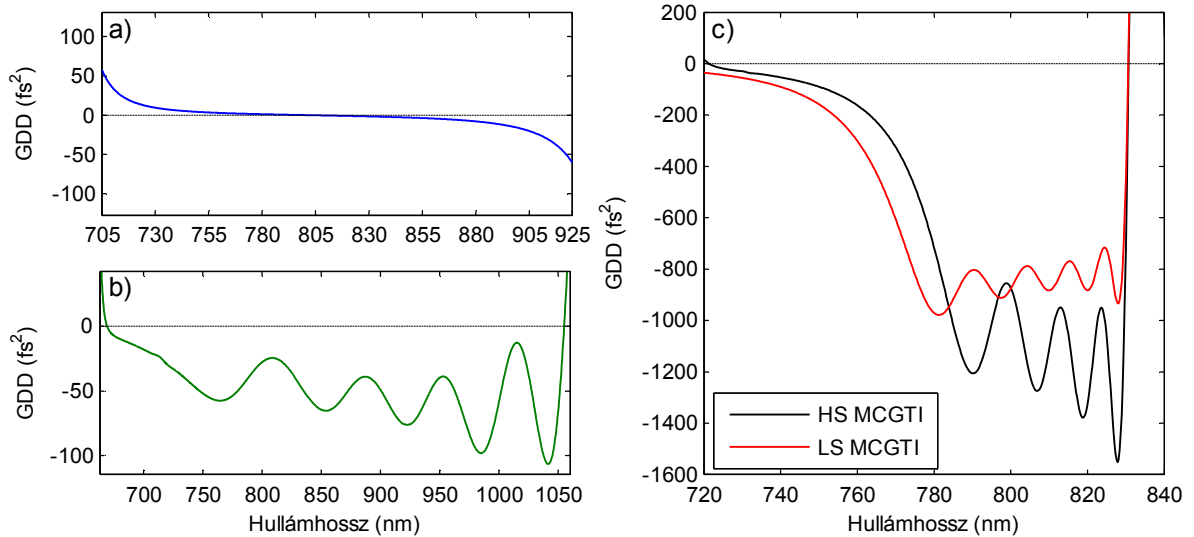
A tükrökre jellemző különböző mennyiségek (reflektancia, abszorptancia, csoportképletetés, stb.) kiszámítását a 2.2.1. fejezetben tárgyalt mátrix-módszerrel végeztem. A fejezetben tárgyalt minden számításnál beeső teljesítmény spektrális sűrűségét hullámhossz-függetlennek vettem, ami a tárolt energiának a többi mennyiséggel való összevetésénél fontos. A veszteségmentes esetre számolt reflektancia-görbéket a 2.3.2. ábra, a csoportképletetés-görbéket a 2.3.3. ábra, a csoportképletetés-diszperzió görbéket pedig a 2.3.4. ábra mutatja. A legszélesebb nagyreflexiójú hullámhossz-tartománnyal az UBCM tükrök rendelkeznek, és általában véve is a csörpölt tükröszerkezettel lehet az összes lehetséges szerkezet körül a legnagyobb sáv szélességet elérni. A 2.3.3. ábrán a két MCGTI tükrök csoportképletetését külön is ábrázoltam egy kicsivel szélesebb tartományban annál, amelyben a tükrök diszperzió-kompenzálásra használhatóak, azaz ahol a diszperziójuk negatív és a csoportképletetés-függvényük közel lineáris. Látható, hogy az MCGTI tükrök csoportképletetés-függvénye ebben a tartományban nagyon hasonló lefutású, és sokkal nagyobb értékeket vesz fel, mint QW tükrök és az UBCM esetében. Ebből következően ezek az MCGTI tükrök rendelkeznek a négy szerkezet közül a legnagyobb negatív diszperzióval is.



2.3.2. ábra. A négy tükörszerkezet veszteségmentes esetre számolt reflektancia-görbéje.



2.3.3. ábra. (a) A vizsgált négy tükörszerkezet csoportkésettése a hullámhossz függvényében. A vízszintes tengely skálája a legnagyobb sávzélességű tükör, az UBCM nagyreflexiójú hullámhossz-tartományához van méretezve, ezért a többi tükörnél a görbéknek olyan részei is látszanak, amik kívül esnek a nagyreflexiójú tartományukon. (b) A kétféle MCGTI szerkezet csoportkésettés-görbéje a diszperzió-kompenzálás szempontjából érdekes hullámhossz tartományban.

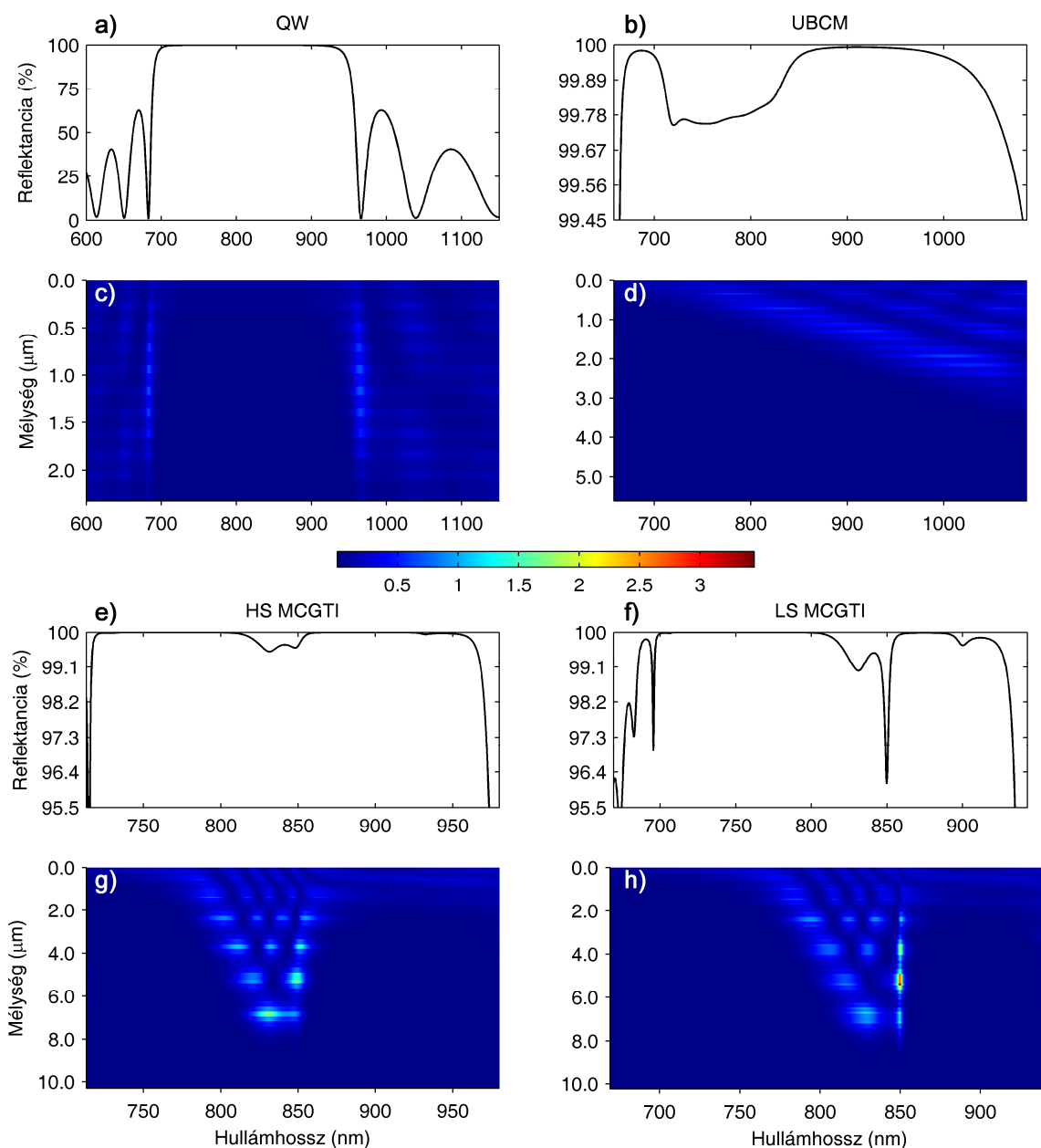


2.3.4. ábra. A vizsgált négy tükörszerkezet csoportkésettetés-diszperziója a hullámhossz függvényében. (a) A QW tükör diszperziója, (b) az UBCM diszperziója, (c) a két MCGTI tükör diszperziója.

Rezonátoron belüli diszperzió-kompenzáláshoz abban a hullámhossz-tartományban célszerű használni a diszperziós tükröket, ahol (a nagy reflektancia mellett) a diszperziójuk közel konstans, azaz viszonylag kicsi a harmadrendű diszperziójuk (lásd a 1.2.2.4. fejezetet). Ez alapján definiáltam az UBCM és az MCGTI tükröknek a "használható sávját", a QW tükör esetében pedig ugyanezt csupán a nagy reflektancia követelményéből kiindulva választottam meg. Ennek megfelelően a QW tükör használható sávja a 715 nm – 909 nm tartomány, amelyen belül, veszteségmentes esetben, $R > 99,748\%$. Az UBCM-nél a 720 nm – 1050 nm intervallumról van szó, ahol szintén $R > 99,748\%$, és a GDD -50 fs^2 körül oszcillál, végig a negatív tartományban. Az oszcilláció amplitúdója ehhez a középértékhez képest elég jelentős, és oszcilláló görbe bizonyos szakaszokon nagy meredekségű, ami nem elhanyagolható harmadrendű diszperziót jelent. Mindazonáltal ezzel a szerkezettel megegyező tükröket egy olyan titán-zafir oszcillátorban használták sikerrel a széles hangolási tartomány (móduscsatolt állapotban 693 – 975 nm) eléréséhez, ahol a negatív diszperzió nagy részét egy prizmapár biztosította, és így a nem túl rövid, 85 fs időtartamú, közel transzformációlimitált impulzusok létrejöttét nem zavarta a tükrök harmadrendű diszperziója [34]. Az MCGTI tükrök esetében a 780 nm és 825 nm közötti intervallumot vettem a használható sávnak, ahol a HS MCGTI tükör diszperziója -1100 fs^2 körül oszcillál és $R_{HS \text{ MCGTI}} > 99,69\%$, az LS MCGTI tükör diszperziója pedig a -800 fs^2 körüli érték körül mozog, és $R_{LS \text{ MCGTI}} > 99,30\%$ (a reflektanciák most is a veszteségmentes esetre értendők). Itt is van oszcilláció a GDD-görbében, de az ehhez hasonló tükröket elsősorban rezonátoron kívüli impulzus-kompresszióhoz vagy 100 fs-

nál hosszabb impulzusú, negatív rezonátor-diszperziójú lézerekben szokták használni [42,43], ahol a harmadrendű diszperzió hatása nem annyira kritikus.

A különböző típusú szerkezeteknek a diszperzió szempontjából eltérő működési mechanizmusát szemlélteti a 2.3.5. ábra, még mindig a veszteségmentes esetben. Az ábrán az egyes szerkezetek reflektancia-görbéje alatt feltüntettem a tárolt elektromágneses energiasűrűséget a hullámhossz és a tükör-levegő határfelülettől mért fizikai távolság (az ábrán "mélység") függvényében. Az energiasűrűséget úgy számoltam, hogy a minden réteget több, azonos törésmutatójú alrétegre osztottam fel, és ezek "határfelületein" a 2.2.1. fejezetben bemutatott mátrix-módszerrel kiszámoltam az elektromos és mágneses térerősséget, majd alkalmaztam az energiasűrűségre vonatkozó 2.2.15. képletet. Az UBCM és az MCGTI tükrök esetében csak a nagy reflektanciájú tartományokat ábrázoltam, a QW tükör esetében azonban a teljes hullámhossztartományt, amire számításokat végeztem, hogy jól látszódjon a jelenség, amit szemléltetni szeretnék. Vessük össze az energiasűrűség-eloszlás ábrákat a 2.3.3.(a) ábra csoportképletelés-görbéivel. Látható, hogy a csoportképletelés mindegyik vizsgált szerkezetben ott nagyobb, ahol nagyobb a tér behatolási mélysége a szerkezetben. Ugyanakkor az MCGTI tükröknél a rezonanciák megjelenése is jelentősen befolyásolja a csoportképletelést. Ez nagyon jól látszik az LS MCGTI esetében, ahol a nagyreflexiójú tartomány közepén levő két, nagy csoportképleteléssel rendelkező rezonancia-hullámhosszon közel ugyanakkora a behatolási mélység, a 850 nm-en levő csoportképletelés-csúcs mégis sokkal nagyobb, mint a 830 nm-en levő, mert 850 nm-en sokkal több energia tárolódik a szerkezetben. Mindkét MCGTI szerkezetnél megfigyelhető az is, hogy ezeken a rezonancia-hullámhosszakon reflektancia is lecsökken, pedig ennél a számolásnál a rétegek abszorpcióját nullának vettem. Itt tehát arról van szó, hogy a transzmittancia megnövekedése okozza a reflektancia csökkenését. A negyedhullámú tükör és az UBCM a nagyreflexiójú tartományon belül ilyen rezonanciák nem lépnek fel, és a csoportképletelés-görbe a tér behatolási mélységének változását követi. A QW tükröknél ábrázoltam a nagyreflexiójú tartományon kívül eső részt is, ahol viszont már megjelennek nagy transzmittanciával rendelkező (Fabry-Perot típusú) rezonanciák, és ezeken a rezonáns hullámhosszakon a behatolási mélység megegyezik a szerkezet teljes vastagságával, azaz az elektromágneses tér áthatol a dielektrikum-tükrről.

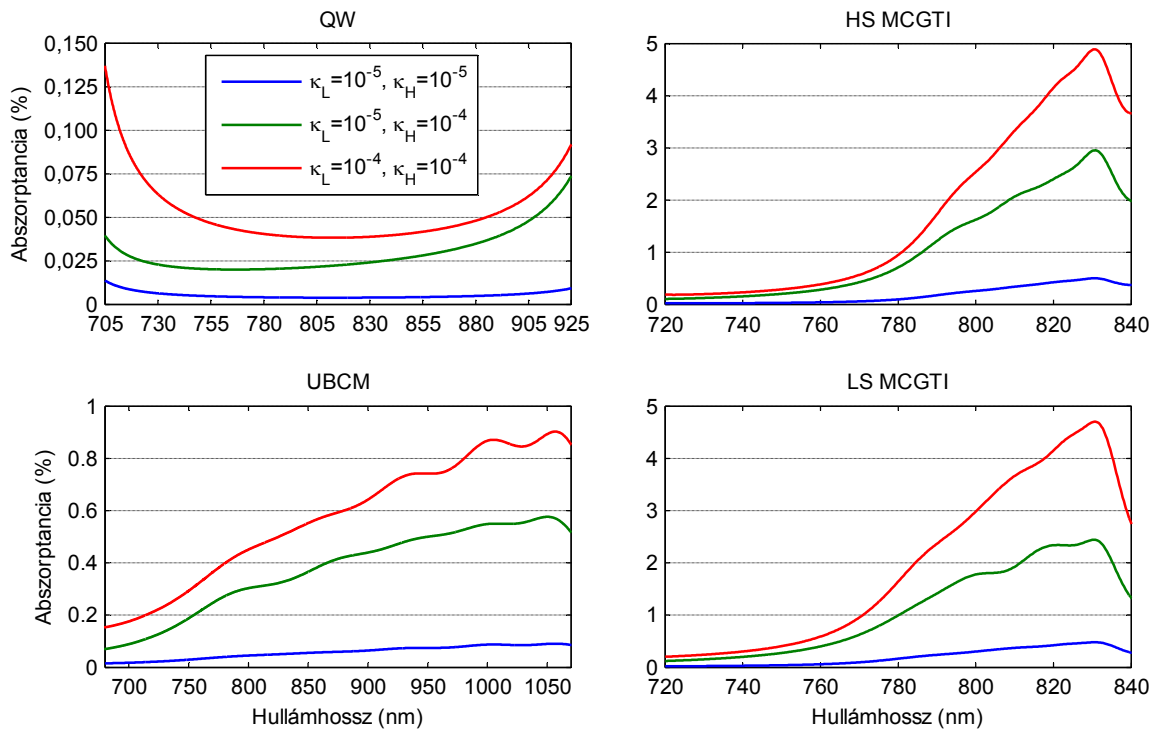


2.3.5. ábra. (a), (b), (e), (f) a négy tükröszerkezet reflektanciájának hullámhosszfüggése és (c), (d), (g), (h) a tárolt energiasűrűség a hullámhossz és a levegő-tükör határfelülettől mért fizikai távolság ("mélység") függvényében. A mélység skála minden esetben a nullától az adott szerkezet teljes fizikai vastagságáig terjed. A (c), (d), (g) és (h) ábrák színskálája megegyezik és relatív egységekben értendő.

