

PÉCSI TUDOMÁNYEGYETEM

Fizika Doktori Iskola

Ultrarövid lézerimpulzusok kölcsönhatása dielektrikumközegekkel

PhD értekezés

Kalmárné Csajbók Viktória

Témavezető:

Dr. Dombi Péter

Wigner Fizikai Kutatóközpont



2022

Tartalomjegyzék

1.	Bevezetés és témamegjelölés	2
2.	A femtoszekundumos lézertechnológia áttekintése	4
2.1.	Ultrarövid lézerimpulzusok előállítása	4
2.2.	Femtoszekundumos optikai elemek	13
2.2.1.	Femtoszekundumos impulzusok terjedése	14
2.2.2.	Tükörtípusok	15
2.2.3.	Optikai elemek roncsolási küszöbe	17
2.3.	Vivó-burkoló fázis, fázisstabilizált lézerek	24
2.4.	Lézerimpulzusok mérés technikája	27
3.	Dielektrikumközegek optikailag indukált tranziens fémesedése	30
4.	Célkitűzés	37
5.	Magas roncsolási küszöbű femtoszekundumos optikák vizsgálata	39
5.1.	A vizsgált tükrök és előállításuk	40
5.2.	Kísérleti módszerek	41
5.3.	Megnövelt roncsolási küszöbű HR tükrök	44
5.4.	Roncsolási küszöb függése az állóhullámú tértől	46
5.5.	Fém-dielektrikum hibridtükrök femtoszekundumos lézerekhez	47
5.6.	Impulzusszám-hatások	52
5.7.	A roncsolt foltok morfológiája	55
6.	Optikai úton indukált áramkeltés vizsgálata dielektrikumban	61
6.1.	Kísérleti eredmények	61
6.2.	Elméleti modell	74
7.	Függelék	79
7.1	Vékonyréteg gyártástechnológiák	79
7.2	Vivó-burkoló fázis stabilizálása	83
8.	Tézisek	87
9.	Summary (Angol nyelvű összefoglaló)	88
10.	Tézispontokhoz használt saját publikációk	90
11.	Összefoglalás és kitekintés	90
12.	Köszönetnyilvánítás	92
13.	Irodalomjegyzék	93

1. Bevezetés és témamegjelölés

Az impulzusüzemű lézerek technológiája hatalmas fejlődésen ment keresztül az elmúlt hatvan évben. Ennek legszembetűnőbb eredménye az volt, hogy egyre rövidebb lézerimpulzusokat állítottak elő, mind nagyobb impulzusenergiával, mindkét paraméter tekintetében nagyságrendeket javítva a kezdeti eredményeken. A kezdetben nanoszekundumos impulzusokat adó Q-kapcsolt lézereket gyorsan túlszárnyalták a módusszinkronizált pikoszekundumos, majd femtoszekundumos lézerek. Ha egy adott technológiában ilyen robbanásszerű fejlődés következik be, akkor ez automatikusan maga után vonja új kutatási és fejlesztési területek kialakulását. A lézerimpulzusok rövidülése esetén ez számos területen nyilvánult meg az attoszekundumos fizika megjelenésétől kezdve az orvosi alkalmazásokon át egészen a lézeres mikrostrukturálási eljárásokig. Az 5-50 fs közötti impulzusokat előállítani képes szilárdtestlézerek (a titán-zafír kristály kiváló lézerfizikai tulajdonságaira építve) az 1990-es évek elején jelentek meg, megnyitva ezzel az utat a lézerfény és az anyag minden eddigénél magasabb intenzitás mellett végbemenő kölcsönhatásának tanulmányozása és ennek alkalmazásai előtt.

A szilárdtestlézer-technológia továbbfejlesztésében kulcsszerepet játszik a lézerrendszerekben található optikai elemek roncsolási küszöbe, hiszen az intenzív lézerfény könnyen tönkretelheti az optikai felületeket. Az impulzusenergia skálázásához és az ilyen lézerek biztonságos méretezéséhez egyre nagyobb optikai apertúrák váltak szükségessé azért, hogy a megnövelt teljesítményt is jól tőrjék az egyes tükrök, nyalábosztók, erősítőkristályok, rácsok stb. A méret növelésével azonban erősen nemlineárisan növekszik az optikai elemek költsége, így ha sikerül nagy roncsolási küszöbű komponenseket előállítani, azzal a teljes lézerrendszer összköltségét drasztikusan csökkenteni lehet azáltal, hogy nem szükséges nagy apertúrájú nyalábok használata.

A dolgozat egyik témája ebből a szempontból kapcsolódik a nagy intenzitású fény-anyag kölcsönhatás területéhez. Különböző optikai elemek lézeres roncsolási küszöbét vizsgáltam egyidejűleg több szempontból. A tanulmány készítésekor fellelhető irodalomban hiányoztak az egyszerre több tükrjellemezőt magukba foglaló cikkek a látható/közeli infravörös tartományban működő femtoszekundumos impulzushosszúságú tartományban, így szisztematikus vizsgálatokat végeztem erre vonatkozóan. A kísérleteim során a valós használatot jól közelítő körülmények között mértem a roncsolási küszöböket, mindezt olyan módszerrel amely több optikai elem összehasonlításához alkalmas gyors eljárás.

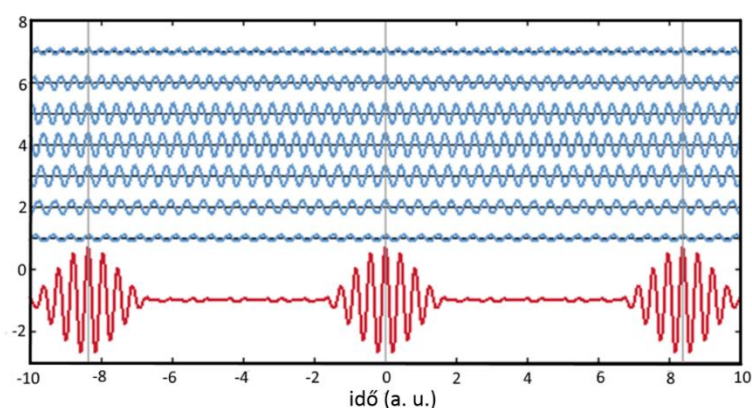
A nagy intenzitású fény-anyag kölcsönhatási folyamatok vizsgálata számos új alapkutatói felfedezést tett lehetővé a legkülönbözőbb tudományterületeken a plazmafizikától kezdve, az atom- és molekulafizikán át egészen a szilárdtestfizikáig. Ez utóbbi területen az egyik újonnan felfedezett jelenség, a már korábban Jacob Khurgin által megjósolt folyamat [1], miszerint lehetséges tiltott sávval rendelkező anyagokban optikai úton áramot kelteni előfeszítés nélkül. Ezt az új jelenséget 2013-ban sikerült először kimutatni. [2] Azóta egyre több tanulmány készült ebben a témakörben, és bár a szigetelőkben optikai úton keltett áramok eredetének kutatása még mindig aktív terület, már számos alkalmazásbeli ötletet igyekeznek életre kelteni. Ez is mutatja azt, hogy milyen gyorsan fejlődik az ultragyors lézerimpulzusok tudományának területe. A dolgozatom második része ezért erre a területre koncentrál. A munkám célja volt, hogy elősegítsem az optikai úton keltett áramok alkalmazását a könnyebben elérhető felhasználási eszközök irányába, hiszen a tranziens fémesedés jelenségére épülő optikai kapcsolók akkor lehetnek érdekesek az alkalmazások szempontjából, ha azokat minél kompaktabb lézerekkel lehet meghajtani, mindezt minél nagyobb ismétlési frekvencia mellett. Ez utóbbi a bitrátát határozza meg. Ezért volt fontos eredmény, hogy optikai erősítők kihagyásával, nJ alatti nagyságrendű impulzusenergiákkal elsőként bizonyítottam, hogy lehetséges optikai úton, külső elektromágneses térrel áramot kelteni tiltott sávval rendelkező anyagokban, amelyeket a szigetelők felületén megfelelően elhelyezett elektródákkal könnyedén mérni is lehet.

2. A femtoszekundumos lézertechnológia áttekintése

Az optikában a néhány tíz pikoszekundumnál (10^{-12} sec) rövidebb fényimpulzusokat (hullámcsomagokat) nevezik ultrarövid impulzusoknak. A dolgozatban későbbiekben bemutatásra kerülő kísérleteket kivétel nélkül femtoszekundumos lézerimpulzusokkal végeztem, így a következő alfejezetekben bemutatom az ezek előállításához szükséges feltételeket, a kapcsolódó technológiai hátteret.

2.1. Ultrarövid lézerimpulzusok előállítása

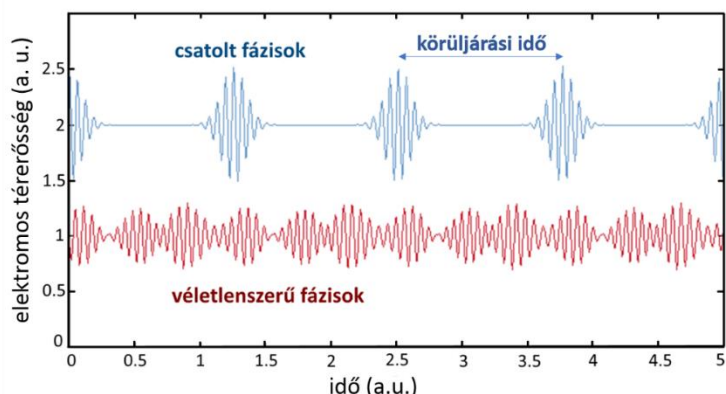
Az ultragyors optikai tudományterület nem jöhetett volna létre a módusszinkronizáció (vagy más néven móduscsatolás) felfedezése nélkül, amely tulajdonképpen egy látványos interferenciajelenség [3, 4, 5]. Az ultrarövid lézerimpulzusok ilyen módon történő előállításához a lézerrezonátorban létrejövő longitudinális módusok időbeli szinkronizációjára van szükség. A létrejövő, egymástól azonos $\Delta\nu$ frekvenciatávolságra lévő rezonátormódusok összegzéséből a 2.1 ábrán látható módon össze tud állni egy impulzussorozat, amennyiben a módusok fázisviszonya a lézerműködés során rögzített. Minél nagyobb az erősítőközeg sávszélessége, vagyis minél több különböző frekvenciájú módus tud keletkezni, annál rövidebb impulzus érhető el.



2.1 ábra Lézerimpulzusok (vörös görbe) kialakulása a rezonátormódusok (kék görbék) összegzésével (Ábra forrása: [6])

Mindaddig, amíg a lézer ún. szabadonfutó állapotban működik, addig az egyes módusok fázisa véletlenszerű, ilyenkor folytonos üzemű működésről beszélhetünk (cw – „continuous wave”). Ha ezen módusok egymáshoz képesti fázisa rögzített és az időben állandó, úgy konstruktív interferencia során az időtartományban periodikusan rövid impulzusok jelennek

meg. Az impulzusvonalatok periódusideje megegyezik a rezonátor körüljárási idejével. Az ilyen típusú lézerműködést módusszinkronizált működésnek nevezik. (2.2 ábra)



2.2 ábra Impulzusvonalat kialakulása, módusszinkronizált működés (kék görbe), szembeállítva a véletlenszerű fázisok esetén jellemző lézerműködéssel (vörös görbe) (Ábra forrása: [6])

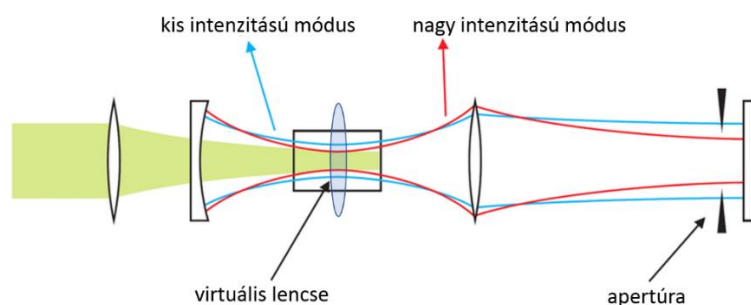
A módusszinkronizáció megvalósítható aktív és passzív módon is. Aktív módusszinkronizáció esetén a rezonátoron belüli alpmódusokat modulálja egy beépített akusztó-optikai, vagy elektro-optikai effektuson alapuló modulátor. Az előbbi amplitúdómodulált módusszinkronizáció esetén alkalmazzák, utóbbit pedig frekvenciamoduláció esetén. A módusszinkronizációt a modulátor miatt az egyes módusokon megjelenő oldalsávok biztosítják, amelyek a szomszédos rezonátormódussal azonos helyen jelennek meg. Ezen kívül egy másik aktív módszer még a szinkronpumpálás, ahol egy másik impulzuslézer pumpálja az adott lézert, ezt a technikát jellemzően festéklézereknél használják.

Ezekkel szemben a passzív módusszinkronizálásnál nem történik kívülről szabályzott beavatkozás, hanem a lézer működése közben önmagától megy végbe a folyamat. Ennek, előnye az aktív módusszinkronizációval szemben, hogy sokkal rövidebb impulzusok érhetőek el. Magát a modulációt telítődő abszorberek vagy a Kerr-effektus (tkp intenzitásfüggő törésmutató) hozhatja létre. A legrövidebb impulzusokat a Kerr-lencsés módusszinkronizációs technikával lehet elérni, aminek a nemlineáris Kerr-effektus az alapja.

A szilárdtest lézerek nagy fluoreszcencia-sávszélességgel rendelkeznek, ami akár 10-100 nanométer is lehet. Ez, több százezer longitudinális hullám módusszinkronizálását képes biztosítani. Ezen közegek jellemzően nemlineáris törésmutatóval rendelkeznek [7], mely a következőképpen írható fel a 2.1. egyenletben látható módon:

$$n(I) = n_0 + \frac{3\chi^{(3)}}{8n_0} |E_\omega|^2 = n_0 + n_2 \langle I \rangle, \quad (2.1)$$

ahol n_0 a törésmutató, n_2 pedig az intenzitásfüggő nemlineáris törésmutató, amelyről kimutatható, hogy összefüggésben van a harmadrendű nemlineáris szuszceptibilitással, $\chi^{(3)}$ -mal. Egy ilyen, nemlineáris törésmutatóval rendelkező közegen történő áthaladáskor egy nagyintenzitású, változó intenzitásprofilú lézernyaláb egy gradiens indexű lencsét képez, aminek hatására a nyaláb fókuszálódik. Ezt nevezzük önfókuszálásnak. Ahogy a 2.3 ábrán is látható, a Kerr-lencse effektus miatt tehát a Kerr-közeg mögé helyezett apertúrán a nagyobb intenzitású és ezáltal jobban lefókuszált fény tud áthaladni, szemben a kisebb intenzitású, nem fókuszált komponensekkel. Az apertúrán keresztül történő átvitel révén a nyaláb térbeli profiljának teljesítményfüggő változása amplitúdómodulációvá alakul át. A közeg mögött elhelyezett apertúra valósítja meg a sugárzás intenzitásfüggő amplitúdómodulációját. Technikailag tehát a rövid impulzusoknak kedvez az apertúra jelenléte. Az apertúrán fellépő veszteségek túl nagyok ahhoz, hogy egy kis intenzitású, folytonos üzemű működés létrejöhessen, de a nagy intenzitású fs-os impulzusokat átengedi a rendszer. Az önfókuszálási jelenség válaszideje rövidebb, mint 1 fs. A Kerr-lencses módusszinkronizáció (*Kerr-lens mode-locking, KLM*) így egy hatékony módszer a kialakuló longitudinális módusok szinkronizációjához és a nagy sávzélességű fs-os impulzusok előállításához. [8]



2.3 ábra Kerr-lencse effektus, intenzitásfüggő törésmutatójú közegen áthaladva a kisebb intenzitású komponensek (kék görbe) kevésbé fókuszálódnak le a nagyobb intenzitású komponensekkel szemben, így nem tudnak átjutni a Kerr-közeg mögé helyezett apertúrán, így valósítva meg az intenzitásfüggő amplitúdómodulációt (Ábra forrása: [9])

A titán-zafír szilárdtestlézerek olyan hangolható lézerek, melyek 600 nm és 1100 nm közötti hullámhosszú fény kibocsátására képesek. Módusszinkronizált működés közben, elegendően széles spektrum esetén, kevés optikai ciklusú is lehet az impulzus. Transzformációkorlátozott esetben a 800 nm-es középhullámhosszat tekintve $T=2,67$ s-os optikai periódussal lehet számolni. (Transzformációkorlátozottak nevezzük azt a legrövidebb

impulzust, amely az adott sáv szélesség mellett elérhető, vagyis a spektrális fázis lineáris függvénye a frekvenciának.) A lézereközeg zafír (Al_2O_3 -kristály), melyet Ti^{3+} ionokkal adalékolnak. A titán-zafír lézer jellemzően vibronikus lézer, a vibrációs nívókkal történő csatolásnak köszönhetően extrém nagy sáv szélességben érhető el lézerezés. Középhullámhosszuk 800 nm körüli, a közeli infravörös tartományba esik. Az ilyen oszcillátorokat, jellemzően frekvenciakétszerezett Nd-alapú folytonos üzemű lézerrel pumpálják 515 nm és 532 nm közötti hullámhosszon.

A nagy sáv szélességű és ezáltal rövid időtartamú impulzusok a rezonátoron belül lévő optikai elemeken történő áthaladások során a kromatikus diszperzió hatása miatt túlzottan kiszélesednének időben. Ennek elkerülése érdekében a diszperzió kompenzálása elengedhetetlen ilyen, nagy sáv szélességű rendszerekben. A diszperzió kompenzálására korábban egy prizmapárt használtak, manapság azonban úgynevezett csörpölt dielektrikum tükröket építenek be a rezonátorba. [10] A csörpölt tükrök szerkezete a 2.9 ábrán látható, bővebben a 2.2.2 alfejezetben lehet olvasni róluk. A csörpölt tükröknek köszönhetően lehetségessé vált egy egyszerű felépítésű oszcillátor megvalósítása, ahol a tükrök rétegszerkezete, vagyis azok diszperziókompenzációs tulajdonsága határozza meg, hogy milyen rövid impulzus kelthető egy oszcillátorban. Akár 5-6 fs-os impulzusokat is képes biztosítani manapság egy ilyen oszcillátor [11, 12], jellemzően MHz-es ismétlési frekvenciával, az impulzusok energiája pedig a nJ-os nagyságrendbe esik.

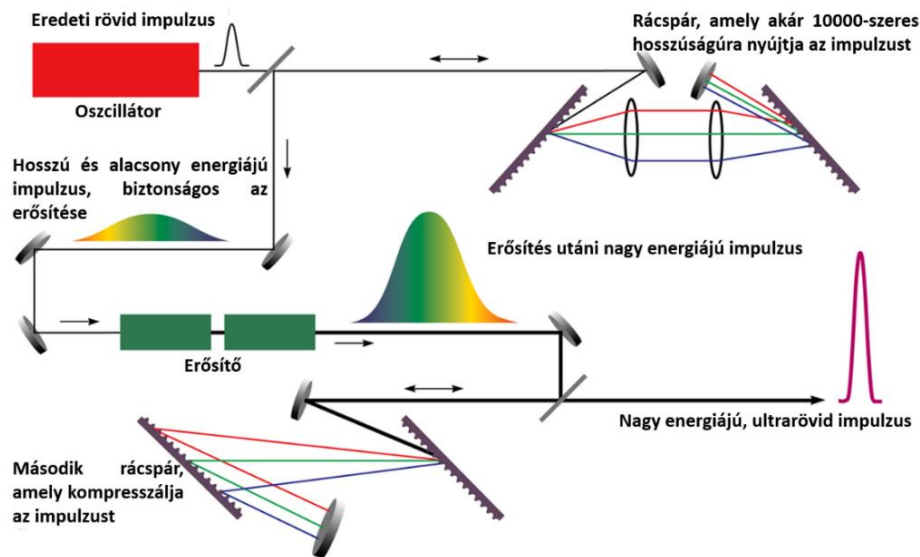
Néhány kísérlet azonban nagyságrendekkel nagyobb impulzusenergiát igényel, ezekhez nem elegendő egyetlen oszcillátor. Ennek eléréséhez különböző elveken történő erősítő módszereket fejlesztettek ki, amelyek különböznek az elért erősítési faktorban és az elért ismétlési frekvenciában is. [13, 14], Az erősítő rendszerekben egy magoszcillátorból jövő nyalábot vezetnek át egy pumpált erősítőközegen. Az erősítési faktor 10-től 10^{10} -ig terjedhet, míg az ismétlési frekvencia tipikusan a mHz-es tartománytól MHz-es tartományig, viszont a kettő nyilvánvalóan összefügg, így technológiai okokból nem választható meg szabadon mindkét paraméter. Általánosan elmondható, hogy az ismétlési frekvencia és az impulzusenergia szorzata az 1-10 W körüli átlagteljesítmény nagyságrendjében marad.

A ps és ns rövidségű impulzusok erősítésére kidolgozott alapszerek fs-os impulzusok esetén nem alkalmazhatók. Erősítés után is szükséges megtartani a rövid, fs-os impulzushosszt, illetve meg kell előzni az extrém nagy intenzitás okozta nemkívánatos nemlineáris effektusokat és az optikai elemek lézeres roncsolását. A lézeres megvilágításra vonatkozó roncsolási küszöb a lézereközeg felületén már a ns-ps tartományon összehasonlítva is négyzetgyökösen változik a (2.2) egyenlet szerint [15]:

$$\frac{F_{LIDT,ns}}{F_{LIDT,ps}} \approx \sqrt{\frac{\tau_{ns}}{\tau_{ps}}}, \quad (2.2)$$

ahol $F_{LIDT,ns/ps}$ a ns-os, illetve ps-os impulzushosszal történő megvilágításhoz tartozó roncsolási küszöb ugyanolyan egyéb feltételek mellett, illetve $\tau_{ns/ps}$ pedig a megvilágító impulzusok időtartama. A ps-fs tartományban ugyanez az összehasonlítás már köbgyökös aránnyal közelíthető, vagyis fs-os tartományban az optikai elemek roncsolási küszöbe jelentősen lecsökken a ns-os tartományban tapasztaltnál képest. A nemlineáris jelenségekből adódó problémák közt említhetjük a már korábban említett Kerr-lencse effektus során bekövetkező önfókuszálást, ami során az optikai komponensek belsejében történne roncsolás, ha közvetlenül a fs-os impulzusokat erősítenénk. Emellett a törésmutató intenzitásfüggése és a lézernyaláb intenzitásának térbeli változása együttesen további hullámfront torzulást okozna.

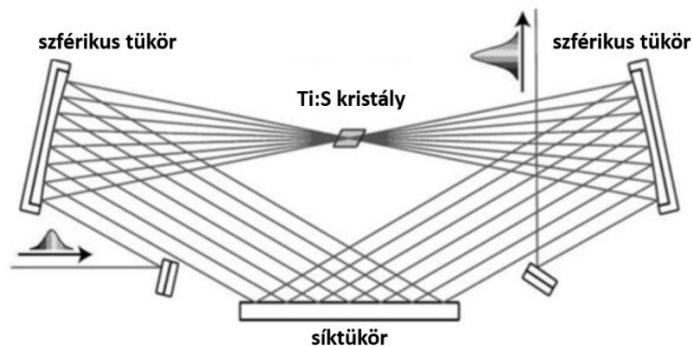
Ezen szempontokat figyelembe véve tehát a fs-os impulzusok közvetlen erősítése lézerekristályokban csupán nagyon alacsony energiaszintekre korlátozódik (nJ- μ J), ezért az egész ultragyors lézertudományt forradalmasította a csörpölt impulzuserősítési technológia (*chirped pulse amplification, CPA*), ahol az ultrarövid impulzusokat először egy diszperzív elemén vezetik át, hogy megnyújtsák az időtartamát ps-os hosszúságú impulzussá, és csak ezután erősítik. Ha a kívánt impulzusenergiát elérik, az impulzusokat újra összenyomják egy kompresszorban, jellemzően . A CPA erősítési elv sematikus rajza a 2.4 ábrán látható. A módszert a '80-as években fejlesztette ki Donna Strickland és Gérard Mourou, 2018-ban Nobel-díjjal ismerték el a munkájukat. [16]



2.4 ábra A csörpölt impulzuserősítési technika elvi sémája (chirped pulse amplification, CPA) Az oszcillátorból kiinduló lézerpulzus időtartamát egy rácspárral megnyújtják, majd az így a roncsolás veszélye nélkül felerősített impulzust összenyomják egy második rácspárral. (Ábra forrása: [17])

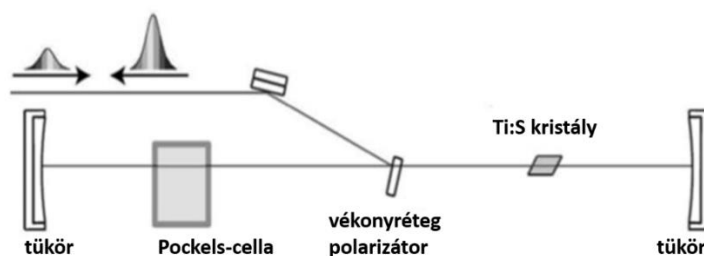
A CPA módszert alkalmazva a már kinyújtott impulzus tényleges erősítése is különböző módokon történhet, megkülönböztetünk optikai parametrikus és nemparametrikus erősítési elvet.

Ha az erősítendő jelet erősítőközegen vezetjük át, egyetlen átvezetéssel csak csekély szintű erősítést tudnánk elérni, de egymás után több alkalommal átvezetve az erősítőközegen többutas erősítőről (*multipass amplifier*) beszélünk. A legegyszerűbb konfiguráció a kétutas erősítő, ahol mindössze kétszer halad át a fény a lézerekristályon, de tükrök ügyes elhelyezésével számos előre meghatározott alkalommal is áthaladhat a nyaláb az erősítőközegen. Az erősítőközegen történő áthaladások számát azonban geometriai tényezők korlátozzák. Ilyen például az, hogy az egyes sugaraknak jól elkülönítve kell maradniuk az áthaladás során, és a szögirányok közötti finom különbségek összehangolása a sok felhasznált tükrök mellett kihívást jelent. A 2.5 ábrán látható példa egy többutas erősítőrendszer felépítésére. A fs-os impulzusok erősítése jellemzően titán-zafír kristályban történik, nagy erősítési sávszélessége miatt (670-1070 nm), de egyéb hullámhossztartományokon más anyagokat is használnak, úgy mint króm-alexandritot ($\text{Cr:Be}_2\text{O}_3$ 700-820 nm), vagy Nd:üveget (1040-1070 nm).



2.5 ábra Többutas erősítő egy tipikus optikai elrendezése, a lézernyaláb az erősítőközegen előre meghatározott számú átvezetéssel jut ki az erősítőből (Ábra forrása: [18])

Egy másik, ultrarövid impulzusok erősítéséhez kiválóan alkalmas módszer az ún. regeneratív erősítés, ahol a kristályon történő többszörös áthaladás, illetve a be- és kicsatolás megvalósítása nem geometriai sugárút kiépítésével, hanem optikai kapcsolóval történik. Az erősítendő impulzussorozatból egy impulzus be- és kivezethető az erősítő rezonátorába egy Pockels-cella és egy polarizált nyalábosztó segítségével. Az utóbbi az s-polarizált fényt visszaveri, míg a p-polarizáltat pedig átengedi. Az impulzus kiválasztásához használt elem a Pockels-cella, amellyel forgatható az impulzus polarizációja. A rezonátoron belül az impulzuson sok átmenettel nagy összerősítés érhető el, többszöröse annak, mint ami geometriai sugárvezetéssel megvalósítható lenne. Egy tipikus felépítést mutat be a 2. 6 ábra.



2.6 ábra Regeneratív erősítő elrendezése, amely vezérelhető számú áthaladást biztosít az erősítőközegen (Ábra forrása: [18])

Az erősítőbe bevezetett impulzust addig tartják rezonátorban, amíg az az erősítőkristályban tárolt összes energiát ki nem vonja. Az impulzusok be- és kiengedését Pockels-cellával és egy szélessávú polarizátorral irányítják. Ekkor a rajta áthaladó fény polarizációját elforgatva, azt a polarizátor képes kicsatolni.

A titán-zafír kristály indukált emissziós keresztmetszetének a legmagasabb értéke 790 nm körül van és a spektrális fluoreszcenciasáv szélességének szélei felé csökken. Ebből az

következik, hogy minden egyes áthaladáskor az erősítendő impulzus spektruma egyre keskenyedik. Tehát az erősítő kristályokon történő áthaladás során fellép egy erősítésszűkítő hatás (*gain narrowing*). Ez a hatás különösen a regeneratív erősítőknél figyelhető meg, ahol az áthaladások száma 30-38 között van. Emellett egy másik spektrumszűkítő hatás is jelen van a kristályos erősítőben. A megnyújtott impulzusokban a vörös spektrális komponensek előresietnek, ezáltal elsőként merítik ki a felső lézerszint populációinverzióját. Tehát a vörös spektrális komponensek erősítési tényezője nagyobb lesz, mint a kék spektrális komponenseké, amelyek alacsonyabb populációinverzióval fognak kölcsönhatni, ez pedig a kimeneti spektrum vörös eltolódását eredményezi. Ennek a problémának a kiküszöbölésére spektrális szűrők telepítése jelenti a megoldást, amelyek nagyobb visszaverőképességűek a spektrum kék tartományában. [19]

A titán-zafir erősítők előnyei, hogy nem erős kritérium a pumpáló impulzus időtartama, nem kritikus az erősítendő és a pumpáló impulzus szinkronizálása. Ugyanennek a módszernek a hátrányai, hogy spektrális szűkülés következhet be, az erősített spontán emisszió csökkenti az erősített impulzus intenzitáskontrasztját, az erősítő kristályok termikus terhelése nyalábtorzulást idéz elő, valamint nagy apertúrájú kristályokban a parazita lézerműködés korlátozza a pumpáló energiát.

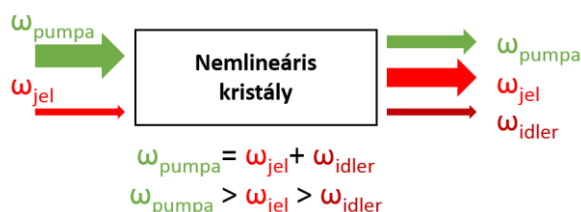
A lézerekristálybeli populációinverzió kihasználása mellett az optikai nemlineáris effektusok kihasználásán alapuló parametrikus erősítés a másik megoldás az ultrarövid impulzusok energiájának növeléséhez. A jelenség magyarázatához tekintsük a nemlineáris kristályokban indukált elektromos polarizáció egyenletét,

$$\vec{P} = \varepsilon_0 [\bar{\chi}^{(1)} \vec{E} + \bar{\chi}^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \bar{\chi}^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots] \quad (2.3)$$

ahol ε_0 a vákuum permittivitás, E az elektromos térerősség és $\chi^{(i)}$ pedig az i -edik rendű szuszceptibilitástenzor. Kis térerősségek esetén a polarizáció egyenesen arányos az elektromos térrel. Kis teljesítményeknél fellépő optikai jelenségek, mint a reflexió, fénytörés, diffrakció, vagy interferencia forrása az indukált lineáris polarizáció.