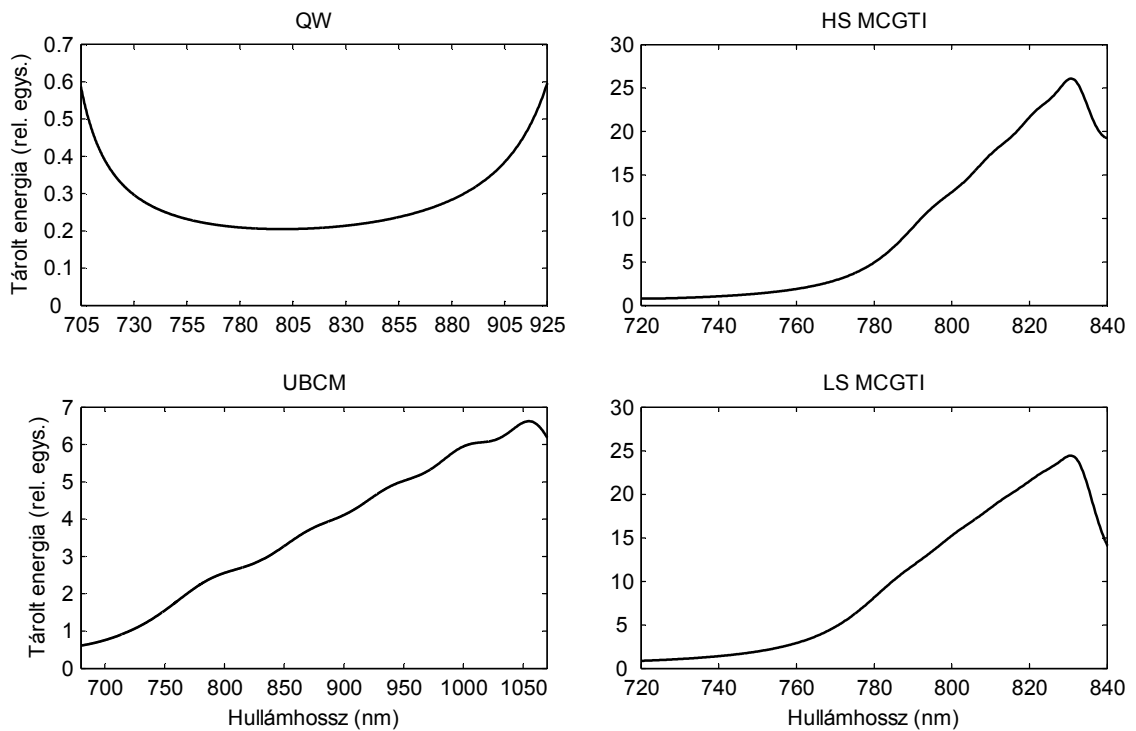
Tekintsük most a veszteséges eseteket. Az alábbi szemléltető görbék kiszámolásához a rétegek extinkciós tényezőit $\kappa = 10^{-5}$ -nek vagy $\kappa = 10^{-4}$ -nek választottam. Amikor az τ_{gr} , U és A mennyiségek közötti közelítő jellegű összefüggések pontosságát vizsgáltam a rétegekben fellépő veszteségek nagyságának függvényében, ennél többféle extinkciós tényezővel is számoltam, de erről később lesz szó. A nagyságrendileg 10^{-5} érték a jó minőségű, viszonylag kis veszteségű (például elektronsugaras párologtatással készült) dielektrikum tükrök esetén tipikusnak mondható, A $\kappa = 10^{-4}$ érték már viszonylag nagyknak számít, és az sem mindig

valószínű, hogy egy rétegszerkezeten belül a különböző anyagú rétegek extinkciós tényezői között tízes faktornyira legyen az eltérés, de szélesebb tartományban változtatva az extinkciós tényezőket, jobban látszik a különböző mértékű veszteségek közötti különbség. Egy adott rétegszerkezet esetén a kétféle (nagy és kicsi) törésmutatójú rétegalkotó anyagok extinkciós tényezőinek kiválasztásánál figyelembe vettem, hogy a vizsgált látható és közeli infravörös tartományban a nagyobb törésmutatójú dielektrikumok nagyobb extinkciós tényezővel rendelkeznek, mint a kisebb törésmutatójúak. Ugyanakkor olyan, hipotetikus esetekkel is számoltam, ahol a kétfajta réteg extinkciós tényezője megegyezik, amire az elméleti vizsgálatok és a mondanivalóm kifejtése szempontjából volt szükség. Ezeknek az irányvonalaknak megfelelően mind a négy tükröszerkezet esetén az extinkciós tényezők négyféle kombinációjával számoltam: $(\kappa_L = 0, \kappa_H = 0)$; $(\kappa_L = 10^{-5}, \kappa_H = 10^{-5})$; $(\kappa_L = 10^{-5}, \kappa_H = 10^{-4})$; $(\kappa_L = 10^{-4}, \kappa_H = 10^{-4})$. A harmadik esetre, ahol a kétfajta réteg extinkciós tényezője eltér, "inhomogén veszteségű" esetként fogok hivatkozni, a többi pedig "homogén veszteségű" eset.

A veszteséges esetekben számolt abszorptanciákat a 2.3.6. ábra mutatja, körülbelül a használható sávnak megfelelő tartományban. Összevetve a 2.3.3. ábrával kitűnik, hogy az ábrázolt tartományban az egyes szerkezetek abszorptancia-görbéi a csoportkésleltetés görbékhöz hasonló lefutásúak. Ez egyébként a teljes nagyreflexiójú tartományokban is igaz. Ugyanígy hasonló alakúak a szerkezetekben tárolt energia spektrális sűrűségét a hullámhossz függvényében megadó görbék is, melyeket a 2.3.7. ábrán tüntettem fel. Itt csak a veszteségmentes esetet ábrázoltam, mert egy ennél az ábraméretnél nem lehetne látni a különbséget a különböző veszteségű esetek görbéi között. A 2.3.3., a 2.3.6., és a 2.3.7. ábrák összevetéséből már sejthető, hogy a csoportkésleltetés, a tárolt energia és az abszorptancia között korreláció van, a pontosabb kvantitatív elemzés előtt azonban vizsgáljuk meg kicsit közelebbről a kétféle MCGTI tükrös szerkezet abszorptanciája közötti kapcsolatot a 2.3.6. ábra segítségével.



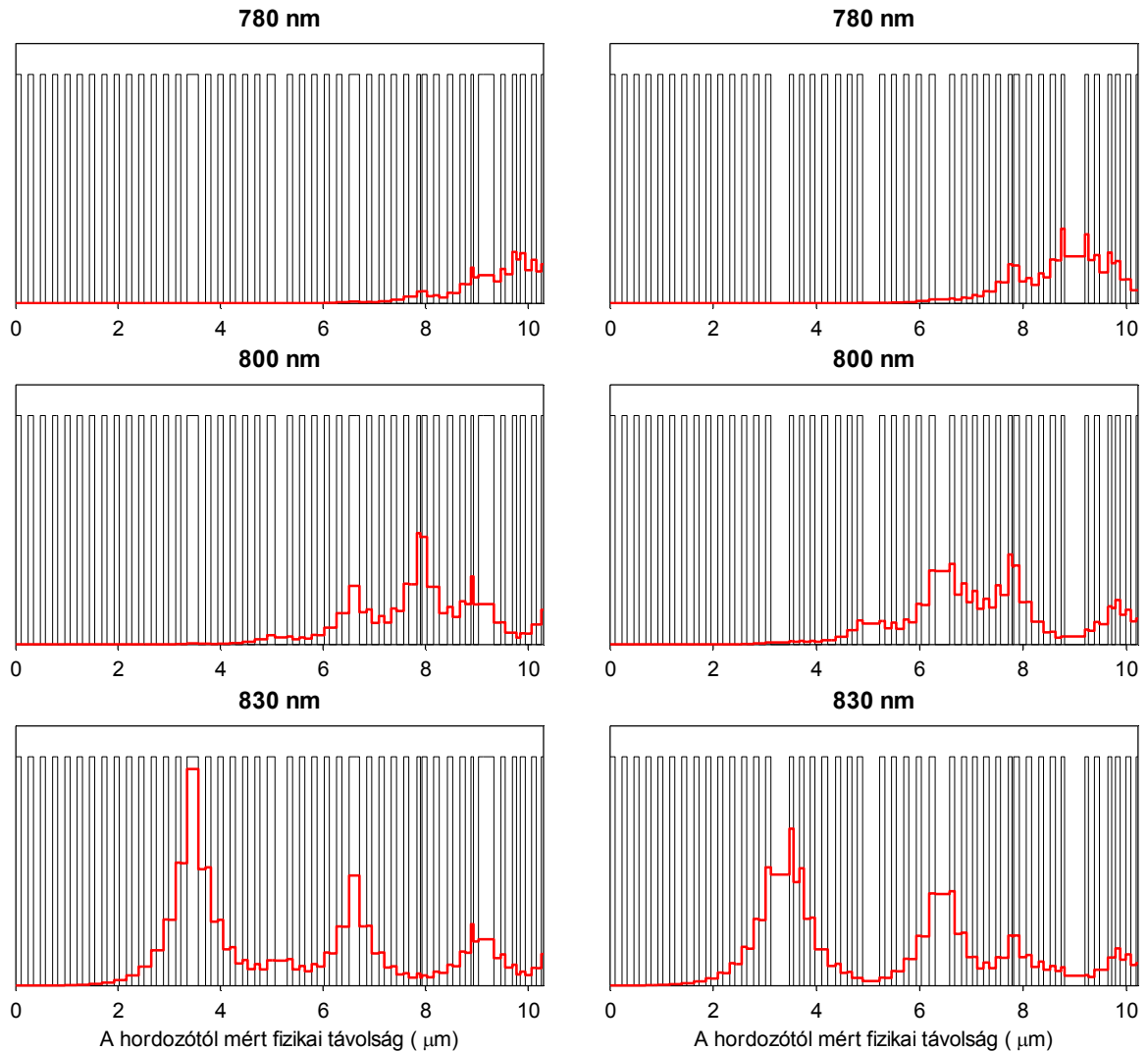
2.3.6. ábra. A vizsgált négy tükröszerkezet abszorptanciája a hullámhossz függvényében, különböző extinkciós tényezőjű rétegekkel számolva.



2.3.7. ábra. A vizsgált négy tükröszerkezetben tárolt energia a hullámhossz függvényében, a veszteségmentes esetben (a veszteséges esetek görbéi ezzel nagyjából átfednek).

A homogén veszteségű esetekben az abszorptancia-görbe 830 nm-en felvett maximuma nagyjából megegyezik a kétféle MCGTI szerkezetre, relatív eltérésük 1%. Az inhomogén

veszteségű esetben már nagyobb különbség van köztük: az LS szerkezet abszorptanciája relatíve 5%-kal kisebb, mint a HS szerkezeté. Ez a várakozásnak megfelelő, hiszen mint korábban említettem, az MCGTI tükrökben a rezonancia-hullámhosszon a legnagyobb energiasűrűség általában a spacer rétegekben jön létre, és a kétféle szerkezet egymásnak megfelelő spacer rétegeinek törésmutatója, és ezzel párhuzamosan extinkciós tényezője (egy kivételével) eltérő. Míg a HS MCGTI-ben csak az egyik spacer réteg kis veszteségű, az LS MCGTI-ben mind a négy az. Mindazonáltal a kétféle MCGTI szerkezet 830 nm-en számolt abszorptanciája közötti különbség inhomogén veszteség esetén sem számottevő, annak köszönhetően, hogy a spacer rétegek közötti rétegekben, összesítve, szintén viszonylag sok energia tárolódik. Ezt mutatja a 2.3.8. ábra, ahol az energiasűrűséget ábrázoltam két MCGTI tükrökben a hordozótól mért fizikai távolság függvényében, három különböző hullámhosszon. Az ábrákon a törésmutató-profil is feltüntettem. Látható, hogy a nagy lokális energiasűrűségek a nemcsak a triviálisan észrevehető spacer rétegekben fordulnak elő, hanem máshol is. A 830 nm-es rezonanciától eltérő hullámhosszakon már nem mindig igaz, hogy a HS szerkezet abszorbeál jobban. Körülbelül 820 nm alatt (az inhomogén veszteségek esetén 805 nm alatt) már az LS szerkezet abszorptanciája vesz fel nagyobb értékeket, és a 850 nm-es rezonancia keskeny környezetében is ez a helyzet. Ha ezt összevetjük a 2.3.3.(b) ábrával, megállapítható, hogy az MCGTI tükrök csoportképleltetés-görbéinek egymáshoz képesti viszonya ehhez nagyon hasonló. Itt is látszik tehát a kapcsolat a csoportképleltetés és az abszorptancia között. A fentiekből az is következik, hogy az ilyen nagydiszperziójú, többüreges Gires-Tournois szerkezetű tükrök abszorptanciája nem csökkenthető le jelentősen azáltal, hogy a kisebb veszteségű összetevőt választjuk a spacer anyagául.

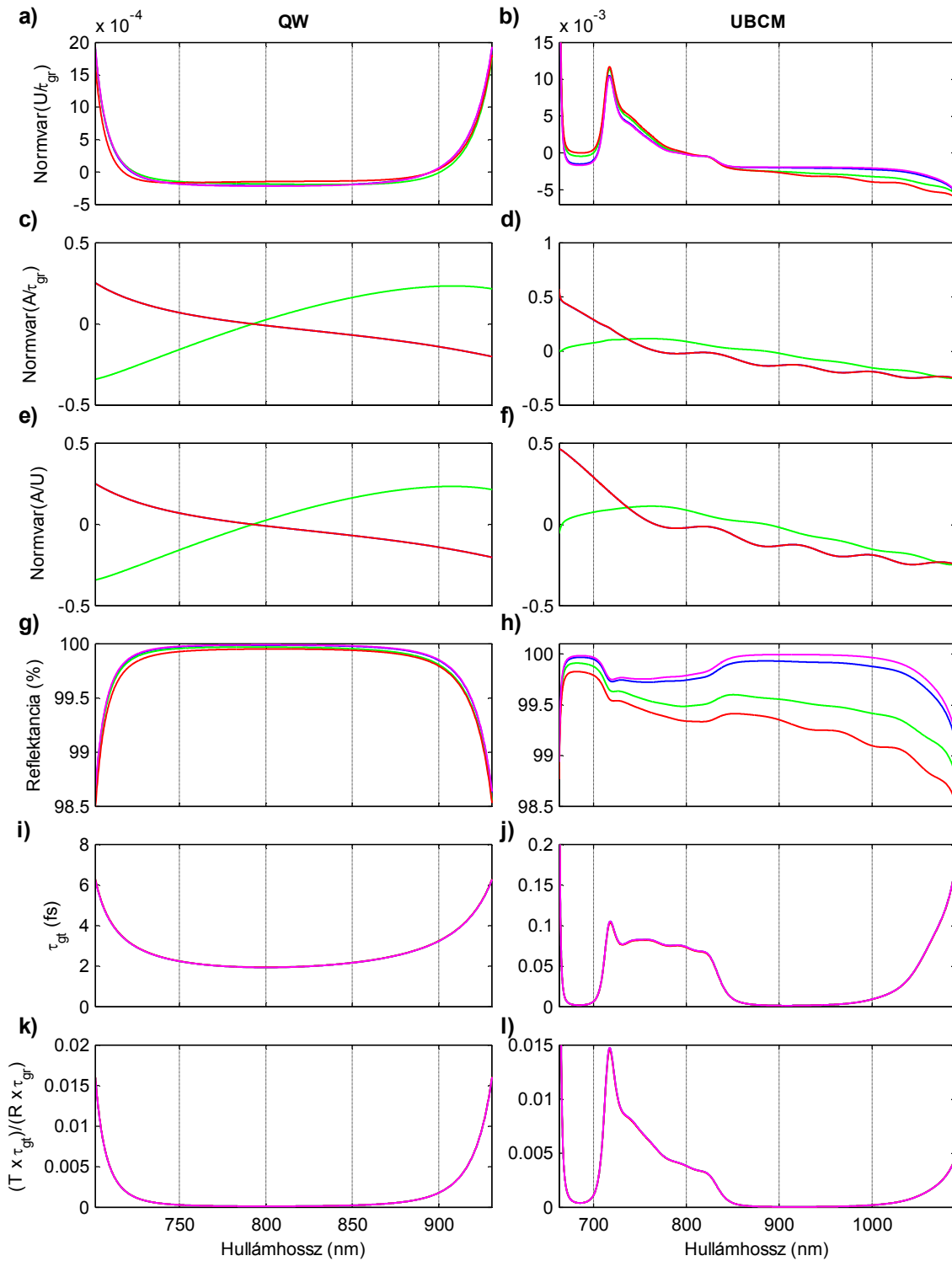


2.3.8. ábra. Az elektromágneses energiasűrűség eloszlása a vizsgált két MCGTI szerkezetben (piros vonal), az inhomogén veszteségű esetben ($\kappa_L = 10^{-5}$, $\kappa_H = 10^{-4}$) és a törésmutató (fekete vonal) a hordozótól mért fizikai távolság függvényében. A törésmutató nagyobbik értéke 2,026, a kisebbik 1,48. Az energiasűrűség relatív egységekben van megadva, minden ábrán azonos skálán. Bal oldali ábrák: HS MCGTI, jobb oldali ábrák: LS MCGTI.