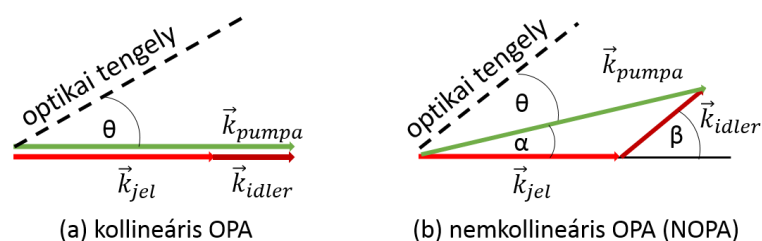
Nemlineáris optikai jelenségek viszont nagy elektromos térerősségeknél jelennek meg, ahol az indukált nemlineáris polarizáció nagysága jelentőssé válik. A $\chi^{(2)}$ tag a felelős a másodrendű nemlineáris optikai jelenségekért, mint például a másodharmonikus keltés, az összeg- illetve különbségfrekvencia-keltés, illetve a parametrikus erősítés. Érdekesség, hogy a $\chi^{(2)}$ nemlineáris polarizációs tenzor eltűnik a szimmetriaközépponttal rendelkező kristályokban. A parametrikus erősítés folyamata hasonló a különbségi frekvenciakeltéshez, ahogy azt a 2.7 ábra is szemlélteti. A kis intenzitású jel hullámot erősítik fel egy nagy

intenzitású pumpáló hullámmal. A hullámok nemlineáris kölcsönhatása generál egy új, ún. idler hullámot. Ha a három hullám fázisillesztési feltétele teljesül, akkor az idler hullám is kölcsönhatásba lép a pumpanyalábbal, mely során az erősítendő jellel megegyező hullámot keltenek, vagyis a folyamatban a jel hullám erősödik, a pumpáló nyaláb gyengül és új idler hullám keletkezik.



2.7 ábra Parametrikus erősítés elve, ahol a bemeneten a piros vékony nyíl jelöli a kis intenzitású erősítendő jelet, míg a zöld vastag nyíl a nagy intenzitású pumpálást, a nemlineáris kristályban ezek kölcsönhatnak és egy új, bordó színnel jelölt idler hullámot generálnak, ami szintén kölcsönhatásba lép a pumpáló hullámmal, így a jel hullám erősödik

Míg a lézerekristályokban történő erősítés alapja az energiatárolás a felső lézerszinten, addig az optikai parametrikus erősítés (optical parametric amplification, OPA) egy azonnali folyamat, amihez a jel- és pumpahullámoknak tér- és időbeli átfedésre van szükségük. A hatékony erősítés a kristály jól meghatározott orientációja és a három nyaláb hullámvektorainak megfelelő szögei esetén jön létre. Technikailag megkülönböztetünk kollineáris és nemkollineáris optikai parametrikus erősítést. (OPA, NOPA) A két különböző típusú parametrikus erősítési folyamatban résztvevő nyalábok hullámszámvektorainak illesztése a 2.8 ábrán látható.



2.8 ábra Parametrikus erősítés a beeső és kimenő nyalábok hullámszámvektorainak elhelyezkedése szerint a) kollineáris és b) nemkollineáris esetben

A parametrikus erősítésnek számos előnye van a lézerekristályban történő erősítéssel szemben. Már egyetlen kristályon történő áthaladás esetén is többszörös erősítés érhető el, ezáltal nem szükséges bonyolult, többutas geometriát felépíteni, így kompaktabb lehet az

erősítő elrendezése. Optimalizált fázisillesztés mellett nagyobb erősítési sáv szélesség áll rendelkezésre, és könnyebben elérhető az ultrarövid impulzusok erősítése. Akár egy teljes oktávnyi ($< 9fs$) impulzus is erősíthető egyetlen erősítési lépcsővel nemkollineáris OPA-t használva [20], az erősítési sáv szélességet viszont a fázisillesztés korlátozza. A termikus effektusok elhanyagolhatók, ami lehetővé teszi a magas energia- és csúcsteljesítmények, valamint a jó minőségű erősített nyaláb elérését. Mivel az erősítés csak a két impulzus időbeli átfedése során történik meg, ezért nem rontja le az időbeli kontrasztot az erősített spontán emisszió. Kollineáris OPA-ban az idler jelnek stabil a vivő-burkoló offszetje, erősítés során pedig ugyanez a fázis öröklődik tovább, tehát passzív vivő-burkoló stabilitás is elérhető. [21]

A hagyományos CPA rendszerekkel szemben viszont a nemlineáris kristályban történő erősítés nehézségei, hogy bonyolult a jel és pumpáló hullámok szinkronizálása. A pumpáló nyalábnak kiváló minőségűnek kell lennie, a legtöbb alkalmas kristálynak pedig limitált apertúrája van, illetve bonyolult lehet a fázisillesztés megvalósítása is.

2.2. Femtoszekundumos optikai elemek

Az ultrarövid impulzusok számos felhasználása ismert, például időbontott spektroszkópia, precíziós anyagmegmunkálás, telekommunikáció, vagy akár orvosi felhasználású lézerek. Emiatt kiemelten fontos az ilyen lézerekben használt optikai elemek tartóssága, pontossága és hogy reprodukálható, illetve jól formálható legyen az optikai kimenet. Mivel az ultrarövid lézerimpulzusok extrém tulajdonságokkal rendelkeznek, úgy, mint rövid impulzusidő, széles spektrum és igen magas csúcsteljesítmény, éppen ezért a szabványos optikák használata komoly problémát okozhat ultragyors tartományban használva. A probléma oka, hogy a szabványos optikák által támogatott sáv szélesség kisebb, mint az ultrarövid impulzusoké, így ezek használata a spektrális vágás miatt hozzájárul az impulzus időtartamának megnyújtásához és annak torzításához. Nagy intenzitások esetén pedig nemlineáris optikai jelenségek is torzíthatják az impulzusokat, amelyek így már nem felelnek meg az adott alkalmazás elvárásainak. A pikoszekundumos és ennél rövidebb impulzusok esetén már speciálisan tervezett optikai elemekre van szükség. A femtoszekundumos optikák optimalizálásánál egyszerre több szempontot is figyelembe kell venni, pl. a kívánt reflexiós/transzmissziós tulajdonságokat, sáv szélességet, adott esetben a nagy csúcsteljesítményt és a tükröszerkezet diszperzív tulajdonságait.

2.2.1. Femtoszekundumos impulzusok terjedése

Lézerimpulzusok terjedése közegben akkor nevezhető lineáris terjedésnek, ha a terjedés során fény-anyag kölcsönhatás közben nem keletkeznek új frekvenciakomponensek. Mivel a fény sebessége bármely közegben a fény hullámhosszától függ, diszperzió lép fel, amikor szélessávú impulzusok haladnak át optikai komponenseken. A legtöbb átlátszó optikai anyag normális diszperzióval rendelkezik, vagyis a hosszabb hullámhosszakra vonatkozó fázissebesség (vörös) nagyobb, mint a rövidebb hullámhosszak (kék) esetén. Az ilyen közegen áthaladó transzformációkorlátozott impulzus ún. pozitív csörpöt kap. Ennek megfelelően anomális diszperzió esetén negatívan csörpölt impulzust kapunk. Mindez az impulzus torzulásához, transzformációkorlátozott impulzus esetén annak kiszélesedéséhez vezet.

A Maxwell-egyenletekből levezethető hullámgyenlet megoldásaként tárgyalható az ultrarövid impulzusok közegbeli terjedése. Ehhez szükséges az elektromos térerősség időbeli alakjának megadása és tekintsük az impulzusok lineáris, diszperzív közegben történő terjedésének frekvencia-képbeli alakját,

$$E_{be}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} a_{be}(\omega) e^{i(\omega t + \varphi_{be}(\omega))} d\omega, \quad (2.4)$$

ahol a közegbe belépő $E_{be}(t)$ térerősségű impulzus különböző ω frekvenciájú hullámok szuperpozíciója, egyenként $a_{be}(\omega)$ amplitúdóval és $\varphi_{be}(\omega)$ fázissal. Látható tehát, hogy egy impulzus általánosan leírható az impulzusburkoló és a vivőfrekvencia szorzataként. A közegből kilépő impulzus spektrális komponenseinek viszont megváltozik az amplitúdója, amit egy $A(\omega)$ átviteli függvény jellemez, a fázisuk pedig egy $\varphi(\omega)$ függvény által meghatározott módon tolódik el. A közegből kilépve tehát a 2.5 egyenlet alakjában írhatjuk fel az impulzus elektromos térerősségét:

$$E_{ki}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega) a_{be}(\omega) e^{i(\omega t + \varphi_{be}(\omega) - \varphi(\omega))} d\omega \quad (2.5)$$

Ultrarövid impulzusok alakjának időbeli torzulását elsősorban a terjedő közeg fázisra gyakorolt hatása okozza. Így tehát $\varphi(\omega)$ az optikai elem spektrális fázisfüggvénye, amely a körfrekvencia szerint Taylor-sorba fejthető az impulzus ω_0 központi frekvenciája körül. Ekkor a 2.6 egyenletet kapjuk, ahol a fázisderiváltak elnevezése összefügg az impulzus időbeli alakjára gyakorolt hatásával.

$$\begin{aligned} \varphi(\omega) = & \varphi(\omega_0) + \frac{\partial \varphi(\omega_0)}{\partial \omega} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi(\omega_0)}{\partial^2 \omega} (\omega - \omega_0)^2 \\ & + \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \varphi(\omega_0)}{\partial^3 \omega} (\omega - \omega_0)^3 \dots \end{aligned} \quad (2.6)$$

A Taylor-sor elemeit tekintve a nulladrendű tag egy konstans fázistolást eredményez, hatása nincs az impulzus burkolójára.

A rövid impulzusok terjedésének megértéséhez fontos fogalom a csoportsebesség, ami az impulzusburkoló terjedési sebessége. Vákuumban a törésmutató konstans, egységnyi, így ez egy állandó érték, továbbá a csoportsebesség a vákuumban megegyezik a fázissebességgel, ami pedig a fénysebesség értéke. Bármilyen más közeget tekintve, a fázissebesség függ az elektromágneses hullám frekvenciájától (hullámhosszától). Az első rendű deriváltat nevezzük a csoportképletetésnek, ami egy idő dimenziójú tag és megadja az impulzus időbeli kését. Egy csoportsebességgel terjedő hullámcsoporthoz ennyi időre van szüksége, hogy a kérdéses lineáris optikai elem áthaladjon.

A magasabb rendű fázisderiváltak nemlineáris spektrális fázisfüggvények, amelyek már az impulzus burkolójának torzulásához, illetve csörpöléshez vezetnek. A másodrendű derivált a csoportképletetés-diszperzió (group delay dispersion, GDD), amely a csoportképletetés frekvenciafüggése. Egy optikai elem GDD-je a kromatikus diszperzió mérőszáma, amely ha nem nulla, akkor az impulzus időbeli kiszélesedését idézi elő. Ez a kiszélesedési effektus kizárólag a csoportképletetés-diszperzió abszolút értékétől függ. A valóságban alacsony GDD-jű tükröket is elő tudnak állítani, ami egy adott hullámhossztartományra értendő. A harmadrendű tagtól felfelé összetettebb impulzusalak-torzulások tapasztalhatóak, innentől a nevük a derivált rendjére utal. A harmadrendű diszperzióval (third order dispersion, TOD) 20 fs alatti időtartamú impulzusok esetében már számolni kell.

2.2.2. Tükörtípusok

Az optikai rendszerek tükrei egy szubsztrátra felvitt vékonyrétegszerkezből állnak. A felvitt rétegszerkezet mellett a hordozóval szembeni követelmények is fontosak. Az alkalmas anyagok nagy keménységűek, valamint a rétegfelvitel során kitett mechanikai hatásokkal szemben ellenállónak kell lenniük. Nagy teljesítményű lézerrendszerekhez tervezett tükrök esetén számolni kell a szubsztrát esetleges felmelegedésével, hőtágulásával, hővezetésével. A szubsztrátra felvitt rétegszerkezetek célja, hogy megváltoztassák a felületek reflexióját. Két nagy csoportot különböztethetünk meg, a dielektrikum és a fém tükröket, ezeken kívül pedig a kettő kombinációjával készült hibrid fém-dielektrikum tükröket.

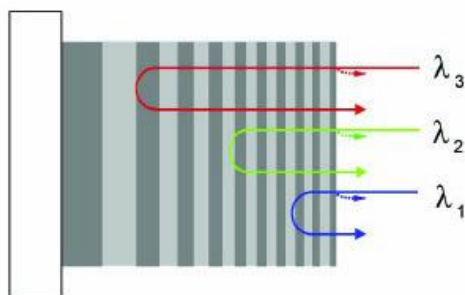
A dielektrikum tükrök esetén a legáltalánosabb felépítés a Bragg-tükör, ahol két különböző törésmutatójú anyagból áll a rétegszerkezet. Minden határfelületen egy Fresnel-reflexió történik és a tervezési hullámhosszra igaz, hogy az egymást követő határfelületekről

származó visszaverődések közötti optikai úthosszkülönbség a hullámhossz fele. Ez úgy valósul meg, hogy az egyes optikai rétegek vastagsága a tervezési hullámhossz negyedének optikai úthosszával egyezik meg, emiatt nevezik negyedhullám-tükörnek is.

Ahogy a nyaláb a kisebb törésmutatójú közegből a nagyobb törésmutatójú közegbe lépne, ott a reflektált nyaláb fázisa 180° -ot tolódik. Mivel az összes ilyen határfelületről reflektált nyaláb relatív fáziskülönbsége 360° egész számú többszöröse, így a negyedhullám-tükörnél konstruktív interferencia lép fel. A beeső fény intenzitása egyre csökken a közegen belül, ezzel együtt pedig nő a tükör reflexiója a tervezési hullámhosszra. Hasonló gondolatmenet alapján egy egyszeres alacsony törésmutatójú réteg antireflexiós réteggé tud viselkedni, amennyiben a vastagsága megfelel a tervezési hullámhossz anyagban megtett optikai úthossza negyedének. A leggyakrabban használt anyag ehhez a magnézium-fluorid az 1,5 körüli törésmutatójú üveghordozók esetén, a látható és a közeli infravörös tartományban.

A rétegek száma és a törésmutatók kontrasztja határozza meg a reflexiós együtthatót. Minél nagyobb a különbség a kis és nagy törésmutatójú rétegek között, annál nagyobb a sávzélessége a tükörnek. Ennek viszont az az ára, hogy a nagy törésmutató és így az ezzel egyidejűleg alacsonyabb tiltott sáv miatt a roncsolási küszöb alacsonyabb lesz. Általánosságban azonban elmondható, hogy a rétegek megfelelő kombinálásával számos különböző szempontnak megfelelő optikai elem előállítható. Éles spektrális levágás esetén szűrő alakítható ki. Amennyiben két különböző hullámhosszon is rendelkezik a tükör speciális tulajdonságokkal, például ha az egyik hullámhosszra áteresztő, a másikkra pedig reflektál, akkor dikroikus tükörről beszélünk, ilyen például egy rezonátor becsatoló tükre. A polarizációs tulajdonságok tervezésével különféle nyalábosztók alakíthatóak ki.

A dielektrikum tükrökön belül megkülönböztetünk egy nagy csoportot, melyek az ultrarövid impulzusok diszperzióját hivatottak passzív módon szabályozni, ezeket nevezzük csörpölt vagy diszperziókompenzáló tükröknek. Jellemzően a közegben való terjedés okozta pozitív diszperziót kompenzálja negatív csörppel. A csörpölt tükrök fő eltérése a Bragg-tükröktől, hogy a rétegek vastagsága változik, amely megfelelő tervezés esetén azt eredményezi, hogy az impulzus spektrális komponensei különböző mélységekig hatolnak be a tükör rétegeibe a 2.9 ábrán is látható módon, vagyis egy impulzus különböző spektrális komponensei különböző optikai úthosszat tesznek meg a közegben, így hangolható a tükörszerkezet csoportképletetése. A tervezés során már a magasabb rendű diszperziós tagokat is figyelembe veszik.



2.9 ábra Csörpölt tükrök rétegszerkezetének illusztrációja, a változó vastagságú rétegeken keresztül a nagyobb hullámhosszú spektrális komponensek (piros vonal) mélyebben hatolnak be a tükrő rétegeibe

Az ultragyors optikában használt fémtükrök viszont egy kedvezőbb árú, általános célú alternatívaként tudnak szolgálni a dielektrikumtükrök helyett. Széles hullámhossztartományban egyenletes reflexiót biztosítanak, bár ez a képességük korlátozott. A maximális reflexió anyagfüggő és az alkalmazott hullámhossztartományonként is változik, azonban igen magas értékek. Ez pedig annak köszönhető, hogy a fémek elnyelik a beeső fény egy részét. 800 nm körül egy védőréteggel rendelkező, ultrarövid impulzusokhoz tervezett ezüsttükör el tudja érni a 99,7 %-os reflexiót is, a védőréteggel bevont aranytükör 96 %-os reflexióra képes, míg az alumínium bevonatos tükör kevesebb, 80 %-ot tud csak elérni. (Ezeket az adatokat a Thorlabs optikákat gyártó cég honlapjáról származnak.) A fém tükrök a beesési szögre és a polarizációra érzéketlenek, valamint alacsony csoportkésleltetés-diszperziót szenvednek el az impulzusok. Hátrányuk viszont a dielektrikum tükrökkel szemben, hogy kevésbé ellenállóak nagy teljesítményekkel szemben. Mivel a beeső fény egy részét elnyelik, ez a réteg felmelegedéséhez és annak károsodásához vezethet, így meglehetősen alacsony a roncsolási küszöbük. A fém felületek érzékenysége miatt gyakran visznek fel dielektrikum védőréteget, ami megvédi a fémréteget az oxidációtól és a károsodásoktól. Ezek roncsolási küszöbe magasabb, de még mindig érzékenyebbek, mint a dielektrikum tükrök.

Amennyiben a fémrétegre egy dielektrikum rétegrendszerrel visznek fel, úgy már fémdielektrikum hibrid tükrökről beszélhetünk, melyek ötvözik a fémtükrök nagy sáv szélességét a dielektrikum tükrök nagyobb reflexiójával és roncsolási küszöbével. Ilyen újfajta fémdielektrikum hibridtükröket vizsgáltam a kísérleteim során.

2.2.3. Optikai elemek roncsolási küszöbe

Optikai elemek lézerefény által indukált roncsolásának nevezzük, ha bármilyen irreverzibilis változás történik az optikai komponens anyagában, amelyet kellően nagy

intenzitású lézerfény okoz. Általánosan roncsolási hibának tekinthető bármilyen átmeneti vagy végleges változás az optikai elemen, amely a megvilágítás hatására történik. A lézerfény által indukált roncsolási küszöb definíciója az ISO szabványok szerint az optikai elemre beeső legnagyobb olyan besugárzás, amelynél a károsodás extrapolált valószínűsége 0, jellemzően $[J/cm^2]$ mértékegységben adják meg az értékét. Szakirodalomban röviden LIDT-nek nevezik, ami a *laser induced damage threshold* kifejezésből jön. Egy optikai elem roncsolási küszöbe viszont nem egy egyszerű számérték, mivel az eredmény függ a mérési körülményektől is.

A lézer által okozott roncsolási küszöbérték meghatározásához léteznek különböző hitelesített standard eljárások, úgy mint az ISO 11254-1/2/3/4 szabványok, valamint ezeken kívül további, nem standard eljárások. A különböző tesztek roncsolási küszöb eredményei eltérnek egymástól. Ez érthető, tekintettel arra, hogy a tesztek különböző érzékenységgel reagálnak más-más roncsolást kiváltó okokra.

A lézer által okozott roncsolást akkor lehet a legkönnyebben észlelni, ha az optikai elem felszínén látható változás következik be. A leggyakoribb hiba, ha fizikai elváltozás történik a bevont felületen, úgy, mint lyuk keletkezése, erózió, a felület megolvadása, vagy delamináció. Ezen kívül előfordulhat a tömör optikai anyag törése, vagy elszíneződése, illetve esetenként a törésmutató vagy más optikai tulajdonság finom elhangolása is jelenthet problémát arra érzékeny alkalmazásoknál.

Amíg elkészül egy optikai elem, a gyártás lépései is hibalehetőségeket rejtenek magukban. Már a szubsztrát polírozása során előidézhetőek felszín alatti hibák, karcolások és mikrorepedések formájában, valamint az eljárások során visszamaradhat szennyezőanyag is. A legtöbb ilyen felszín alatti hiba már a polírozás során az ún. Beilby-rétegen belül alakul ki a szubsztrát felületén. [22, 23] A mechanikai polírozás következtében a felületen létrejövő amorf szétkent réteget nevezik Beilby-rétegnek, amely szerkezetében eltér az eredetitől. A Beilby-rétegből jövő hibalehetőségeket egy polírozás utáni maratással érdemes minimalizálni a réteg eltávolításával. [24] Az optikai elemek roncsolási küszöbét legtöbb esetben viszont a vékonyrétegszerkezet limitálja.

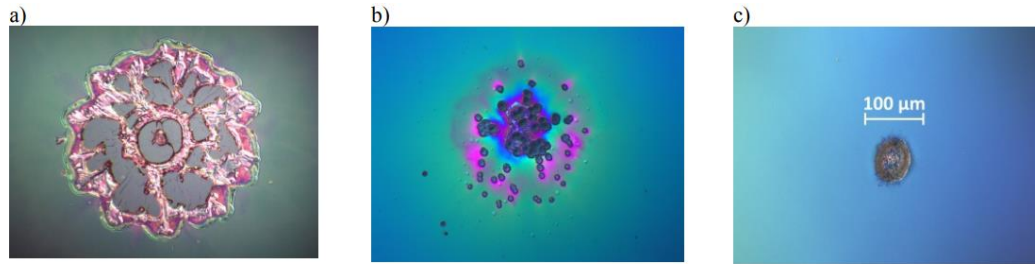
A roncsolási küszöb növeléséhez elsődleges szempont az anyagok kiválasztása. A széles tiltott sáv, magas olvadáspont, különböző rétegek hasonló hőtágulási együtthatója és a jó hővezetési tényező hozzájárulnak egy ellenállóbb tükörkialakításhoz. Nagy elektromos térerősségek kialakulásának megelőzése érdekében szükséges a rétegszerkezetben várható elektromos térerősség nagyságát minimalizálni megfelelő tervezéssel. Mindezek mellett a bevonási eljárás és a gyártástechnológiák megválasztása szintén befolyással bír a roncsolási küszöbre.

A legátlátszóbb optikai anyagokon (pl. kvarcüveg, gyémánt és zafír) kívül ha bármit folytonos üzemi lézertűnyel, illetve a 10^{-8} s-nál hosszabb impulzusokkal világítunk meg, akkor a roncsolás oka termikus hatásokkal hozható összefüggésbe. Ebben az esetben a megnövekedett abszorpció, vagy a rétegek eltérő hővezetési képessége, esetleg a bevonatok alacsony olvadáspontja vezethet károsodáshoz. Általában viszont az optikákban megtalálható kis szennyeződések elnyelik a lézersugárzást, majd ahogy felmelegednek és kitágulnak, úgy olvadást, vagy termikus stresszhatást okozhatnak a környezetükben levő anyagban, vagy egyszerűen elpárolognak és fizikailag szétválasztják a felületet. Ionizált plazma képződhet az elpárolgás helyén, az viszont tovább erodálhatja a felületet. Éppen ezért a kulcsstratégia a nagy roncsolási küszöbű optikák gyártásához a szennyezések csökkentése. Ezek alapján pedig a termikus okokra visszavezethető roncsolási küszöb definíciója az a besugárzás, amelyenél az anyag felülete a nyaláb középpontjában eléri az olvadáspontot. A hőmérséklet emelkedése és a hőterjedés nem csak az anyagi tulajdonságoktól és az elnyelt hő mennyiségétől (hőkamerával mérve), hanem a nyaláb átmérőjétől, az optikai elem méretétől, illetve a lézerimpulzus időtartamától is függ.

A legátlátszóbb anyagok esetében azonban a termikus roncsolási küszöb viszonylag magas, és rövidebb impulzushossz-tartományokon más roncsolási mechanizmusok veszik át a szerepet. Nagyjából a 10^{-8} - 10^{-10} s-os impulzushossz-tartományban a dielektromos letörés, 10^{-10} - 10^{-13} s tartományban a lavina ionizáció és $\sim 10^{-13}$ s-nál rövidebb impulzusok esetén többfotonos ionizáció a felelős a roncsolásért. Ezekről a nemlineáris kölcsönhatásokról részletesebben fogok írni a 3. fejezetben.

A femtoszekundumos impulzusokkal történő megvilágítás esetén tehát a roncsolás erősen meghatározottnak bizonyult. Itt már nem működnek a termikus roncsolási modellek, hanem főként a nagy térerősségek állnak a roncsolás hátterében. Femtoszekundumos időskálán főleg az elektronátmenetek gerjeszthetőek a rétegekben kialakuló nagy elektromos térrel, és ezek járulhatnak hozzá a lézerimpulzus energiájának elnyeléséhez. A hőátadási időhöz képest nagyon rövid időskálán történik az abszorpció.

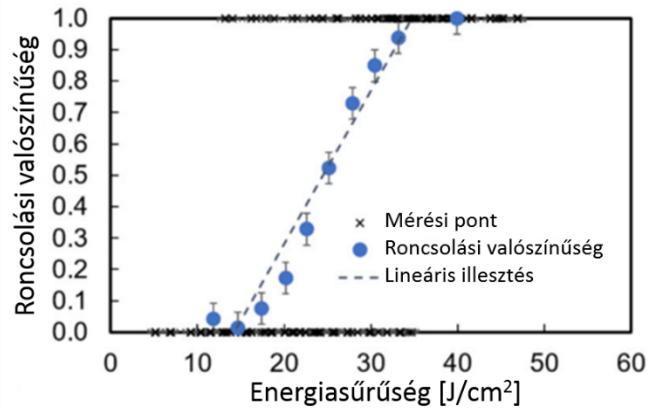
A 2.10 ábrán bemutatok eltérő megjelenésű roncsolási foltokat, ahol a roncsolást kiváltó okok különböznek. [25] Az ábra a) részén a hőelnyelés által okozott olvadás és törés látható, a b) részen rövid impulzusok által okozott morfológia látható, ahol a pontszerű hibák okai a rétegben található hibahelyek és zárványok, valamint a c) részen már az ultrarövid impulzusokkal történő nemlineáris kölcsönhatások által okozott kráterszerű morfológia figyelhető meg.



2.10 ábra Példák a lézer által indukált roncsolások morfológiáira; **a)** hosszú impulzus hatása, termikus effektusok és a bevonat abszorpciója dominál; **b)** rövid impulzusok hatása, hibahelyek és zárványok a kiváltó okok; **c)** ultrarövid impulzus hatása, elektromos jelenségek dominálnak [25]

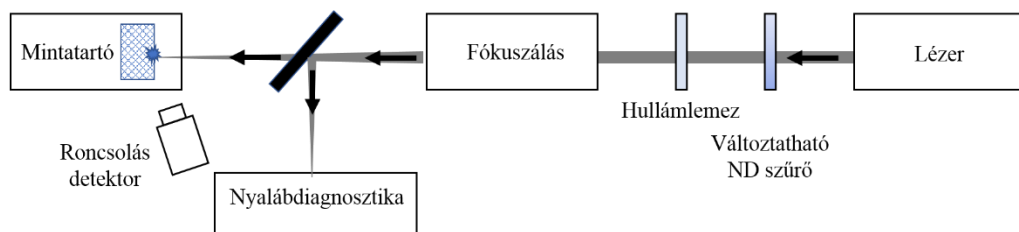
2.2.3.1. Roncsolási küszöb mérése

A roncsolási küszöb meghatározásához az ISO szabványok szerinti mérés úgy történik, hogy a vizsgálni kívánt optikai elem felszínét felosztják mátrixpontokra, majd a pontokon végighaladva azokat előre meghatározott intenzitással megvilágítják a kiválasztott mérési protokoll szerint. Az összes pont besugárzása után megvizsgálják, hogy hány százaléka sérült meg. Ez a százalék adja az adott energiasűrűséghez tartozó roncsolási valószínűséget. A besugárzás függvényében ábrázolt roncsolási valószínűségek rajzolják ki a roncsolási görbét, az így kapott 0 % (a mérési pontok egyikében sem tapasztaltak roncsolást) és a 100 % (az összes mérési pontban tapasztaltak roncsolást) valószínűségű pontok között található átmenetre jellemzően egy lineárist illesztve és azt extrapolálva meghatározható az a besugárzás érték, ahol a károsodás valószínűsége 0. A roncsolási küszöb tehát definíció szerint a teszt által meghatározott módon a felületet megvilágító legnagyobb teljesítménysűrűség, amely során a károsodás valószínűsége nulla. Ezzel a módszertannal készült a 2.11 ábrán látható roncsolási valószínűség görbe, amelyet példaként mutatok be. A valós felhasználáshoz a gyártók jellemzően azt tanácsolják, hogy ennek a küszöbértéknek a feléig használhatóak nagy biztonsággal az optikai elemek.



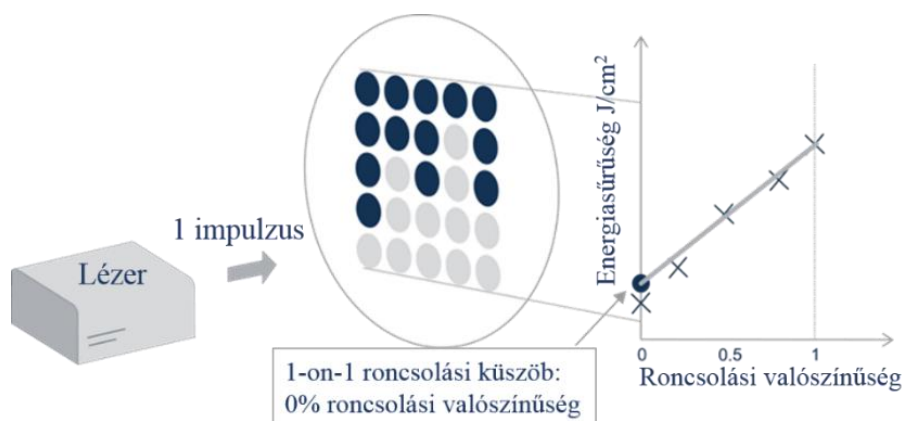
2.11 ábra Roncsolási valószínűség görbe, amelyen a kék pontok jelzik az adott energiasűrűséggel megvilágított foltok roncsolódásának gyakoriságát, a 0 % és 100 % közötti pontokra elvégezve az illesztést, megkapjuk a roncsolási küszöböt. Ábra forrása: [26]

ISO tanúsítvánnyal rendelkező mérésekhez minden esetben szükséges a fényforrás pontos karakterizálása. Az ISO szabványok kísérleti elrendezése megegyezik, ezt a 2.12 ábra mutatja be, a tesztek típusai pedig a következők:



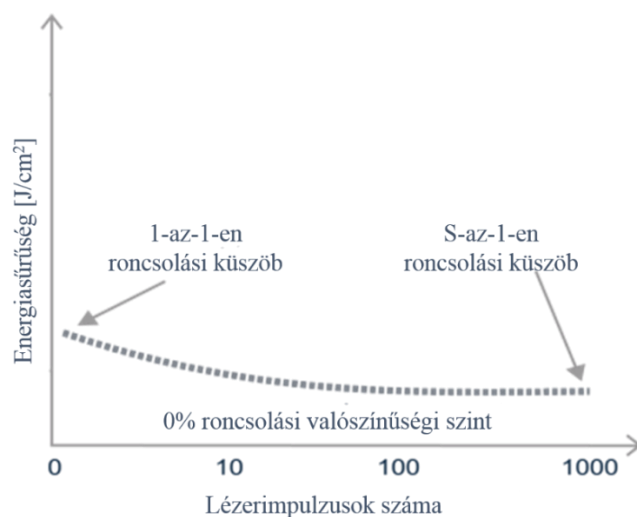
2.12 ábra Roncsolási küszöb mérési alapelrendezés

- ISO 11254-1: (1-on-1 teszt) Ez egy viszonylag egyszerű eljárás, konstans mennyiségű mátrixpontot világítanak meg egy adott impulzusenergiával mindössze egyszer, ebből kiszámolják a roncsolási valószínűséget, majd ismétlik az eljárást az impulzusenergia növelésével egészen addig, amíg a roncsolási valószínűség eléri a 100%-ot. Ez a teszt visszajelzést ad az optika minőségéről, így alapvetően a gyártás optimalizálásához nyújt segítséget.



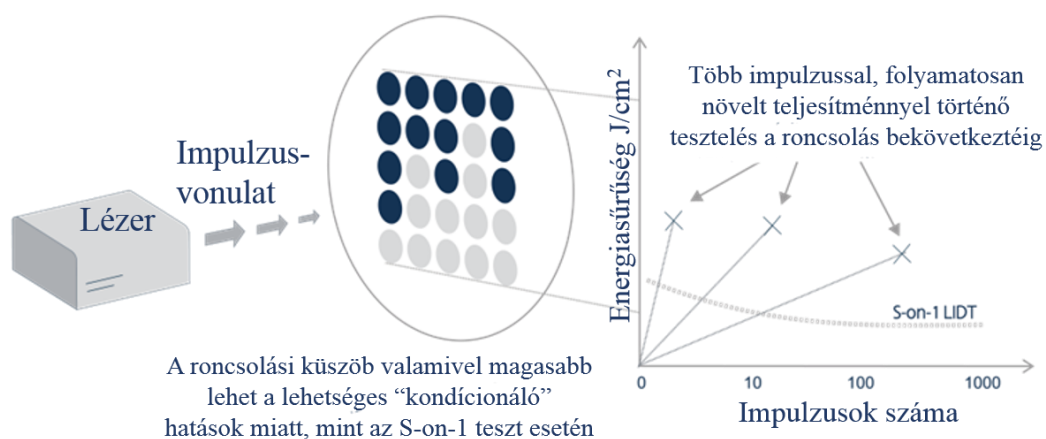
2.13 ábra Az ISO 11254-1, 1-on-1 típusú ronsolási küszöb mérés (Ábra forrása: [27])

- ISO 11254-2: (S-on-1 teszt) Az előző szabványhoz képest annyi a különbség, hogy ebben a tesztben több, előre meghatározott mennyiségű impulzussal világítják meg a mintán a mátrixpontokat. Ha a lövéssorozat közben ronsolódik a folt, akkor ott leállítják az impulzussorozatot. Adott mennyiségű próbálövés után a ronsoláshoz szükséges impulzusok számának figyelembe vételével állapítanak meg egy ronsolási valószínűséget, majd egy nagyobb teljesítménnyel folytatják a mérést a mátrix következő során. Ezt a mérést érdemes elvégezni minden új tükrön, mert pontosan jellemzi az optikák ronsolási küszöbét. Figyelembe veszi az eljárás a teszteléshez használt lézerrendszer ismétlési frekvenciáját és az inkubációs hatásokat is, ami pedig az optika öregedésének előrejelzésében tud segíteni. A ronsoláshoz szükséges impulzusszámok figyelembevételével pedig az eredmények extrapolálhatóak nagyobb megvilágítási teljesítménysűrűségekre. Az 1-az-1-en módszerhez képest alacsonyabb ronsolási küszöbértékekre lehet számítani, ahogy a 2.14 ábra is mutatja.



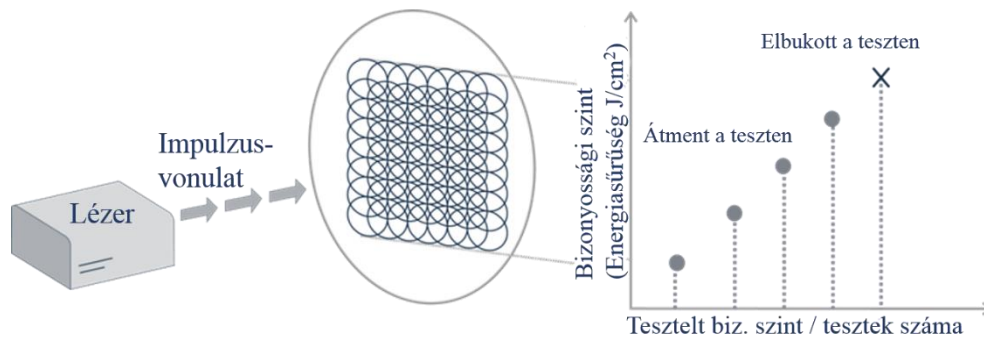
2.14. ábra A ronsolási küszöb mérések módszerainak összehasonlítása a mért értékek szempontjából (Ábra forrása: [28])

- ISO 11254-3 A harmadik szabvány olyan vizsgálati eljárást ír elő, amellyel a különböző tesztelő laboratóriumokban kapott eredmények konzisztenssé tehetőek. A vizsgálat során a minta ellenállóképességét vizsgálják. A laboratóriumok előre megállapodnak a megvilágító fényforrás tulajdonságaiban, a teljesítménysűrűségben, a minta vizsgált területében. Az alkalmazott teljesítmény túrése elvárt az adott optikai elemtől. A teszteléshez szükséges a felületről a megvilágítás előtt és után mikroszkópos felvételt készíteni, szabvány szerint egy Nomarski-típusú differenciális interferencia kontraszt mikroszkóppal. Az eljárás alapvetően nem destruktív; ha nem figyelhető meg sérülés, a tükör tovább használható, viszont bármilyen sérülés esetén a tükör elbukik a teszten, nem tudta teljesíteni az elvárásokat. Ezt a módszert főleg nagyobb mennyiségű, drágább előállítási költségű optikák tesztelésére használják, akár napi szinten minőségellenőrzésként, de nem fejlesztésre.
- R-on-1: Egy nem standardizált eljárás az úgynevezett R-on-1 teszt módszer. A roncsolási küszöb megállapításához egy vizsgálati pontot többször megvilágítanak, de az egyes előre meghatározott impulzus sorozat teljesítményét növelik. Az anyaggal való folyamatos kölcsönhatásnak lehetnek torzító hatásai. Ez a vizsgálati módszer előnyös, ha limitált a rendelkezésre álló tesztfelület, vagy ha különböző gyártási folyamatok vagy beszállítók összehasonlítása a cél, illetve telítődési effektusok feltérképezésénél.



2.15 ábra R-on-1, nem ISO szabvány szerinti roncsolási küszöb mérés eredményeinek összehasonlítása az S-on-1 mérési módszer eredményeivel (Ábra forrása: [29])

- Raszteres vizsgálat (raster scan): A raszteres vizsgálat egy olyan nem standard eljárás, amely segítségével a tükör ritka hibái térképezhetőek fel, amelyekre nagy valószínűséggel nem kerülne sor egy S-on-1 vizsgálat során. A többi mérési módszerrel ellentétben, itt nem jól elkülönülő pontokban történik a vizsgálat, hanem egy nagyobb területet lefedve, a lézersugár méretével összehasonlítható, egymást átlapoló pontokban történik a letapogatás.



2.16 ábra Pásztázó, nem ISO szabvány szerinti roncsolási küszöb mérés módszere és kiértékelése (Ábra forrása: [30])

A roncsolási küszöb megadása impulzusüzemű lézereknél a lézernyaláb maximális felületi energiasűrűségének kiszámításával történik J/cm^2 mértékegységben. Számoláshoz ismerni kell az átlagteljesítményt (P), az ismétlési frekvenciát (f), a nyaláb területét (A) és a nyaláb intenzitásprofilját. Fontos megjegyezni, hogy míg egy négyzetfüggvény szerinti intenzitáseloszlás („*flat top intensity profile*”) esetén jól definiálható a nyaláb sugara, illetve felülete, addig egy Gauss-nyaláb esetén egy effektív nyalábsugarat szokás definiálni. Ez az effektív sugár a maximális intenzitás $1/e^2$ -nél definiált sugár elosztva $\sqrt{2}$ -vel, vagyis $r_{eff} = r_{1/e^2}/\sqrt{2}$. Ebből kiszámolva a nyaláb területét, adódik a Gauss-nyaláb esetén alkalmazandó 2-szeres szorzófaktor a roncsolási küszöb egyenletében.

$$F = \frac{E_{impulzus}}{A_{korrigált}} = \frac{2P}{fA} \quad (2.7.)$$

ahol F a roncsoló energiasűrűség (fluence), $E_{impulzus}$ egy impulzus energiája, és $A_{korrigált}$ a nyalábterület korrigálva az intenzitásprofil szerint.

2.3. Vivő-burkoló fázis, fázisstabilizált lézerek

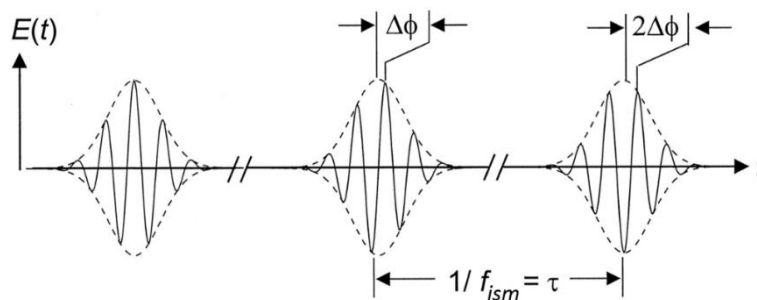
Egy lézerimpulzus elektromos térerőssége általánosan leírható egy szinuszos oszcilláció, vagyis a vivőhullám, valamint egy lassan változó burkolófüggvény szorzataként, ahol a két tényező között van egy relatív φ_0 fáziskülönbség. (2.8 egyenlet) Egy módusszinkronizált lézer esetén ez a relatív fázis szabályozatlanul változik impulzusról impulzusra. Ezt a relatív fázist nevezik vivő-burkoló fázisnak (carrier envelope phase, CEP), de a korai irodalomban néha abszolút fázisként is hivatkoznak rá.

$$E_L(t) = A(t)\cos(\omega_L t + \varphi_0), \quad (2.8)$$

ahol $E_L(t)$ az impulzus elektromágneses tere, $A(t)$ az impulzus burkológörbéje, ω_L a vivőhullám körfrekvenciája, illetve $\varphi_0 = \varphi_{CE}$ a vivő-burkoló fázis.

A közeli infravörös hullámhossztartományban működő módusszinkronizált titán-zaffir lézeroszcillátorok képesek 5 fs időtartamú impulzusok előállítására, ez ebben a hullámhossztartományban kevesebb, mint két optikai ciklusnak felel meg. (800 nm központi frekvencia esetén egy optikai ciklus időtartama ~ 2.7 fs.) Ekkora impulzusidőknél tehát egy adott impulzus elektromos térerősségének a maximuma erősen függ a vivő-burkoló fázistól. Kontrollált körülmények között tartva fontos szerepet játszik különböző nemlineáris optikai jelenségeknél, mint például a küszöbértékfeletti ionizáció, magas harmonikus keltés és izolált attoszekundumos impulzuskeltés. [31]

Egy lézeroszcillátor rezonátorában circulating impulzusok a rezonátor hosszának megfelelő ismétlési frekvenciával követik egymást, de a pontos alakjuk, vagyis a burkoló alatti hullám alakja eltér a vivő-burkoló fázis változása miatt. A valóságban az ismétlési frekvenciára sem lehet pontos mennyiségként tekinteni a rezonátoron belül fellépő zajkomponensek jelenléte miatt; mint a környezeti paraméterek ingadozása (hőmérséklet, páratartalom), mechanikai instabilitások, a pumpálólézer teljesítményének ingadozása. További bizonytalanságot visz a rendszerbe a rezonátoron belül sem azonos fázis- és csoportsebesség, mivel a rezonátoron belüli közegeken történő áthaladásokat is figyelembe kell venni, így a csoportsebességgel terjedő burkoló alatt „elcsúszik” a fázissebességgel terjedő vivőhullám, a 2.17 ábrán is látható módon.



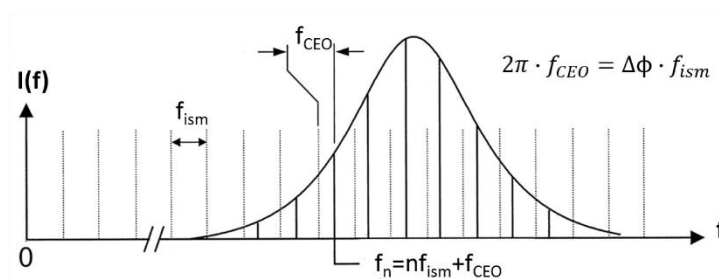
2.17 ábra Az elektromos tér lefutásának változása (azonos impulzusalak mellett) a vivő-burkoló fáziscsúszás miatt

Ennek a fáziscsúszásnak a mértékét, vagyis egyik impulzusról a következő impulzusra történő változását ($\Delta\phi$) a rezonátorbeli fázis- (v_p) és csoportsebesség (v_g) viszonya határozza meg, de ha bármilyen ingadozás van a rendszerben, akkor a fáziscsúszás sem stabil. A fáziscsúszás mértéke a (2.9) egyenlet alapján számolható ki.

$$\Delta\phi_{CE} = \left(\frac{1}{v_p} - \frac{1}{v_g} \right) \omega_L l_c \text{ mod } 2\pi \quad (2.9)$$

A (2.9) egyenletben l_c jelöli a rezonátor hosszát. Az impulzusról impulzusra történő vivő-burkoló fázis változását nevezik vivő-burkoló fáziseltolódásnak (carrier envelope offset, CEO).

A vivő-burkoló fázis (φ_{CE}) és a vivő-burkoló fáziseltolódás ($\Delta\varphi_{CE}$, CEO) szemléltetéséhez az idő- és frekvenciatérbeli leírás együttes szemlélete szükséges. Az időtartománybeli leírásnál egy módusszinkronizált lézertől kilépő impulzusvonulat esetén az impulzusok szabályos $\tau = OPL/c = 1/f_{ism}$ időközönként követik egymást. (OPL az optikai úthossz, f_{ism} az ismétlési frekvencia) Frekvenciatartományban az impulzusok spektruma pedig megkapható Fourier-transzformációval, amely egy szabályos frekvenciafésű eredményez, ahol a fésűfogak távolsága megegyezik az ismétlési frekvenciával (f_{ism}), ahogy ezt a 2.18 ábra is szemlélteti.



2.18 ábra Femtoszekundumos impulzusvonulat frekvenciatartománybeli képe. Jól megfigyelhető az impulzusspektrum burkolója alatti frekvenciafésű

Az impulzus frekvenciatérbeli szemléltetésén is látható, hogy annak összes spektrális komponense felírható az ismétlési frekvencia egész számú többszöröse és egy hozzáadott konstans frekvenciatag összegeként, ami nem más, mint a vivő-burkoló offszetfrekvencia (carrier envelope offset frequency, f_{CEO}), vagyis a frekvenciafésű nulla frekvenciától való eltérése, melyet a 2.10. egyenlet szerint lehet felírni:

$$f_{CEO} = \Delta\varphi_{CE}f_{ism}/2\pi \quad (2.10)$$

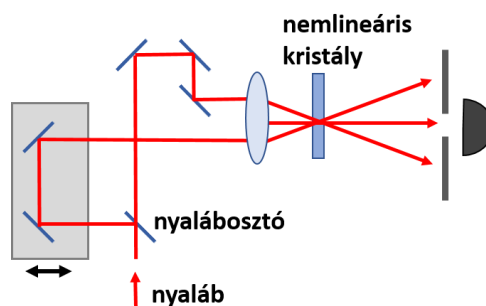
Az időtartománybeli képben ez megfeleltethető a vivőhullám impulzusról impulzusra történő eltolódási gyorsaságának a burkolóhoz képest. Ha az ismétlési frekvencia „ n ” egész számú többszöröse a vivő-burkoló offszetfrekvenciának, úgy minden „ n ”-edik impulzusnak lesz megegyező az alakja, illetve a vivő-burkoló fázisa.

A fentebb leírtak tehát arra mutatnak rá, hogy egy frekvenciafésűben két szabadsági fok van, az ismétlési frekvencia és a vivő-burkoló fáziscúszás, így annak érdekében, hogy vivő-burkoló fázisfüggő jelenséget tanulmányozhassunk, ennek a két paraméternek a kontrollálása elengedhetetlen.

A femtoszekundumos titán-zafir lézerek vivő-burkoló fázisstabilizálására számos módszert fejlesztettek ki ezidáig, de az első és legszélesebb körben elterjedt technika az ún. $f-2f$ módszer. Ahhoz, hogy a vivő-burkoló fázist megfelelően irányítsuk, először meg kell tudnunk mérni a szükséges paramétereket. Amíg az ismétlési frekvencia egyszerűen mérhető egy fotodióda segítségével, addig a fáziscsúszás mérése már nehezebb feladat. Mivel a fáziscsúszás összefügg a frekvenciafésű offszetfrekvenciájával, ezért ennek a meghatározása a cél, amely heterodin koherens technikákkal lehetséges. Ezekről a technikákról részletesebb leírás található a Függelékben.

2.4. Lézerimpulzusok mérés technikája

Az ultrarövid lézerimpulzusok időtartamának mérésére nem elég gyors egy hagyományos detektor, pl. fotodióda, hiszen ezek feloldási ideje 1 ns körüli. Ezért olyan mérés technikai megoldások szükségesek, ahol az impulzust mintegy saját magával hasonlítjuk össze ("self referencing"). Az egyik legegyszerűbb technika az intenzitás autokorreláció, ami az időbeli $I(t)$ intenzitásprofil vizsgálatával foglalkozik a másodrendű korrelációs függvényen keresztül, amelyet a jel másodharmonikusának generálásával kapunk (2.19 ábra). Ezt az elrendezést átalakítva felépíthető az interferometrikus autokorrelátor, vagy más néven interferencia csíkfelbontott autokorrelátor. Az ultrarövid impulzusokat jellemző technikáknak, mint a frekvenciafelbontott optikai kapuzás (FROG, *frequency resolved optical gating*), és a spektrális fázisinterferometria (SPIDER, *spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction*) is számos változatban léteznek. A spektrális fázis meghatározásához a laborban az ún. d-scan módszert alkalmaztuk [32]. A kísérleteimhez kapcsolódó mérések során továbbá interferometrikus autokorreláció és FROG is rendelkezésre állt. A következőkben ezeket a módszereket mutatom be.



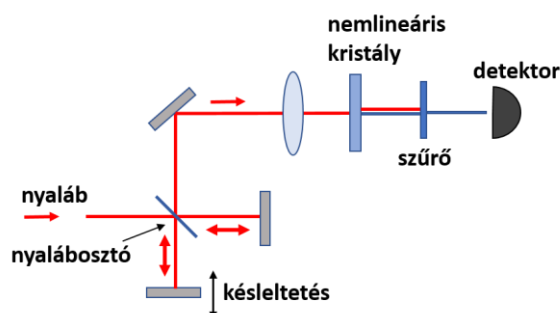
2.19 ábra Intenzitás autokorrelátor sematikus felépítése

Az intenzitás autokorreláció (2.19 ábra) során a mérendő nyalábot kettéosztva két változó késleltetésű nyalábot generálnak, majd azokat megfelelő szög alatt egy

másodharmonikus-keltő kristályba fókuszálva egy $E(t)+E(t+\tau)$ -val arányos jel kapható, ahol τ a különböző úthosszak által biztosított időbeli késleltetést jelöli. Ez a lassú fotodetektorral mérhető jel az intenzitás autokorreláció:

$$I(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} |E(t)E(t - \tau)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t - \tau) dt = A(t) \quad (2.11)$$

Ez a módszer az impulzus időtartamát csak úgy képes mérni, hogy előfeltevéssel élünk az impulzusalakra vonatkozóan.



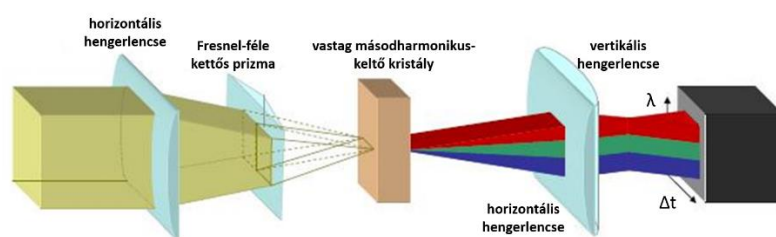
2.20 ábra Interferometrikus autokorrelátor sematikus felépítése

Az interferometrikus, vagy más néven fázisérzékeny autokorrelációs módszer egy Michelson-interferométer kimeneténél elhelyezett nemlineáris kristályból származó másodharmonikus jel mérését biztosítja a késleltetés függvényében (2.20 ábra). A két egymáshoz képest eltolt nyaláb párhuzamosan éri el a nemlineáris kristályt, így azok interferálnak. Ebben az esetben a lassú detektor által mért jelet a (2.12) egyenlet írja le. Az interferometrikus autokorrelációs függvény iteratív illesztésével pontosabb információ nyerhető az spektrális fázisra és így az impulzusalakra vonatkozóan is.

$$I(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} |(E(t) + E(t - \tau))^2|^2 dt \quad (2.12)$$

A FROG esetében kiindulhatunk az intenzitás autokorrelátor felépítésétől, de a detektort egy spektrométer helyettesíti. A két impulzus különböző beérkezési időkülönbségeinek beállítása mellett rögzít néhány tíz, vagy száz spektrumot. Az így kapott FROG-térkép tulajdonképpen egy spektrogram, ami egy színskálával mutatja az intenzitást az időkésleltetés és az optikai frekvencia függvényében. Ezután egy iteratív fázis-visszakeresési algoritmussal megvalósítható az impulzus alakjának rekonstruálása. Számos különböző megoldású FROG technika létezik, ebből az egyik legkedveltebb a laborunkban is alkalmazott technika az SHG FROG (vagyis másodharmonikus FROG). A FROG technikákkal kinyerhető információ az

impulzus időtartama, valamint a teljes időfüggő elektromos tér, beleértve a fázislefutást is, azonban a vivő-burkoló fázisérték és az impulzusok beérkezési ideje nem mérhető vele.



2.21 ábra A GRENOUILLE mérési módszer elrendezése

Az SHG FROG egy egyszerűsített formája a 2.21 ábrán látható ún. GRENOUILLE módszer (*grating-eliminated no-nonsense observation of ultrafast incident laser light E-fields*), amelynél az autokorrelátor nyalábosztó, időkésleltető és a nyalábot rekombináló elemeket lecserélték egy Fresnel-féle biprizmára, a korábbi spektrométert és a vékony másodharmonikus-keltő kristályt egy vastag kristályra, ezekkel a változtatásokkal kiküszöbölve a az SHG FROG beállításra érzékenységet és erősítve a mérendő jelet.

A d-scan módszer [32] során egy néhány fs-os, optimális kompresszió közeli impulzus másodharmonikus spektrumát mérve a nyalábútba bevitt extra diszperzió függvényében meghatározható az alapspektrum fázisa. A diszperzió megváltozását egy, a nyaláb útjába helyezett ék biztosítja. A mérési módszerhez szükséges az alapspektrum ismerete. A másodharmonikus jel fázisillesztéséhez a korlátlan sávszélesség feltételezése és az alaplézermimpulzus polinomiális fázisának felírása a (2.13) egyenlet alapján történik:

$$\phi(\omega) = A(\omega - \omega_0)^2 + B(\omega - \omega_0)^3 + C(\omega - \omega_0)^4 \quad (2.13)$$

Ezen feltételek mellett az impulzus rekonstrukciója iteratív numerikus módszerekkel történik a polinomiális fázis A, B és C paramétereit keresve. Végül a transzformációkorlátozott, rekonstruált fázisokat figyelembe vett impulzusburkoló kiértékelhető.

3. Dielektrikumközegek optikailag indukált tranziens fémesedése

A fény és anyag kölcsönhatásának kvantumszintű tanulmányozása már 1887-ben elkezdődött a fotoeffektus Hertz általi felfedezésével, amelyet később Einstein értelmezett, ehhez kapcsolódik 1905-ös Nobel-díja is. A külső fotoeffektus azt jelenti, hogy ha a fémet a rá jellemző küszöbszint (kilépési munka) fölötti fotonenergiájú elektromágneses sugárzás éri, akkor annak abszorpciójával a fémből elektronok lépnek ki. A fény-anyag kölcsönhatási folyamatokat tiltott sávval rendelkező közegekre (félvezetőkre és szigetelőkre) vizsgálva megkülönböztethetők rezonáns és nemrezonáns esetek. Rezonáns abszorpciós folyamatokról beszélünk, ha elektronátmenetek valós energiaszintek között történnek és a gerjesztő foton energiája megfelel az energiaszintek különbségének. Ezzel szemben a nemrezonáns nemlineáris folyamatok csak virtuális energiaszintek között mennek végbe, így ezek különösen gyorsan végbemenő folyamatok. Ezekben az esetekben a gerjesztő foton energiája kisebb, mint az anyag tiltott sávja, viszont elég nagy térerősséggel már gerjeszthető az anyag. Ennek a nemlinearitásnak a válasza jellemzően nem nagy érték ($\chi^{(3)} \sim 10^{-22} \text{ m}^2/\text{V}^2$), de jelentőséggel bír, mivel minden dielektrikumban jelen van. [33]

Az atomok viselkedésének tanulmányozása lézertérben már az első lézerek megjelenése után megkezdődött. A korai kísérletek azt mutatták, hogy egy atomi rendszer válasza $I=10^8 \text{ W/cm}^2$ körül válik nemlineárisra a látható és közeli infravörös tartományokban, és másod-, harmad- és negyedrendű nemlineáris szuszceptibilitással magyarázhatóak a legfontosabb kapcsolódó jelenségek. Ez a tartomány perturbációszámítással írható le.

A következő tartomány határa $I=10^{13} \text{ W/cm}^2$ intenzitás környékén kezdődik, amely fölött a külső lézertér összemérhetővé válik az atomon belüli térerősséggel, így a perturbatív leírás érvényét veszti. Ilyenkor a nemlineáris optikai folyamatok hagyományos elméleti megközelítései nem működnek, a kölcsönhatások erősen nemlineárisak és új leírás szükséges.

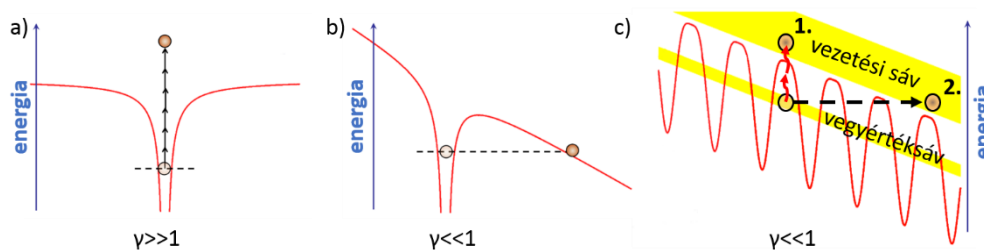
Egy még magasabb határérték, ha az anyaggal kölcsönható elektromos tér elég erős ahhoz, hogy legyőzze az atomban jelenlevő Coulomb-erőket. Ekkora térerősség amplitúdóval rendelkező lézertér intenzitása eléri a 10^{16} W/cm^2 nagyságrendet. Ilyen, egy külső héjelektronok által tapasztalt Coulomb-térrel összemérhető nagyságú elektromos térrel történő kölcsönhatásnál egy elektron jelentős nagyságú valószínűséggel ki tud lépni a kötött állapotából, még mielőtt a lézer elektromos mezejének előjele megfordulna. Az atomok erős lézertérben történő ionizációját Keldis írta le, az elméleti megközelítése alkalmazható a lézer elektromos terével kölcsönhatásba lépő atomokra, fémekre vagy más szilárd anyagokra. [34]

Tanulmányában bevezette a Keldis-paramétert (3.1 egyenlet), amely függ az elektron m_e tömegétől és e töltésétől, a lézertér ω_L körfrekvenciájától és E_L térerősségétől, valamint a lézertérrel kölcsönhatásban álló atom Φ ionizációs potenciáljától.

$$\gamma = \frac{\omega_L \sqrt{2m_e \Phi}}{eE_L} \quad (3.1)$$

Szilárdtestek, fémfelületek esetében a (3.1) egyenletben az ionizációs potenciál az anyag kilépési munkájával helyettesíthető. Nagysága jellemző az atomokban, illetve szilárdtestekben végbemenő ionizációs és gerjesztési folyamatok domináns mechanizmusaira. Fizikailag a Keldis-paraméter az energiagáton történő átjutásához szükséges idő és a lézertér periódusának hányadosa. Nagysága szerint, ha $\gamma > 1$, vagyis gyenge terek vannak jelen, akkor az elektron több foton energiáját összegyűjtve lép ki az atomból vagy a fémfelületről. (3.1. a) ábra) Ez a sokfotonos fotoemissziós tartomány. Amennyiben $\gamma < 1$, vagyis olyan erősségű külső térrel lép kölcsönhatásba az anyag, amely összemérhető nagyságú az atomon belüli térrel, ott a két elektromos tér szuperpozíciója egy effektív potenciálgáton hoz létre. Ezen a potenciálgáton már képes az elektron átjutni, tehát ekkor az alagutazási mechanizmusok a dominánsak. (3.1 b) ábra)

A töltéshordozók gerjesztése során az ionizációhoz hasonló folyamatok játszódnak le a vegyérték és vezetési sávok között, fényel történő kölcsönhatás során. (3.1 c) ábra) Miután a töltéshordozókat a vezetési sávba gerjesztik, azok képesek kölcsönhatásba lépni egy külső elektromos térrel, miközben a vegyértéksáv állapotai delokalizáltak. Így lehetővé válik a lézertér által esetlegesen keltett áram irányítása is.