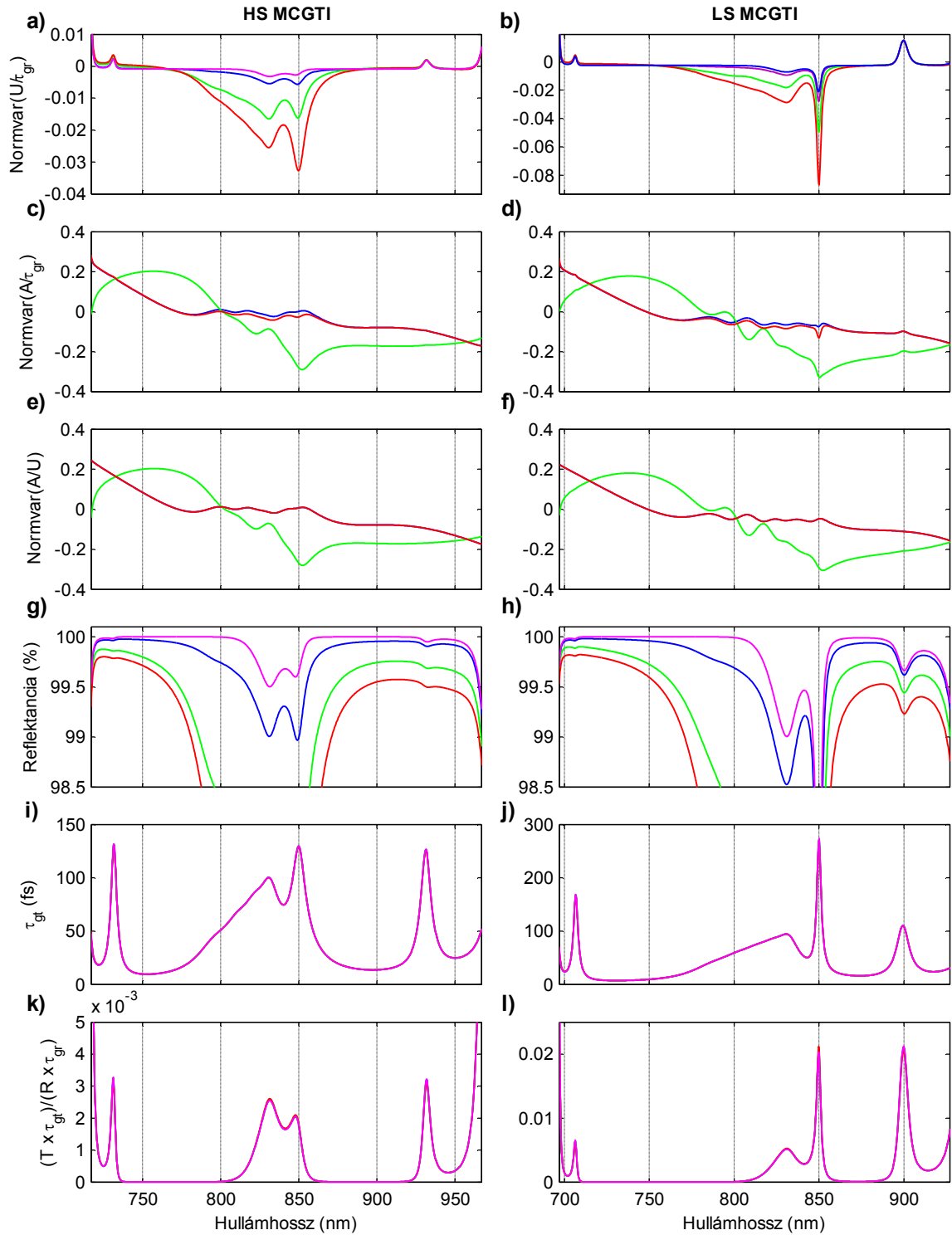
Most rátérek a (2.3.1) és (2.3.2) arányossági összefüggések érvényességének kvantitatív elemzésére, különböző veszteségű esetekben. A teljesség kedvéért a $\tau_{gr} \propto U$ és a $\tau_{gr} \propto A$ arányosságokból következő, ezekkel szorosan összefüggő $A \propto U$ arányosságot is ellenőriztem. Megvizsgáltam, hogy az abszorpció növelésével párhuzamosan, illetve eltérő extinkciós tényezőjű rétegek esetén mennyire vesztek érvényüket ezek a közelítő jellegű képletek. Ezt először az egyes tükrök nagyreflexiójú sávján belül külön-külön vizsgálom, majd a fejezet végén tárgyalok egy olyan elemzést is, amikor azonos anyagi minőségű, egy adott hullámhosszon egymáshoz képest eltérő csoportkésleltetéssel rendelkező, különböző tükröszerkezetekre néztem meg a közelítő arányossági összefüggések jóságát, egy adott hullámhosszon. Mint látni fogjuk, ez utóbbi elemzésre azért volt szükség, mert az egységnyi

térfogat vesztesége (az abszorpciók együtthatón keresztül) nemcsak az extinkciós tényezőtől, hanem a hullámhossztól is függ. Az alább bemutatásra kerülő (és az eddig bemutatott) összes numerikus számításnál a beeső fényteljesítmény spektrális sűrűségét, azaz az (2.3.1) képlet spektrális sűrűségekre vonatkozó változatában P_i -t, hullámhossz-függetlennek vettem, és így határoztam meg a csoportképletnek, a tárolt energia spektrális sűrűségének és az abszorptanciának a különböző hullámhosszakon felvett értékeit. Ebből az következik, hogy ezeknek a mennyiségeknek az arányosságát úgy lehet legkönnyebben leellenőrizni, hogy vesszük minden hullámhosszon páronként a hányadosukat, és megvizsgáljuk, hogy a tükrök nagyreflexiójú hullámhossz-tartományán belül ezek mennyire állandók a hullámhossz függvényében. Minél kisebb a relatív ingadozásuk, annál jobb az arányosságra vonatkozó közelítés, azaz annál jobban közelíthető a hányados számlálójában és nevezőjében levő két mennyiség közötti függvénykapcsolat egy origón átmenő egyenessel. Ennek elemzéséhez kiszámítottam az egyes arányoknak a középértékükhöz viszonyított normált eltérésnek változását az adott tartományokban. Tekintsük például a tárolt energia spektrális sűrűségének (U) és reflexiós csoportképletnek (τ_{gr}) arányát minden egyes hullámhosszon. Ennek a normált relatív változását $Normvar(U/\tau_{gr})$ -rel fogom jelölni, melynek definíciója: $Normvar(U/\tau_{gr}) \equiv (U/\tau_{gr} - \langle U/\tau_{gr} \rangle) / \langle U/\tau_{gr} \rangle$, ahol $\langle U/\tau_{gr} \rangle$ a hányadosnak a vizsgált hullámhossz-tartományra számított átlagát jelöli. Hasonlóan definiálhatók az abszorptancia (A) és a csoportképlet arányára, valamint az A és az U arányára vonatkozó $Normvar$ -ok is. Az A/τ_{gr} -re és az A/U -ra vonatkozó $Normvar$ -oknak természetesen csak a veszteséges esetekben van értelme. Az eddig vizsgált extinkciós tényező kombinációk esetén a QW tükrökre és az UBCM-re, a tükrök nagyreflexiójú tartományán belül számolt, $Normvar$ -okat a 2.3.9. ábra (a)-(f) részei, a két MCGTI tükrökre számoltakat pedig a 2.3.10. ábra (a)-(f) részei mutatják: az (a)-(b) grafikonokon a $Normvar(U/\tau_{gr})$, a (c)-(d) részabrákon a $Normvar(A/\tau_{gr})$, az (e)-(f) részabrákon pedig a $Normvar(A/U)$ látható. Mindkét ábra (g)-(h) grafikonján a reflektanciák, az (i)-(j) grafikonokon a transzmissziós csoportképletések (τ_{gt}), a (k)-(l) grafikonokon pedig a $(T\tau_{gt})/(R\tau_{gr})$ hányados szerepel. Utóbbi a (2.2.20) egyenlőség bal oldalán található két tag aránya, és mint említettem, a $\tau_{gr} \approx U/P_i$ közelítés érvényességéhez az $R \approx 1$ feltétel mellett a $(T\tau_{gt})/(R\tau_{gr}) \ll 1$ relációnak is teljesülnie kell (leszámítva most azt, hogy az abszorpció is lerontja a közelítést). A (c)-(f) ábrákon és az (i)-(l) ábrákon látszólag kevesebb görbe szerepel, mint a többin, ez viszont azért van, mert bizonyos görbék szinte teljesen átfednek. Ez vonatkozik például a (c)-(f) grafikonokon a homogén extinkciós tényezőjű esetekhez tartozó görbékre. A 2.3.9. és 2.3.10. ábrák (a), (k) és (b), (l) grafikonjait

szemlélve kitűnik, hogy ahol az utóbbi hányados megnő, ott a *Normvar*-ok változása is nagyobb. A QW tükör és az UBCM esetében ez a növekedés a $(T\tau_{gt})/(R\tau_{gr})$ arányban ott következik be, ahol R valamelyest lecsökken és ezzel együtt τ_{gt} is megnő. Ugyanakkor az MCGTI tükrök esetében láthatunk példát arra, amikor $(T\tau_{gt})/(R\tau_{gr})$ sokkal inkább a τ_{gt} megnövekedése miatt lesz nagyobb, mint R csökkenése miatt. Az LS MCGTI-nél 706 nm-en és 900 nm-en, a HS MCGTI-nél 731 nm-en és 932 nm-en vannak olyan rezonanciák, melyek nem csökkentik le annyira a reflektanciát, mint a 830 nm-en vagy a 850 nm-en levők, viszont a *Normvar*(U/τ_{gr})-ban mégis ugyanakkora vagy nagyobb változást okoznak, a megnövekedett τ_{gt} miatt. A *Normvar*(A/τ_{gr}) és *Normvar*(A/U) görbék ingadozása már nem mutat ilyen egyértelmű korrelációt $(T\tau_{gt})/(R\tau_{gr})$ változásával.



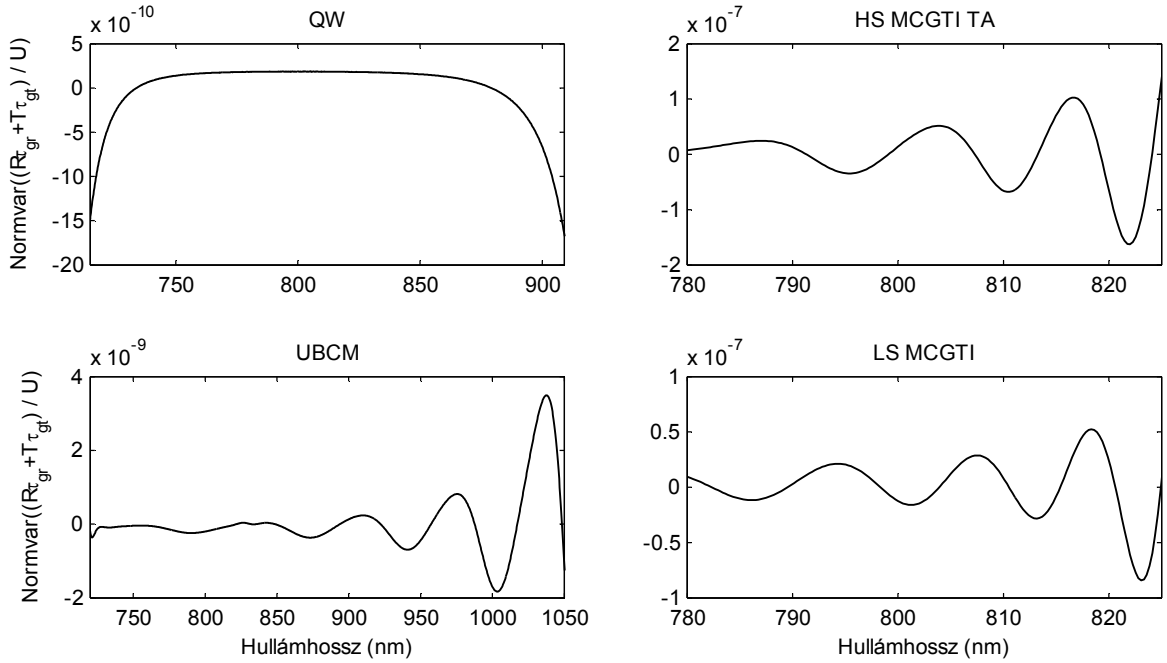
2.3.9. ábra. A QW tükörre és az UBCM-re számolt **(a)-(f)** *Normvar*-ok a hullámhossz függvényében, a tükrök nagyreflexiójú tartományán belül (ahol a $\kappa_L = 10^{-5}$, $\kappa_H = 10^{-4}$ esetben $R > 98,5\%$). **(g)-(h)** reflektancia-görbék, **(i)-(j)** a transzmissziós csoportkésleltetés a hullámhossz függvényében, **(k)-(l)** a $(T \tau_{gr}) / (R \tau_{gr})$ hányados a hullámhossz függvényében. Rózsaszín vonalak: $\kappa_L = 0$, $\kappa_H = 0$, kék vonalak: $\kappa_L = 10^{-5}$, $\kappa_H = 10^{-5}$, zöld vonalak: $\kappa_L = 10^{-5}$, $\kappa_H = 10^{-4}$, piros vonalak: $\kappa_L = 10^{-4}$, $\kappa_H = 10^{-4}$.



2.3.10. ábra. A HS és LS MCGTI tükrökre számolt **(a)-(f)** *Normvar*-ok a hullámhossz függvényében, a tükrök nagyreflexiójú tartományán belül (ahol a $\kappa_L = 10^{-5}$, $\kappa_H = 10^{-4}$ esetben $R > 98,5\%$). **(g)-(h)** reflektancia-görbék, **(i)-(j)** a transzmissziós csoportkésleltetés a hullámhossz függvényében, **(k)-(l)** a $(T \tau_{gr})/(R \tau_{gr})$ hányados a hullámhossz függvényében. Rózsaszín vonalak: $\kappa_L = 0$, $\kappa_H = 0$, kék vonalak: $\kappa_L = 10^{-5}$, $\kappa_H = 10^{-5}$, zöld vonalak: $\kappa_L = 10^{-5}$, $\kappa_H = 10^{-4}$, piros vonalak: $\kappa_L = 10^{-4}$, $\kappa_H = 10^{-4}$.

A $\tau_{gr} \propto U$ közelítő arányossági reláció helytállóságához tehát nem elég $R \approx 1$ teljesülése, hanem $(T\tau_{gt})/(R\tau_{gr}) \ll 1$ is szükséges. A tükrök korábban definiált használható sávján belül azonban nincsenek olyan rezonanciák, melyek az utóbbi feltételt érvénytelenné tennék. Mint azt korábban említettem, a QW tükör kivételével, ahol csak a nagyreflexiójú tartományon kívül vannak rezonanciák, az UBCM és az MCGTI tükröknél, a nagy reflektancián kívül, a használható sáv definíciójába a közel lineáris csoportképletelés-függvényt is belevettem követelményként, ami indokolt, hiszen ezeket a tükröket általában diszperzió-kompenzálásra használják, sokszor lézerrezonátorokon belül. Mivel a tükröket a gyakorlatban a használható sávon belül alkalmazzák, a különböző veszteségű esetekre a $\tau_{gr} \propto U$, $A \propto \tau_{gr}$ valamint az $A \propto U$ közelítő összefüggések jóságának kvantitatív elemzését is ezekre a hullámhossztartományokra végeztem el, mint arról rövidesen szó lesz. Mint korábban szó volt róla, a QW tükör esetében a használható sáv a 715 nm – 909 nm intervallum, az UBCM-nél a 720 nm – 1050 nm, a két MCGTI-nél pedig a 780 nm – 825 nm tartomány.

Leellenőriztem azt is, hogy a Winful által a veszteségmentes esetre analitikusan levezetett, az én elméleti megfontolásaimat megalapozó (2.2.20) összefüggés mennyire jól teljesül a megvizsgált numerikus példák esetében. Egy adott frekvenciakomponensre, ami tekinthető a végtelenül hosszú impulzus határesetének is, a (2.2.20) nagyon jó közelítést kell, hogy adjon. Ezt mutatja a 2.3.11. ábra, ahol a $Normvar((R\tau_{gr} + T\tau_{gt})/U)$ mennyiséget ábrázoltam a hullámhossz függvényében, az egyes tükrök használható sávján belül. Látható, hogy a $(R\tau_{gr} + T\tau_{gt})/U$ hányados relatív ingadozása legrosszabb esetben is csak 10^{-7} nagyságrendű. A veszteségmentes esetre számolt numerikus példánál, az (2.2.20) analitikus képlet helytállósága miatt, ez az ingadozás gyakorlatilag a számítások numerikus hibáját mutatja. Ez a hiba elsősorban a numerikus deriválásnak hibája, amivel τ_{gr} és τ_{gt} csoportképletéseket mátrix-módszerrel meghatározott fázisfüggvényekből kiszámoltam. Az $(R\tau_{gr} + T\tau_{gt})/U$ hányados valóban ott nő meg jelentősen, ahol a csoportképletelés-görbében keskeny rezonanciacsúcsok vannak, például az LS MCGTI-nél 850 nm-en, de még itt is csak 10^{-6} nagyságrendű az ingadozás (erről nem raktam be külön ábrát). Egyébként a fejezetben szereplő összes numerikus számítást a 600 nm – 1150 nm hullámhossztartományon belül egyenletesen felvett 2048 pontban végeztem.



2.3.11. ábra. Az $(R\tau_{gr} + T\tau_{gr})/U$ hányados relatív ingadozása (*Normvar*) a hullámhossz függvényben, az egyes tükrök használható sávján belül.