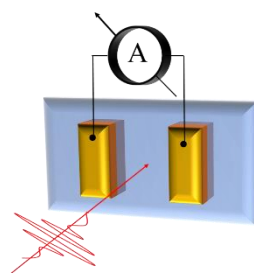
3.1. ábra Ionizációs és gerjesztési folyamatok lézertér jelenlétében a) Sokfotonos ionizáció; b) Alagutazás; c) 1.: Sokfotonos, sávok közti átmenet, 2.: Sávok közti alagutazás

Az áram lézerpulzusokkal történő irányításának egyik módszere a fotokonduktív kapcsolás. [35, 36, 37, 38, 39, 40] Ehhez jellemzően félvezetőket használnak, amiben a foton energiáját elnyelve szabad töltéshordozók keletkeznek, ennek hatására pedig az anyag a nagy ellenállású állapotából nagy vezetőképességűvé válik. Egy elektromos áramkörben, ha ez a

változás kellően nagy, akkor kapcsolóként viselkedik, de működéséhez előfeszítés szükséges. Manapság a kapcsolás ideje 100 fs körül is lehet. [41]

A következőkben bemutatok két, a közelmúltban bemutatott kísérletet, melyekben egy intenzív, kevés ciklusú elektromos tér nemlineáris módon erősíti a dielektrikumok erős terek által keltett polarizációját virtuális töltéshordozók létrehozásával. Összességében úgy értékelhető a jelenség, hogy az erős optikai mezők egy új anyagállapotot hoznak létre. Ebben az állapotban az eredeti vezetési és vegyértéksávok keverednek, és reverzibilis módon populációátvitel történik köztük. A dielektrikum eredeti tiltott sávja eltűnik, ahol a betöltött és betöltetlen állapotok energiái átfednek. Így eltűnik a betöltött és betöltetlen állapotokat elválasztó Fermi-felület. A tiltott sáv eltűnése miatt a nem-egyensúlyi állapotba került rendszer nagy polarizálhatósággal rendelkezik, az optikai vezetőképesség több mint 18 nagyságrenddel nagyobb, mint az eredeti dielektrikumé, ezzel elérve a félfémekre jellemző értékeket, bár továbbra is több nagyságrenddel alacsonyabb, mint egy jó vezetőképességű fémé. [42]. Emiatt szokás a jelenséget tranziens fémesedésnek is nevezni.

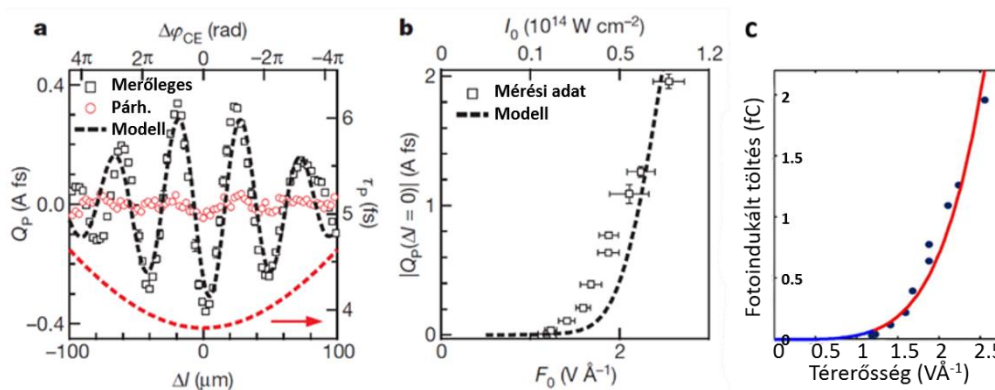
Az egyik 2013-as kísérlet rámutatott, hogy lehetséges áram keltése nagy tiltott sávú mintában is, mindez előfeszítés nélkül. [2] A kísérlet során arany elektródák közé helyezett kvarcüveg mintát világítottak meg közeli infravörös tartománybeli, kevés ciklusú, pár femtoszekundumos rövidegű lézertimpulzusokkal. A keltett áramot az optikai hullámforma pillanatnyi elektromos térerőssége kapcsolta és irányította, a keltett impulzusonként a keltett áram egyenáramnak tekinthető. A kísérlet elvégezhető vákuumkamrán kívül.



3.2. ábra Ultrarövid impulzussal történő áramkeltési kísérlet alapelrendezése, a beérkező lineárisan polarizált fény polarizációs síkja merőleges az elektródákra

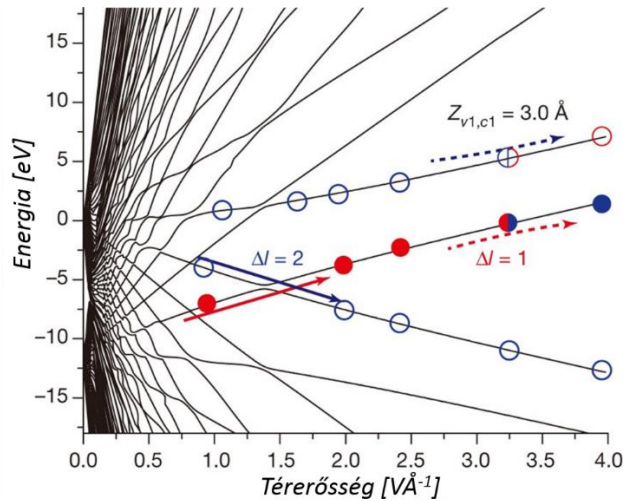
Az impulzus által keltett áram nagysága és iránya az impulzus vivő-burkoló fázisával van összefüggésben, minél nagyobb a burkoló alatti vivőhullám amplitúdója, annál erősebb a kiváltott válasz. Ha a beeső impulzus polarizációs síkja merőleges az elektródákra, ahogy az a 3.2 ábrán is látható, akkor maximális a kelthető áram nagysága. Ez viszont csökken az elektródák és a fény polarizációs síkja által bezárt szög csökkentésével. Ennek hatása látható

a 3.3 ábra a) részén látható, piros kör alakú szimbólummal jelölt mérési eredmények esetében, amelyek az elektródákkal párhuzamos polarizációs síkú nyalábbal készültek, míg a legnagyobb jelet az elektródákra merőleges polarizációs síkú nyalábbal lehetett mérni, amit a fekete négyzet szimbólumokkal ábrázolt pontok mutatnak be. A fotonok energiája viszont a kvarcra jellemző abszorpció él alatt van, így a jelenség akkor tud végbemenni, ha kellően nagy intenzitást ér el a lefókuszált nyaláb, vagyis egy nemlineáris optikai jelenségről van szó. A megvilágított területen az intenzitás néhányszor 10^{13} W/cm².



3.3 ábra a) Keltett töltésmennyiség (Q_p) vivő-burkoló fázisfüggése ($\Delta\varphi_{CE}$) a Δl , nyalábútba helyezett kvarcüveg ék vastagságának függvényében b) Maximálisan keltett töltésmennyiség a megvilágító impulzus F_0 térerősségének függvényében (a) és b) ábra forrása: [2]) c) Fotoindukált töltésmennyiség nagysága a térerősség függvényében, mért vs. illesztett adatok (c) ábra forrása: [43])

A jelenség magyarázatára ma már vannak a kísérleti eredményekkel jó egyezést mutató elméletek, de a vizsgálatok még továbbra is zajlanak. Schiffrin és munkatársai azt állították [2], hogy lassan változó erősségű mezők alkalmazásakor ($F=1-3 \text{ V \AA}^{-1}$) a nagy tiltott sávval rendelkező közegekben az elektronállapotok az előrejelzések szerint Wannier-Stark lokalizáción mennek keresztül körülbelül $|\Delta l| \sim 1$ egységcellán belül (3.4 ábra). Olyan térerősségnél, ahol a 3.4 ábrán a Δl jelölésű pontnál az energiaszintek kereszteződnek, a lokalizált Wannier-Stark állapotok között egységcellákon átívelő Zener-átmenet várható, melynek gyakorisága megegyezik a kereszteződésnél kialakuló energiahézaggal, frekvenciaegységben: $E_l/(2\pi\hbar)$.



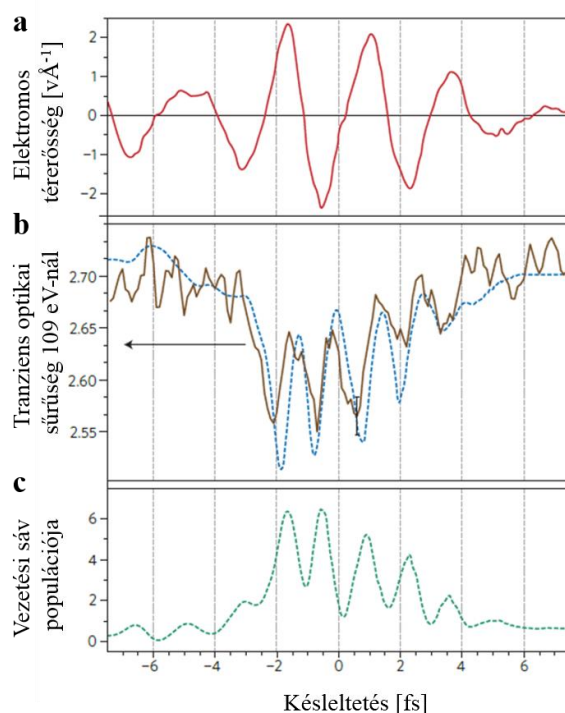
3.4. ábra Elektronátmenetek a szilícium-dioxid vegyértéksávjai és vezetési sávjai között erős elektromos térben, illetve az adiabatikus energiaszintek vázlata a külső elektromos tér függvényében. A teli körök betöltött állapotok, míg az üresek betöltetlenek. A piros szín vegyértéksávbeli hullámfüggvényeket jelöl, míg a kék szín vezetési sávbeli hullámfüggvényeket. A folytonos vonalú nyilak nem-adiabatikus, és a szaggatott vonallal ábrázolt nyilak adiabatikus átmeneteket jelölnek. [42]

Ahogy a 3.4 ábrán látható, $|\Delta l| > 2$ esetben ez a ráta nagyon kicsi az optikai tér $\omega_L/(2\pi)$ frekvenciájához képest, ezért az összes ilyen elkerült metszéspontnál nem-adiabatikusan halad át az elektron, ha erős oszcilláló elektromágneses tér hatása alá kerül. A rendszer pedig követi a nem-adiabatikus feltételeket anélkül, hogy a két sáv között jelentős populációátvitel történne. Ilyenkor a rendszer túl gyorsan halad át az elkerült metszéspontokon ahhoz, hogy Zener-alagutazás történjen. Az ilyen elkerült metszéspontok többnyire következmények nélküliek, a rendszer úgymond figyelmen kívül hagyja őket.

Ahogy a 3.4. ábrán is látható, az energiakülönbség a $|\Delta l|=1$ jelölésű végső elkerült metszéspontban túl nagyra válik, $\Delta E_l/\hbar \gg \omega_L$, vagyis a tér amplitúdója megközelíti és meg is haladja a kritikus térerősséget, ami $F_{kritikus} = \Delta g/ea$, ahol $\Delta g \approx 9$ eV, a SiO_2 tiltott sávja, e az elektron töltése, a pedig a rácsállandó. A nagy elkerült metszéspontbeli energiakülönbség az elektronok olyan Zener-alagutazását feltételezi a vegyértéksáv és a vezetési sáv között, amelyek Wannier-Stark lokalizáltak a legközelebbi szomszédaiknál. Ezen az elkerült metszésponton túlnyomórészt adiabatikus az átmenet, amit a szaggatott nyíl jelöl. Ez pedig ahhoz vezet, hogy az alsó eltérülő szint fokozatosan megváltoztatja a hullámfüggvényét a valenciasávból a vezetési sávbeli állapotba, miközben az teljesen foglalt marad. Ez a fokozatos változás úgy számszerűsíthető, ha a ténylegesen betöltött és az adiabatikus mező által módosított vegyértéksáv állapotokat kivetítjük a vezetési sáv állapotaira

kikapcsolt mező mellett. Ez a kivetítés a virtuális vezetési sáv elejkelektronjainak és ennek megfelelően a virtuális vegyértéksáv lyukainak átmeneti populációját eredményezi.

A jelenség egy másik vizsgálata során a [44] cikkben erősítették meg a nagy tiltott sávú anyagok attoszekundumos választ egy attoszekundumos időfelbontású (tranziens abszorpciós) kísérlettel. A kísérlet során arra vállalkoztak, hogy a szilícium-dioxidban nyomon kövessék a sáv szerkezetben és/vagy a populáció dinamikájában bekövetkező változásokat, melyeket erős, kevés optikai ciklusú közeli infravörös térrel lehet kiváltani. Egy, a mintán áthaladó XUV szondaimpulzus a szilícium L-héjából a szilícium-dioxid vezetési sávjába juttatja az elektronokat. A 3.5 ábrán látható egy felvétel a tranziens abszorpciós spektrumból, amely az XUV abszorpciós képesség azonnali, de reverzibilis átmeneti csökkenését mutatja. Mindez a változás az erős elektromos térrel szinkronban oszcillál. Ez pedig arra enged következtetni, hogy a vezetési sáv állapotainak és annak virtuális populációjának dinamikája a pillanatnyi elektromos tereket követi, illetve főleg a pillanatnyi változások dominálnak a jelenség során. A kísérlet az alkalmazott kvantummechanikai modellekkel összhangban alátámasztotta, hogy a tanulmányozott összes mérhető fizikai mennyiségben történt változás reverzibilis egy kritikus térerősségig. Ezek a változások pedig ki- és bekapcsolhatóak egy optikai ciklus idején belül.



3.5 ábra Attoszekundumos időfelbontású, erős tér által indukált effektusok szilícium-dioxidban. a) Az SiO₂ felületére érkező kevés optikai ciklusú közeli infravörös impulzus elektromos tere.; b) Az optikai sűrűség tranziens változása folytonos attoszekundumos

streaking módszerrel mérve.; c) A vezetési sávban található állapotok pillanatnyi populációjának tranziens alakulása a lézerimpulzus terének jelenlétében. A vezetési sávú populáció domináns részét virtuális populációnak nevezik. [31]

Időközben a jelenséget összefüggésbe hozták a koherens kontrollal [45], ahol a többfotonos gerjesztési csatornák kvantuminterferenciája által létrehozott aszimmetrikus töltéseloszlásnak tulajdonítják az áramkeltést. A jelenséggel foglalkozik Jacob B. Khurgin is, aki javasolt egy egyszerű alternatív magyarázatot a megfigyelt fotoáramra. [43] Megközelítésében a dielektrikum közeg belsejében egy oszcilláló áramimpulzus keletkezett, amely az impulzus térerősségének harmadik hatványával volt arányos. Az impulzus eltűnésével az áram nullára csökkent, a megmaradó elektromos töltés viszont nem volt nulla. Elmélete szerint a teljes optikailag keltett töltés mennyisége arányos a külső tér elektromos térerősségének harmadik, illetve nagyobb páratlan hatványaival, ahogy a (2.3) egyenletben is látható. Ahogy a 3.3 c) ábrán is látható, a modell kiváló egyezést mutat a kísérleti eredményekkel is. A jelenség értelmezéséhez figyelembe kell venni, hogy az ultrarövid lézerimpulzusok széles spektrális tartományt fednek le, az egyes spektrális komponenseknek megfelelő fotonok pedig nemlineáris kölcsönhatásba lépnek a vegyérték és vezetési sávban lévő állapotokkal is. Ez a koherens kölcsönhatás pedig virtuális elektronokat és lyukakat hoz létre a mintában és a két, egymással szemben terjedő töltéshordozó mennyiségében megjelenő különbség eredményezi az egyenáramot. A fotoáram nagysága arányos az elektromos tér maximumának páratlan hatványú kombinációival.

4. Célkitűzés

Nagy intenzitású lézerrendszerek fejlesztésénél alapkövetelmény az egyes erősítőfokozatokban használt nyalábok átmérőjének minimalizálása annak érdekében, hogy a költségek ésszerű határokon belül maradjanak. Ezek a törekvések pedig szükségszerűen megkövetelik az ilyen lézerekben használt optikai elemek roncsolási küszöbének növelését, hiszen ez szabja meg a használandó nyalábtágítást, illetve az ebből adódó minimális nyalábatmért.

A femtoszekundumos roncsolási küszöbvel kapcsolatos kutatásaim során segítségemre volt a vezető német Layertec GmbH optikai céggel meglévő együttműködés. Ennek keretében a cég rendelkezésemre bocsátott különböző mintadarabokat, azok jellemző paramétereit is megadva. A méréseim célja volt, hogy a nagy számú mintadarab roncsolási küszöbét hatékonyan meghatározzam, majd a tükrök optikai és gyártási tulajdonságait figyelembe véve összevessem azokat a mérési eredményekkel és összefüggéseket állítsak fel közöttük a roncsolási küszöb növelésére vonatkozóan. Ennek a célkitűzésnek az egyik fő motivációja az volt, hogy a munka megkezdésekor a szakirodalomban nem állt rendelkezésre ilyen nagy számú különböző tükrökre elvégzett összehasonlító tanulmány, hanem jellemzően csak pár mintadarabon végeztek mérést.

A pontos rétegtervet nem kaphattam meg, mert azt ipari titokként kezeli a cég, viszont a rendelkezésre bocsátott információ is elegendőnek bizonyult fontos összefüggések felállításához. A kísérletekhez nagy számú innovatív tesztadarabot bocsátottak rendelkezésemre, többek között új típusú fém-dielektrikum hibridtükröket is, amelyek tulajdonságait össze tudtam vetni a hasonló specifikációs tulajdonságokkal rendelkező, tisztán dielektrikum tükrökével. További céлом volt egy lövésszámfüggő vizsgálat elvégzése is, amivel a lövésszámok és a roncsolási küszöb összefüggését vizsgáltam.

A lézerfény és dielektrikumközegek kölcsönhatásának egy másik érdekes jelensége az optikailag indukált tranziens fémesedés. Ezért célul tűztem ki ennek a folyamatnak a megvalósítását egy olyan kompakt titán-zafír oszcillátorral, amivel korábban ezt a jelenséget még nem demonstrálták. Ez fontos lesz a jövőbeli alkalmazások szempontjából is. Ehhez rendelkezésre állt egy, a Venteon GmbH által gyártott Pulse:ONE típusú oszcillátor, amely <6 fs időtartamú impulzusokat képes biztosítani kb. 270 mW átlagteljesítménnyel 80 MHz ismétlési frekvenciával. A már meglévő infrastruktúrába integrálva ezt a lézeroszcillátort terveztem és építettem meg a kísérleti felépítést az optikai úton keltett áramok méréséhez.

Az optikai úton történő áramkeltéshez szükséges intenzitástartomány az $I \sim 10^{13} \text{ W/cm}^2$ tartományba esik, valamint ezzel egyidejűleg biztosítani kell, hogy a minta felületére érkező impulzus időtartama 5,5 fs körül maradjon, ezért a rendelkezésre álló oszcillátorral minden elvégzett kísérletnél szűk az optimális működési tartomány. Céлом volt még tehát ezeknek a feltételeknek a biztosítása, amihez $2 \mu\text{m}$ közeli fókuszfoltot kellett beállítani, amit a rövid impulzushossz miatt csak reflektív elemekkel lehetett megoldani.

Ezzel a kísérleti felépítéssel pedig megalapoztam azt a célt, hogy elérjem a máshol már erősítővel, nagyobb impulzusenergiával stabilan kimutatható optikai úton történő áramkeltést nagy tiltott sávval rendelkező anyagokban mindössze egy oszcillátorral, nJ nagyságrendű impulzusenergiákkal is. Innen már tovább lehet indulni az áramkeltés és vezérlés optimalizálása és annak alkalmazásai felé, hiszen a minden eddiginél nagyobb ismétlési frekvencia teszi lehetővé a jelenség tényleges alkalmazását.

5. Magas roncsolási küszöbű femtoszekundumos optikák vizsgálata

Ebben a fejezetben a lézer által indukált roncsolási küszöbre vonatkozó méréseimet és azok eredményeit fogom bemutatni. Manapság a femtoszekundumos lézerrendszerek korszerűsítéséhez a kulcs az optikai komponensek fejlesztése, melyeknek egyik fontos tulajdonságuk a roncsolási küszöbük. Régóta vizsgálják különböző szempontok szerint az optikai elemek, anyagok lézeres roncsolási küszöbét különböző befolyásoló tényezők szempontjából.

Egy- [46] illetve többlövéses roncsolási küszöb vizsgálatokat végeztek tipikusan Hz és kHz ismétlési frekvenciákon [47, 48, 49, 50, 51]. Magas reflexiójú és csörpölt tükrök összehasonlítása található a [52] cikkben, ahol azt tapasztalták, hogy a csörpölt tükrök roncsolási küszöbe szignifikánsan alacsonyabb, mint a magas reflexiójú tükröké, valamint azt, hogy a csörpölt tükrök roncsolódásakor a megvilágított pontban felhólyagosodás figyelhető meg, míg a magas reflexiójú tükörnél a felhólyagosodást csak valamivel a roncsolási küszöb feletti besugárással tapasztalták.

Továbbá több különböző intézetben elvégzett összehasonlító eredmények az [53] cikkben találhatóak. Inkubációs és lövésszámfüggő eredmény olvashatók az [54] cikkben, ahol különböző anyagokra alkalmazható, két fizikai mechanizmuson alapuló inkubációs modellel magyarázzák a roncsolási küszöb változásait a lézer ismétlési frekvenciájának függvényében. A modell az abszorpciót és az ablációhoz szükséges kritikus energialeadást veszi figyelembe. A modellel értékelték a kráterméret-módszer érvényességét a roncsolási küszöb és az ablációs küszöbérték meghatározására. Hagyományosan a roncsolási küszöb ismétlési frekvenciától való függéséről csak a Hz-kHz tartományokban találhatóak, a kHz-MHz tartományokra vonatkozó tanulmányok csak 7-8 éve jelentek meg [55, 56, 57], részben a Wigner Kutatóközpont munkájának eredményeként.

A lézerek fejlődésével, ahogy megjelentek az egyre rövidebb impulzusok egyre nagyobb intenzitással, már figyelembe kellett venni a fény és a tükör anyagának kölcsönhatását, vagyis jellemzően a sokfotonos gerjesztést, így előtérbe kerültek a nagyobb tiltott sávval rendelkező anyagok is a tükrök előállításánál, amelyek ellenállóbbak. [58] A tükrök rétegeiben kialakuló állóhullámtér tervezésével foglalkoznak a [55] cikkben, ahol arra a következtetésre jutottak, hogy a kialakuló elektromos tér maximumait eltolva a rétegek találkozásától a nagy tiltott sávval rendelkező rétegek belsejébe, jelentősen növelhető a roncsolási küszöb. A

tanulmányt erre a célra készített 33 rétegszámú mintadarabon végezték 1030 nm-es középhullámhosszú, 1 ps időtartamú 11.5 MHz ismétlési frekvenciájú impulzusokkal.

A végső felhasználásra készült tükrök esetében fontos, hogy egyszerre több szempontot figyelembe vevő tanulmányok is készüljenek, ilyen például a [59], azonban ebből a cikkből sok gyártástechnológiai és térerősségadat hiányzik, ami nehezíti a közvetlen összehasonlítást.

A méréseim során így tehát arra koncentráltam, hogy ezekre a hiányosságokra válaszolva, nagy számú, megfelelő gyártási és térerősségadatokkal rendelkező mintáról gyűjtve az eredményeket vonjak le következtetéseket. Ugyanazon típusú tükrök roncsolási küszöbértékének mérési eredményei között is lesznek eltérések, ha különböző helyszíneken végzik el a kísérletet. Mivel a legtöbb tanulmány különálló szempontokból vizsgálta a roncsolási küszöböt befolyásoló tényezőket, vagy hiányosak voltak az adatok, így a különböző eredmények kevésbé összehasonlíthatóak egymással. A méréseim kiértékelése során pedig igyekeztem sorra venni a gyártási módszertől kezdve a tükrök tulajdonságait.

5.1. A vizsgált tükrök és előállításuk

A roncsolási küszöbrel kapcsolatos kísérleteimhez a piacvezető Layertec GmbH német cég tükröit használtam. Az együttműködés keretében számos anyagot, előállítási és optimalizálási módszert használó mintát készítettek számomra. Az optikai elemek egy része kísérleti jellegű volt, másik része pedig kereskedelmi forgalomban is megtalálható.

A gyártó által rendelkezésre bocsátott információk a következők voltak: az optikai rétegek anyaga, a rétegek száma, előállítási módszere, reflexiós és GDD görbék, beesési szög, a tükrök használata során megfelelő polarizációs állapot, illetve a tervezett térerősségek maximális értéke az egyes rétegekben. Ezek az információk felül pontos dizájnt (az egyes rétegek vastagságát) sajnos ipari titoktartás miatt nem állt módjukban kiadni, még az együttműködésünket figyelembe véve sem.

A kollaborációnak köszönhetően több mint 30 különböző minta állt a rendelkezésemre, melyek mind titán-zafír lézerrendszerek optikai tartományára lettek tervezve. A rendelkezésre álló tükrök ionnyalábos, illetve magnetronos porlasztással, valamint ionsugaras párologtatással készültek. A magnetronos porlasztásos eljárást a cég továbbfejlesztette, hogy még nagyobb rétegsűrűségű és ezáltal jobb minőségű bevonatokat tudjanak készíteni különösen a látható és infravörös optikai tartományokban. Az ionsugaras párologtatás során a szubsztrátot a használt anyagoktól függően 100 és 300 °C közé melegítik. Egy APSpro ionforrással támogatják a

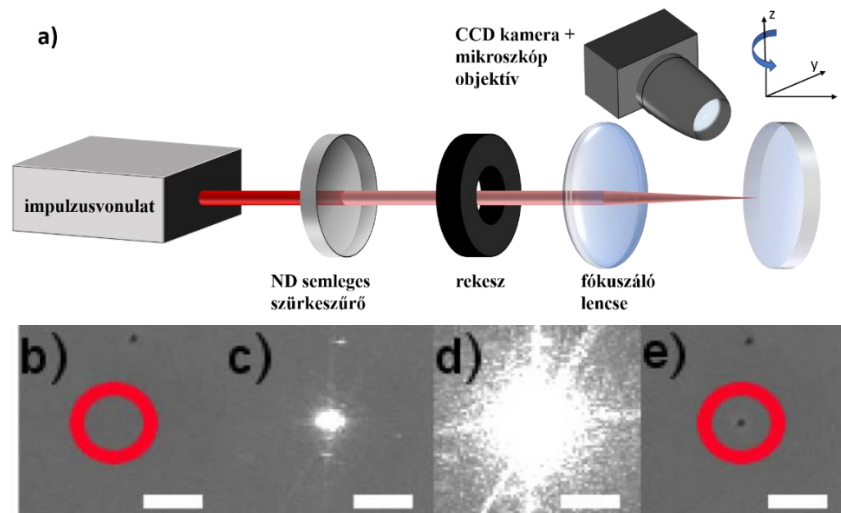
nagyobb sűrűségű rétegek kialakulását, ez az ionforrás kiemelkedően magas ion áramsűrűséget képes elérni. Ezekkel a hozzáadott technológiákkal a párologtatásos eljárással az általuk készített felületek is képesek felvenni a versenyt a magnetronos tükrök minőségével.

A kis törésmutatójú anyag mindig SiO_2 volt, melynek a tiltott sávja 8,3 eV, míg a nagy törésmutatójú anyagok TiO_2 (3,3 eV), Ta_2O_5 (4,2 eV), ZrO_2 (4,7 eV), és HfO_2 (5,5 eV) voltak. A tükrök típusait tekintve kaptam magas reflexiójú és antireflexiós bevonatú tükröket, csörpölt tükröket és fém-dielektrikum hibridtükröket.

5.2 Kísérleti módszerek

A roncsolási küszöb mérésekhez egy Coherent gyártmányú Legend Elite USP-HE típusú titán-zafir regeneratív erősítőt és egy házi építésű hosszú rezonátoros oszcillátort használtam. Az erősítőrendszer 42 fs-os impulzushosszt tud biztosítani 1 kHz ismétlési frekvenciával, ezzel a rendszerrel végeztem a legtöbb mérést. Impulzushosszfüggő kiegészítő mérésekhez pedig a házi építésű oszcillátort használtam, amely 128 fs-os impulzushosszt tud biztosítani 4,3 MHz ismétlési frekvenciával. [60] [61] A mérések kontrollált környezetben történtek, a laboratórium helyiségének hőmérséklete és páratartalma is folyamatosan szabályozott. (21 °C, 38%-os munkapontok)

A méréseket egy, a hivatalos eljárással szemben gyorsabban végezhető módszerrel végeztem, melyet korábban a wignerés kutatócsoportban dolgoztak ki. [57] Az új eljárással kollégáim megmutatták, hogy a hivatalos ISO szabványhoz képest valamivel alacsonyabb a roncsolási küszöbérték, azonban a mérés során a tesztelt tükör a valós használathoz hasonló terhelésnek van kitéve. Az új mérési eljárás így realisabb képet ad a tükrök tűréséről a valós lézerrendszerek tervezésénél. Az általánosan elfogadott ISO szabvány nagy felületen végez méréseket, mindezt pedig erős fókuszálás és rendkívül pontos beállítás mellett. A roncsolási küszöb megméréséhez 100-150 mérési pont is szükséges lehet, tehát az egy felület- és időigényes eljárás. Ezzel szemben a csoportban kifejlesztett roncsolási küszöb mérési módszer 5 mérési ponttal dolgozik. (Nagy et al., 2015) Ez lehetővé teszi, hogy ugyanazt a mintát több mérőállomáson, vagy mérési módszerhez is használni lehessen. A mérőállomás fő elemei az 5.1 ábra a) részén láthatóak. A nyaláb a kísérleti elrendezéshez érve, ott először egy folytonosan változtatható neutrálszűrővel találkozik, majd áthalad egy fényrekeszen, végül egy fókuszálólencsén. A tükör felülete egy sztereomikroszkóp objektívjéhez igazított CCD kamerán keresztül figyelhető.

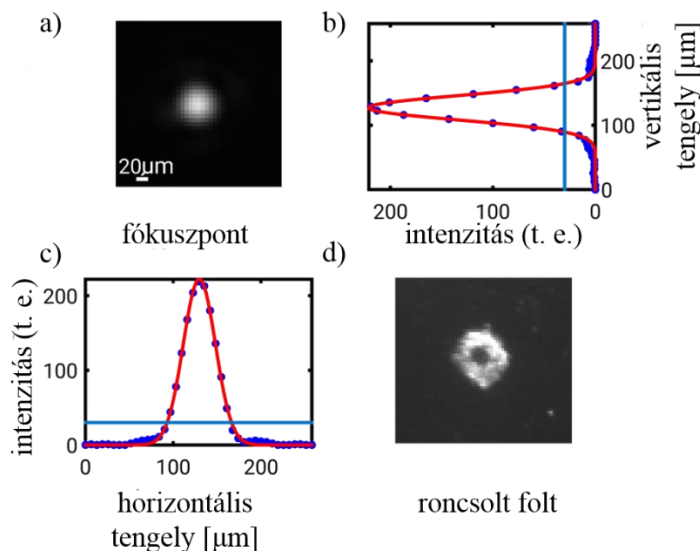


5.1 ábra a) Roncsolási küszöb mérőállomás elrendezése

b-e) A megvilágított folt roncsolási folyamatának megfigyelése [57]

A mérőmódszer egyes lépései a következők:

- A lézernyalábot először centráltam a mintához vezető nyalábúton. A nyalábút beállítása után történik a fókuszfolt beállítása csökkentett intenzitás mellett egy blende segítségével nyalábprofil méréssel. Ezután a blendét már nem változtatva egy próbaüveget helyezve a tükörtartóba, megkereshető a fókuszfolt síkja. A mozgatható mintatartó nyalábúttal párhuzamos útvonala rögzített, így az újra beállítható, a fókuszfolt keresése közben pedig ellenőrizhető, hogy továbbra is merőleges legyen a minta felülete a nyalábra, amennyiben a tervezett beesési szög 0. Mérések közben így a minta felülete nem tud kimozdulni a fókuszfolt síkjából. Fontos még megjegyezni, hogy a hagyományos tükörtartó a kísérleti elrendezésbe fordítva lett behelyezve, hogy a tükör vizsgált síkja ezáltal minden esetben ugyanarra a síkra „feküdjön fel”. Annak érdekében, hogy a megvilágított felület minél pontosabban a fókuszfoltba kerüljön, úgy fejlesztettem tovább a módszert, hogy a mintatartó mikrométerorsójával finoman hangolva a tükör nyalábtengellyel párhuzamos pozícióját, protokoll szerinti méréseket végeztem, és ahol a legalacsonyabb intenzitásnál tapasztaltam roncsolást, ott definiáltam a fókuszfolt síkját. (Emellett a kezdeti durva beállításhoz segítséget nyújt a teljesítmény növelésével elérhető fehérfénykeltés a próbaüvegben.) A továbbiakban is az így meghatározott pontban történt a mérés. (3. tézispont) Ez az eljárás jelentős mértékben javítja a pontosságot és a különböző napokon történő mérések egymáshoz igazíthatóságát. Ezen kívül javítottam a felbontást a minél pontosabb megfigyeléshez, hogy már a legkisebb, mikroszkóppal megfigyelhető roncsolások is láthatóak legyenek. (5.2 d) ábra)



5.2 ábra a) A nyalábprofilmérő CCD kamerája által mért fókuszfolt; b-c) A nyalábprofilmérő által mért fókusz x-y irányú intenzitása; d) A mikroszkóppal általam megfigyelt mérési pontban látható roncsolt folt

A megméréndő mintára cserélve a próbaüveget, a következőképpen történt a mérés. A roncsolási küszöbnél alacsonyabb intenzitásnál kezdtem mérni a mintán. Minden alkalommal az előre meghatározott ideig volt nyitva a fényzár. A megvilágító teljesítményt minden lépésnél feljegyeztem. A teljesítményt fokozatosan növeltem a mérési pontban, mindvégig ugyanazt a pontot megvilágítva, amíg a tükör felülete roncsolódik. A teljesítmény növelése a folytonosan változtatható neutrálszűrő forgatásával történt, melynek lépésköze a kézzel elérhető finomság, szám szerint jellemzően 1 mW körüli érték. Minden érték feljegyzése előtt addig vártam, amíg stabilizálódott a teljesítménymérő által mutatott érték. A roncsolás pillanatában a képernyőn egy felvillanás tapasztalható, valamint egy füstcsóva, ahogy az adott pontban elpárolog a tükör anyaga. A roncsolási küszöb kiszámításához vettem a már roncsoló és a még nem roncsoló intenzitás átlagát, majd az összes mérés átlagából kaptam egy becslést a tükör roncsolási küszöbére. A mérés hibáját a mérési pontok szórásnégyzete adja. Ezen kívül elvégeztem a Gauss-hibaterjedéssel számolható hibabecslést is, ahol a hibaszámításra a következő képletet használtam a roncsolási küszöb 2.7, általam is alkalmazott egyenletéből kiindulva:

$$\Delta F = \sqrt{\left| \frac{\partial F}{\partial P} \right|^2 \cdot (\Delta P)^2 + \left| \frac{\partial F}{\partial A} \right|^2 \cdot (\Delta A)^2} \quad (5.1 \text{ a})$$

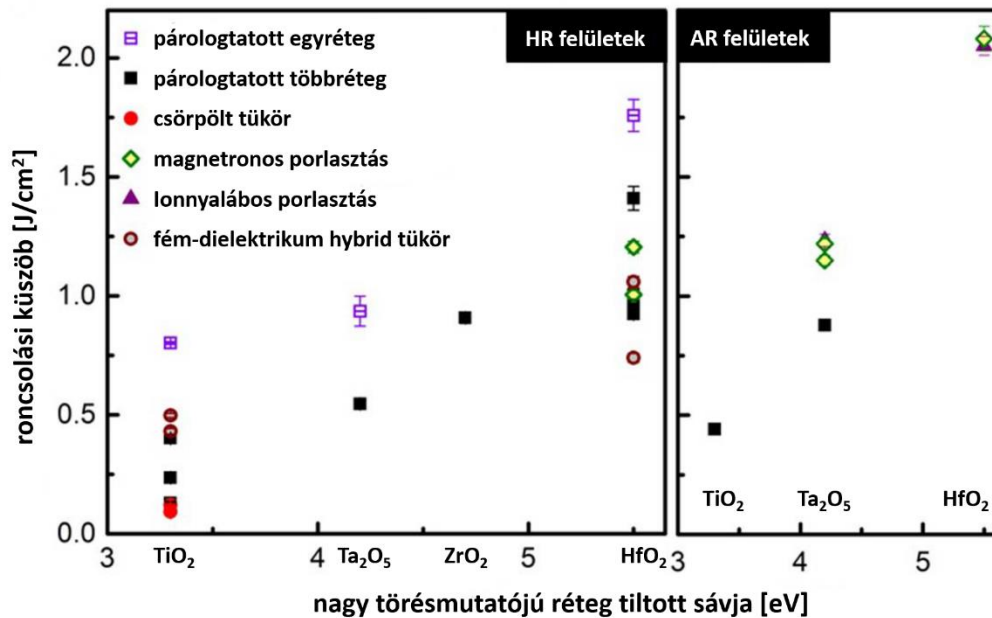
$$\Delta F = \sqrt{\left| \frac{2}{f \cdot A} \right|^2 \cdot (\Delta P)^2 + \left| \frac{2 \cdot P}{f \cdot A^2} \right|^2 \cdot (\Delta A)^2} \quad (5.1 \text{ b})$$

Az 5.1 egyenletekben a P a teljesítményt, A a nyaláb $1/e^2$ -nél vett felületét, és f az ismétlési frekvenciát jelöli. A fókuszfolt méretének a hibáját a fókuszszík beállítási eljárásához igazítottam, vagyis egy beosztás, azaz 1 mm-en belül becsültem a fókuszfolt hibáját. Mivel a fókuszfolthoz képest bármely irányba kimozdulva a nyaláb szimmetrikus, ezért a nyaláb területét 0,5 mm távolságra számoltam ki a nyalábnyaktól, ennek eltérése a fókuszszíkban mérhető nyalábfelülettől adja a hibát. Ezt a hibát a mindenkori napi fókuszfolt értékre számoltam. Az alkalmazott 80 μm átmérőjű nyaláb Rayleigh-hossza 6,3 mm. A ΔP teljesítmény hibáját pedig a teljesítménymérő által tapasztalt legnagyobb ingadozással számoltam, ami a gyakorlatban 0,2 mW-ot jelentett. Az ábrákon az egyes mintákon elvégzett mérési eredmények hibákkal együtt lettek feltüntetve, ami egyes esetekben a választott szimbólum mérete alatti mértékű.

A mérési módszer és a hivatalos ISO szabványmérések összehasonlítása megtalálható az [57]-os hivatkozásban.

5.3 Megnövelt roncsolási küszöbű HR tükrök

A roncsolásvizsgálatokat először a szilícium-dioxid szubsztrát mintával kezdtem, melynek $2,74 \pm 0,08 \text{ J/cm}^2$ roncsolási küszöbe adódott. (Az ezután következő tesztek eredményeit az 5.3. ábrán mutatom be.) Az ugyanilyen szubsztrátra leválasztott egyszeres oxidrétegek esetében a várakozásnak megfelelően jelentősen lecsökkent a roncsolási küszöb. (TiO_2 , Ta_2O_5 , HfO_2) Ezeket az értékeket érdemes szem előtt tartani, mint határértéket. Ezeket a tesztek követték a valós felhasználásra szánt tükrök, melyek többsége magas reflexiójú (HR) tükör, csörpölt tükör, lézerablak, valamint 800 nm-es antireflexiós típusú bevonattal ellátott dikroikus tükör volt, különböző rétegkonstrukciókkal, 30 és 50 közötti rétegszámmal. Az antireflexiós bevonatú optikai elemek alulreprezentáltak az antireflexiós bevonattal nem rendelkező optikákhoz képest, így a kísérletek eredményeinek vizsgálata során elsősorban a HR tükrökre koncentráltam.



5.3 ábra A nagy reflexiójú és antireflexiós típusú tükrök roncsolási küszöbe és a mérési hibáik, azok nagy törésmutatójú rétegei tiltott sávja nagyságának függvényében ábrázolva

Ahogy az 5.3 ábrán is látható, a SiO₂/TiO₂ szerkezetű optikák jelentősen kisebb roncsolási küszöbvel rendelkeznek a nagyobb tiltott sávú anyagból készült tükrökkel szemben, viszont még a legellenállóbb SiO₂/HfO₂ szerkezetek roncsolási küszöbe is 1,4 J/cm²-re korlátozódik. Ezt az eredményt csak antireflexiós típusú bevonattal lehet túllépni. Ezen optikák esetében a megfelelő tervezés és a korszerű rétegleválasztási módszerek kombinálásával főleg az antireflexiós bevonatú optikák esetén lehet jelentősen növelni a roncsolási küszöböt. A roncsolási küszöbértékek és a rétegszámok között nem találtam általános korrelációt a nagy számú mintadarab és azok roncsolási küszöbei vizsgálata közben. Az összes optika között a legmagasabb LIDT értéket ($2,08 \pm 0,05$ J/cm²) a magnetronos porlasztással előállított SiO₂/HfO₂ rétegpárokából álló dikroikus tükör esetében mértem. Továbbá látható az ábrán, hogy nincs jelentős különbség a magnetronos porlasztással, illetve az ionnyalábbal segített porlasztásos eljárással készült bevonatok között. Itt szükséges megjegyezni, hogy az abszolút roncsolási küszöbök megállapítása (vagyis minden közölt érték mellé meg kell adni a mérés típusát, paramétereit) továbbra is kihívást jelent ezen a területen és a hibasávok jellemzően sokkal nagyobbak egy ún. round-robin típusú mérés esetén (amikor azonos tükrökön különböző laboratóriumokban végeznek méréseket). Ez a hiba akár a mért küszöbérték 25 %-át is elérheti. [53] A mérési eredményekből látható, hogy az antireflexiós bevonattal rendelkező típusú tükrök roncsolási küszöbe az egyrétegek küszöbe fölé emelhető, míg a nagy reflexiójú tükrök mind alulmaradnak. Ezek közül is a csörpölt tükrök nyújtják a legrosszabb

teljesítményt, de ez az eredmény a várakozásoknak megfelelő, hiszen ezek a tükrök tipikusan csak a spektrális fáziseltolódásra vannak optimalizálva, a rétegrendszeren belül megjelenő maximális térerősséget a tervezésnél nem szokták minimalizálni.

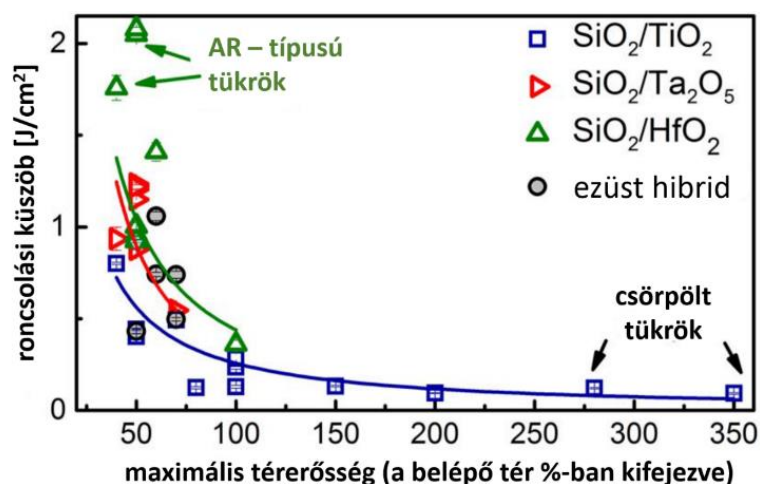
5.4. Roncsolási küszöb függése az állóhullámú tértől

A nagy reflexiójú tükröknél bevett szokás, hogy a réteghatárok közelében találhatóak a rétegek között kialakuló elektromos állóhullámtér térerősség maximumai [55], viszont a tipikus antireflexiós bevonatoknál az alacsony törésmutatójú rétegeken belül mérsékelt térerősségmaximumok alakulnak ki, így pedig a roncsolás kérdése kevésbé kritikus. Ezen eredmények alapján pedig a nagy reflexiójú tükrök optimalizálhatóak, ha az elektromos térerősség maximumokat eltolják a kisebb törésmutatójú réteg felé. A Layertec GmbH a rendelkezésemre bocsátotta a rétegeken belül kialakuló legnagyobb (tervezési) elektromos térerősségmaximumot, ami a tükör felületén fellépő elektromos térhez képest adtak meg, százalékos mennyiségként. A tükörfelületre belépő térerősséget 100 %-nak véve adott volt a maximális állóhullámú tér értéke.

Ahhoz, hogy bármiféle következtetést lehessen levonni, hogy az állóhullámú tér maximuma hogyan befolyásolja a roncsolási küszöböt, az összes mérési eredményt ábrázoltam a 5.4 ábrán az adott tükrökben kialakuló térerősségmaximum függvényében. Az ábrán ugyanazon tükrök roncsolási küszöbe van ábrázolva, mint az 5.3. ábrán, viszont ezúttal a pontokat a tükrök anyagai szerint csoportosítottam. Szembetűnő, hogy a csörpölt tükrök esetében fellép egyfajta káros térnövekmény, mivel ezek a tükrök egyáltalán nincsenek optimalizálva a belső térerősségeloszlásra. Ahogy az az 5.4 ábrán is látható, többszörösére növekszik a maximális elektromos térerősség. A tükröket az anyaguk szerint csoportosítva az ábrán jól megfigyelhető továbbá, hogy a nagy tiltott sávú anyagokkal rendelkező tükrök hasonló térerősségoptimalizálás esetén is ellenállóbbak. A különböző anyagú rétegekből álló tükrök roncsolási küszöb eredményeire egy-egy hatványfüggvényt illesztettem trendvonalként, hogy jól látható legyen a rétegeken belüli maximális térerősség csökkentésével járó jelentős roncsolási küszöb javulás.

A kísérletben használt tükrök közül a legkisebb maximális kialakuló térerősség 40% volt, amellyel mindössze 3 tükör rendelkezett, mind különböző anyagú rétegpárszerkezettel. Ezek közül a $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$ rétegpárokból álló tükör kiugróan magas értéke inkább antireflexiós rétegnek köszönhető, mint a térerősségmaximumnak. Látható tehát, hogy a tükrök tervezésénél

a rétegpárok anyagától függetlenül, a halmazon belüli maximális térerősséget 40 és 70 % közötti értékre érdemes optimalizálni.



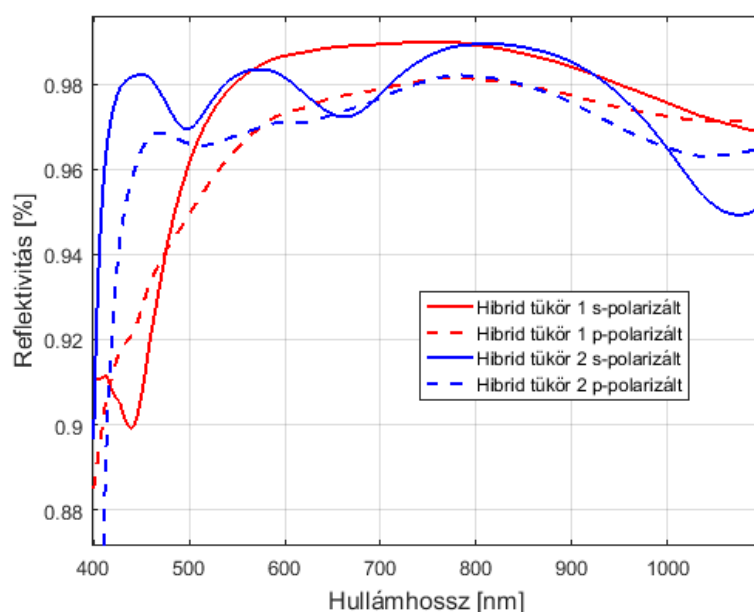
5.4 ábra A femtoszekundumos tükrök roncsolási küszöbe a rétegeken belül kialakuló maximális térerősség függvényében. A kék, piros és zöld vonalak a SiO₂/TiO₂, SiO₂/Ta₂O₅, és SiO₂/HfO₂ rétegpárokból álló optikák eredményeire illesztett hatványfüggvények, melyek egy ábrán szemléltetik a tükrök belsejében maximálisan kialakuló térerősség hatását a roncsolási küszöbre. A fém-dielektrikum hibridtükrök eredményeit szürke pontok jelölik, viszont a két különböző maximális térerősség miatt, azokra nem illesztettem.

Ezt a szisztematikus összehasonlítást a 2016-ban megjelent Optics Letters cikkemben (Csajbók, et al., 2016) publikáltam, és ez annak volt köszönhető, hogy az irodalomban addig nem volt ismert ilyen nagyszámú különböző tükrökre vonatkozó mérési eredmény ilyen típusú adatok összehasonlításával.

5.5. Fém-dielektrikum hibridtükrök femtoszekundumos lézerekhez

A kísérleteimhez rendelkezésemre álltak ultranagy sáv szélességű felhasználásokhoz tervezett fém-dielektrikum hibridtükrök is, szintén a Layertec GmbH-től. Ezek jellemzően több, mint 96%-os reflexióval rendelkeztek az 500-1000 nm-es tartományon. Ezeknek a tükröknek a sáv szélessége p-polarizációban kisebb, mint s-polarizációban (ugyanaz igaz a GDD- és a reflexiós-görbékre is), ezért s-polarizációt és 45 fokos beesési szöveget használtam a mérések során. A mérési eredmények kiértékelésénél a besugárzás kiszámolásánál figyelembe vettem ezt a 45 fokkal történő elforgatást. Az ezüstréteg fölé ezeknél a mintáknál 3-7 rétegpár

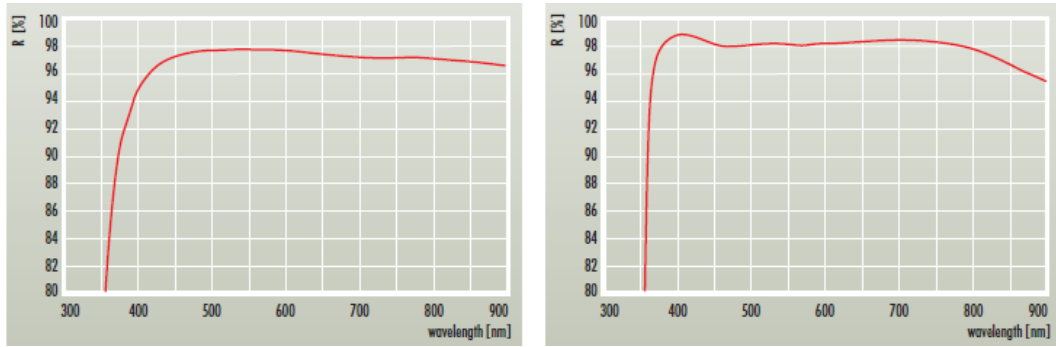
került. Az 5.5 ábrán bemutatom két hibridtükör reflexiós görbét 45 fokos beesési szögben mérve, s- és p-polarizált fényvel megvilágítva. A mérési eredményeket a Layertec biztosította.



5.5 ábra Hibridtükörök reflektancia görbéi 45 fokos beesési szögnél, az azonos színek az egyazon tükör görbéit jelölik, a folytonos vonalak az s-polarizált, míg a szaggatott vonalak a p-polarizált beeső fényvel történő megvilágítást jelölik.

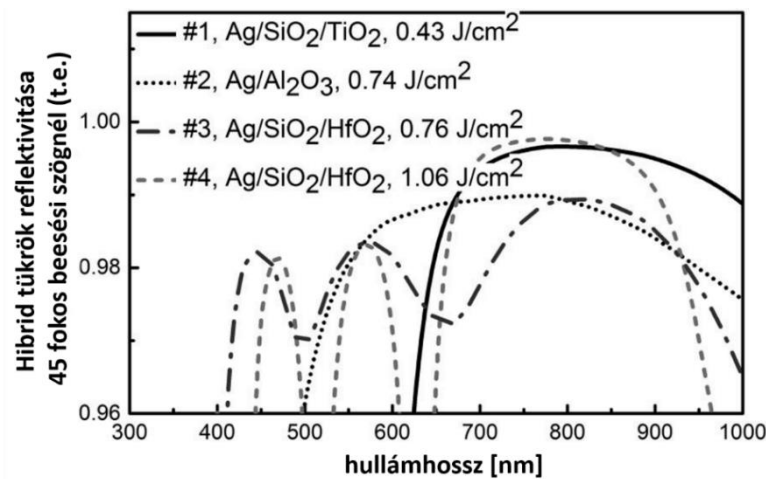
Néhány tükör további jellemzéséhez spektrális transzmissziós, vagy reflektivitási görbéket készítettek 0, illetve 6 fokos beesési szögben. Az elméleti reflektancia görbék ezekhez a mérésekhez lettek igazítva, figyelembe véve mind a törésmutatót, mind a rétegvastagságok változását. Az így kapott mérési adathalmazból a GDD és a reflektancia görbék bármilyen tetszőleges beesési szög esetén kiszámolhatóak. Mivel az összes vizsgált rétegszerkezet abszorpciója megfelelően alacsony, ezért ez a módszer jól alkalmazható, emellett pedig ez a módszer rendkívül pontosnak bizonyult, ezért mára ez már a gyártó cég belső szabványává vált.

Szeretném kiemelni, hogy általánosságban a fémekből és a dielektrikus rétegekből álló rétegszerkezeteket „fém-dielektrikum bevonatoknak” nevezhetők. Ugyan a fémek és a fémbevonatok rendkívül széles sávú természetes fényvisszaverő képességet mutatnak, ez a képesség viszont a különböző spektrális tartományokban különböző arányban korlátozott. Továbbá a legtöbb fém dielektrikumbevonatokkal szükséges védeni a kémiai vagy mechanikai behatásoktól. Szigorúan nézve elmondható, hogy a legtöbb fém lézertükör dielektrikum bevonattal rendelkezik, viszont ezek legtöbbször csak védőrétegek. Az igazi hibrid rétegszerkezetek ezzel szemben növelhetik a visszaverőképességet és a megnövelt reflektivitás sáv szélessége is széles tartományra optimalizálható. (5.6 ábra)



5.6 ábra Balra egy védőbevonattal rendelkező ezüst tükör, jobbra pedig egy fém-dielektromos ezüst tükör reflexiós spektruma; mindkettő a látható spektrális tartományban nagy visszaverőképsségre optimalizált darab [62]

A kísérletemben használt fém-dielektrikum tükrök fém alapja ezüst volt, ami fölél $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$, illetve $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$ rétegpárszerkezetek kerültek, illetve egy egyszeres Al_2O_3 réteg. Bár a mérési eredmények között a $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ rétegszerkezettel kiegészített standard ezüsttükör esetében a roncsolási küszöb $0,43(\pm 0,01) \text{ J/cm}^2$ körül van, ez ennél a tükörnél is növelhető vagy (i) a rétegszerkezet $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$ -ra cserélésével, vagy pedig (ii) a fém-dielektrikum határfelületen fellépő maximális télerősség csökkentésével. Ha csak az (i) változtatást alkalmazzuk, akkor $0,76\pm 0,01 \text{ J/cm}^2$ roncsolási küszöböt mértem, míg (i) és (ii) módszer egyidejű alkalmazásával akár $1,06\pm 0,02 \text{ J/cm}^2$, vagyis majdnem 2,5-szeres roncsolási küszöb is elérhető az eredeti dizájnhoz képest. Ebben az esetben a maximális beeső elektromos télerősségnek csak 10%-a jelent meg a fém-dielektrikum határfelületen.



5.7 ábra Fém-dielektrikum hibridtükrök reflektivitása a hullámhossz függvényében 45 fokos beesési szögnél

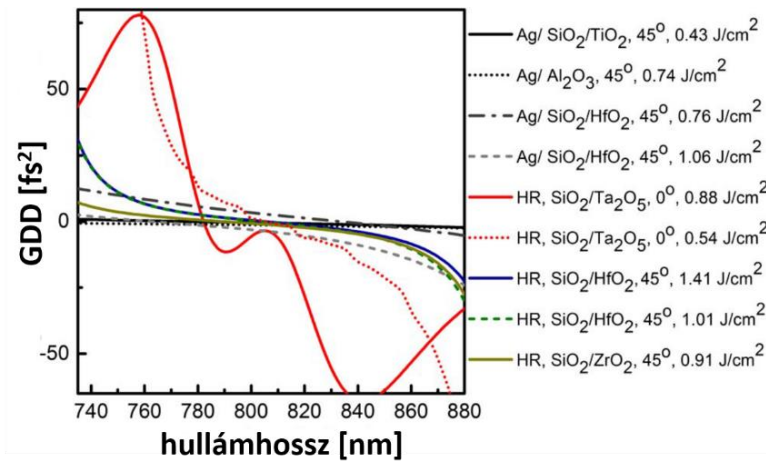
Az 5.7 és az 5.8 ábra segítségével arra kerestem a választ, hogy milyen hatással vannak ezek a tervezett változások a fém-dielektrikum tükrökre. Az 5.7 ábrán a tükrök reflektivitásának változását mutattam be. Az #1 tükör egy $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ dielektrikum rétegezésű hibridtükör, összehasonlításképpen pedig a #2 tükör egy ezüsttükör Al_2O_3 egyszeres védőréteggel bevont „hagyományos” ezüsttükör. Ezek esetében jól látható a fentebb leírt tapasztalat, hogy a dielektrikum többréteg bevonat növelni tudta a tükör reflektivitását, azonban a $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ rétegpár az eredeti sávzélességet korlátozta, valamint a #2 tükör $0,74 \text{ J/cm}^2$ roncsolási küszöbét is csökkentette $0,43 \text{ J/cm}^2$ -re.

A TiO_2 -t lecserélve HfO_2 -ra elérhető a sávzélesség növelése, ebben az esetben viszont csökkent a reflektivitás, de a védőréteggel bevont hagyományos ezüsttükörhöz képest nem változott a reflektivitás mértéke. A #3 tükörnél a fellépő térerősségmaximum a határrétegen a beeső fény 20 %-a, roncsolási küszöbe pedig $0,76 \text{ J/cm}^2$ volt.

Amennyiben a $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$ rétegezésű hibritükörnél figyelembe van véve az állóhullámtér maximumának csökkentése a fém-dielektrikum réteghatáron, úgy javulás érhető el, a #4 tükör esetében a térerősségmaximum már csak 10 % volt, viszont a roncsolási küszöböt is sikerült növelni $1,06 \text{ J/cm}^2$ -re, bár a sávzélesség lecsökkent.

Összefoglalva tehát a megfelelően kialakított hibridtükrök roncsolási küszöbe nem sokkal rosszabb, mint a tisztán dielektrikum többrétegű tükröké, amit az 5.3 és 5.4 ábra is alátámaszt.

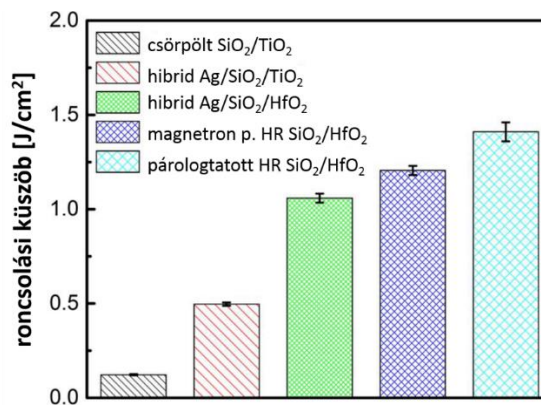
Végül felmerül a kérdés, hogy a roncsolási küszöb és a reflektivitás növelése érdekében tett beavatkozások hogy befolyásolják a femtoszekundumos alkalmazásokhoz történő felhasználást, összehasonlítva a tisztán dielektrikum tükrökhöz képest. Ennek megválaszolására összevettem az összes, az 5.7. ábrán látható fém-dielektrikum tükör GDD-görbéjét néhány kiválasztott, tisztán dielektrikumtükrőével, mindet a tervezett beesési szögének megfelelően ábrázolva. A görbéket az 5.8 ábrán mutatom be, a mérési adatokat a Layertec biztosította.



5.8 ábra A fém-dielektrikum hibrid tükrök és különböző anyagú, válogatott, tisztán dielektrikum tükrök GDD görbéi

Ahogy az ábrán is látható, az összes tükrök teljesíti az alacsony GDD kritériumnak a 42 fs-os impulzusok releváns 770-830 nm-es sávjában. Továbbá több hibridtükrök és többrétegű dielektrikumtükrök teljesíti az alacsony GDD követelményt a sokkal szélesebb, 730-880 nm-es hullámhossztartományon, amelyen már alkalmassá válnak a 10 fs alatti impulzusok reflektálására is. Tehát a nagy roncsolási küszöbű fém-dielektrikum hibrid tükrök kiválóan használhatók nagyteljesítményű fs-os alkalmazásokhoz, és mindezt kisebb rétegszám mellett, mint a dielektrikumtükrök.

Ahhoz, hogy összegezzem a fő eredményeket, összehasonlítottam mindegyik kategóriából a legnagyobb roncsolási küszöböt elért, HR típusú tükröket. (5.9 ábra)



5.9 ábra A kísérletben szereplő különböző típusú tükrök közül a legjobban teljesítő tükrök roncsolási küszöbének összehasonlítása

Ha csak a roncsolási küszöböt tekintem, mint elsődleges szempontot, akkor a SiO₂/TiO₂ rétegpároból álló legjobb rendelkezésemre álló tükrök 0,12±0,01 J/cm²-es roncsolási küszöbe megnövelhető egy 12-szeres faktorról 1,41±0,05 J/cm²-ig az optimalizált SiO₂/HfO₂

rétegszerkezettel. A legelterjedtebb SiO₂/TiO₂ párokból álló tükröket viszont a hibrid tükrök jelentősen felül tudják múlni.

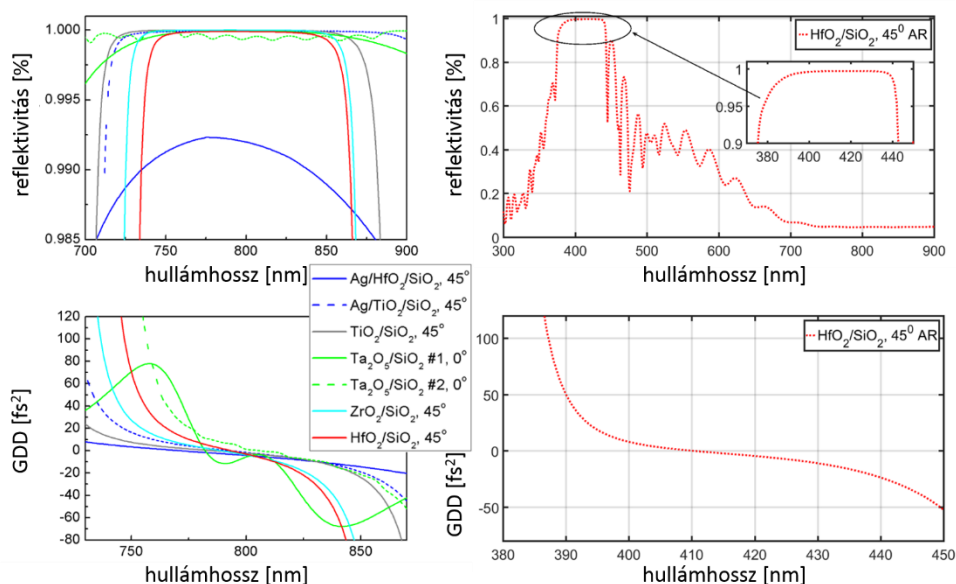
5.6. Impulzusszám-hatások

A kísérlet során 8 különböző kategóriájú tükröt válogattam ki az impulzusszám-hatások tanulmányozására. A vizsgált tükrök között 5 darab nagy reflexiójú, tisztán dielektrikum tükör volt, valamint 2 darab fém-dielektrikum hibridtükröt is használtam, mind a 800 nm-es középhullámhosszú femtoszekundumos felhasználásra lett tervezve. Ahhoz, hogy a nagy reflexiójú tükröket másféle típusú femtoszekundumos alkalmazáshoz gyártott optikával is össze tudjam hasonlítani, egy dikroikus tükröt is választottam a tesztelt darabok közé. A teszt során 10 és 100.000 közötti impulzust tartalmazó vonulatokat alkalmaztam. A tesztelt bevonatok egyetlen kivétellel magnetronos porlasztással készültek, a ZrO₂/SiO₂ rétegpárokból álló tükör pedig ionnyalábbal segített párologtatással. A következő táblázatban látható egy összefoglaló a tesztelt tükrök adatairól.