Azt, hogy a feltételezett $U \propto \tau_{gr}$, $A \propto \tau_{gr}$ és $A \propto U$ közelítő összefüggések az egyes tükrök használható sávján belül mennyire jól teljesülnek, lineáris regressziók végrehajtásával ellenőriztem: az egymással arányosnak gondolt mennyiségpárokat egymás függvényében ábrázoltam (pl. az A -t a τ_{gr} függvényében), a kapott adatsorokra origón áthaladó egyeneseket illesztettem, és megvizsgáltam az illesztések jóságát. Nyilván jobb illeszkedést kaptam, ha nem kötöttem ki, hogy az egyenes átmenjen az origón, azaz csak egy általános (de pozitív meredekségű) lineáris függvénykapcsolat, azaz korreláció meglétét néztem. Noha az egyszerű korreláció nem közvetlenül az alapfeltevést, azaz a szigorú értelemben vett arányosságot támasztja alá, ennek mértéke is nagyon hasznos információt szolgáltat a dielektrikum tükrökről, ezért ezt is megvizsgáltam. Az illesztés jóságának jellemzésére a korigált R-négyzet (angolul: adjusted R-square) mennyiséget használtam, mert ennek segítségével összehasonlítható két illesztési modell (esetünkben az általános és az origón átmenő egyenes), melyek csak a szabad paraméterek számában térnek el. A korigált R-négyzet (R_a^2) a szokásos R-négyzet (R^2) értékéből az alábbi képlettel számítható ki [103]:

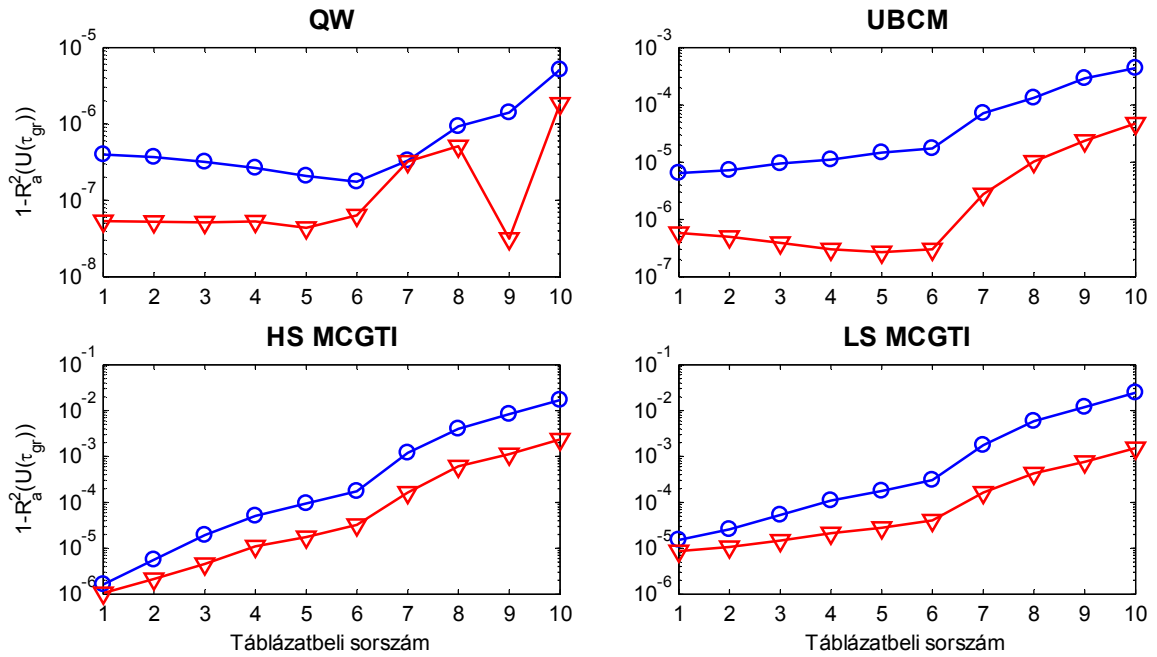
$$R_a^2 \equiv 1 - (1 - R^2) \frac{n-1}{n-m} = 1 - \frac{SSE}{SST} \cdot \frac{n-1}{n-m}, \quad (2.3.3)$$

$$SSE \equiv \sum_{i=1}^n (y_i - f_i)^2, \quad SST \equiv \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2 \quad (2.3.4)$$

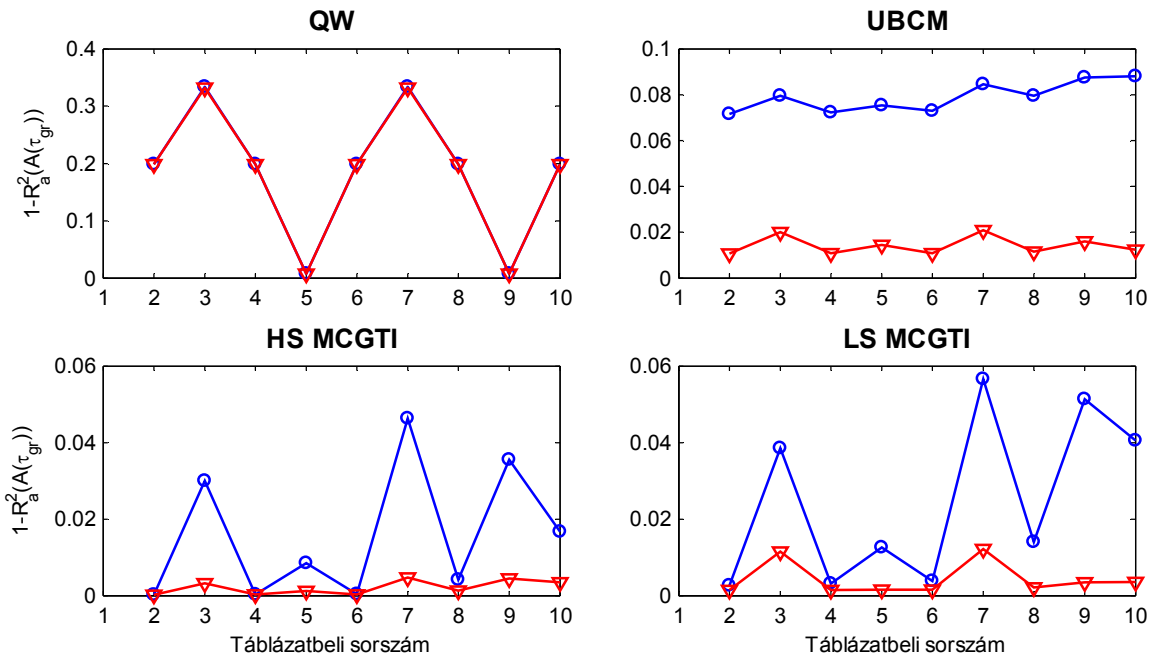
ahol n az y_i értékeket felvevő adatpontok száma, melyekre illesztünk, m a modellben szereplő illesztési paraméterek száma, az f_i -k az illesztett érték, \bar{y} pedig az y_i -k átlaga. $R_a^2 \leq 1$ mindig teljesül, és az illesztés annál jobb, minél közelebb van R_a^2 az 1-hez, azaz minél kisebb az $1 - R_a^2$ különbség. Az illesztést és az R_a^2 meghatározását mind a négy tükörszerkezet esetében, sokféle extinkciós tényező kombinációra elvégeztem. Ezeket tartalmazza a 2.3.2. táblázat, méghozzá olyan sorrendben, hogy felülről lefelé haladva (vagyis a táblázat első oszlopában feltüntetett sorszám növekedésével) a $\kappa_L + \kappa_H$ összeg egyre nő, és ezzel együtt a tükör teljes vesztesége is. Elég nagyoknak számító, 10^{-3} nagyságrendű extinkciós tényezőig is elmentem. A nagy és kis törésmutatójú rétegek extinkciós tényezőjének viszonya szempontjából háromféle eset szerepel a táblázatban: a kétfajta réteg extinkciós tényezője vagy megegyezik, vagy hányadosuk 2, vagy hányadosuk 5. A 2.3.12., a 2.3.13. és a 2.3.14. ábrákon az $1 - R_a^2$ értékeket ábrázoltam a négy tükörré, a 2.3.2. táblázat első oszlopában szereplő sorszámok, függvényében: a 2.3.12. ábrán az $U(\tau_{gr})$, a 2.3.13. ábrán az $A(\tau_{gr})$, a 2.3.14. ábrán pedig az $A(U)$ adatsorokra vonatkozó értékek szerepelnek. A 2.3.12. ábrán az y-tengely logaritmikus skálájú. Mint látni fogjuk, a különböző tükrökre kapott eredmények nem vethetők össze szigorú értelemben egymással, mert különböző szélességű hullámhossz tartományokra lettek számolva.

Sorszám	$\kappa_L / 10^{-5}$	$\kappa_H / 10^{-5}$
1.	0	0
2.	1	1
3.	1	5
4.	5	5
5.	5	10
6.	10	10
7.	10	50
8.	50	50
9.	50	100
10.	100	100

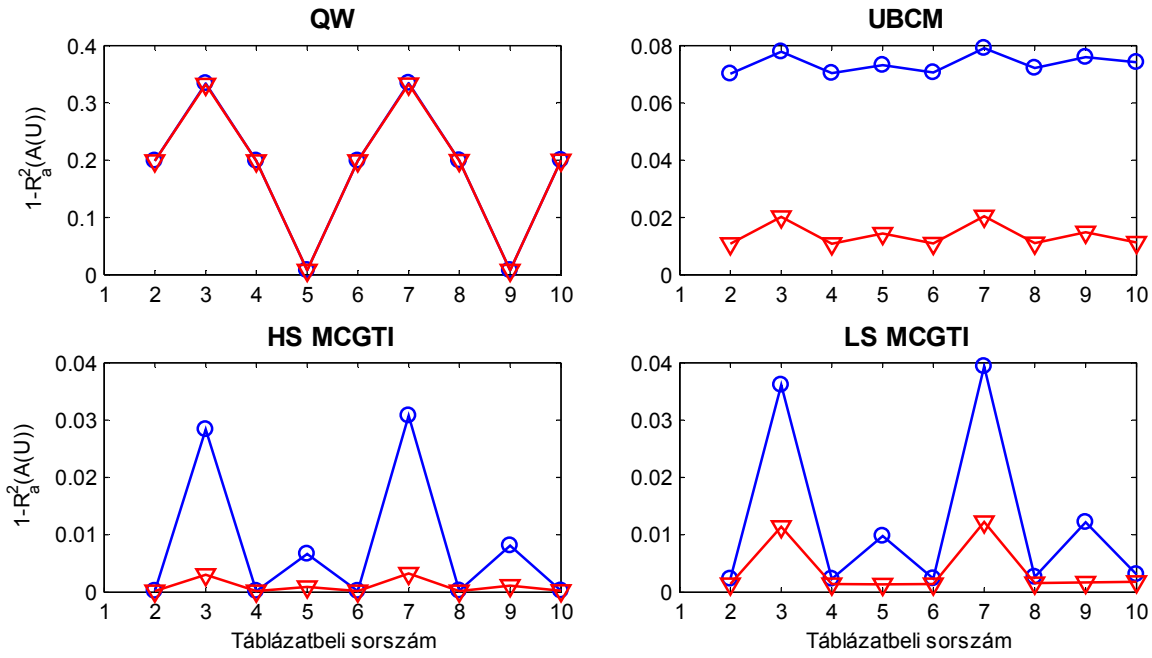
2.3.2. táblázat. Az elemzésnél használt különböző extinkciós tényező kombinációk.



2.3.12. ábra. Az $U(\tau_{gr})$ grafikonokra illesztett origión átmenő (körök), illetve általános (háromszögek) egyenesek illesztésénél kapott $1-R_a^2$ értékek a négyféle tükörszerkezetre, az adott tükörré definiált használható sávra számítva. A vízszintes tengelyen a 2.3.2. táblázat első sorában szereplő sorszámok vannak. A függőleges tengely logaritmikus skálájú.



2.3.13. ábra. Az $A(\tau_{gr})$ grafikonokra illesztett origión átmenő (körök), illetve általános (háromszögek) egyenesek illesztésénél kapott $1-R_a^2$ értékek a négyféle tükörszerkezetre, az adott tükörré definiált használható sávra számítva. A vízszintes tengelyen a 2.3.2. táblázat első sorában szereplő sorszámok vannak.

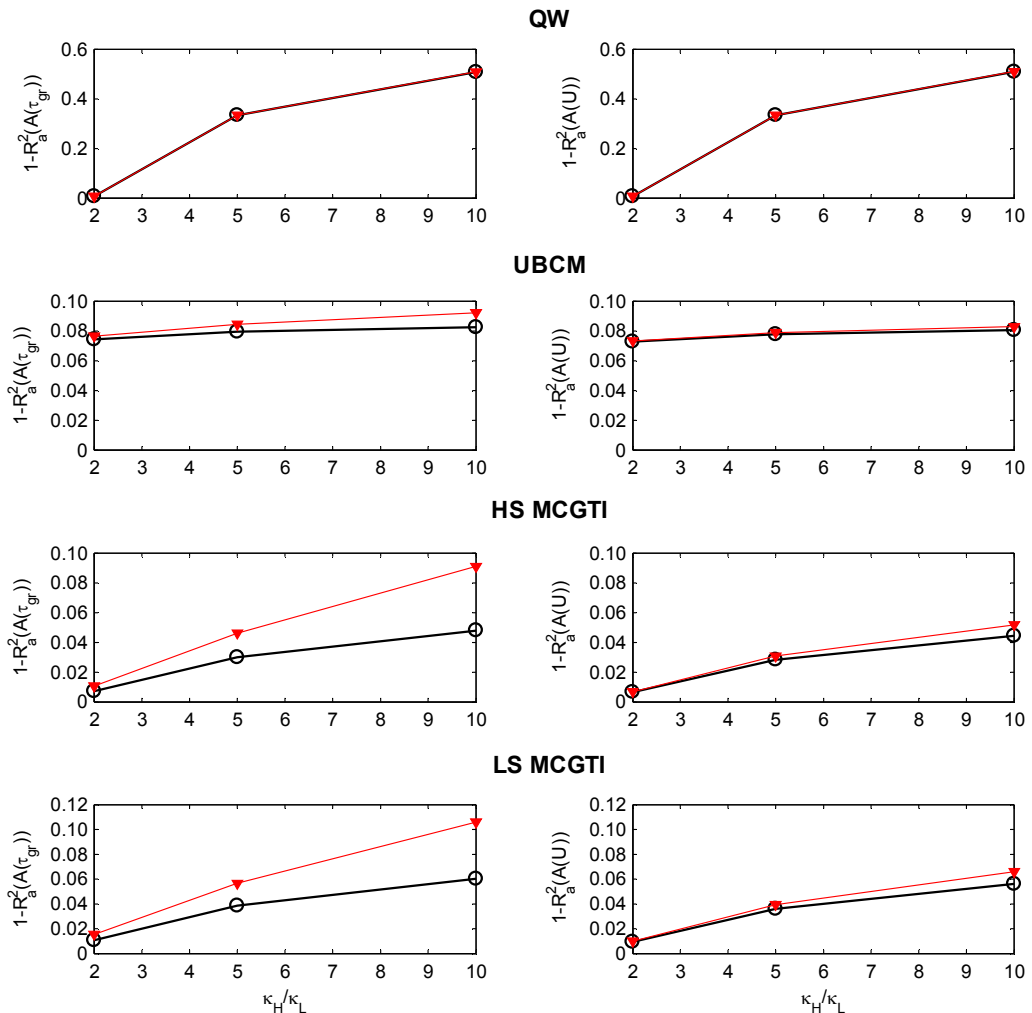


2.3.14. ábra. Az $A(U)$ grafikonokra illesztett origón átmenő (körök), illetve általános (háromszögek) egyenesek illesztésénél kapott $1-R_a^2$ értékek a négyféle tükröszerkezetre, az adott tükrőre definiált használható sávra számítva. A vízszintes tengelyen a 2.3.2. táblázat első sorában szereplő sorszámok vannak.

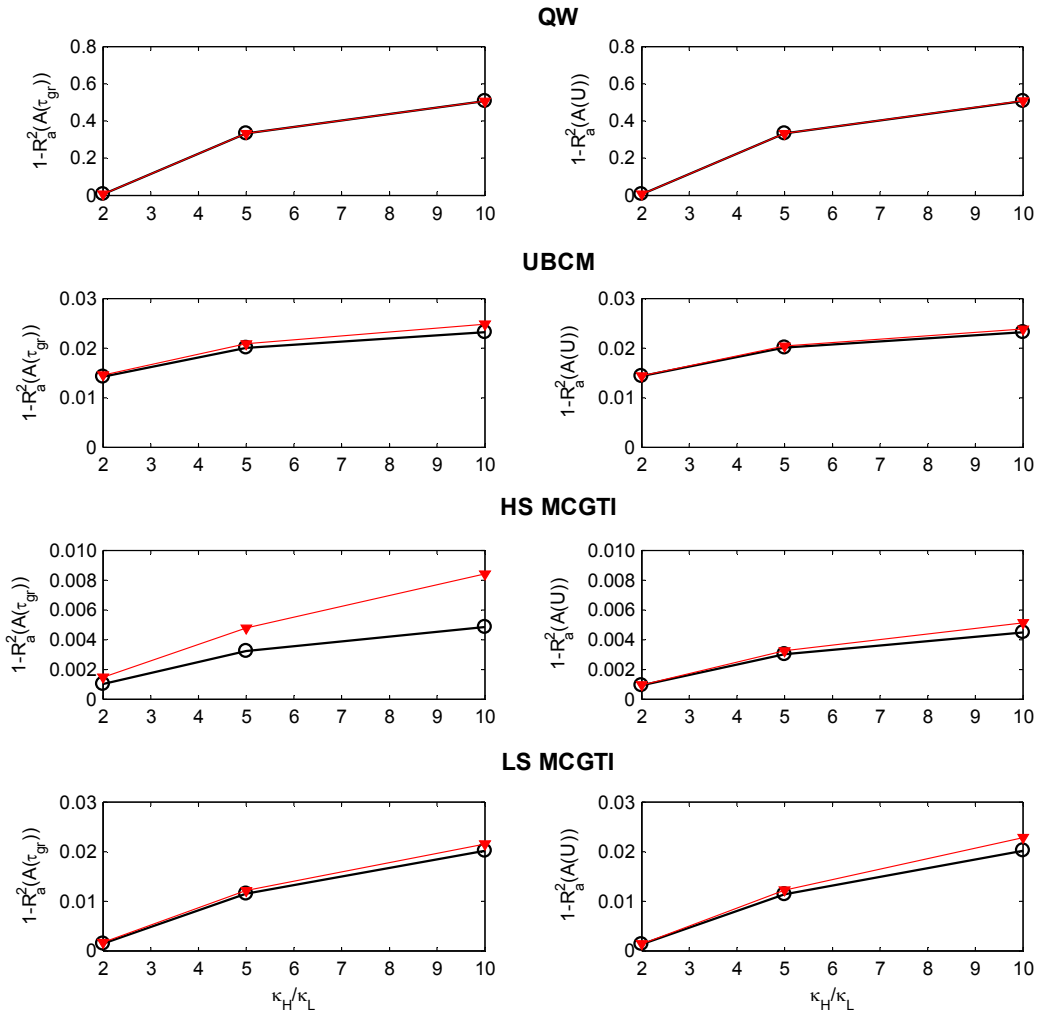
A 2.3.12. ábrát szemlélve látszik, hogy a várakozásnak megfelelően a legtöbb esetben a veszteség növekedésével az U és a τ_{gr} közötti arányosság egyre gyengül, ugyanis az $1-R_a^2$ rohamosan nő. Van azért kivétel, például az UBCM-nél a kis veszteségek tartományában ($\kappa_L, \kappa_H \leq 10^{-4}$ esetén) $1-R_a^2$ csökkenő tendenciát mutat, és csak utána kezd el nőni. Még nagyobb anomáliák figyelhetők meg a QW tükrőnél, például $1-R_a^2$ a $\kappa_L = 5 \cdot 10^{-4}$, $\kappa_H = 10^{-3}$ esetben hirtelen jelentősen lecsökken. Erre eddig nem találtam magyarázatot. Mindenesetre ezek a 2.3.12. ábrán szereplő numerikus eredmények arra engednek következtetni, hogy U és a τ_{gr} valóban nagyon jó közelítéssel arányosak egymással, elsősorban a kis veszteségek ($\kappa_L, \kappa_H \leq 10^{-4}$) esetén (ahol $1-R_a^2 < 10^{-3}$) és még viszonylag nagy veszteségeknél ($\kappa_L, \kappa_H = 10^{-3}$) is elég jól teljesül az arányosság ($1-R_a^2 < 0,03$). Igaz, $\kappa_L, \kappa_H > 10^{-4}$ esetén már előfordul, hogy 1-2 nagyságrenddel kisebb értékeket kapunk az általános egyenes illesztésekor.

A 2.3.13. és a 2.3.14. ábrákon az látható, hogy $U(\tau_{gr})$ kapcsolattól eltérően az $A(\tau_{gr})$ és $A(U)$ összefüggéseknél az arányosság és a linearitás sokkal inkább függ a nagy és kis törésmutatójú rétegek törésmutatójának arányától, mintsem a rétegszerkezet teljes veszteségének nagyságától. A legtöbb esetben $1-R_a^2$ akkor a legkisebb, amikor $\kappa_L = \kappa_H$,

valamivel nagyobb, amikor $\kappa_H/\kappa_L = 2$, és akkor a legnagyobb, amikor $\kappa_H/\kappa_L = 5$. A QW tükör itt is kivétel a szabályosság alól. Az, hogy $A(\tau_{gr})$ és $A(U)$ függvény linearitásának erőssége függ a rétegek abszorpciós tényezőjének ($\alpha = 4\pi\kappa/\lambda$, ahol λ a vákuumbeli hullámhossz) homogenitásától, megfelel a fizikai képnek, hiszen a tükörszerkezetben tárolt teljes energia és az abszorbeált energia akkor arányosak egymással, ha az egyes rétegekben a kettő hányadosa, vagyis az abszorpciós tényező nem változik. Az $(1-R_a^2)$ -nek a κ_H/κ_L aránytól való függését szemlélteti a 2.3.15. ábra az origón átmenő, a 2.3.16. ábra pedig az általános egyenesekre vonatkozóan, egyrészt $\kappa_L = 10^{-5}$ esetére, másrészt $\kappa_L = 10^{-4}$ esetére. Ezeken a grafikonokon látható a különböző nagyságrendű teljes veszteségre kapott értékek jó egyezése, ami még jobban alátámasztja a megállapítást, miszerint itt az arányosság, illetve a korreláció a teljes veszteségtől alig függ, viszont annál inkább a kétféle réteg extinkciós tényezőjének arányától.



2.3.15. ábra. Bal oldali grafikonok: Az $A(\tau_{gr})$ összefüggésre origón átmenő egyenesek illesztésére vonatkozó $1-R_a^2$ értékek, a κ_H/κ_L hányados függvényében, kétféle κ_L esetén. Jobb oldali grafikonok: ugyanez az $A(U)$ összefüggésre vonatkoztatva. Piros színnel a $\kappa_L = 10^{-4}$, feketével a $\kappa_L = 10^{-5}$ esetet ábrázoltam.



2.3.16. ábra. Bal oldali grafikonok: Az $A(\tau_{gr})$ összefüggésre megkötések nélküli egyenes illesztésre vonatkozó $1-R_a^2$ értékek, a κ_H/κ_L hányados függvényében, kétféle κ_L esetén. Jobb oldali grafikonok: ugyanez az $A(U)$ összefüggésre vonatkoztatva. Piros színnel a $\kappa_L = 10^{-4}$, feketével a $\kappa_L = 10^{-5}$ esetet ábrázoltam.

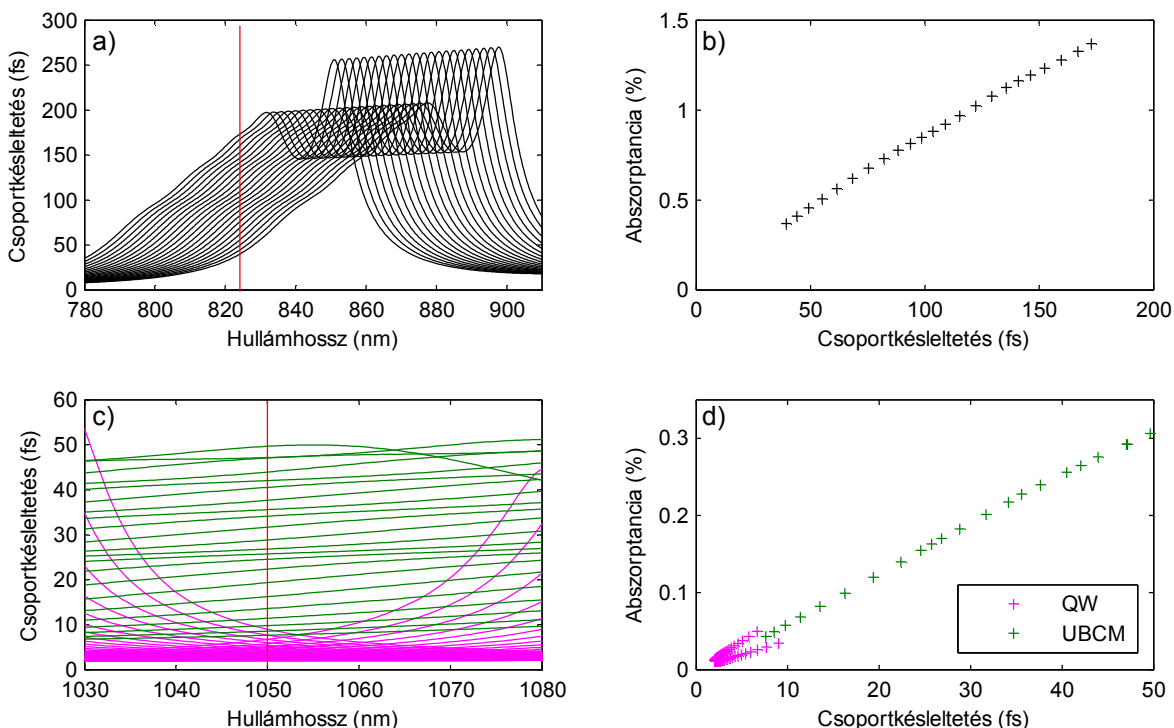
Az összes tükrre érvényes, hogy az $A(\tau_{gr})$ és az $A(U)$ összefüggéseknél a $1-R_a^2$ már gyakran 10^{-2} nagyságrendű az origón átmenő egyenesekre, sőt az UBCM tükrre olykor megközelíti a 10^{-1} nagyságrendet, és az általános lineáris összefüggést mutató $1-R_a^2$ értékek is gyakran 10^{-2} nagyságrendűek. (a QW tükrnél még ennél is nagyobbak, de az minden szempontból rendhagyó esetnek mutatkozik). Ezek az $U(\tau_{gr})$ összefüggésre kapott értékeknél szignifikánsan nagyobbak, ami azzal is összefüggésbe hozható, hogy a veszteségek nem csak az extinkciós tényezőtől, hanem a hullámhossztól is függenek, az abszorpciós tényezőn keresztül. Ez onnan is látható például, hogy a dielektrikum tükrökben egy nagyon vékony, d vastagságú ($d/\lambda \ll 1$) anyagi rétegben (itt most a tényleges szerkezetalkotó rétegnél vékonyabb alréteget kell érteni) az abszorbeált teljesítmény $1/\lambda$ függésű [76]:

$$I_{\text{abszorbeált}} = \frac{2\pi n \kappa d}{\lambda} Y |E|^2 = d \frac{\alpha}{2n} Y |E|^2, \quad (2.3.5)$$

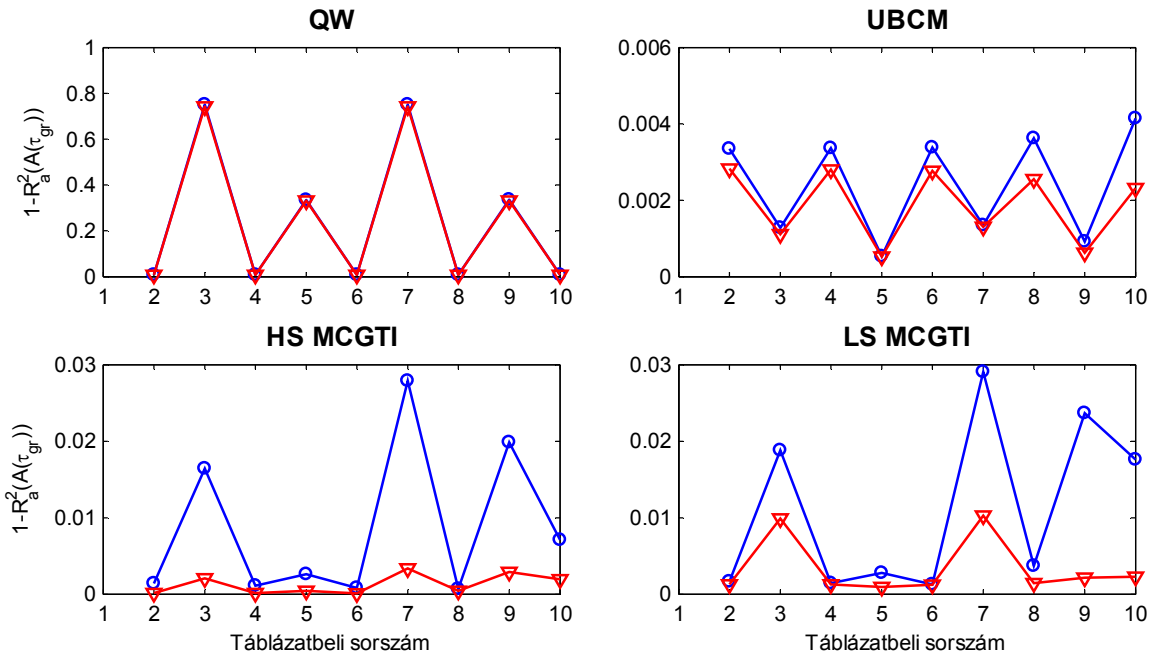
ahol λ a vákuumbeli hullámhossz, Y a vákuum admittanciája, E az elektromos térerősség, α pedig az abszorpció tényezője. Az abszorbeált energia tehát a rövidebb hullámhosszak felé nő, akkor is, ha hullámhossz-független κ -t feltételezünk. A valóságban κ is hullámhosszfüggő, és a vizsgált hullámhossz-tartományban szintén a rövidebb hullámhosszak felé növekszik, hiszen mind a szórás, mind az abszorpció veszteségek a rövidebb hullámhosszakon nagyobbak.

Azért, hogy a hullámhosszfüggő veszteség hatását kiküszöböljem a vizsgálatból, egy adott hullámhosszon hasonlítottam össze eltérő csoportképleteléssel rendelkező, különböző szerkezetű, de azonos anyagú rétegekből álló tükrök abszorptanciáját. Ez az elemzés gyakorlati szempontból is nagyon fontos, hiszen megmutatja, hogyan változik egy adott lézeres alkalmazásban a reflexió veszteség, ha a tükröket kis csoportképletelésűekről nagy csoportképletelésűekre cseréljük, például azért, hogy széles sávú hangolhatóságot tudjunk elérni. Az analízis végrehajtásához nem volt szükség az eddig vizsgálttól alapvetően eltérő új szerkezetek tervezésére, elég volt egyszerűen az eddig tárgyalt (a 2.3.1. táblázatban adott formulákkal definiált) szerkezeteket újraszámolni különböző λ_r referencia-hullámhosszakra, azaz az egyes rétegek fizikai vastagságát arányosan átskálázni. A referencia-hullámhossz változtatásával ugyanis olyan tükröket kapunk, melyeknek minden, a hullámhossz függvényében ábrázolt grafikonja, beleértve a csoportképletelés-görbét is, eltolódik a hullámhossz-tengely mentén. Példaként, a csoportképletelés-függvényeknek egy-egy ilyen, többféle λ_r -re kiszámolt seregét mutatják a 2.3.17.(a) és (c) ábrák (a $\kappa_L = 10^{-5}$, $\kappa_H = 5 \cdot 10^{-5}$ esetben). Ha a görbesereget egy adott hullámhosszon, azaz ábrákon pirossal jelölt függőleges vonal mentén nézzük, csoportképletelések – és hozzájuk tartozó abszorptanciák – sorozatát kapjuk. Természetesen odafigyeltem arra, hogy ezen a hullámhossz mindegyik λ_r -re az adott tükrök nagy reflektanciájú és a megnövekedett transzmissziós csoportképletelést okozó Fabry-Perot típusú rezonanciáktól mentes tartományában legyen. Ezen túlmenően a hullámhosszat úgy választottam ki, hogy minél nagyobb abszorptancia-tartományt lehessen vizsgálni az egyes tükrök esetében (a QW tükrőnél és az UBCM-nél 1050 nm, az MCGTI tükrőknél 825 nm). A 2.3.17.(a) és (c) ábrákból így nyert $A(\tau_{gr})$ adatsorokat tüntettem fel a (b) és (d) ábrákon példaként. Míg az (a)-(b) ábrákon csak azonos jellegű szerkezettel bíró tükrök (a HS MCGTI tükrök) szerepelnek, a (c)-(d) ábrákon együtt fordulnak elő QW tükrökre és UBCM-ekre számolt görbék. Ez utóbbi ábrákon jól látszik, hogy mennyire megnő az abszorptancia, ha egy kis diszperziójú QW tükröt egy ugyanolyan anyagokból előállított, de jóval nagyobb

diszperziójú (és csoportkéseletetésű), másik szerkezetre cserélünk. Az egyenes illesztések jóságának szempontjából a 2.3.17.(b) ábrán láthatóhoz hasonló, azaz egy-egy adott tükörszerkezetből a λ_r változtatásával nyert $A(\tau_{gr})$ adatsorokat vizsgáltam. Az eredmény a 2.3.18. ábrán látható. A QW tükörnél most is anomális, az elvárásoktól eltérő viselkedést vehetünk észre, hiszen a $\kappa_L \neq \kappa_H$ inhomogén esetekben (azaz az x-tengelyen a páratlan sorszámoknál) a 2.3.13. ábrán közöltekhez képest nagyobb $1 - R_a^2$ értékeket kapunk. A többi tükör esetén azonban, a 2.3.18. ábrán látható, azaz adott hullámhosszon különböző szerkezetekre kapott adatsorokra vonatkozó $1 - R_a^2$ mutatók kisebbek, mint a 2.3.13. ábrán szereplő, azaz adott tükör esetén különböző hullámhosszakon felvett $A(\tau_{gr})$ értékpárokból álló adatsorokra vonatkozó, megfelelő értékeik. Az UBCM esetén a csökkenés egy nagyságrendnyi, míg az MCGTI tükörnél alig tapasztalható csökkenés. Ennek az az oka, hogy a változó hullámhosszra történő számoláskor (2.3.13. ábra) az UBCM kb. 300 nm széles használható sávján belül az α abszorpciós tényező a λ függvényében jelentős mértékben megváltozott, és ezáltal torzította az $A(\tau_{gr})$ adatsorok linearitását, míg az MCGTI tükörök viszonylag keskeny, 45 nm széles használható sávján belül α változása és így a torzulás lényegesen kisebb.



2.3.17. ábra. (a) A különböző referencia-hullámhosszakra számolt HS MCGTI szerkezetek csoportkéseletetés-görbéi, (c) ugyanez néhány eltolt referencia-hullámhosszú UBCM és QW tükör esetén. A (b) és (d) grafikonok a bal oldali megfelelő ábrákon adott hullámhosszon (a piros vonal mentén) leolvasható csoportkéseletetés értékekhez tartozó abszorptancia értékeket ábrázolják.



2.3.18. ábra. A különböző λ_r referencia-hullámhosszokra számolt QW, UBCM, HS MCGTI és LS MCGTI szerkezetekből adott hullámhosszon kiértékelt $A(\tau_{gr})$ adatsorokra origón átmenő (körök) és általános (háromszögek) egyenesek illesztéséből kapott $1-R_a^2$ értékek, a 2.3.2. táblázatban szereplő extinkciós tényező kombinációkra. A vízszintes tengelyen a táblázat első oszlopában levő sorszámok szerepelnek.