5.1 táblázat Lövesszámfüggő kísérlet mintadarabjai és tulajdonságaik

Tükör anyaga	Terv. beesési szög [fok]	Terv. λ sáv-szélesség [nm]	LIDT @ 10 ⁵ imp. [J/cm ²]	LIDT hiba ±[J/cm ²]	Réteg-szám
Ag/HfO ₂ /SiO ₂	45	700-900	1.06	0.03	9
Ag/TiO ₂ /SiO ₂	45	735-880	0.80	0.03	24
TiO ₂ /SiO ₂	45	750-850	0.45	0.015	33
Ta ₂ O ₅ /SiO ₂ #1	0	750-850	0.70	0.02	41
Ta ₂ O ₅ /SiO ₂ #2	0	660-1050	0.61	0.02	81
ZrO ₂ /SiO ₂	45	750-850	0.89	0.03	43
HfO ₂ /SiO ₂ HR	45	750-850	1.46	0.04	42
HfO ₂ /SiO ₂ AR	45	380-420/ 750-850	1.99	0.05	48

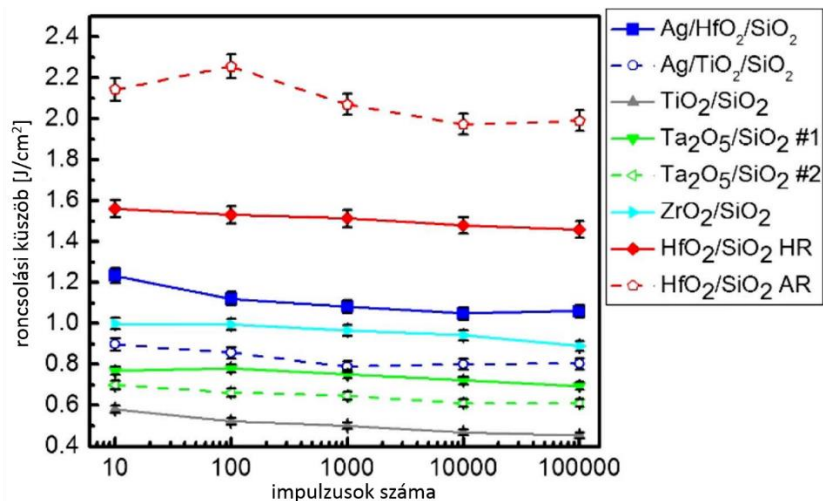
A kísérletben használt optikák reflexiós és csoportkésleltetés diszperziós görbéit az 5.10 ábrán mutatom be. Az egyes optikák tulajdonságainak és eredményeinek megjelenítése ugyanolyan színnel és szimbólummal történik az ehhez a méréshez tartozó ábrákon.



5.10 ábra A lövészámok mennyiségének hatására vonatkozó roncsolási kísérletben részt vevő tükrök tulajdonságai. a-b) Nagyreflexójú és az antireflexiós tükrök reflexiós görbéi a tervezett beesési szögeikre vonatkozóan. c-d) A kísérlethez használt optikák GDD görbéi.

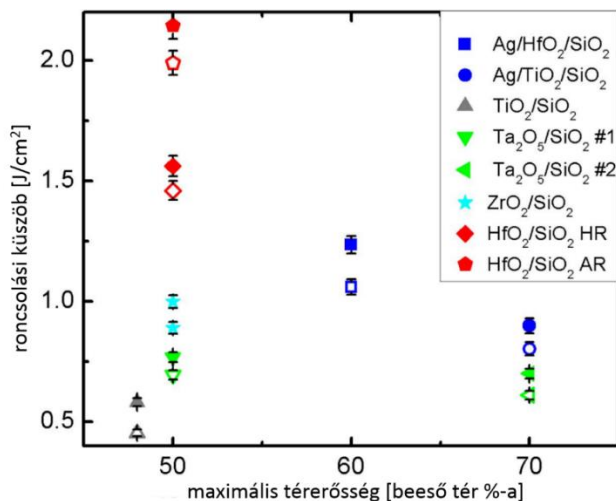
Ezt a kísérletet is a regeneratív erősítővel végeztem, egy gyors mechanikus rekesz segítségével állítottam be az 1 kHz-es ismétlési frekvenciájú impulzusokhoz szükséges nyitási időt, hogy a kellő mennyiségű impulzus tudjon áthaladni. 10 ms és 100 s között változtattam a nyitási időket. A kísérlet menete a korábban leírtaknak megfelelően történt. A kísérleteknél figyelembe vettem a tervezett beesési szöget (5.1 táblázat), 45 fokos beesési szögnél pedig p-polarizációval történt a megvilágítás.

Ahogy az 5.11 ábrán látható, a várakozásnak megfelelően többnyire a 10 impulzusos lövésszámnak voltak a legellenállóbbak a tükrök. A roncsolási küszöb jellemzően 1,1-szer magasabb volt a 10 lövéses méréseknél, mint 10^5 lövés esetében, a legnagyobb különbség 20% volt. A kísérletben használt összes minta esetén a roncsolási küszöb és lövésszám közötti összefüggés hasonló tendenciát mutat. Az egyes mérési pontok hibáját a mért foltméret és az intenzitásingadozás okozta hibából vezettem le és ez a hiba minden esetben nagyobbak bizonyult, mint a mintán végzett öt független mérés statisztikai hibája. Ezáltal a roncsolási viselkedésben a [48] cikkben vizsgált egyrétegű mintákéhoz hasonló tendenciát tapasztaltam. Bár [48] eredményeiben a 10 és 100.000 lövéses roncsolási küszöbök között nagyobb a különbség (30 %), mint az én méréseim esetén, ezt a különbséget magyarázhatja a teljesen eltérő roncsolási definíciójuk, amely kráterméreten alapult, illetve a kísérlet környezeti tényezői.



5.11 ábra A lövésszámfüggés kísérletben használt tükrök roncsolási küszöbe a megvilágító impulzusok számának függvényében. A különböző tükrök anyaga szerint színekódolt az ábra. (Csajbók, et al, 2018)

Az 5.12 ábrán ábrázoltam a roncsolási küszöbököt 10 és 100.000 lövéses kísérletek esetében a tükör nagy törésmutatójú rétegeiben fellépő, tervezett legnagyobb térerősség függvényében.



5.12 ábra Az alkalmazott minimális és maximális lövésszámok esetén mért roncsolási küszöbök a tükör belsejében kialakuló térerősség függvényében, anyagok szerint színekódolva. A teli szimbólumok a 10 lövéses, míg az üres szimbólumok a 100000 lövéses eredményeket mutatják.

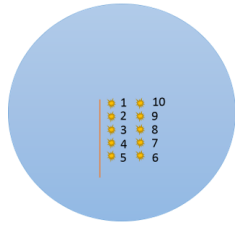
Az 5.12 ábra alátámasztja a korábbi eredményeket, mind a kialakuló maximális térerősség csökkentése, illetve a nagyobb törésmutatójú anyag használata magasabb roncsolási küszöbököt eredményez. Ha összehasonlítjuk a HfO₂-t tartalmazó tükröket, akkor látható, hogy egy 42 rétegű tiszta dielektrikum tükörnek lényegesen nagyobb a roncsolási küszöbe,

mint a fém-dielektrikum tükörnek, amely kilenc rétegből áll. Ez részben a rétegrendben lévő kisebb maximális elektromos térnek köszönhető, másrészt pedig a hibrid kialakítás nagyobb reflexiós sáv szélességet biztosít, 99.2 %-os maximális reflexióval. Ha a $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ rétegpárokból álló tükörket nézzük, akkor az látható, hogy a nagyobb reflexiós sáv szélesség érdekében a rétegszámok 41-ről 81-re növelésével a roncsolási küszöb nagyjából 13 %-kal csökkent. Ennek az oka lehet, hogy a dizájn nem optimalizálható egyszerre a kis elektromos terekre és a nagy sáv szélességre egyidejűleg.

5.7. A roncsolt foltok morfológiája

Ebben a fejezetben bemutatok egy mérésorozatot is, melyet egy Tescan Mira3 pásztázó elektronmikroszkóppal végeztem a roncsolt foltok morfológiájára vonatkozóan. Arra voltam kíváncsi, hogy fellelhető-e elektronmikroszkóppal bármilyen elváltozás a tükör felületén, amikor még vizuálisan nem tapasztalható roncsolás, illetve hogy változik a roncsolt folt morfológiája a küszöbnél nagyobb teljesítménnyel megvilágítva, kialakul-e valamilyen periodikus felületi struktúra. A vizsgálat során a mérésorozat mellé egy referenciavonalat „égettem” jelölésként a mintába, hogy az elektronmikroszkópos vizsgálatnál egyértelműen meg tudjam állapítani, hogy hol vagyok a térképen (5.13 ábra). A megvilágító folt polarizációja vízszintes, a méréseket pedig merőleges beesésnél végeztem 100 μm -es fókuszfolttal és 1 kHz ismétlési frekvenciával. Továbbá elemanalízist végeztem a különböző zónákban EDS (energy dispersive detector) detektorral, amely képes egy adott pontban, vonal mentén és kiválasztott területen mérni. Nagyjából 1 μm^3 a gerjesztési térfogata, 20 kV-os előfeszítéssel 1 μm mélyen képes elemanalízist végezni.

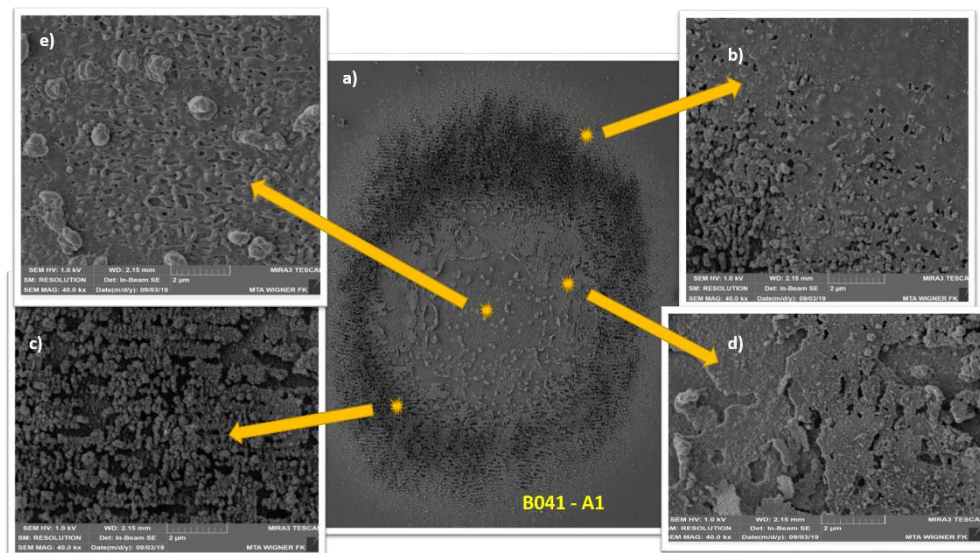
Ehhez a vizsgálatához új ezüst-hibrid tükörket használtam, amelyek eredményei nem lettek még publikálva. Az első mérésorozatot az 5.13. ábrán feltüntetett módon végeztem a B041 jelölésű mintán, ami egy $\text{Ag}+\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ rétegekből álló tükör, ahol az ezüstréteg fölött még 3 rétegpár található. Az ábrán egy térkép látható, számokkal jelölt pontsorozattal. Az egyes pontokhoz a tükörtartó mikrométerorsójának beállításával jutottam el. Az 1-es pont egy referenciapont volt, ahol az eredeti roncsolásmérő eljárást alkalmaztam. A 2-es pontnál, az 1-es pontban már roncsoló teljesítményt alkalmaztam, majd az 5.13 ábrán látható táblázatnak megfelelően végeztem a méréseket, vagyis az első pontban már roncsoló teljesítményhez képest módosítottam a megvilágítás teljesítményét. A rekeszt 100 s-ra állítottam be, ennél a sorozatnál a 10. pont kivételével azonnal lezártam a rekeszt, amint roncsolást tapasztaltam.



1. Normál roncsolás (69 sec)	10. +80% (100 sec végig)
2. Roncsoló telj. (nincs roncsolás)	9. +80% (azonnali roncsolás)
3. -10%	8. +60% (azonnali roncsolás)
4. -20%	7. +40% (azonnali roncsolás)
5. +10% (6.5 sec)	6. +20% (azonnali roncsolás)

5.13 ábra A B041 jelű, $\text{Ag}+\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ szerkezetű fém-dielektrikum tükrön végzett mérések térképe és listája

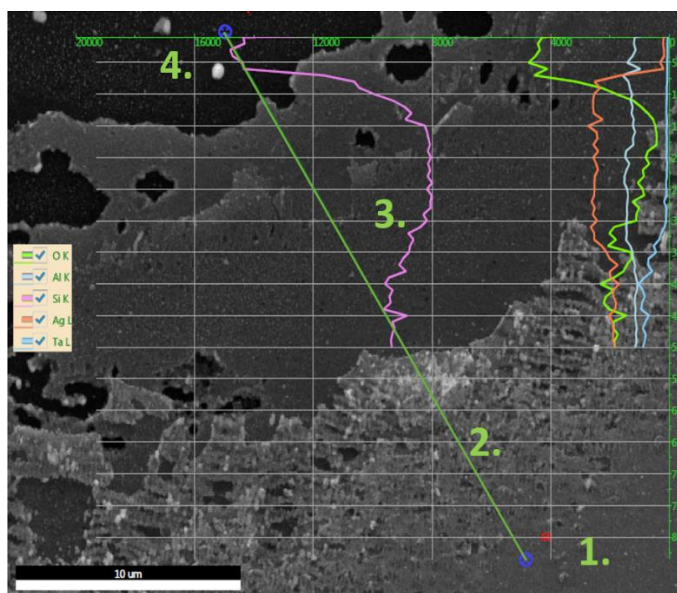
A 2., 3., és 4. mérési pontban egyáltalán nem lehetett látni a kísérlet közben elváltozást, illetve az elektronmikroszkópos vizsgálat során sem találtam bármilyen előjelet, hogy megváltozott volna a felület (50000-szeres nagyításnál). Az elektronmikroszkóppal kiválóan megállapítható a megvilágítás helye, a mérések során alkalmazott lépésközzel eltolva a megfigyelési pontot, a mintába belenagyítva sem tapasztaltam eltérést. Ahol történt roncsolás, ott a morfológiában minden esetben 4 jól elkülönülő zóna figyelhető meg, amiket én soroltam a következő osztályokba. Ezeket a zónákat és egy jellemző morfológiát az 5.14 ábrán mutatok be, ami az 1. mérési pontban készült. Kívülről befelé haladva először egy szemcsés perem (b), majd egy sötétebb sávként megjelenő vízszintesen elrendeződő fűrtös sáv (c), aztán egy lemezszerűen összeálló belső gyűrű (d), végül a legbelső zónában cseppek (e) figyelhetőek meg.



5.14 ábra Fém-dielektrikum hibrid ($\text{Ag}+\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$, 6+1 réteg) tükrön kialakuló morfológia és az elkülönülő roncsolási zónák

Azt tapasztaltam, hogy az összes intenzitásnál megtalálhatóak ezek a zónák, de az intenzitás növelésével a sötét, felszakadozott periodikus struktúra elvékonyodik, a centrum, az elszórtan anyagdarabokat tartalmazó rész pedig kitágul. Elemanalízis során kiderült, hogy a

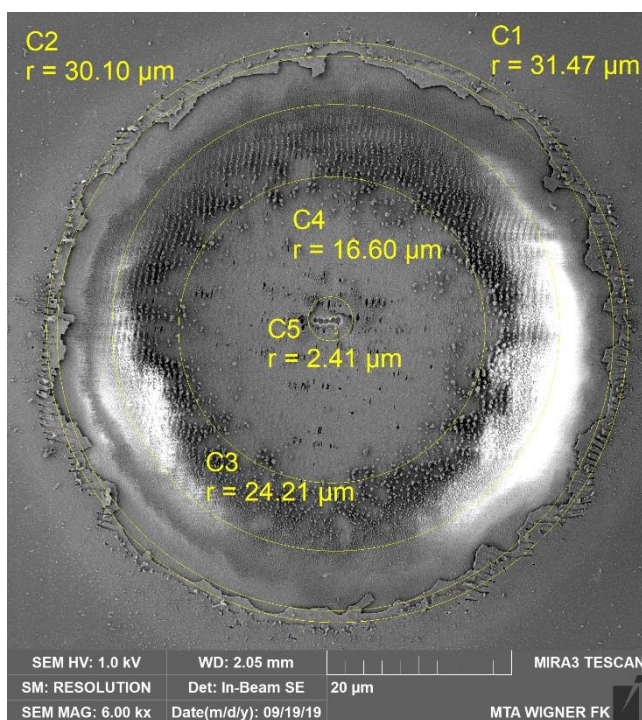
centrális részben az ezüst cseppesedik be, minden más anyag a tükör belsejéből eltűnik. A teljes roncsolt terület kezdetben kisebb, mint a fókuszfolt, de az intenzitás növelésével ennek az átmérője növekszik. Az 5.15 ábrán egy vonalmenti elemanalízist mutatok be, amely a zöld vonal mentén történt. A vizsgált vonalat úgy választottam meg, hogy az összes különböző zónatípuson áthaladjon, ezeket a zónákat számokkal jelöltem kintről befelé. A választott vonal hossza 50 μm , a jelenlévő anyagok: oxigén (zöld), alumínium (világoskék), szilícium (rózsaszín), ezüst (narancssárga) és tantál (középkék). Az ábra oldalán ábrázolt vonalak a vonalmenti mérés nyomán lettek ábrázolva. Megfigyelhető, hogy az 1. zónához képest a 2. zónában már elkezd csökkenni a tantál mennyisége és el is tűnik 30 μm -nél, ami a 2. és 3. zóna közötti határra esik. Ugyanezen a határon megnő az ezüst részese, vagyis gyakorlatilag a dielektrikum réteg teljesen eltűnt az erősen roncsolt területről. Érdekességképpen megjegyzem, hogy a foltok nagyobb sugarú környezetében kerestem szétszóródott darabokat, de nem találtam, más mintával ellentétben. Tehát a 3. zónában látható rétegek valójában ezüstrétegek. Az alumínium egyenletes jelenléte valamilyen szubsztráton belüli szennyeződés jelenlétére utal. A 4. zónában pedig kizárólag a szilícium és az oxigén dominál, így ott már csak a szubsztrát maradt, illetve az ezüstcseppek.



5.15 ábra Az összes kialakuló zónán átívelő vonalmenti elemanalízis a B041-es mintán (Ag+Ta₂O₅/SiO₂, 6+1 réteg)

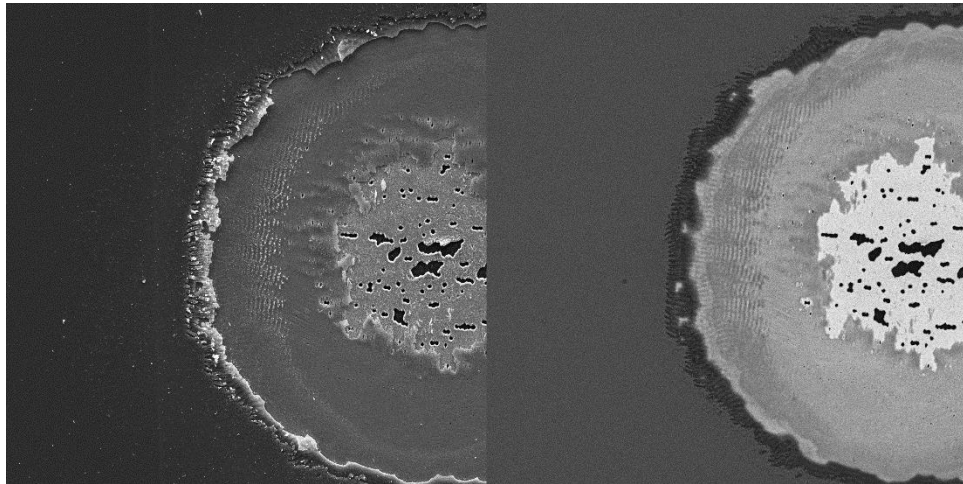
A következő kísérletsorozatot a B032 jelű, Ag+Nb₂O₅/SiO₂ rétegszerkezetű mintán végeztem, itt az ezüst réteg felett 6 réteg található. A B041 és B032 jelű mintákon a besugárzások egy napon készültek, ugyanannál a beállításnál, mindössze a tükröket kellett csak kicserélni a mérőállomáson. A rétegszerkezeten belüli szimulált állóhullámtér hasonló mindkét

tükör esetében. Az 5.16. ábrán az első mérési pont látható, a viszonyítási pontként elvégzett roncsolásmérés a protokoll szerint.



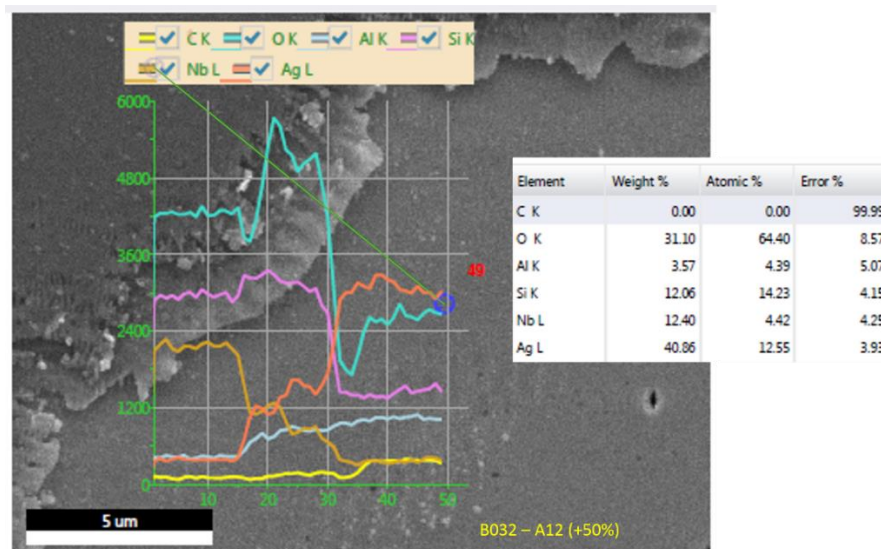
5.16 ábra B032 jelű minta ($\text{Ag}+\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$, 6+1 réteg) roncsolási morfológiájának elektronmikroszkópos felvétele

Ahogy az 5.16 ábrán is látható, hasonló zónák alakultak ki, mégis felfedezhetőek szembeötlő különbségek. A roncsolt folton kívül hordalékszóna alakult ki, amit az 5.17 ábrán látható módon egy SE-BSE detektorral vizsgáltam az elemösszetételre vonatkozóan. Az SE-BSE rövidítés a (secondary electron-backscattered elektron) másodlagos elektron és visszaszórt elektron megfigyelésből jön. A másodlagos elektronok detektálása tulajdonképpen egy felülettomográfiai megfigyelés, míg az 5.17 ábra jobb oldali képén mért visszaszórt elektronok elemkontraszt kimutatására alkalmasak. A képen minél világosabb egy terület, az annál nagyobb rendszámú atomokat tartalmaz. A BSE felvételen pedig a hordalékszónában is csak szilíciumot találtam. A két mérést egymás után végeztem el.



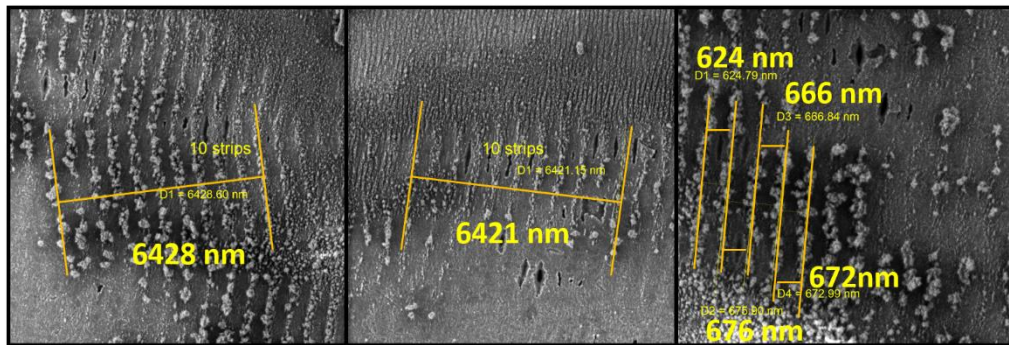
5.17 ábra SE-BSE detektorral készült felvétel a hordalékzóna megfigyelése a B032 jelű mintán ($\text{Ag}+\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$, 6+1 réteg) A bal oldali felvétel a másodlagos elektronok szórási képe (SE), míg a jobb oldali felvétel a visszaszórt elektronok szórási képe (BSE)

A centrumban a legkisebb roncsoló teljesítményhez közeli értékeknél csak felhasadások láthatóak az ezüstrétegen, ami arra utal, hogy vastagabb lehet a felvitt ezüstréteg a B041 jelű mintához képest. Az 5.18 ábrán, ha a vonalmenti elemanalízist tekintjük, akkor látható, hogy itt már a nióbbium tartalom a vonal mentén lépcsőzetesen csökken, szemben a B041 jelű minta eredményeivel, az ezüst nyomvonalának felugrásánál viszont még mindig detektálható némi nióbbium.



5.18 ábra B032 minta ($\text{Ag}+\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$, 6+1 réteg) vonalmenti anyaganalízise

A roncsolási képeken felfedezhető minden esetben egy periodikus felszakadás, amely méretét minden vizsgált esetben hasonlóan találtam. Az 5.19 ábrán kiválasztottam 3 folt esetében a periodikus struktúrákat és megmérve a kialakult periodikus vonalak távolságát átlagosan 642 nm-es sorközöket tapasztaltam.



5.19 ábra A B032 jelű mintán ($\text{Ag}+\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$, 6+1 réteg) megjelenő periodikus struktúrák különböző megvilágító teljesítmények esetén

Ezen eredmények további vizsgálata és felhasználása segítséget nyújthat a rétegszerkezetek tapadásának jobb megértésében, illetve lézer által indukált felületi periodikus struktúrák kialakításában (laser induced periodic surface structures, LIPSS) is, amely napjainkban önálló kutatási területet alkot.

6. Optikai úton indukált áramkeltés vizsgálata dielektrikumokban

Olyan szilárdtest fotonikus eszközök, amelyek képesek lennének a látható, vagy infravörös hullámok optikai ciklusának időskáláján műveleteket végezni, jelentősen felgyorsítanák a PHz-es elektronikai alkalmazások [63, 31], vagy a kevés optikai ciklusú lézerimpulzusok új diagnosztikai eszközeinek kifejlesztését. A PHz-es elektronikai eszközök kifejlesztése két irányból is megközelíthető. Egyik lehetőség a nagy tiltott sávú anyagok átmeneti fémesedése, a másik lehetőség a térerősségnövelő nanoarchitektúrákon történő elektrontranszport, amit vákuumban nanokapcsolókon keresztül lehet elérni. [64, 65, 66]

A fémesedés jelenségét eddig kimutatták dielektrikumokban, úgymint SiO_2 , CaF_2 , vagy Al_2O_3 anyagokban [2, 67, 68]; félvezetőkben, mint például GaN-ben [69, 70], és grafénban is [66]. Az átmeneti fémesedés jelenségét hosszú távon nanoméretű felületi optikai struktúrákon lesz célszerű megvalósítani, ezért hasonló szintű technológiai kihívások várhatóak, mint a nanokapcsolók gyártása esetén. A femtoszekundumos idő alatt lejátszódó tranziens fémesedést a nagy intenzitású, kevés ciklusú lézerimpulzusok képesek kiváltani, és az anyag elektromos tulajdonságaiban kiváltott válasz képes végbemenni egy optikai ciklus ideje alatt. [44]

A vegyérték- és vezetési sáv közötti átmenetekben a két kvantumút interferenciáján keresztül történő áramkeltés kompetitív jelenségével ellentétben [71, 72, 73], a tranziens fémesedésről úgy vélik, hogy nem hoz létre valódi töltéshordozókat a vezetési sávban [31, 44], ami a nagy sáv szélesség és a lerakódott energia alacsony disszipációja szempontjából előnyös. A dielektrikumokban és félvezetőkben történő áramkeltéshez szükséges lézerimpulzusoknak egy szűk tartományon belül kell teljesíteniük a feltételeket. Habár a kevés ciklusú lézerimpulzusok esetében megnő a roncsolási küszöb a hosszabb impulzusokhoz képest, a csúcshintenzitást viszont már korlátozzák a roncsolási jelenségek, vagyis az alkalmazható intenzitástartomány be van határolva. Viszont ezen feltételek mellett is sikerült már a tranziens fémesedés első alkalmazásait bemutatni, például a vivő-burkoló fázisdetektort [74], vagy a PHz körüli vivőfrekvenciájú optikai hullám mintavételezését [75]. Ezeknél a felhasználásoknál az optikailag indukált áramoknak a lézerimpulzus vivő-burkoló fáziséval történő vezérlését is kihasználták.

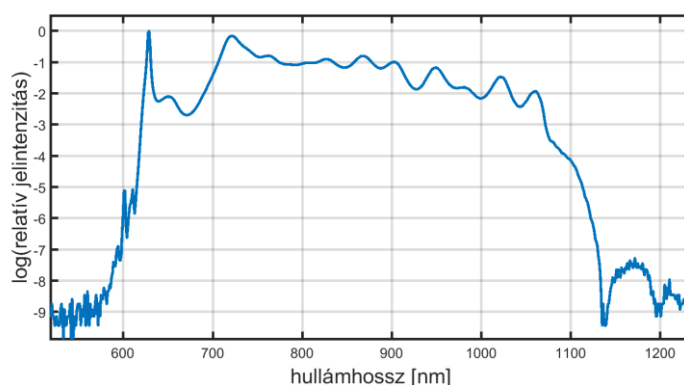
6.1 Kísérleti eredmények

A laborban folytatott munkám elsődleges motivációja volt, hogy ki lehessen mutatni erősítőrendszer nélkül, csupán egy oszcillátor használatával dielektrikum közegben a vivő-burkoló fázisfüggő tranziens fémesedést. Az első megfigyelés [2] azt mutatta, hogy

dielektrikumokban a tranziens fémesedés jelensége körülbelül $1 \text{ V}/\text{\AA}$ és annál nagyobb térerősségekre korlátozódik. Ilyen erősségű elektromos tereket viszont jellemzően mJ nagyságrendű impulzusenergiával rendelkező, kHz-es ismétlési frekvenciájú lézerrendszerek tudnak biztosítani. A dielektrikumokban pedig a jelenség kiváltásához szükséges nagy térerősségek követelménye adott, a cél pedig tömegesen alkalmazható eszközök kialakítása, amihez elengedhetetlen a kísérleti elrendezés méretének csökkentése.