2.4 A fejezet eredményeinek összefoglalása

A dolgozatomban ebben a részben dielektrikum vékonyréteg-tükrök reflexiós csoportképletetése, abszorptanciája és a reflexió során a rétegszerkezetben felépülő elektromágneses tér által tárolt energia közötti kapcsolatot vizsgáltam meg. Egyszerű elméleti megfontolásokból kiindulva rámutattam arra, hogy ezek között a mennyiségek között kis veszteségek esetére közelítő egyenes arányossági kapcsolat megléte várható, a tükrök nagyreflexiójú sávján belül. Ezt a feltevést különböző szerkezetű tükrökön elvégzett numerikus számítások segítségével ellenőriztem. A vizsgált szerkezetek között voltak olyanok (negyedhullámú tükrök, illetve ultraszélessávú csörpölt tükrök), amelyekben a csoportképletetés az elektromágneses tér behatolási mélységével függ össze, és olyanok is (többüreges Gires-Tournois interferométer tükrök), melyeknél ehhez hozzájárult a bizonyos hullámhosszakon, adott rétegekben megjelenő állóhullámú rezonanciák hatása is. A numerikus eredmények azt mutatják, hogy az eltérő működési mechanizmusok mellett is, mindegyik vizsgált tükrök esetén a csoportképletetés nagyon jó közelítéssel arányos a teljes tükrőtér fogatban tárolt elektromágneses energiával. Ez a tükrök nagyreflexiójú hullámhossz-tartományán belül, és a transzmissziós csoportképletetésben megjelenő rezonanciák hiánya esetén érvényes. Az arányossági kapcsolat a tükrök teljes veszteségének növekedésével párhuzamosan egyre

romlik, de még viszonylag nagy, 10^{-3} nagyságrendű extinkciós tényezőjű rétegek esetén is nagyon jó közelítést ad.

Ugyanezekben a hullámhossztartományokban megvizsgáltam az abszorptancia és a csoportképletetés, valamint az abszorptancia és a tárolt energia kapcsolatát is. Ezek viselkedése elég hasonló, és a diszperziós tükrök esetében itt is elég jó közelítéssel egyenes arányossági összefüggést, illetve még erősebb korrelációt kapunk. A korreláció erőssége itt elsősorban nem a rétegek összesített veszteségétől, hanem a nagy és kis törésmutatójú rétegek abszorpciós tényezőjének az arányától függ. Továbbá a korreláció itt már nem olyan erős, mint a csoportképletetés és a tárolt energia viszonya esetében, ha egy adott tükrökre és változó hullámhosszokra végezzük el a számolást, hullámhossz-független extinkciós tényezők feltételezésével. Ha viszont egy adott hullámhosszon nézzük különböző csoportképletetésű tükrökre ezeket az összefüggéseket, akkor az abszorptancia és csoportképletetés között így már nagyon jó korrelációt találunk. Az eltérést az adott tükröszerkezetre, de különböző hullámhosszakon végzett vizsgálatból kapott korrelációhoz képest az okozza, hogy a veszteség, az abszorpciós tényezők keresztül, még hullámhossz-független extinkciós tényezők esetén is függ a hullámhossztól.

Mindezek mellett, a többüreges Gires-Tournois (MCGTI) tükrök vizsgálatából az is kiderült, hogy a közel azonos csoportképletetés-függvénnyel rendelkező ilyen szerkezetek közül, az előzetes elvárásokkal ellentétben, nem feltétlenül kisebb annak a szerkezetnek a reflexiós vesztesége, ahol a rezonáns („spacer”) rétegek kisebb extinkciós tényezőjű anyagból készülnek.

Legfontosabb gyakorlati jelentősége ezek közül az eredmények közül az abszorptancia és a csoportképletetés közötti összefüggésnek van. Az egyik következtetés például, hogy ha egy széles sávban hangolható lézeres vagy optikai parametrikus erősítésen alapuló fényforráshoz tervezünk tükröket, és a szélessávú hangolási tartomány biztosítása érdekében kénytelenek vagyunk nagy csoportképletetéssel bíró csörpölt szerkezeteket használni, még akkor is a növekvő hullámhosszak felé növekvő csoportképletetés-függvényt célszerű létrehozni, ha a tükröt egyébként nem akarjuk diszperzió-kompenzálásra is használni. Ellenkező esetben ugyanis a tükrő lineáris abszorpciós veszteségének jelentős megnövekedése várható a rövid hullámhosszakon, hiszen az anyagi veszteségek a csökkenő hullámhosszak irányába nőnek. Az is látszik, hogy ha azonos anyagi összetételű, de különböző csoportképletetéssel rendelkező tükrök között kell választani, a nagyobb csoportképletetésű esetében számíthatunk nagyobb veszteségre. Az 50 ps-nál hosszabb impulzusú lézerek, OPO-k, OPA-k esetében, ahol elsősorban a termikus effektusok felelősek a dielektrikum-tükrök roncsolódásáért, az

azonos anyagi minőségű tükrök közül várhatóan nagyobb a csoportkésltetésűnek lesz kisebb a roncsolási küszöbe, valamint azokon a hullámhosszakon a legvalószínűbb a roncsolódás bekövetkezése, ahol a legnagyobb a csoportkésltetés.

F. FÜGGELÉK

F.1 Diszperzió

A diszperzió definíciója: a fáziskésés függése az optikai frekvenciától vagy a terjedési módustól [104]. Az utóbbi eset hullámvezetőkben fordul elő, amivel dolgozatomban nem foglalkoztam, így itt most csak az első esetre koncentrálok. A [104] referenciában szereplő definícióban eredetileg a fázissebesség frekvenciafüggése szerepel, de általánosabb, ha fáziskésésről beszélünk, hiszen például a vékonyréteg-tükrök diszperziójáról is szoktunk beszélni, ahol nem a fázissebesség frekvenciafüggéséről van szó.

Komplex írásmódban egy hullámcsomag (impulzus) térerősségét a frekvencia-tartományban amplitúdóval és fázissal jellemezhetjük, melyek az ω körfrekvencia függvényei:

$$E(\omega) = A(\omega) \exp(i\varphi(\omega)) \quad (\text{F.1.1})$$

Hasonlóképpen írható fel egy optikai elem vagy rendszer komplex átviteli függvénye is. Egy lineáris rendszernek az impulzusra kifejtett hatását matematikailag a komplex térerősségnek az átviteli függvénnyel történő szorzása adja meg. Ha az átviteli függvény φ_H fázisa Taylor-sorba fejthető, akkor a sorfejtés a következő alakú [17]:

$$\begin{aligned} \varphi_H(\omega) = & \varphi_0 + GD \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \cdot GDD \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \\ & + \frac{1}{6} \cdot TOD \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{24} \cdot FOD \cdot (\omega - \omega_0)^4 + \dots, \end{aligned} \quad (\text{F.1.2})$$

a különböző rendű tagok neve *csoportkésleltetés* (Group Delay, GD), *másodrendű*, vagy más néven *csoportkésleltetés-diszperzió* (Group Delay Dispersion, GDD), *harmadrendű diszperzió* (Third Order Dispersion, TOD), *negyedrendű diszperzió* (Fourth Order Dispersion, FOD), stb. Ezek tehát a fázis körfrekvencia szerinti első, második, harmadik, negyedik, stb. deriváltjai. Önmagában a *diszperzió* kifejezés alatt általában a másodrendű diszperziót szokás érteni.

A fejezet elején definiált diszperzió a spektrális fázison keresztül a hullámcsomagok időbeli intenzitás-függvényének abszolút értékét, elsősorban az impulzus időtartamát befolyásolja. Egy adott spektrális intenzitás függvénnyel rendelkező impulzus $\Delta\tau$ időtartamának elméleti alsó korlátját a $\Delta\tau \cdot \Delta\nu \geq C$ Fourier-transzformációs határozatlansági reláció jelenti, ahol $\Delta\nu$ a spektrális intenzitás-függvény (röviden spektrum) szélessége, és C ennek a függvénynek az alakjától függő konstans [16]. Adott spektrummal rendelkező

impulzusok közül a legrövidebbnek az időtartama tehát $\Delta\tau = C/\Delta\nu$. Ez az úgynevezett transzformációlimitált impulzus akkor jön létre, ha a fázis konstans vagy a frekvenciának legfeljebb lineáris függvénye. Ilyenkor az időtartományban a vivőfrekvencia (vagy más néven pillanatnyi frekvencia) időben állandó az impulzus burkolójához rögzített koordináta-rendszerben mért retardált időtengely mentén. Ellenkező esetben hosszabb impulzust kapunk, sőt teljesen véletlenszerűen változó fázisfüggvény esetén egy zajszerű jelalakot. Érdemes megjegyezni, hogy a vivőfrekvencia megegyezik a spektrum közepes frekvenciájával.

Ha a fázisfüggvény nem ilyen, hanem a frekvenciának sima, Taylor-sorba fejthető nemlineáris függvénye, akkor *csörpölt* impulzusról beszélünk [16]. A csörpölt impulzusok közös jellemzője, hogy a transzformációlimitnél hosszabbak, és vivőfrekvenciájuk a spektrum közepes frekvenciája körül változik a retardált időtengely mentén. Ha spektrális fázisfüggvény egy másodrendű polinom, akkor ez a változás lineáris, amit lineáris csörpnek nevezünk. A GDD tehát lineáris csörpöt eredményez. Pozitív csörpről beszélünk, ha a vivőfrekvencia a retardált idő monoton növekvő, negatív csörpről, ha monoton csökkenő függvénye. A lineárisan csörpölt impulzusok a transzformációlimitált impulzussal megegyező alakúak, annak időben megnyújtott változatai, melyek csúcshintenzitása, az egyező impulzusenergia miatt, a transzformációlimitált hullámcsomagénál kisebb.

Annál nagyobb az impulzus megnyúlása a transzformációlimithez képest, minél nagyobb a GDD és az impulzus sáv szélessége. Fontos megjegyezni, hogy egy adott előjelű csörppel rendelkező impulzus időalakját egy azonos előjelű GDD-vel bíró optikai elem megnyújtja, ellentétes előjelű GDD-jű pedig megrövidíti, összenyomja. Ez utóbbi esetben beszélünk *diszperzió-kompenzálásról*, más szóval *impulzuskompresszióról*.

A másodrendnél magasabb rendű fázisfüggvénnyel rendelkező impulzusok nemlineárisan csörpöltek, és ezeknek az időalakja már eltérhet a transzformációlimitált impulzus alakjától. Az impulzusalak diszperzív torzulása tehát az optikai elemek TOD-jának és annál magasabb rendű diszperzióinak köszönhető, és elsősorban akkor figyelhető meg, ha a GDD közel van a nullához. Beszélhetünk a TOD, FOD stb., kompenzálásáról is.

A diszperzió jelenségének leggyakoribb oka az optikai közegek *anyag*i vagy más néven *kromatikus diszperziója*, ami a fázissebesség frekvenciafüggését jelenti, és a törésmutató hullámhosszfüggésének köszönhető. Pozitív (más néven normális) diszperzió esetén a kisebb frekvenciájú, azaz a hosszabb hullámhosszú komponensek terjednek nagyobb sebességgel, negatív (más néven anomális) diszperzió esetén pedig fordítva. A terjedő impulzus csörpjének létrejöttét tehát szemléletesen úgy írhatjuk le, hogy pozitív diszperziónál a kisebb frekvenciájú

komponensek megelőzik a nagyobb frekvenciájúakat az impulzuson belül, negatív diszperzióval fordítva. Az impulzus burkolója közben a v_g csoportsebességgel terjed, amit a következő egyenlet ad meg [17]:

$$v_g = \left(\frac{dk}{d\omega} \right)^{-1} \Big|_{\omega_0} = \left(\frac{d}{d\omega} \left(\frac{\omega}{c} n(\omega) \right) \right)^{-1} \Big|_{\omega_0} \quad (\text{F.1.3})$$

A vákuumbeli fénysebesség és a csoportsebesség hányadosát nevezzük *csoport-törésmutatónak* [104].

Az optikai frekvenciákon az anyagok kromatikus diszperziója általában pozitív, ezért van szükség a diszperzió-kompenzáláshoz negatív diszperziójú optikai elemekre. Ezek lehetnek például prizmapárok, rácsparók, diszperziós tükrök, negatív diszperzióval rendelkező optikai szálak. A prizmapárok és rácsparók negatív diszperzióját az úgynevezett *szögdiszperzió* okozza, ami egy fénynyalábon belül a különböző frekvenciakomponensek különböző szög alatti terjedését jelenti, és végeredményben szintén frekvenciafüggő fáziskéséshez vezet [16]. Ez a jelenség prizmák esetében a törési szögnek az anyagi diszperzióból származó frekvenciafüggésére, rácsok esetében pedig a diffrakció szögének frekvenciafüggésére vezethető vissza. Diszperziós tükröknél az interferencia játszik szerepet a negatív diszperzió kialakításában, a hullámhosszfüggő behatolási mélységen és állóhullámú rezonanciák kialakításán, általánosságban a tárolt energia frekvenciafüggésén keresztül. Optikai szálakban, melyeknek anyagi diszperziója egyébként szintén pozitív, a *hullámvezető-diszperzió* felelős a diszperzió-kompenzálásért [105].

F.2 Önfázis-moduláció

Az *önfázis-moduláció* (angolul Self-Phase Modulation, SPM) egy fényimpulzus fázisának olyan nemlineáris modulációját jelenti, amit az intenzitásfüggő törésmutatón keresztül maga az impulzuson belüli pillanatnyi intenzitás változása okoz. Az impulzus tehát saját magára, a saját fázisára hat vissza [105].

A törésmutató intenzitásfüggését legtöbbször az optikai *Kerr-effektus* okozza, ami egy harmadrendű nemlineáris optikai jelenség, azaz a közegek nemlineáris polarizációjának elektromos tér szerinti sorfejtésében szereplő harmadrendű tag jelenléte miatt lép fel. Ebből a törésmutató következő alakú intenzitásfüggése következik [17,105]:

$$n(I) = n_0 + n_2 I, \quad (\text{F.2.1})$$

ahol I a pillanatnyi intenzitás, n_0 a lineáris optikai törésmutató, n_2 pedig a nemlineáris törésmutató-együttható. Egyébként ugyanez a jelenség okozza a nyalábok önfokuszálását is. Ez egy nagyon gyors válaszidejű effektus, a törésmutató-változás gyakorlatilag azonnal követi az intenzitás változását. Mivel n_2 nagyon kicsi, ezért a Kerr-effektus csak nagy intenzitás esetén jelentős.

Az önfázis-moduláció a hullámcsomag spektrumát módosítja. A jelenséget legkönnyebben az időtartománybeli leírást használva érthetjük meg. Komplex írásmódban, lassan változó amplitúdójú közelítésben, az impulzus idő- és helyfüggő térerőssége a következő:

$$E(t, z) = A(t, z) \exp(i\varphi(t, z)) \quad (\text{F.2.2})$$

A fázis $\varphi(t, z) = \omega_0 t - kz$ alakú, ahol a $k = n\omega_0/c$ hullámszám a törésmutató függvénye. Ha a törésmutató intenzitásfüggését figyelembe vesszük, akkor a fázis is intenzitásfüggő lesz:

$$\varphi(t, z) = \omega_0 t - (n_0 + n_2 I)\omega_0/c \quad (\text{F.2.3})$$

Ez a pillanatnyi frekvencia modulációját okozza, mivel a pillanatnyi frekvencia a fázisfüggvény időderiváltja:

$$\omega = \omega_0 - \frac{\omega_0 n_2 z}{c} \cdot \frac{\partial I(t, z)}{\partial t} \quad (\text{F.2.4})$$

A pillanatnyi frekvencia változása tehát az intenzitás időderiváltjával arányos. Az n_2 együttható általában pozitív, így ebből az következik, hogy az impulzus felfutó élénél a pillanatnyi frekvencia nő, a lefutó élénél pedig csökken az önfázis-moduláció hatására. Egy kezdetben transzformációlimitált vagy pozitívan csörpölt impulzust az önfázis-moduláció még csörpöltebbé tesz, és spektrumát kiszélesíti, egy kezdetben negatívan csörpölt impulzus spektrumát viszont beszűkíti.

Fontos megemlíteni azt az esetet, amikor egy negatív diszperziójú közegben terjedő impulzusra hat az önfázis-moduláció. Ilyen például az anomális diszperziójú optikai szálakban történő fényterjedés esete. Ilyenkor az önfázis-moduláció okozta csörpöt kompenzálhatja a negatív diszperzió, és egy úgynevezett *szoliton* impulzus jöhet létre [16,105]. Az alap-szoliton egy sech^2 alakú, transzformációlimitált impulzus, melynek spektruma és időalakja nem változik a terjedés során. Bizonyos kezdeti feltételek mellett

úgynevezett magasabb rendű szolitonok is létrejöhetnek, melyek időalakja periodikusan változik a terjedés során [16,105]. Az eredő negatív rezonátor-diszperzióval rendelkező femtoszekundumos lézerekben is a szolitonterjedéshez hasonló folyamat játszódik le, ha sem a diszperzió, sem az önfázis-moduláció nem túl erős, és a telítődő abszorpció hatása még ezeknél is gyengébb (lásd az 1.2.2.4 fejezetet). Ezért a módusszinkronizált impulzusformálódásnak ezt a módját *szoliton-móduscsatolásnak* is nevezik. Itt az önfázis-moduláció és a diszperzió általában nem egyszerre, hanem a rezonátoron belül más-más helyen lépnek fel, ezért az impulzusalak nem állandó, ezért az így terjedő impulzusok nem igazi, hanem csak *kvázi-szolitonok* [104].