A kísérletben egy kompakt, 80 MHz ismétlési frekvenciájú, nJ nagyságrendű impulzusenergiával rendelkező Venteon Laser Technologies gyártmányú titán-zafír oszcillátor volt a fényforrás, amely tetszőleges, akár 0 Hz offszetfrekvenciához is stabilizálható. A tranziens fémesedés kimutatásához használt minták a következő anyagok voltak: GaN, HfO₂, és SiO₂. A jelenség 80 MHz-es ismétlési frekvenciával történő kimutatása az ismétlési frekvenciát tekintve 2 nagyságrenddel jobb az eddig elért eredményeknél [69]. A következőkben azt is bemutatom, hogy miként sikerült megmutatni, hogy tiszta szigetelő anyagokkal is elérhető a tranziens fémesedés pJ és nJ nagyságrendű impulzusenergiát biztosító lézerekkel.

A kísérlet során használt oszcillátor spektruma oktáv szélességű, a 6.1 ábrán látható. Maximális impulzusenergiája 2,5 nJ. A kísérlet első fázisában a vivő-burkoló offszetfrekvencia 0 Hz-re volt állítva, vagyis adott pontba egyforma impulzusalakkal érkezik az impulzusvonulat.



6.1 ábra A Venteon titán-zafír oszcillátor mért, normált, spektruma logaritmus skálán

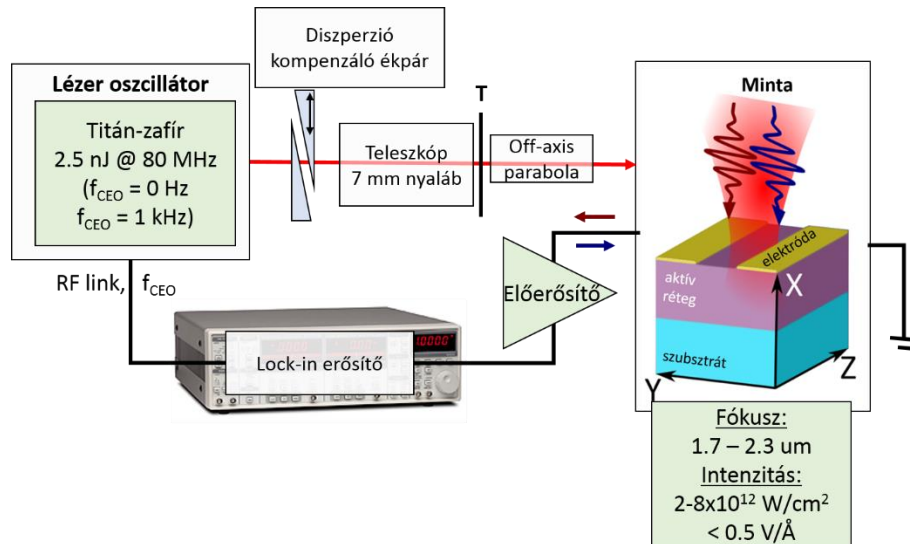
Első lépésként felépítettem a kísérleti elrendezést. A kezdeti mérések célja az volt, hogy a vivő-burkoló fázis változásának megfelelő oszcillációt ki lehessen mutatni a mintában keltett áramban. A lézeroszcillátor fázisstabilizált működése ekkor úgy valósult meg, hogy a vivő-burkoló offszetfrekvencia 0 Hz volt, vagyis, minden impulzus elektromos terének a lefutása megegyezett. Az impulzus vivő-burkoló fázisának stabilitásáért a gyári rendszerbe integrált rövid- és hosszútávú szabályzó áramkörök felelősek. Az azonnali rövidtávú stabilitás

biztosításához egy PID áramkör szabályozza az oszcillátor pumpálólézerének intenzitását, a hosszútávú stabilitás biztosításához pedig a rezonátoron belül elhelyezett diszperziókompenzáló motorizált ék felel.

A burkoló alatti hullámalak, vagyis a vivő-burkoló fázis értéke megváltoztatható a nyalábútba helyezett diszperziókompenzáló kvarcüveg ék kis mértékű mozgásával. Ehhez a nyalábútba helyezett ékpár egyikét eltolóra helyeztem és integráltam az általam elkészített kísérletvezérlő programba. A vivő-burkoló fázisváltozás kimutatásának előfeltételei a rövid impulzus, nagy intenzitás, és stabil vivő-burkoló fázis. A laborban eleinte interferometrikus autokorrelációval, majd FROG-gal, végül d-scan [32] módszerrel dignosztizáltuk az impulzus hosszát. Az interferometrikus autokorrelációból visszafejtett impulzusalak nagy hibával terheltnek bizonyult. A FROG és a d-scan módszer hasonlóan megbízható eredményt ad 6 fs körüli impulzusoknál, viszont a d-scan módszer in-situ mérés lehetősége miatt végül ez lett a preferált módszer.

A kellően nagy intenzitás eléréséhez a nyalábot három parabolatükörön vezettem át, amiből kettő a nyalábtágításért felelős teleszkópot alkotja, a harmadik pedig a fókuszáló elem. A nyalábtágítóban a nyaláb átmérője 7 mm-re lett kitérítve, majd a rendelkezésre álló fókuszáló parabolatükrök fókusztávolságától függően 1.8 és 2.3 μm félértékszélességű foltátmérőket mértünk knife-edge módszerrel [76]. A fókuszfoltban elérhető maximális intenzitás így $2\text{-}8 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ közötti. A nyalábtágításért felelős parabolatükrök beállításánál az optikai asztal lyuksorai és oszlopai mentén dolgoztam, a kollimált nyalábot pedig a labor teljes hosszában ellenőriztem. A fókuszáló parabolatükör beállításához fontos a több tengely menti eltolás és forgathatóság. A kis fókuszált foltméret miatt szükséges a knife-edge módszer alkalmazása horizontális és vertikális irányban is az asztigmia elkerülése érdekében.

A vizsgált minta egy DLPCA-200 típusú (Femto Messtechnik GmbH, Berlin, Germany) áramerősítőn keresztül egy alacsony frekvenciás SRS SR830 típusú lock-in erősítőhöz volt kapcsolva. A teljes méréselrendezés végső sematikus rajza a 6.2 ábrán látható.



6.2 ábra Az optikai úton keltett áramok detektálásához felépített kísérleti elrendezés. A lézeroscillátorból kijövő nyaláb a diszperziókompenzáló éken áthaladva, majd a teleszkóprendszeren kitágítva, aztán lefokuszálva eléri a mintát, ahol kellően nagy intenzitás és rövid időtartam mellett áramot kelt. A minta elektródákon keresztül egy áramerősítőhöz van kapcsolva, ezt az erősített jelet detektálja a lock-in erősítő, aminek a referenciajelet a lézer oscillátor ismétlési frekvenciája biztosítja. Az ékpár mozgásával beállíthatóak különböző hullámhosszok, ezáltal változik a keltett áram nagysága. T-vel jelölt pontban történt a teljesítménymérés.

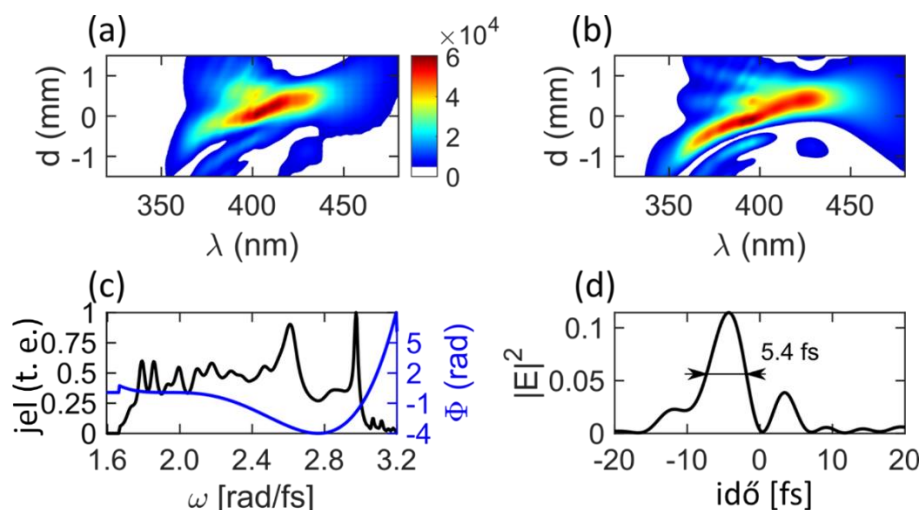
Az impulzusok időtartamát d-scan módszer (2.4 fejezet) segítségével mérve az intenzitás burkológörbéjére 5,4 fs-os félértékszélességet kaptunk. A 6.3 ábra a) részén látható a diagnosztikához szükséges spektrogram, ami nem más, mint a mért másodharmonikus jel a nyalábútba helyezett üvegmennyiség függvényében. A 6.3 ábra b) részén a módszerrel visszanyerhető rekonstruált impulzus látható. Ehhez szükséges ismerni a nyaláb spektrumát, ami a 6.3 ábra c) részén látható fekete vonallal rajzolva, illetve a diszperzió értékét a nyalábútba helyezett kvarcüveg éken és a vékony BBO kristályon (10 μm) Az iteratív spektrális fáziskeresés során az alap lézerimpulzus fázisait polinomiális alakban keressük (2.13) egyenlet, amely illesztett konstans együtthatói a 6.1. táblázatban lettek összefoglalva.

6.1 táblázat d-scan fázisillesztés illesztett paraméterei

A	$7.3 \cdot 10^{-6}$
B	-27.2
C	23.9

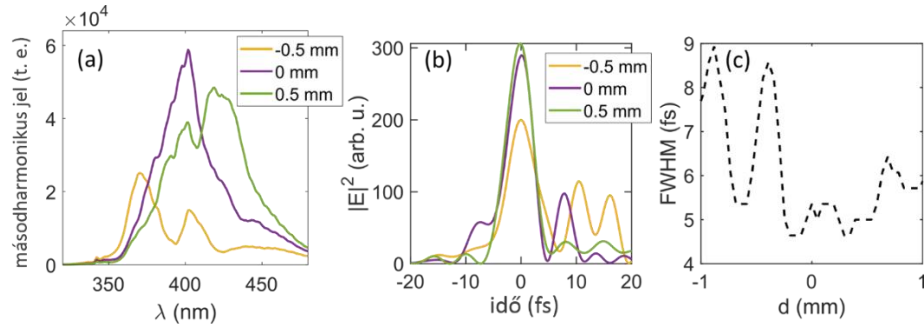
A fázis az ω körfrekvencia függvényében a 6.3 ábra c) részén látható kék színnel jelölve. Végül pedig a 6.3. ábra d) részén már a transzformációkorlátozott, rekonstruált fázisokat

figyelembe vett impulzusburkoló figyelhető meg. Ez a karakterizáció egy in-situ mérési módszert tesz lehetővé megfelelő pontossággal.



6.3 ábra Lézerimpulzus karakterizálása; a) A másodharmonikus jel hullámhosszának és az üveg vastagságának függvényében mért jel; b) Rekonstruált jel; c) A lézerimpulzus mért spektruma (fekete vonal) és a rekonstruált impulzus spektrális fázisa; d) Transzformációkorlátozott impulzus rekonstruált időbeli profilja a spektrális fázis figyelembe vételével

A rekonstrukció során megfigyelhető volt, hogy a széles spektrummal és spektrális fázissal rendelkező impulzusok esetén a kompresszió és az impulzus időtartama közötti összefüggés nem szigorúan monoton. A 6.4 ábrán 3 különböző, a nyaláb útjába helyezett üvegmennyiségnél mért és rekonstruált impulzusalak látható. Ha a referenciaponthoz (0 mm) képest 0,5 mm-rel csökkentjük az impulzus útjában levő üvegmennyiséget, az már jelentős impulzusalak-torzuláshoz vezet. Másrészt, ha 0,5 mm-rel több üveget helyezünk a nyaláb útjába, úgy az impulzusalak alig változik. A különböző ékpozíciókban felvett másodharmonikus spektrumok a 6.4 ábra a) részén láthatóak, míg a különböző üvegmennyiségek függvényében visszanyert impulzusalakok félértékszélessége a 6.4 ábra c) részén.



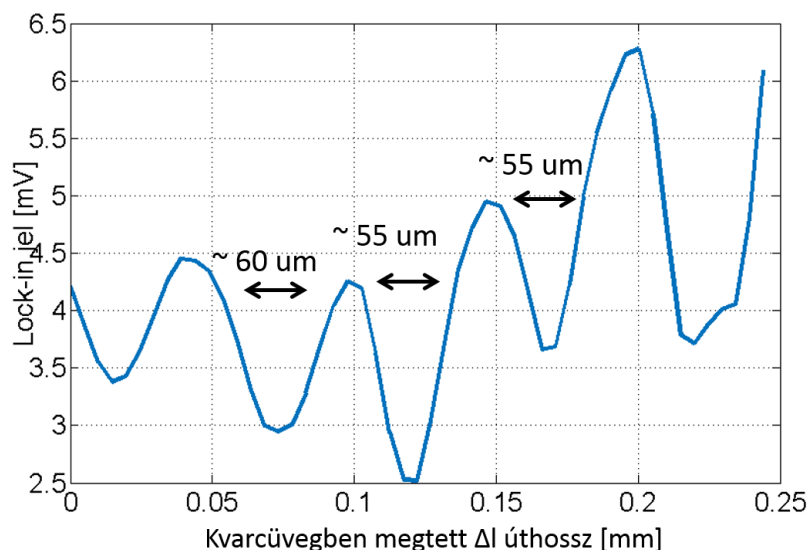
6.4 ábra a) Mért másodharmonikus jel különböző ékállások esetén; b) A különböző ékállásoknál mért spektrumokból visszaállított impulzusburkoló alakok; c) Visszaállított impulzusalakok félértékszélessége a nyaláb útjába helyezett üveg mennyiségének függvényében

Lézerimpulzusok diszperzív közegben terjedésekor azt a karakterisztikus hosszat, amelyben való terjedés π vivő-burkoló fázistolást eredményez, fázisváltáshossznak nevezzük [77]. (L_{deph} , mint dephasing length) (6.1 egyenlet)

$$L_{deph} \approx \frac{1}{2} \left| \frac{dn}{d\lambda} \right|_{\lambda_0}^{-1} / 2 \quad (6.1)$$

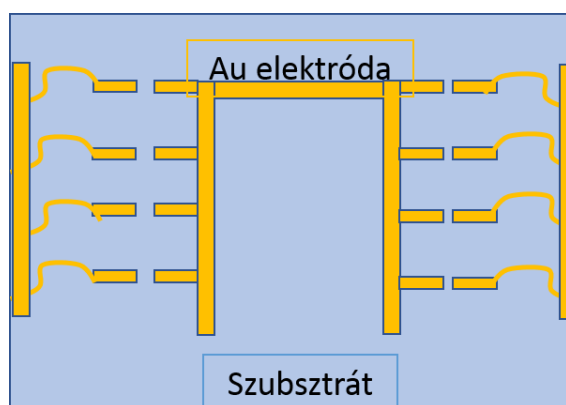
A (6.2) egyenletben az n a hullámhosszfüggő törésmutató, vagyis a Sellmeier-egyenlet segítségével kiszámolható adott λ_0 központi hullámhosszú impulzusra a fázisváltáshossz nagysága. Az egyenlet valós spektrumú, ultrarövid impulzusok esetén közelítéssé válik, mivel néhány fs-os impulzusoknál már jelentős burkolótorzulás léphet föl [78], ahogy ezt a 6.4 ábra b) részén is láthattuk. Transzformációkorlátozott esetben viszont jó közelítést ad az egyenlet, amíg nincs jelentős impulzusalak-torzulás és kiszélesedés (6.4 ábra c)). A kísérlet szempontjából ahhoz, hogy egy első teszt méréssel elvi bizonyítékot kapjunk a jelenség láthatóságára oszcillátor használatával, arra kerestem a választ, hogy tapasztalok-e a lock-in jelben fázisváltáshossznak megfelelően oszcilláló jelet. A fázisváltáshossz 780-800 nm közötti központi hullámhossz esetén 27,5-29 μm , vagyis adott közegben történő terjedéshez képest, ha további 27,5-29 μm -nyi kvarcüvegen halad át a lézerimpulzus, π fázistolás történik az abszolút fázisában. A legelső méréseket úgy végeztem, hogy egy nyalábszaggatót (chopper) helyeztem a nyalábútba, melynek frekvenciája 1 kHz volt, ez adta a referenciafrekvenciát a lock-in erősítőnek. A kísérlethez GaN mintát használtam, mert az abban történő áramkeltéshez kisebb intenzitás is elegendő. A 6.5 ábrán látható eredményt kaptam az első mérések idején. A lock-in erősítőtől kapott abszolút érték jelet ábrázoltam az eltoló mozgásával előidézett kvarcüveg ék vastagságváltozásának függvényében. A mért jelben a lokális maximumok távolsága

megfelel a várható fázisváltáshosszak kétszeresének, azaz a 2π -nek megfelelő fázisváltozáshoz szükséges anyag többletnek.



6.5 ábra A kvarcüveg ékpár mozgatásával a nyaláb útjába helyezett anyag többlet (Δl) függvényében mért áram nagysága

A kísérletek során különböző félvezetők és dielektrikumok elektromos válaszát vizsgáltuk kontrollált környezetű laborban. A minták egyszerű geometriájú darabok, arany elektródák közötti aktív réteget világítottunk meg a lefókuszált nyalábbal. A 6.6 ábrán látható egy sematikus ábra a mintákról. Az elektródákat huzalkötési technikával vezettük ki, ami sérülékennyé tette az elrendezést. A minták egy részét a garchingi Max Planck Institute bocsátotta rendelkezésünkre, illetve új minták készültek a Műszaki Fizikai És Anyagtudományi Intézet műhelyeiben is.



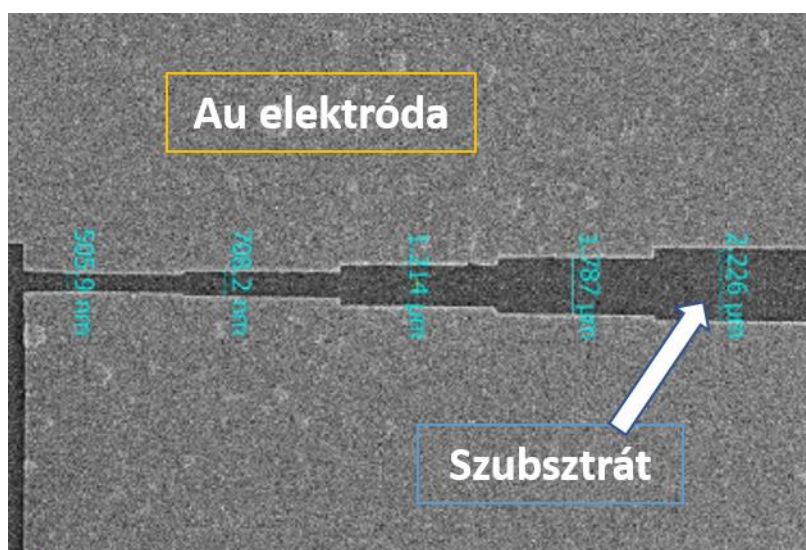
6.6 ábra Sematikus rajz az eredetileg használt minták elrendezéséről. Az elektródák közötti rést világítottam meg, és az elektródán mérhető jelet huzalkötési technikával vezettem ki.

Ahhoz, hogy biztosítva legyen az impulzus legrövidebb alakja a minta felületére érkeve, a nyalábút csörpölt tükörpáron lett átvezetve a negatív csörpölés eléréséhez, majd az ékekkel történt a finomhangolás és a vivő-burkoló fázis csúsztatása. A következőkben bemutatandó kísérletek során a vivő-burkoló fázis offszetfrekvenciája közel 1 kHz-re lett átállítva, azzal a követelménnyel, hogy az egész számú többszöröse a lehető legpontosabban megegyezzen az ismétlési frekvenciával. Ez az offszetfrekvencia továbbá a lock- in erősítő referenciafrekvenciája is.

Nagy ismétlési frekvenciával sikerült kimutatni áramkeltési és irányítási effektusokat:

- (i) epitaxiálisan növesztett 2 μm vastag GaN mintában, melynek tiltott sávja 3,5 eV;
- (ii) ALD módszerrel kvarcüvegre növesztett 270 nm vastagságú HfO_2 -ban, melynek tiltott sávja 5,9 eV; valamint
- (iii) egy üveglapkán, melynek a tiltott sávja 9.0 eV.

A minta felületére elektronnyaláb litográfiával írtak lépcsős elrendezésű arany elektródákat, így kialakítva a különböző elektródatávolságokat, amivel 0,6, 1,2, 1,7, 2,3 és 2,9 μm elektródatávolságú mintarészeket lehetett vizsgálni. A különböző hézagú elektródák 5 μm hosszúak voltak, hogy a lézernyaláb fókuszoltja garantáltan az adott elektródatávolságú hézagba essen. A lépcsős elrendezésű minta elektronmikroszkópos képét mutatom be a 6.7 ábrán.



6.7 ábra Lépcsős elrendezésű elektróda elektronmikroszkóppal készült felvétele. Jól láthatóak a balról jobbra növekvő távolságok az elektródák között. Az ábrán a világos területek az arany elektródák, illetve a sötét sáv a szubsztrát.

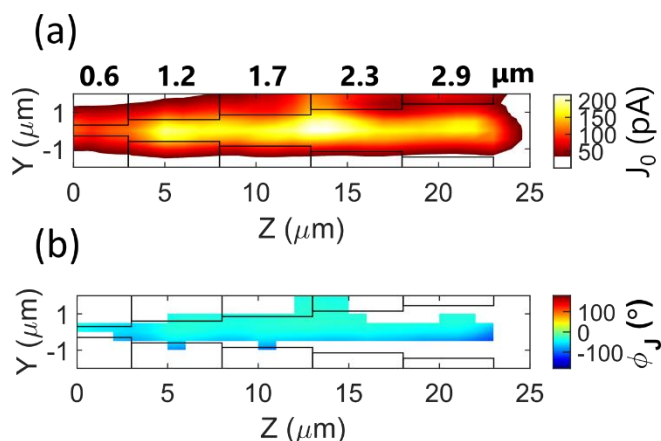
Érdeemes számításba venni, hogy képes-e befolyásolni a mérési eredményeket az egyes minták esetében a hordozó tulajdonsága. Ehhez ha megnézzük a HfO_2 minta adatait, annak a

tiltott sávja 5,5 eV, a kvarcüveg szubsztráté pedig 9 eV. Figyelembevéve a nemlinearitást a jelszintek között, olyan mértékű eltérés várható, ami azt bizonyítja, hogy a jel túlnyomó része a HfO₂vékonyrétegből származik, így ha hozzá is adódik a mérési eredményekhez a szubsztrátból származó jel, az elhanyagolható a HfO₂ jeléhez képest.

A 6.8 ábrán látható fekete kontúrvonalak a mintaanyag felületére írt elektródákat jelölik. Mivel a vivő-burkoló fázis $\phi_{CE} = 2\pi f_{ceo}t$ összefüggésben áll az f_{ceo} offszetfrekvenciával, így az immáron 1 kHz-re állított offszetfrekvencia által előidézett vivő-burkoló fáziscsúszás frekvenciáján várható az aktív rétegben keltett áram polaritásának változása. Tehát a végső méréseknél nem a motorizált ék mozgásával idézzük elő a vivő-burkoló fázis változását. A választott 1 kHz-es offszetfrekvencia értékét limitálja az előerősítő sáv szélessége, viszont elég nagy ahhoz, hogy stabil jelet kapjunk. Továbbá mivel a lock-in erősítő feszültséget mér, ezért a mintában keltett áram nagyságát megkaphatjuk a mért feszültség és az előerősítő erősítési tényezőjének arányaként, vagyis $J=G^{-1}V$, ahol J a keltett áram nagysága, G az erősítési tényező, V pedig a lock-in erősítőn mért feszültség nagysága. A lock-in erősítőből a két, keltett árammal arányos jel a J_{\cos} és J_{\sin} , amelyek a Fourier-komponensek effektív nagyságát írják le az offszetfrekvencián. Az áram amplitúdója pedig ebből a két komponensből számolható, ami:

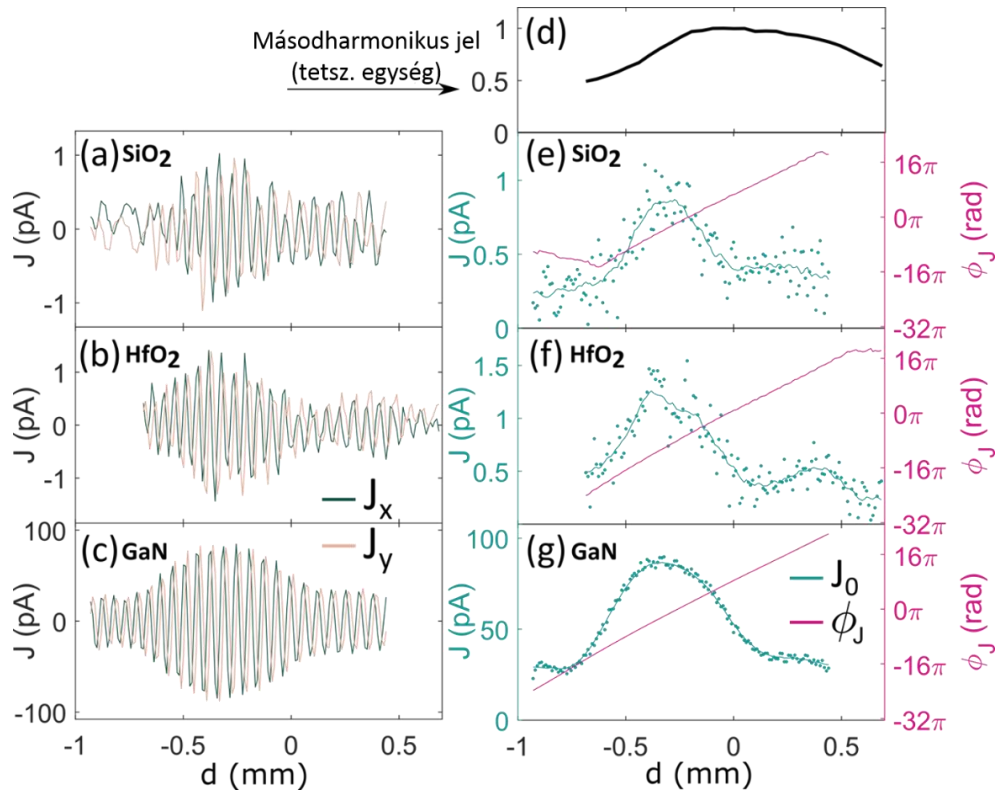
$J_0 = \sqrt{J_{\cos}^2 + J_{\sin}^2}$. Az előerősítő megválasztható G erősítési tényezője 10^8 V/A volt GaN minta esetén és 10^9 V/A a HfO₂ és SiO₂ minták esetén.

A keltett áram térbeli eloszlása látható a 6.8 ábra a) részén a GaN mintán a fókuszpontban mérve. Az ábrán látható eredmény a nyalábterjedés irányában is megmért legnagyobb jelet adó ponton vett mérési síkot ábrázolja 1 nJ impulzusenergia mellett, az ehhez tartozó csúcsintenzitás pedig 3.2×10^{12} W/cm². Megfigyelhető egy gyenge összefüggés a jel erőssége és az elektródák távolsága között. A legerősebb jelet a fókuszolt méretével összemérhető 1.7 és 2.3 μm-es elektródatávolságoknál lehetett mérni. A változó jelerősségek ellenére a fázis, ϕ_J , nem változott jelentős mértékben a pozíció függvényében, átlagértéke -49° és a szórása 18°, ez pedig a 6.8 ábra b) részén látható, csak azoknál az áramértékeknél, ahol a jel erőssége eléri az aktuális síkon mért legnagyobb áramérték felét.



6.8 ábra Vizsgált minták lépcsős elektródakialakítását jelzik a fekete kontúrvonalak, ahol a lépcsőfokok közötti távolság rendre 0.6, 1.2, 1.7, 2.3 és 2.9 μm és az egyes lépcsőfokok hossza 5 μm . a) J_0 , vivő-burkoló fázisfüggő áramjel, melyet 1 nJ impulzusenergiájú impulzusok keltettek, 1.8 μm -es fókuszfolttal és $3.2 \times 10^{12} \text{ J/cm}^2$ csúcshintenitással; b) A mért áram ϕ_J fázisa azon a területen megjelenítve, ahol a J_0 áram nagysága nagyobb volt, mint a legnagyobb áramjel fele

Az impulzusok vivő-burkoló fázisával összefüggő áram méréséhez a kvarcüveg éket mozgatva növelt, illetve csökkentett üvegmennyiség használható. A kvarcüveg ék egy referenciapozíciójához képest L távolsággal eltolva az üvegvastagság, d is változik, így az ék hatását is figyelembe véve az impulzus vivő-burkoló fázisa a következőképpen változik: $\phi_{VB} = 2\pi f_{ceo} t + \phi(d)$, a lock-in erősítő kimenetén mért J_{\cos} és J_{\sin} értékek pedig az ék anyagának köszönhető diszperzió hatására $\phi(d)$ -vel oszcillálnak, ahogy az a 6.9 ábra a)-c) részein is látható. Ez egyértelműen alátámasztja az optikai úton keltett áramok optikai ciklus ideje alatti megváltozásának képességét és vivő-burkoló fázisra való érzékenységét. Mivel a kvarcüvegben megtett út befolyással bír az impulzus időtartamára, ezért az áramerősség, J_0 legnagyobb értéke a minta felületére érkező legrövidebb időtartamú impulzus esetén várható. Ennek megfelelően pedig a 6.9 ábra e)-g) részein is megfigyelhető, hogy ugyanannál az állásnál lehetett mérni a keltett áram maximális értékét. Ha a 6.9 ábra d) részén látható d-scan nyomvonalat tekintjük, az nem más, mint a 6.3 ábra b) részén látható másodharmonikus jel hullámhossz szerinti integrálja. Ez a nyomvonal megmutatja, hogy a diszperzió változásával nő a másodharmonikus intenzitása és ezzel egyidejűleg időben összenyomódik az impulzus. Összevetve ezt a keltett áramok nagyságával a diszperzió függvényében hasonló következtetésre lehet jutni, vagyis adott ékvastagságnál az áram értéke elér egy maximumot, majd újra lecsökken az intenzitás.