F.3 Másodrendű autokorreláció-függvény mérése

A femtoszekundumos impulzusok időtartamának meghatározásához használható legegyszerűbb mérési módszer a másodrendű autokorreláció-függvény mérése, feltéve, hogy a mérendő impulzus időtartamánál rövidebb, ismert referencia-impulzus nem áll rendelkezésre. A másodrendű autokorreláció-függvény rögzítésére leggyakrabban alkalmazott mérési elrendezés (röviden: autokorrelátor) egy 50%-os nyalábosztót tartalmazó Michelson-interferométer, melynek kimentí nyalábját egy másodharmonikus-keltő kristályra fókuszálják, és a másodharmonikus fényjelet (az alapharmonikus kiszűrését követően) egy detektorral, például egy fotoelektron- sokszorozóval (PMT) detektálják. Az interferométerbe belépő impulzus a nyalábosztón két, az eredeti impulzussal megegyező, de fele akkora energiájú impulzusra hasad, melyek az interferométer kimenetén időben újra átfedhetnek. Az autokorreláció-függvényt úgy kapjuk, hogy változtatjuk a két részimpulzus relatív késleltetését: a késleltetés függvényében ábrázolt másodharmonikus-jel a tulajdonképpeni másodrendű autokorreláció-függvény [16]. A késleltetést az egyik kar hosszának precíz változtatásával lehet szabályozni, a kar végtükrének piezoelektromos mozgatása által.

Az autokorreláció-függvény mindig szimmetrikus a nulla késleltetésre nézve. Érdeemes megjegyezni, hogy másodharmonikus keltés nélkül, csupán az elektromos tér autokorrelációjának mérésével csak a spektrális intenzitásra vonatkozó információt kapnánk, amiből a spektrális fázis ismerete nélkül nem határozható meg az impulzus időtartama.

Ha a két részimpulzus egy kollineáris nyalábban érkezik a másodharmonikus-keltő kristályra, akkor úgynevezett *interferometrikus autokorreláció-függvényt* mérünk. Ekkor a másodharmonikus jel intenzitása a τ késleltetés függvényében a következő alakú [16]:

$$I_{AC}(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ [E(t) + E(t - \tau)]^2 \right\} dt, \quad (\text{F.3.1})$$

ahol E az impulzus valós térerőssége. Az kapcsos zárójelen belül a másodharmonikus jel térerőssége van, ami ugyebár az alapharmonikus térerősségének négyzetével arányos. Az idő szerinti kiintegrálás a detektor-rendszernek az impulzus időtartamánál sokkal hosszabb válaszidejéből adódik. Az másodrendű interferometrikus autokorreláció-függvény egy zérus, egy ω_l és egy $2\omega_l$ köré centrált frekvenciakomponensből áll [16]. A zérus frekvenciájú komponens, $A(\tau)$, egy konstans háttér és az intenzitás-autokorreláció függvény, $A_c(\tau)$ összege: $A(\tau) = A_0 + A_c(\tau)$. Az intenzitás-autokorreláció függvényt a következő képlet adja meg [16]:

$$A_c(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau)dt, \quad (\text{F.3.2})$$

ahol $I(t)$ az alapharmonikus intenzitása. Az $A(\tau)$ függvényt ezért *háttérrel rendelkező intenzitás-autokorreláció függvénynek* nevezik. Ez az interferometrikus autokorreláció-függvényből úgy kapható meg, hogy aluláteresztő szűrővel kiszűrjük az ω_l és a $2\omega_l$ frekvenciájú tagokat. Elméletileg az autokorreláció-függvény nulla késleltetésnél felvett maximuma interferometrikus autokorreláció esetén az $A_0(\tau)$ alapszint 8-szorosa, háttérrel rendelkező intenzitás-autokorreláció esetén pedig a 3-szorosa (ezt az arányszámot szokták az autokorreláció-függvény kontrasztjának nevezni) [16]. A *háttérmentes intenzitás-autokorreláció függvény*, $A_c(\tau)$ közvetlenül megkapható úgy is, hogy az interferométer két karjából érkező két nyalábot nem kollinearisan fókuszáljuk a másodharmonikus-keltő kristályra [16].

A másodrendű autokorreláció-mérés hátránya más, kifinomultabb mérési eljárásokkal szemben, hogy nem lehet vele pontosan meghatározni az impulzus időalakját és fázisát, mert többféle különböző impulzusalakhoz is tartozhat nagyon hasonló autokorreláció-függvény [16]. Közel lineárisan csörpölt, nem túl összetett impulzusalakok esetén azonban viszonylag megbízhatóan meghatározható vele az impulzus időtartama és csörpjének nagysága is. Csörpölt impulzusok esetén az interferometrikus autokorreláció-függvény egy olyan "vállal" rendelkezik, melyben nincs meg az oszcilláció, az csak a nulla késleltetéshez közel jelentkezik. Transzformációlimitált impulzusnál nincs ilyen váll, az oszcilláció rögtön az alapszintből indul [16]. A váll magasságából következtetni lehet a csörp nagyságára. Pontosabb eredményt kaphatunk iteratív illesztési eljárások alkalmazásával, melyek a

spektrum ismeretében a fázist iterálva végzik el a számolt interferometrikus autokorreláció-függvénynek a mért adatsorra történő illesztését. Az intenzitás-autokorreláció függvényből a csörp nem, csak az impulzushossz határozható meg. Erre vonatkoznak analitikus formulák is, melyek egyszerű impulzusalakokra megadják az autokorreláció-függvény félértékszélességének (τ_{AC}) és az időalak félértékszélességének (τ_p) arányát. Gauss-impulzusra például $\tau_{AC}/\tau_p = 1.414$, sech^2 impulzusra pedig $\tau_{AC}/\tau_p = 1.543$ [16].

IRODALOMJEGYZÉK

- [1] Peter Török, Fu-Jen Kao (szerkesztők), *Optical Imaging and Microscopy, Techniques and Advanced Systems*, 2. kiadás (Springer, Berlin, 2007), 9. és 10. fejezet.
- [2] B. R. Masters, P. T. C. So, C. Buehler, N. Barry, J. D. Sutin, W. W. Mantulin, E. Gratton, "Mitigating thermal mechanical damage potential during two-photon dermal imaging," *J. Biomed. Opt.* **9**, 1265-1270 (2004).
- [3] H. G. Breunig, H. Studier, K. König, "Multiphoton excitation characteristics of cellular fluorophores of human skin *in vivo*," *Opt. Exp.* **18**, 7857-7871 (2010).
- [4] S. Lévêque-Fort, D. N. Papadopoulos, S. Forget, F. Balembois, P. Georges, "Fluorescence lifetime imaging with a low-repetition-rate passively mode-locked diode-pumped Nd:YVO₄ oscillator," *Opt. Lett.* **30**, 168-170 (2005).
- [5] A. Major, V. Barzda, P. A. E. Piunno, S. Musikhin, U. J. Krull, "An extended cavity diode-pumped femtosecond Yb:KGW laser for applications in optical DNA sensor technology based on fluorescence lifetime measurements," *Opt. Express* **14**, 5285-5294 (2006).
- [6] P. Blandin, F. Druon, M. Hanna, S. Lévêque-Fort, C. Lesvigne, V. Couderc, P. Leproux, A. Tonello, P. Georges, "Picosecond polarized supercontinuum generation controlled by intermodal four-wave mixing for fluorescence lifetime imaging microscopy," *Opt. Express* **16**, 18844-18849 (2008).
- [7] A. M. Kowalewicz, Jr., T. R. Schibli, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, "Ultralow-threshold Kerr-lens mode-locked Ti:Al₂O₃ laser," *Opt. Lett.* **27**, 2037-2039 (2002).
- [8] Maák Pál, Veress Máté, Szipőcs Róbert, Antal Péter, Dombi Péter, Rác P. Péter, Kurdi Gábor, Richter Péter, "Akusztóoptikai eszközök alkalmazásai femtoszekundumos lézérimpulzusok kezelésére," *Fizikus Vándorgyűlés 2010*, Kivonatok Gyűjteménye, 46. oldal (2010).
- [9] R. Szipőcs, P. G. Antal, A. Szigligeti, A. Kolonics, "Tunable, Low Repetition Rate, Femtosecond Pulse Ti:Sapphire Laser for In Vivo Imaging by Nonlinear Microscopy," *Novel Techniques in Microscopy*, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper JTUA12.
- [10] P.G. Antal, R. Szipőcs, "Tunable, low-repetition-rate, cost-efficient femtosecond Ti:sapphire laser for nonlinear microscopy," *Appl. Phys B*, DOI 10.1007/s00340-011-4830-7, *online megjelent* 2011. Nov. 25.

- [11] W. Denk, J. H. Strickler, W. W. Webb, "Two-photon laser scanning fluorescence microscopy," *Science (New Series)* **248**, 73-76 (1990).
- [12] F. Fischer, B. Volkmer, S. Puschmann, R. Greinert, W. Breitbart, J. Kiefer, R. Wepf, "Skin imaged by femtosecond laser irradiation: a risk assessment for in vivo applications," *Proc. SPIE* **6191**, 619105-1 - 619105-8 (2006).
- [13] R. Szipőcs, A. Kőházi-Kis, "Theory and design of chirped dielectric laser mirrors," *Appl. Phys. B* **65**, 115-135 (1997).
- [14] A. Stingl, M. Lenzner, Ch. Spielmann, F. Krausz, R. Szipőcs, "Sub-10-fs mirror-dispersion-controlled Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.* **20**, 602-604 (1995).
- [15] Lin Xu, Ch. Spielmann, F. Krausz, R. Szipőcs, "Ultrabroadband ring oscillator for sub-10-fs pulse generation," *Opt. Lett* **21**, 1259-1261 (1996).
- [16] Jean-Claude Diels, Wolfgang Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, 2. kiadás (Academic Press, San Diego, 2006).
- [17] Orazio Svelto, *Principles of Lasers*, 5. kiadás (Springer, New York, 2010).
- [18] Walter Koechner, *Solid-state Laser Engineering*, 6. kiadás (Springer, New York, 2006).
- [19] F. Krausz, M. E. Fermann, T. Brabec, P. F. Curley, M. Hofer, M. H. Ober, C. Spielmann, E. Wintner, A. J. Schmidt, "Femtosecond solid-state lasers," *IEEE. J. Quant. Electron.* **28**, 2097-2122 (1992).
- [20] G. W. Pearson, C. Radzewicz¹, J. S. Krasinski, "Analysis of self-focusing mode-locked lasers with additional highly nonlinear self-focusing elements," *Opt. Commun.* **94**, 221-226 (1992).
- [21] C.C. Cutler, "Why does linear phase shift cause mode locking?," *IEEE J. Quant. Electron.* **28**, 282-288 (1992).
- [22] Q. Wu, J. Y. Zhou, X. G. Huang, Z. X. Li, and Q. X. Li, "Mode locking with linear and nonlinear phase shifts," *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 2080-2084 (1993).
- [23] D. E. Spence, J. M. Evans, W. E. Sleat, and W. Sibbett, "Regeneratively initiated self-mode-locked Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.* **16**, 1762-1764 (1991).
- [24] J. D. Kafka, M. L. Watts, J.-W. J. Pieterse, "Picosecond and femtosecond pulse generation in a regeneratively mode-locked Ti : sapphire Laser," *IEEE J. Quant. Electron.* **28**, 2151-2162 (1992).
- [25] Ch. Spielmann, P. F. Curley, T. Brabec, F. Krausz, "Ultrabroadband femtosecond lasers," *IEEE J. Quant. Electron.* **30**, 1100-1114 (1994).

- [26] Ching-yue Wang, Weili Zhang, K. F. Lee, K. M. Yoo, "Pulse splitting in a self-mode-locked Ti:sapphire laser," *Opt. Commun.* **137**, 89-92 (1997).
- [27] M. Lai, J. Nicholson, W. Rudolph, "Multiple pulse operation of a femtosecond Ti:sapphire laser," *Opt. Commun.* **142**, 45-49 (1997).
- [28] H. Kitano, S. Kinoshita, "Stable multipulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser," *Opt. Commun.* **157**, 128-134 (1998).
- [29] T. Brabec, S. M. J. Kelly, "Third-order dispersion as a limiting factor to mode locking in femtosecond solitary lasers," *Opt. Lett.* **18**, 2002-2004 (1993).
- [30] T. Brabec, C. Spielmann, F. Krausz, "Limits of pulse shortening in solitary lasers," *Opt. Lett.* **17**, 748-750 (1992).
- [31] R. L. Fork, O. E. Martinez, J. P. Gordon, "Negative dispersion using pairs of prisms," *Opt. Lett.* **9**, 150-152 (1984).
- [32] http://www.cvimellesgriot.com/products/Documents/Catalog/Dispersion_Equations.pdf
- [33] R. Szipőcs, K. Ferencz, C. Spielmann, F. Krausz, "Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers," *Opt. Lett.* **19**, 201-203 (1994).
- [34] E. J. Mayer, J. Möbius, A. Euteneuer, W. W. Rühle, R. Szipőcs, "Ultrabroadband chirped mirrors for femtosecond lasers," *Opt. Lett.* **22**, 528-530 (1997).
- [35] R. Szipőcs, A. Kőházi-Kis, S. Lakó, P. Apai, A. P. Kovács, G. DeBell, L. Mott, A. W. Louderback, A. V. Tikhonravov, M. K. Trubetskov, "Negative dispersion mirrors for dispersion control in femtosecond lasers: chirped dielectric mirrors and multi-cavity Gires-Tournois interferometers," *Appl. Phys. B* **70**, S51-S57 (2000).
- [36] R. Szipőcs, "Dispersive Properties of Dielectric Laser Mirrors and their Use in Femtosecond Pulse Lasers," *Dissertation for PhD degree*, SZTE TTK Szeged, Hungary, Department for Optics and Quantumelectronics (2000).
- [37] J. Heppner, J. Kuhl, "Intracavity chirp compensation in a colliding pulse mode-locked laser using thin-film interferometers," *Appl. Phys. Lett.* **47**, 453-455 (1985).
- [38] I. T. Sorokina, E. Sorokin, E. Wintner, A. Cassanho, H. P. Jenssen, R. Szipőcs, "Prismless passively mode-locked femtosecond Cr:LiSGaF laser," *Opt. Lett.* **21**, 1165-1167 (1996).
- [39] I. T. Sorokina, E. Sorokin, E. Wintner, A. Cassanho, H. P. Jenssen, R. Szipőcs, "Sub-20 fs pulse generation from the mirror dispersion controlled Cr:LiSGaF and Cr:LiSAF lasers," *Appl. Phys. B* **65**, 245-253 (1997).
- [40] B. Császár, A. Kőházi-Kis, F. Szipőcs, R. Szipőcs, "Low reflection loss ion-beam sputtered negative dispersion mirrors with MCGTI structure for low pump threshold,

compact femtosecond pulse lasers," in *Advanced Solid-State Photonics (TOPS)*, C. Denman and I. Sorokina, eds., Vol. **98** of OSA Trends in Optics and Photonics (Optical Society of America, 2005), paper 674.

- [41] B. Császár, A. Kőházi-Kis, R. Szipőcs, "Low Reflection Loss Ion-Beam Sputtered Negative Dispersion Mirrors with MCGTI Structure for Low Pump Threshold, Compact Femtosecond Pulse Lasers," in *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science and Photonic Applications Systems Technologies*, Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2005), paper JWB15.
- [42] V. Pervak, C. Teisset, A. Sugita, S. Naumov, F. Krausz, A. Apolonski, "High-dispersive mirrors for femtosecond lasers," *Opt. Express* **16**, 10220-10233 (2008).
- [43] P. Dombi, P. Rácz, M. Lenner, V. Pervak, F. Krausz, "Dispersion management in femtosecond laser oscillators with highly dispersive mirrors," *Opt. Express* **17**, 20598-20604 (2009).
- [44] H. Eilers, U. Hömmerich, W. M. Yen, "Temperature-dependent beam-deflection spectroscopy of Ti^{3+} -doped sapphire," *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 584-586 (1993).
- [45] Kőházi-Kis Ambrus, "Gauss-fénynyalábok Alkalmazása Femtoszekundumos Lézerek Tervezésében és Keresztpolarizációs Jelenségek Vizsgálatában," *PhD-értékezés*, Kecskeméti Főiskola, GAMF Kar, Kalmár Sándor Informatikai Intézet, Matematika és Fizika Tanszék (2005).
- [46] P. F. Moulton, "Tunable solid-state lasers," *Proc. IEEE* **80**, 348-364 (1992).
- [47] H. A. Haus, E. P. Ippen, "Self-starting of passively mode-locked lasers," *Opt. Lett.* **16**, 1331-1333 (1991).
- [48] A. L. Bloom, "Modes of a laser resonator containing tilted birefringent plates," *J. Opt. Soc. Am.* **64**, 447-452 (1974).
- [49] D. R. Preuss, J. L. Gole, "Three-stage birefringent filter tuning smoothly over the visible region: theoretical treatment and experimental design," *Appl. Opt.* **19**, 702-710 (1980).
- [50] S. Zhu, "Birefringent filter with tilted optic axis for tuning dye lasers: theory and design," *Appl. Opt.* **29**, 410-415 (1990).
- [51] G. Cerullo, S. De Silvestri, V. Magni, "Self-starting Kerr-lens mode locking of a Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.* **19**, 1040-1042 (1994).

- [52] V. Magni, G. Cerullo, S. De Silvestri, "Closed form gaussian beam analysis of resonators containing a Kerr medium for femtosecond lasers," *Opt. Commun.* **101**, 365-370 (1993).
- [53] V. Magni, G. Cerullo, S. De Silvestri, "ABCD matrix analysis of propagation of gaussian beams through Kerr media," *Opt. Commun.* **96**, 348-355 (1993).
- [54] T. Brabec, P. F. Curley, C. Spielmann, E. Wintner, A. J. Schmidt, "Hard-aperture Kerr-lens mode locking," *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1029-1034 (1993).
- [55] G. Cerullo, S. De Silvestri, V. Magni, L. Pallaro, "Resonators for Kerr-lens mode-locked femtosecond Ti:sapphire lasers," *Opt. Lett.* **19**, 807-809 (1994).
- [56] V. Magni, G. Cerullo, S. De Silvestri, A. Monguzzi, "Astigmatism in Gaussian-beam self-focusing and in resonators for Kerr-lens mode locking," *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 476-485 (1995).
- [57] J. Hermann, "Theory of Kerr-lens mode locking: role of self-focusing and radially varying gain," *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 498-512 (1994).
- [58] S. H. Cho, B. E. Bouma, E. P. Ippen, J. G. Fujimoto, "Low-repetition-rate high-peak-power Kerr-lens mode-locked Ti:Al₂O₃ laser with a multiple-pass cavity," *Opt. Lett.* **24**, 417-419 (1999).
- [59] D. Herriott, H. Kogelnik, R. Kompfner, "Off-Axis Paths in Spherical Mirror Interferometers," *Appl. Opt.* **3**, 523-526 (1964).
- [60] S. H. Cho, F. X. Kärtner, U. Morgner, E. P. Ippen, J. G. Fujimoto, J.E. Cunningham, W. H. Knox, "Generation of 90-nJ pulses with a 4-MHz repetition-rate Kerr-lens mode-locked Ti:Al₂O₃ laser operating with net positive and negative intracavity dispersion," *Opt. Lett.* **26**, 560-562 (2001).
- [61] A. M. Kowalevich, Jr., A. Tucay Zare, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, S. Dewald, U. Morgner, V. Scheuer, G. Angelow, "Generation of 150-nJ pulses from a multiple-pass cavity Kerr-lens mode-locked Ti:Al₂O₃ oscillator," *Opt. Lett.* **28**, 1597-1599 (2003).
- [62] A. Fernandez, T. Fuji, A. Poppe, A. Fürbach, F. Krausz, A. Apolonski, "Chirped-pulse oscillators: a route to high-power femtosecond pulses without external amplification," *Opt. Lett.* **29**, 1366-1368 (2004).
- [63] S. Naumov, A. Fernandez, R. Graf, P. Dombi, F. Krausz, A. Apolonski, "Approaching the microjoule frontier with femtosecond laser oscillators," *New J. Phys.* **7**, 216 (2005).
- [64] S. Dewald, T. Lang, C. D. Schröter, R. Moshhammer, J. Ullrich, M. Siegel, U. Morgner, "Ionization of noble gases with pulses directly from a laser oscillator," *Opt. Lett.* **31**, 2072-2074 (2006).

- [65] P. Dombi, P. Antal, "Investigation of a 200-nJ chirped-pulse Ti:Sapphire oscillator for white light generation," *Laser Phys. Lett.* **4**, 538-542 (2007).
- [66] P. Dombi, P. Antal, J. Fekete, R. Szipócs, Z. Várallyay, "Chirped-pulse supercontinuum generation with a long-cavity Ti:sapphire oscillator," *Appl. Phys. B* **88**, 379-384 (2007).
- [67] Antal Péter Gyula, "Kis ismétlődési frekvenciájú femtoszekundumos lézéroszcillátor tervezése és nagyenergiájú impulzusainak kompressziója optikai szálakkal," *Diplomamunka*, BME TTK (2007).
- [68] E. R. Tkaczyk, C. F. Zhong, J. Y. Ye, S. Katnik, A. Myc, T. Thomas, K. E. Luker, G. D. Luker, J. R. Baker Jr, T. B. Norris, "Two-photon, two-color in vivo flow cytometry to noninvasively monitor multiple circulating cell lines," *Novel Optical Instrumentation for Biomedical Applications III*, C. Depeursinge, ed., Vol. 6631 of Proceedings of SPIE-OSA Biomedical Optics (Optical Society of America, 2007), paper 6631_31.
- [69] E. R. Tkaczyk, J. Y. Ye, S. Katnik, K. Luker, G. Luker, J. R. Baker, Jr., T. B. Norris, "Enhanced Two-Photon in vivo Flow Cytometry with an Extended Cavity Laser," *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2007), paper CTuP7.
- [70] D. R. Herriott, H. J. Schulte, "Folded optical delay lines," *Appl. Opt.* **4**, 883-889 (1965).
- [71] J. B. McManus, P. L. Kebedian, M. S. Zahniser, "Astigmatic mirror multipass absorption cells for long-path-length spectroscopy," *Appl. Opt.* **34**, 3336-3348 (1995).
- [72] A. Sennaroglu, J. Fujimoto, "Design criteria for Herriott-type multi-pass cavities for ultrashort pulse lasers," *Opt. Express* **11**, 1106-1113 (2003).
- [73] www.fslasers.com
- [74] Császár Balázs, "Diódapumpált femtoszekundumos Cr:LiSAF lézer építése," *Diplomamunka*, BME TTK (2005).
- [75] D. T. Wei, "Ion beam interference coating for ultralow optical loss, " *Appl. Opt.* **28**, 2813-2816 (1989).
- [76] H. Angus Macleod, *Thin-Film Optical Filters*, 3. kiadás (Taylor & Francis Group, New York, 2001).
- [77] http://www.spectralproducts.com/catalog/product_info.php?products_id=60/SM240_CD_Spectrometer.php
- [78] <http://www.ape-berlin.de/gb/produkte/PulseCheck.html>

- [79] <http://www.zeiss.de/LSM-7MP>
- [80] http://green.advantest.co.jp/techinfo_e/www_e/product_e/Q8384_e.html
- [81] <http://www.thorlabs.de/thorProduct.cfm?partNumber=PM100&pn=PM100#5080>
- [82] M. Müller, J. Squier, G. J. Brakenhoff, "Measurement of femtosecond pulses in the focal point of a high-numerical-aperture lens by two-photon absorption," *Opt. Lett.* **20**, 1038-1040 (1995).
- [83] J. Squier, M. Müller, "High resolution nonlinear microscopy: A review of sources and methods for achieving optimal imaging," *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 2855-2867 (2001).
- [84] K. König, "High-resolution multimodal clinical multiphoton tomography of skin," *Proc. SPIE* **7883**, 78830D (2011).
- [85] J. R. Lakowicz: *Principles of Fluorescence Spectroscopy*, 3. kiadás (Springer, 2006).
- [86] D. I. Babic, S. W. Corzine, "Analytic expressions for the reflection delay, penetration depth, and absorptance of quarter-wave dielectric mirrors," *IEEE J. Quant. Electron.* **28**, 514-524 (1992).
- [87] K. Ferencz, R. Szipőcs, "Recent developments of laser optical coatings in Hungary," *Opt. Eng.* **32**, 2525-2538 (1993).
- [88] N. Kaiser, H. K. Pulker (szerkesztők), *Optical Interference Coatings*, Springer Series in Optical Sciences 88 (Springer, Berlin, 2003).
- [89] V. Pervak, F. Krausz, A. Apolonski, "Dispersion control over the ultraviolet–visible–near-infrared spectral range with HfO₂/SiO₂-chirped dielectric multilayers," *Opt. Lett.* **32**, 1183-1185 (2007).
- [90] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, M. D. Perry, "Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics," *Phys. Rev. B* **53**, 1749-1761 (1996).
- [91] J. Jasapara, A. V. V. Nampoothiri, W. Rudolph, "Femtosecond laser pulse induced breakdown in dielectric thin films," *Phys. Rev. B* **63**, 0451171 (2001).
- [92] <http://www.ekspla.com/product/nt200-nanosecond-tunable-dpss-lasers>
- [93] P. Gy. Antal, R. Szipőcs: "Relation between Group Delay and Energy Storage in Dispersive Dielectric Mirror Coatings", *Advanced Solid-State Photonics*, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2010), paper AMB17.
- [94] P. Antal, R. Szipőcs: "Relation between Group Delay, Energy Storage and Absorbed/Scattered Power in Highly Reflective Dispersive Dielectric Mirror Coatings" *Optical Interference Coatings*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2010), paper FB3.

- [95] Antal Péter Gyula, Szipőcs Róbert: "A csoportkésleltetés, a tárolt energia és az abszorpció/szórás veszteség kapcsolata diszperziós dielektrikum tükrökben", Fizikus Vándorgyűlés 2010, Kivonatok Gyűjteménye, 1. oldal.
- [96] P. G. Antal, R. Szipőcs, "Relationships among group delay, energy storage, and loss in dispersive dielectric mirrors," *Chin. Opt. Lett.*, *közlésre elfogadva*.
- [97] M. Gerken, D. A. B. Miller, "Multilayer thin-film structures with high spatial dispersion," *Appl. Opt.* **42**, 1330-1345 (2003).
- [98] H. G. Winful, "The meaning of group delay in barrier tunnelling: a re-examination of superluminal group velocities," *New. J. Phys.* **8**, 101 (2006).
- [99] F. Gires, P. Tournois, "Interferometre utilisable pour la compression d'impulsions lumineuses modulees en frequence", *C. R. Acad. Sci. Paris* **258**, 6112 (1964).
- [100] J. Hebling, E. J. Mayer, J. Kuhl, R. Szipőcs, "Chirped-mirror dispersion-compensated femtosecond optical parametric oscillator," *Opt. Lett.* **20**, 919-921 (1995).
- [101] Ch. Spielmann, R. Szipőcs, A. Stingl, F. Krausz, "Tunneling of optical pulses through photonic band gaps," *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2308-2311 (1994).
- [102] H. R. Bilger, P. V. Wells, G. E. Stedman, "Origins of fundamental limits for reflection losses at multilayer dielectric mirrors," *Appl. Opt.* **33**, 7390-7396 (1994).
- [103] <http://www.mathworks.com/help/toolbox/curvefit/>
- [104] <http://www.rp-photonics.com/encyclopedia.html>
- [105] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, 2. kiadás (John Wiley & Sons, Inc., 2007).

KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Ez a munka nem jöhetett volna létre témavezetőm, dr. Szipőcs Róbert támogatása, és a vele folytatott konzultációk nélkül. Elsősorban neki tartozok köszönettel azért, mert mindent megtett a munkám anyagi feltételeinek biztosítása érdekében, és a femtoszekundumos lézerek és dielektrikum vékonyréteg-tükrök témakörében sok mindenre megtanított.

Köszönet illeti Dr. Kőházi-Kis Ambrust, hogy a velem folytatott, lézerekkel kapcsolatos konzultációkkal hozzájárult munkám sikeréhez, és dr. Kolonics Attilát a multifoton-mikroszkópiához kötődő biológiai témájú, hasznos beszélgetésekért. Szeretném megköszönni a segítséget és együttműködést dr. Fekete Júliának, Sándor Péternek, Makai Andrásnak, Szigligeti Attilának, Haluszka Dórának és Csáti Dánielnek. A felmerülő gépészeti problémák megoldásában Balaskó Péter és Helm Tamás segítettek, ezért nekik is köszönettel tartozom.

Hálás vagyok a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Atomfizika Tanszékének, azon belül elsősorban dr. Maák Pálnak és Veress Máténak azért, hogy elkészítették a hosszú rezonátoros lézerben használt akuszto-optikai modulátort, és rengeteget segítettek az akuszto-optikai módusszinkronizálással kapcsolatos kísérletek során.

Munkám anyagi fedezetét, az MTA SZFKI jelenleg futó, TECH-06-A2-2009-0134 számú, „Új szállézeres technológián alapuló szálintegrált, nemlineáris mikroendoszkóp fejlesztése farmakológiai és diagnosztikai vizsgálatokra” című pályázata és az ELI_09-1-2010-0010 számú, „Budapesti ELI-lézertechnológiai kutatóközpont megalapozása” című pályázata, valamint az R&D Ultrafast Lasers Kft. BAROSS-KM07-KM-TERM-07-2008-0003 számú, „Hangolható, hosszú rezonátoros titán-zafír lézer fejlesztése időfelbontásos spektroszkópiai és nemlineáris optikai vizsgálatokhoz” című pályázata biztosította.

Nagyon nagy hálával tartozom szüleimnek és öcsémnek hogy mindig, minden helyzetben mellettem álltak és állnak, és szeretetükkel erőt adtak a munkához, még a nehéz időszakokban is.

ÖSSZEFOGLALÁS

Dolgozatom két külön témával foglalkozik, és ennek megfelelően két fő részből áll. Az első részben egy hangolható, hosszú rezonátoros, femtoszekundumos titán-zafir lézer fejlesztéséről számolok be. A hosszú rezonátoros lézerezőoszillátorok alacsony ismétlési frekvenciájuknak köszönhetően kiválóan alkalmazhatók például nagy impulzusenergiák előállítására, és nemlineáris valamint a fluoreszcencia-élettartam mérésen alapuló mikroszkópos képalkotásban. A mikroszkópiás alkalmazásoknál a lézer hullámhosszának hangolhatósága az egyik legfontosabb szempont, az irodalomban ugyanakkor nem találtam leírást hangolható hullámhosszú, hosszú rezonátoros femtoszekundumos lézerről. Doktori munkám során kifejlesztettem egy 170 nm széles tartományban hangolható hullámhosszú, 22,2 MHz ismétlési frekvenciájú, módusszinkronizált titán-zafir lézert, mely közel transzformációlimitált, 180 – 300 fs-os impulzusokat állít elő, 311 mW-os maximális átlagteljesítménnyel, 2,6 W vagy kisebb pumpa-teljesítmény mellett. A rezonátor további optimalizálásával a hangolási tartomány szélességét 185 nm-re is sikerült megnövelni. Kísérletileg megmutattam, hogy ennek az oszcillátornak az segítségével, jóval kisebb átlagteljesítményű gerjesztéssel lehet ugyanakkora kétfoton-abszorpciós fluoreszcencia-jelet előállítani, mint egy hagyományos, ~80 MHz-es lézerrel, ami a multifoton-mikroszkópokkal vizsgált minták alacsonyabb hőterhelése miatt előnyös.

Dolgozatom második fele egy dielektrikum vékonyréteg-tükrökkel kapcsolatos elméleti munkáról szól. Korábbi publikációkban utaltak arra, hogy bizonyos tükröszerkezetek esetén összefüggés van a tükrök csoportképletetése, abszorptanciája és a reflexió során a rétegszerkezetben tárolódó energia között, viszont ezeket az összefüggéseket eddig nem vizsgálták meg részletesen. Munkám során különböző típusú tükröszerkezetekre vonatkozó numerikus számítások segítségével elemeztem e három mennyiség kapcsolatát. Azt találtam, hogy a tárolt energia minden vizsgált esetben jó közelítéssel arányos a csoportképletetéssel, még viszonylag nagy veszteségek esetén is. A diszperziós tükrök esetében az abszorptancia és a csoportképletetés között is viszonylag erős pozitív korreláció állapítható meg. Az utóbbi összefüggésnek gyakorlati jelentősége lehet például a széles sávban hangolható lézeres fényforrások esetében, ahol a nagy sáv szélességet csak viszonylag nagy csoportképletetéssel rendelkező csörpölt tükrökkel lehet biztosítani. Nagyteljesítményű lézerrendszerekben, OPO-kban, OPA-kban a tükrök melegevése által okozott hullámfront-torzulásra, illetve 50 ps-nál hosszabb impulzusok esetén a tükrök roncsolási küszöbére is közvetlen hatással lehet a megnövekedett csoportképletetés.

SUMMARY

During my PhD work, I was dealing with two separate topics, so my thesis is divided to two main parts, respectively. In the first part, I report on the development of a tunable, long-cavity, femtosecond titanium-sapphire laser. Due to their low repetition rate, long-cavity laser oscillators are very useful for reaching high pulse energy, for nonlinear microscopy and for microscopic imaging techniques based on fluorescence-lifetime measurement. Regarding microscopy applications, wavelength tunability is one of the most important factor, however no former reports on tunable, long-cavity femtosecond lasers were found in the literature. I developed a mode-locked titanium-sapphire laser that is tunable in a 170 nm wide bandwidth and generates nearly-transform-limited, 180 – 300 fs pulses at a repetition rate of 22.2 MHz. The required pump power for mode-locking is 2.6 W or lower and the maximum average output power is 311 mW. By further optimization of the cavity, the width of the tuning range could even be extended to 185 nm. I demonstrated experimentally that by using this laser, the same two-photon-absorption fluorescence signal could be generated with an excitation of significantly lower average power than in the case of a conventional ~80 MHz repetition-rate laser, which is advantageous regarding the lower thermal load of the examined specimen.

The second part of my dissertation is about a theoretical work related to dielectric multilayer-mirrors. In earlier papers, it was mentioned that in case of certain mirror structures, there is connection between the mirror's group delay, the absorptance and the energy stored in the layer structure during reflection, however, these relationships were not investigated in a detailed way so far. During my work, I analyzed the relationship of these three physical quantities by numerical calculations performed on different types of mirror structures. I found that the stored energy is proportional to the group delay with good approximation in all the cases under investigation, even if the loss is relatively high. Regarding the dispersive mirrors, there is also a quite strong positive correlation between the absorptance and the group delay of a given mirror. In practice, the correlation between absorptance and group delay can have particular significance, for example, for broadly tunable laser sources, where the broad bandwidth can only be obtained by using chirped mirrors that have relatively high group delay. The high group delay can also affect the wavefront distortion caused by mirror heating in high-power laser systems, OPO-s or OPA-s, and can even have a direct impact on the damage threshold of mirrors when the pulse duration is longer than 50 ps.