6.9 ábra a)-c) A lock-in erősítővel mérhető áram jelének J_x (kék vonal) és J_y (sárga vonal) komponense a nyálábútba helyezett kvarcüveg vastagságának függvényében ábrázolva.; e)-g) Az áram nagysága (J_0) és fázisa (ϕ_J); d) A vízszintes tengely (üveg vastagsága) zérushelye a d-scan mérés maximumához lett kalibrálva

A 6.9 ábrán bemutatott eredmények fentről lefelé SiO_2 , HfO_2 , valamint GaN mintákon készültek. Ebben a sorrendben a minták felületét megvilágító fókuszolt méretek és a hozzájuk tartozó intenzitás a következő volt: $2.3 \mu\text{m}$ és $3.7 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$, $1.8 \mu\text{m}$ és $4.9 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$, valamint $2.3 \mu\text{m}$ és $1.4 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$. A d-scan másodharmonikus jelénél megfigyelhető növekedésnél a maximumot elhagyva lassan csökkenni kezd ennek is az intenzitása. És bár ennek a görbének a szélsőértéke az elektromos térerősség négyzetétől függ, a görbe alakjában egy laposabb csúcs rajzolódik ki ellentétben a keltett áramerősség görbével, ahol meredekebb a görbe le-, illetve felfutása. Ez pedig bizonyíték arra, hogy az áramjel egy magasabbrendű folyamat eredménye a másodharmonikus-keltéshez képest.

A J_0 áramgörbék alakjában megfigyelhető aszimmetria, mivel a görbékben a maximumtól jobbra egy plató keletkezik. Ez a jelenség betudható annak, hogy a kvarcüveg vastagságának változtatásával okozott ugyanannyi pozitív és negatív csörpölés esetén nem egyforma impulzusalakok keletkeznek. Ezenkívül mivel az impulzus nem szabályos Gauss alakú, ezért a kvarcvastagság függvényében megjelenik néhány lokális minimum is az impulzus időtartamában és ezek a megnövelik a lézerpulzus csúcsintenzitását.

Ahhoz, hogy betekintést nyerjünk egy adott anyag vegyérték- és vezetési sávjai között zajló gerjesztési folyamatába, illetve annak nemlinearitási rendjébe, meg kell vizsgálnunk a keltett áram nagysága és az azt gerjesztő impulzusintenzitás, vagyis az elektromos tér amplitúdója között fennálló összefüggést. Ez a lépés összhangban van a témában már korábban született tanulmányokkal, ahol a fényel keltett áram szabályzását már kapcsolatba hozták a különböző gerjesztési útvonalakból származó hullámcsomagok koherens szuperpozíciójával. [70, 73] Hasonló elgondolást alkalmaznak a gázok többfotonos ionizációja [79], valamint szilárd halmazállapotú közegek ionizációja során [73, 80].

A vizsgált mintákban optikai úton keltett áram amplitúdóját és annak fázisát az azt kiváltó térerősség és impulzusenergia függvényében a 6.10. ábrán mutatom be. Az impulzusvonalat átlagteljesítményének mérésére egy termikus teljesítménymérőfejjel került sor a fókuszáló parabola előtt. Mindhárom minta esetében ugyanaz a fókuszáló parabola tükör volt beállítva, így a fókuszfolt nagysága mindegyik esetben 1,8 μm volt. A mért fókuszfolt nagyságából és a d-scan módszerrel rekonstruált impulzusalak időtartamából visszaszámolható az impulzusenergia és az elektromos térerősség E_0 amplitúdója.

$$E_{\text{impulzus}} = \frac{P_{\text{átlag}}}{f_{\text{ism}}} \quad (6.2)$$

$$P_{\text{csúcs}} = \frac{E_{\text{impulzus}}}{\tau \cdot \sqrt{\frac{\pi}{4 \cdot \ln 2}}} \quad (6.3)$$

$$I = \frac{2 \cdot P_{\text{csúcs}}}{\pi \cdot w_0^2} \quad (6.4)$$

$$E_0 = \sqrt{\frac{I}{c \cdot \epsilon_0}} \quad (6.5)$$

A (6.2)-(6.5) egyenletekben a $P_{\text{átlag}}$ a teljesítménymérővel mért érték, f_{ism} az ismétlési frekvencia, E_{impulzus} pedig egy impulzus energiája. Ebből kiszámolható az impulzus csúcsteljesítménye a τ , impulzusidőtartammal, amely a félértékszélességnél definiált időtartam. A fókusz síkban elért intenzitást adja az I mennyiség, majd ebből kapjuk az E_0 -val jelölt tagot, ami az elektromos térerősség [$\text{V}/\text{\AA}$] mértékegységre alakítva.

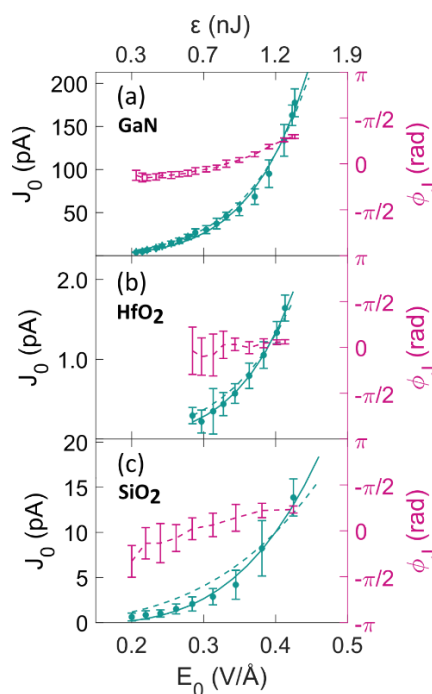
A parabolatükör véges reflexiós képessége és a minta felületén tapasztalható Fresnel-reflexió is figyelembe lett véve a 6.6 egyenlet alapján. A T pontban (6.2 ábra) történő teljesítménymérés után a nyaláb reflektálódik a parabolatükörön, illetve a különböző anyagú mintákon, emiatt valamennyivel kevesebb az áramot keltő intenzitás a mértnél. A mért teljesítmény szorzófaktorai az egyes anyagokról a 6.2 táblázatban vannak összefoglalva a felületek anyagai szerint.

$$R = \left(\frac{n_t - n_i}{n_t + n_i} \right)^2 = \left(\frac{n_t/n_i - 1}{n_t/n_i + 1} \right)^2 \quad (6.6)$$

6.2 táblázat Teljesítménymérési pont után a Fresnel-reflexió miatt figyelembe vett korrekciós faktorkok az egyes felületeken

Anyag	Törésmutató	T = 1-R
Al ₂ O ₃	1,7601	92,4%
GaN	2,35	83,8%
HfO ₂	1,89	90,5%
SiO ₂	1,45	96,6%

A minta helyes pozícionálása a fókuszfoltba a maximális áramjel kézi kereséssel, egy három irányú, szubmikron pontosságú aktuátorral történik. Minden minta esetében több árammérés történt a teljesítmény függvényében, amelyekből az átlagértékek a 6.10 ábrán láthatóak, azok szórásával együtt. Ezek a mérések mindössze néhány percig tartottak, az áram fázisa ezalatt stabil maradt. Ahogy látható az ábrán, a jel növekedésének üteme a megvilágító térerősség függvényében eltérő a különböző minták esetén.



6.10 ábra Az optikai úton keltett áram, J_0 erőssége és ϕ_J fázisa a kiváltó térerősség függvényében a) GaN mintában, b) HfO₂ mintában és c) SiO₂ mintában; A szaggatott vonalak a Khurgin-modell, 6.8 egyenlet alapján készült illesztésének eredményei, míg a folytonos vonallal jelölt illesztés szintén ugyanezen modell alapján készült korrigálva a számításokat a felület tágulását is figyelembe véve.

Ez a különbség összefügghet az áramkeltési folyamat nemlinearitási rendjével, ami az adott anyag E_g tiltott sávjától és a foton energiájától függ. Amennyiben valós töltéshordozók gerjesztését és azt feltételeznénk, hogy a keltett áram több multifoton útvonal interferenciájából ered, úgy az áram és az elektromos térerősség kapcsolatát a következő (6.8) összefüggéssel lehetne leírni:

$$J_0 \propto E_0^{2N+1} \quad (6.7)$$

ahol $N=E_g/\hbar\omega$, ami a szükséges fotonok száma a vezetési sáv állapotainak betöltéséhez. Ha figyelembe vesszük az utranagy sáv szélességű lézerspektrumunkat lefedő fotonenergiákat, akkor a többfotonos átmenet a vegyérték- és vezetési sáv között 2-3 fotonnal valósulhatna meg GaN esetében és 5-9 foton részvételével SiO₂ esetén. Így a (6.7) egyenletben szereplő hatványfüggvényt illesztve a mérési eredményekre, a hatványkitevők értékére 5 és 7 közötti eredményt kellene kapni GaN esetében és legalább 11-et a SiO₂ mérési eredményeinek illesztésére. Ezzel szemben ezek a hatványkitevők 6,3 és 5,6 lettek a GaN-re és a SiO₂-ra. Bár a GaN esetén ez jó magyarázatot adna a jelenség hátterére, miszerint többfotonos gerjesztés áll a háttérben, de SiO₂ esetében már jelentős az eltérés a várt hatványkitevő értékétől. Így tehát az eredmény alátámasztja, hogy a többfotonos átmeneteket és a valódi hordozók gerjesztését figyelembe vevő perturbációs elmélet nem alkalmazható hatékonyan a vizsgált mintákra, más magyarázat áll a jelenség hátterében.

6.2. Elméleti modell

A tapasztalt térerősségfüggések megértése érdekében ezért J. B. Khurgin modelljét vizsgáltuk. [1] Ezt a modellt már sikeresen alkalmazták GaN mintára [69]. Ebben a modellben az áram egy $\chi^{(3)}$ -típusú, vagyis harmadrendű nemlineáris szuszceptibilitással bíró anyagban létrejövő fotogalvanikus hatás következménye nemlineáris vezetőképészen keresztül. Három foton interferenciája kelti az egyenáramot, viszont amint a résztvevő fotonok energiája már kisebb, mint a tiltott sáv fele, akkor nem populálódnak valódi töltéshordozókkal a vezetési sáv állapotai. Ezzel szemben a virtuális töltéshordozók fogalmát azért kell bevezetni, mert a sávok közti átmenetek is szerepelnek a matematikai modellben.

Összehasonlítottuk a kísérletileg mért $J_0(E_0)$ fotoindukált áramokat a Khurgin-modell használatával kapott elméleti görbékkel. Ez a modell olyan femtoszekundumos, lineárisan polarizált Gauss-impulzust feltételez, amely vivőfrekvenciája a tiltott sáv frekvenciája alatt van. Az impulzus elektromos tere tehát a következő:

$$E(t) = E_0 \exp(-2 \ln 2 t^2 / \tau_p^2) \cos(\omega_0 t + \phi_{VB}) \quad (6.8)$$

A lézerimpulzus a virtuális töltéshordozók aszimmetrikus eloszlását idézi elő a dielektrikum vagy félvezető anyagok vegyérték- és vezetési sávjaiban. Az ultrarövid impulzus áthaladása után a közegben egy Q mennyiségű nettó töltés halmozódik fel, amely az elektródákon keresztül az áramkörbe jutva $J_0 \sim Q(E_0)/\tau_{RC}$ nagyságú áramot kelt, ahol τ_{RC} az áramkör egy ismeretlen karakterisztikus ideje. A felgyűlt nettó Q mennyiségű töltést pedig a következőképpen lehet meghatározni:

$$Q(E_0) = \varepsilon_0 A_{eff} \chi^{(3)} \sum_{m=1}^{m_{max}} \left(\frac{\chi^{(3)}}{\chi^{(1)}} \right)^{m-1} \langle a^{2m+1} \rangle E_0^{2m+1} \quad (6.9)$$

ahol A_{eff} egy olyan paraméter, amely figyelembe veszi a céltárgy effektív felszínét, az $\langle a^{2m+1} \rangle$ tényező a normalizált vektorpotenciál, $(a(t) = (\omega_0/E_0) \int_{-\infty}^t E(t') dt')$ páratlan hatványkitevőjű dimenzió nélküli kifejezése és $\langle a^{2m+1} \rangle = \omega_0 \int \langle a(t)^{2m+1} \rangle dt$. Numerikus számolásoknál $\tau_p = 5.5$ fs és $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$, $\lambda = 800$ nm értékeket vettünk figyelembe. Az m_{max} érték meghatározása konvergenciatesztel történt, külön elvégezve minden anyagra, és a figyelembe vett térerősségekkel már $m_{max} = 5$ -nél konvergensek lettek az eredmények mindhárom anyag esetén. Az elsőrendű szuszceptibilitás a törésmutatóból lett meghatározva, így $\chi^{(1)} = n^2 - 1$. Végül pedig a harmadrendű szuszceptibilitási értékekhez az irodalomban megtalálható adatokat használtuk, amik a vizsgált anyagok esetén: $\chi_{GaN}^{(3)} = 2.1 \times 10^{-20} m^2/V^2$ [81], $\chi_{SiO_2}^{(3)} = 2 \times 10^{-22} m^2/V^2$ [82] és a HfO_2 harmadrendű szuszceptilitására egy közelítő érték lett meghatározva a Miller-féle összefüggésből, $\chi_{HfO_2}^{(3)} = 3.5 \times 10^{-21} m^2/V^2$ [83]. Ezekkel a meghatározott paraméterekkel ezután az illesztéssel az A_{eff}/τ_{RC} együttható értékét kellett megtalálni.

A Khurgin-féle modell illesztéseinek eredménye a vizsgált anyagokra a 6.10 ábrán figyelhetőek meg szaggatott zöld vonallal szemléltetve. Bár mindhárom esetben jó egyezést kaptunk, a SiO_2 esetében mégis az látható, hogy az illesztés meredeksége elmarad a valós mérési pontok által meghatározott görbétől. Ennek a kiküszöböléséhez szükségessé vált a modell bővítése azzal, hogy figyelembe kell venni a mintán megvilágított felület méretének hatását. A Khurgin-féle modell a fókusz síkban állandó elektromos térerősséget feltételez. Ami kísérleti felépítésünkönél viszont a szoros fókuszálás miatt a nem egyenletes megvilágítás hatása számottevő lehet. A korábbi kísérletek a miénknél nagyobb fókuszfolttal készültek, és az állandó intenzitás feltételezése is jó közelítést adott. [69, 70] Az erős fókuszálás miatt így a (6.9) egyenlethez hozzá kellett adni egy korrekciós tényezőt, miszerint a megvilágított terület egy bizonyos E_{krit} , kritikus térerősség fölött növekszik az alkalmazott E_0 , elektromos térerősség

amplitúdójával. Így tehát az E_{krit} értéke egy küszöbértéket jelent, ami fölött a jelenséget már számításba kell venni, viszont ez az érték anyagonként eltérő. Rögzített kritikus térerősség és nyalábnyak mellett egy Gauss-nyalábbal megvilágított terület elektromos terének eloszlása megadható $E(r) = E_0 \exp(-2r^2/w_0^2)$ alakban, ahol w_0 a nyalábnyak. Ebből pedig levezethető egy r_c érték, amely az áramkeltésben résztvevő sugár, amelyet $E > E_{crit}$ feltétellel határozunk meg $E_{krit} = E(r_c)$ egyenlőségből. Ebből pedig levezethető, hogy az effektív terület az elektromos tér mezejének amplitúdójával skálázódik $A_{eff} \propto \pi w_0^2 \ln E_0 / E_{krit}$ szerint [84]. Az általunk felállított modellt Kiss-Gellért Zsolt dolgozta ki a már ismertetett irodalom alapján.

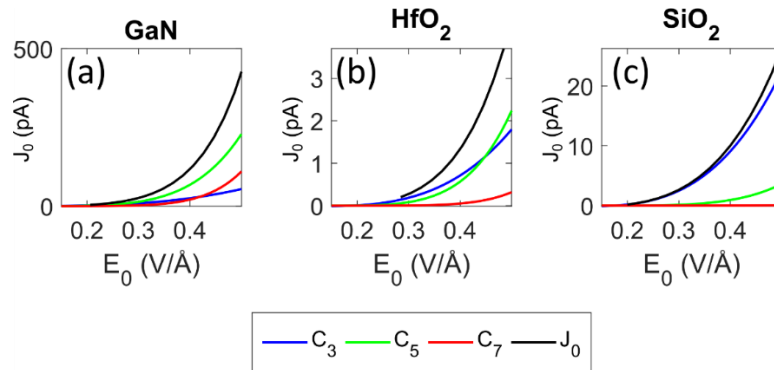
Mindezeket figyelembe véve a módosított modellel történő illesztéseket a 6.10. ábrán a folytonos vonalak szemléltetik. Az illesztés új paraméterei tehát a kritikus térerősségértékek, amelyek 0.06, 0.12, valamint 0.17 V/Å voltak a GaN, HfO₂, és SiO₂ anyagokra. Továbbá észrevehető, hogy a kritikus térerősségeknek ez a sorrendje megfelel a minták tiltott sávjának sorrendjével (3.5 eV, 5.9 eV, valamint 9.0 eV). Érdekes még megjegyezni, hogy GaN esetében a jelenség alacsonyabb térerősségeknél is megfigyelhető, mint az a 6.10 ábrán látszik és a kritikus térerősség azt mutatja, hogy már 0.06 V/Å-nél elindul a folyamat, ami ~50 pJ impulzusenergiának felel meg.

Mivel a mérési görbék már jól illeszkednek a kiterjesztett modellhez, már csak a különböző térerősségtől való függés hátterére kell magyarázatot találni. Különösen feltűnő az eltérés a GaN és a SiO₂ görbéinek meredeksége között. Ennek oka a harmadrendű nemlineáris szuszceptibilitás, $\chi(3)$ anyagra jellemző értékben, és a térerősség amplitúdójával, valamint a páratlan hatványú $\langle a^{2m+1} \rangle$ normalizált vektorpotenciállal való viszonyában keresendő. Mivel $\chi(3)$ megközelíti az atomi térerősségek nagyságrendjét, ezért átírható $\chi^{(3)} \sim E_a^{-2}$ formába.

A fentieket összefoglalva: a keltett áram nagysága felírható az áramkeltéshez alkalmazott térerősség páratlan hatványainak összegével, ahol a hatványfüggvény görbáját az egyes hatványtagok együtthatói határozzák meg. Az együtthatókat két tényező határozza meg, az $\langle a^{2m+1} \rangle$ tényező, amelyet a hullámhossz és az impulzusalak határoz meg és a kísérlet alatt állandó; illetve a $\chi^{(3)}$ harmadrendű nemlineáris szuszceptibilitás, amit a vizsgált anyag határoz meg, igazodva a kísérlet körülményeihez. Figyelembe véve minden fentebb leírt megfontolást a Khurgin-féle bővített modellben az együtthatók a következő alakban írhatóak fel:

$$C_{2m+1} = \varepsilon_0 A_{eff} \tau_{RC}^{-1} \langle a^{2m+1} \rangle \chi^{(1)m-1} E_0 (E_0 / E_a)^{2m}. \quad (6.10)$$

Ebben az egyszerűsített formában a keltett áram mennyisége felírható $J_0 = \sum_{m=1}^{m_{max}} C_{2m+1}$ alakban. A kibővített Khurgin-féle modelltől azt láthatjuk, hogy az egyes tagok jelentőségét tehát az E_0/E_a aránypár mutatja meg.



6.11. ábra A keltett áram mennyiségét leíró modellben résztvevő páratlan hatványú térerősségkomponensek aránya; A különböző színekkel az alkalmazott térerősségek különböző hatványainak függvényében felvett értékek olvashatóak le

A 6.11. ábrán látható a vizsgált anyagokban keltett áram összetétele, vagyis az alkalmazott térerősségek függvényében az egyes páratlan hatványú térerősségkomponensek együtthatói. Minél közelebb van ez az érték egyhez, annál nagyobb a súlya a magasabb hatványú tagoknak. Továbbá a $\langle a^{2m+1} \rangle$ együtthatói nagyságrendekben is különbözőek lehetnek, például egy 5.5 fs időtartamú impulzus esetében a^7 150-szer nagyobb, mint a^3 (az $\langle a^{2m+1} \rangle$ mennyiségek dimenzió nélküliek). Ha az egyes tagok hozzájárulását elemezzük, látható a 6.11. ábrán, hogy GaN-ben történő áramkeltés esetén főleg az ötöd- és a hetedrendű tagok dominálnak, míg SiO₂-nál a harmadrendű tag a meghatározó, a többi csak kismértékben járul hozzá az áramkeltéshez. HfO₂ esetében pedig a harmad- és ötödrendű tagok nagyjából egyformán járulnak hozzá az effektushoz. Fontos megemlíteni, hogy azt nem tudjuk kizárni, hogy kisebb súllyal ugyan, de valamilyen mértékben hozzájárulnak a jelenséghez a többfotonos gerjesztési folyamatok. Azonban a tisztán többfotonos gerjesztési folyamatokat leíró modell nem írja le jól a folyamatot, ezért van szükség egy teljesebb elméleti képre, ami jól illeszthető az összes minta esetén a (6.9) egyenlettel, ez esetünkben pedig teljesült.

Ha a 6.10. ábrán a fázisjeleket vizsgáljuk, amelyek lila színnel vannak ábrázolva, azok minden anyag esetében nagyon alacsony függést mutatnak az elektromos térerősség amplitúdójától olyan módon, hogy a 0.2 V/Å-0.4 V/Å mért tartományon a fázis enyhén, de monoton nő a térerősséggel. Ez a tulajdonság kihasználható egy lézercsillátorokkal használt vivő-burkoló fázisdetektor felépítéséhez. [85, 74]

Feltétlenül ki kell emelni, hogy az eddigi szakirodalomban láthattunk ellentétes modelleket a tranziens fémesedés témakörben. Így tehát a [2, 44, 80, 43] cikkekben és a SiO₂ minta esetén vivő-burkoló fázisérzékeny áram keltése ilyen alacsony térerősségek mellett meglepő eredmény. A [2, 44] eredmények esetében az erős, de adiabatikus optikai terek eltoltják az eredeti energiasávokat, ezzel egy új anyagállapotot hozva létre, amelyet úgynevezett Wannier-Stark létrák alkotnak. Ahhoz, hogy létrejöhessen a szomszédos rácshelyek eltolt sávjai közötti átmenet, igen nagy, $\sim 1 \text{ V/\AA}$ nagyságú terek szükségesek. Viszont a jelenség megfigyelése kisebb elektromos térerősség mellett arra utal, hogy a rács távolabbi állapotai közötti átmenet nem elhanyagolható.

A [80] cikkben bemutatott újabb modell a dielektrikum vegyérték- és vezetési sávjai közötti kölcsönhatásra épül a végső kristálycelláknál az elektródák elektronjainak Fermi-tengerével (a Fermi-szint betöltött állapotaival). Modelljük szerint olyan átmeneti állapotok jönnek létre, ahol a fémből származó elektronoknak elegendő energiájuk van a vezetési sávhoz képest, és át tudnak oda ugrani, ezzel áramot indukálva. Okfejtésükből az következik, hogy a folyamat csak 1.4 V/\AA -nél nagyobb térerősségeknél indul el. Ennek ellenére a mi megfigyeléseink is azt mutatják, hogy jóval ezalatt a határérték alatt is elérhető az áramkeltés és szabályzás, viszont az elektródák szerepét tovább kell vizsgálni. Tekintettel arra, hogy a nagy tiltott sávval rendelkező anyagok tranziens fémesedése még nem tekint vissza hosszú múltra, és új kutatási eredmény, így a jelenség elméleti leírása, a keltett áramok eredete még nem tisztázott, további kísérletek szükségesek.

A méréseinkkel sikerült demonstrálni optikai úton keltett áramok vezérlését dielektrikumokban és nagy tiltott sávú félvezetőben eddig nem látott alacsony, pJ-nagyságrendű impulzusenergiával és 80 MHz ismétlési frekvenciával. Annak ellenére, hogy az áramokat lassú áramkörrel sikerült detektálni, a mért áram irányfüggő érzékenysége a vivő-burkoló fázis egy ciklus alatti fejlődésére alátámasztja a lézer, a vizsgált közeg és az elektróda közötti kölcsönhatás PHz alatti sáv szélességét. A mérési adatokat sikerült elméleti modellel magyarázni az elektromos térerősség amplitúdójának függvényében, ami szerint a jelenség során virtuális töltéshordozók keletkeznek, amelyek aszimmetrikus töltéseloszlás révén áramot eredményeznek.

A továbbiakban az eredményeink hozzájárulhatnak az ultragyors, PHz sáv szélességű optoelektronikai eszközök létrehozásához és azok pJ nagyságrendű impulzusenergiával történő működtetéséhez. Ilyen eszközök fontos szerepet fognak játszani az ultragyors, integrált optoelektronikai alkalmazásokban.

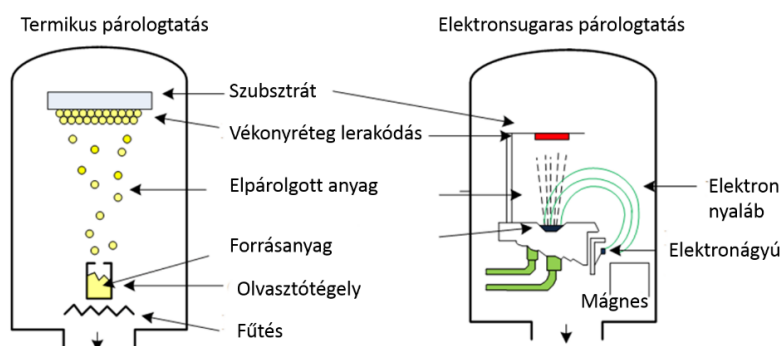
7. Függelék

7.1. Vékonyréteg gyártástechnológiák

A tükör vékonyrétegeinek előállítása különböző technológiai eljárások által valósulhat meg. Optikai vékonyrétegnek nevezzük azt a réteget, amely vastagsága a fény hullámhosszával összemérhető és határfelületei párhuzamosak egymással. A számos előállítási lehetőséget két fő csoportra lehet osztani, aszerint hogy fizikai vagy kémiai módszerrel állítják elő a gőz, illetve folyadékfázist. Az optikai vékonyrétegek előállításához leggyakrabban használt eljárások a termikus és elektronsugaras párologtatás, valamint a magnetronos, és elektronsugaras porlasztás. Mindegyik eljárásnak megvannak a maga előnyei és hátrányai is a többivel szemben, ezért bármilyen tükör tervezésénél figyelembe kell venni ezeket az előállításból adódó különbségeket és szem előtt kell tartani, hogy az adott felhasználás során milyen elvárások vannak a tükrök felé. A következőkben ezeket fogom ismertetni.

Párologtatásos eljárások

Bármelyik párologtató eljárásról is legyen szó, a módszer általános mechanizmusa, hogy a forrásanyagot szilárd fázisból gőzfázisba alakítva, majd a hordozón újra szilárd fázisba alakítással történik a rétegleválásztás. A két párologtatási módszer kamrájának felépítése a 7.1-es ábrán vehető össze. A hevítés során a forrásanyagból kiszakadó atomok ezután a hordozó felé áramlanak, majd ott lecsapódva réteget alkotnak. A vákuumkamrán belül a párologtató források a kamra aljában helyezkednek el.



7.1 ábra Balra a termikus, míg jobbra pedig az elektronsugaras párologtatásos módszer sematikus elrendezése látható (Ábrák forrása: [86])

Ha a forrásanyag hevítése ellenállásos fűtéssel történik, akkor termikus párologtatásos eljárásról, ha pedig elektrónagyúval történik, akkor pedig elektronsugaras párologtatásról beszélünk. A fűtés megválasztása az anyag tulajdonságaitól és az optikai specifikációtól függ.

A szubsztrátokat a párologtatókamra tetején helyezik el és forgatják a bevonat egyenletességének biztosításához. A bevonat jó tapadásához és az abszorpciós veszteségek alacsonyan tartásához a szubsztrátokat is melegítik, jellemzően 150-400 °C-os hőmérsékletre. A párologtatott bevonatokra jellemző az alacsony anyagsűrűség és a rétegek gyakran tartalmaznak mikrokristályokat, ennek ellenére viszont elég magas a lézer indukált roncsolási küszöbük ahhoz, hogy széles körben tudják alkalmazni az így előállított optikákat lézerekben. Az eljárás során fontos a nagy tisztaságú forrásanyag használata, illetve előnyös, ha a párolgás során állandó a gőz anyagösszetétele, vagyis kongruensen párolog az anyag. Továbbá vákuumkamra használata szükséges, mivel a levegő molekulái szennyeződéseként gyengítenék a réteg szerkezetét.

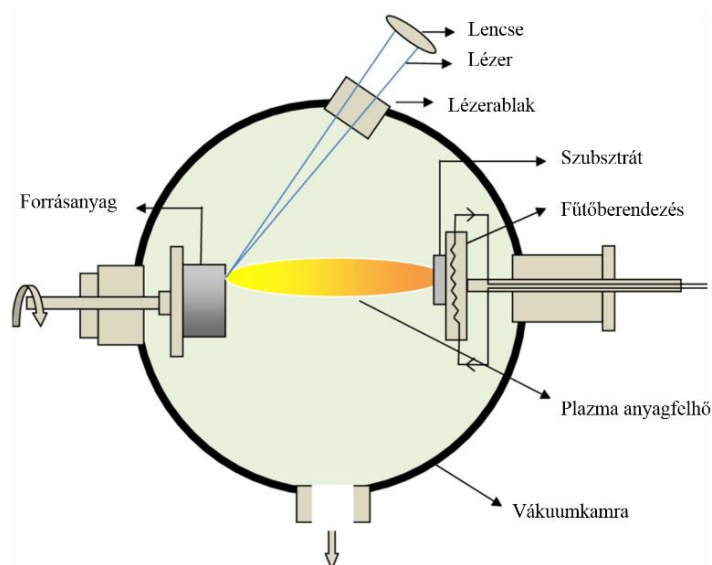
Elektronsugaras párologtatásnál magasabb a kialakuló hőmérséklet, mint a termikus párologtatásnál, így az előbbi eljárás során magasabb olvadáspontú fémek is lehetnek forrásanyagok, míg az utóbbinál az alacsonyabb olvadáspontú fémeket használják. Az elektronsugaras párologtatással leválasztható anyagok skálája viszont széles, leválaszthatóak amorf és kristályos félvezetők, fémek, oxidok és molekuláris anyagok. A párologtatásos eljárások során viszont a szubsztrát felé mozgó atomoknak igen alacsony mozgási energiájuk van. ($\sim 1\text{eV}$), amely alacsony filmsűrűséget okoz a rétegnél, több réteghibára ad lehetőséget, így azok sérülékenyebbek és gyengébb minőségűek lesznek.

Ez a hátrányos tulajdonság kiküszöbölhető, ha a standard párologtató kamrákat kiegészítik egy nagy energiájú ionágyúval. Az ionnyalábot a párologtatott anyaggal egyidejűleg a szubsztrátra irányítva, az energiát közvetít a lerakódó réteg felé, így az atomok könnyebben mozoghatnak a kialakuló felületen. Az alkalmazott ionnyaláb jellemzően argon, széles energiaspektrummal. A nyaláb energiájának megválasztása forrásanyagokként változik; elég nagynak kell lennie ahhoz, hogy energiát tudjon közvetíteni, viszont túl nagy energiájú ionnyaláb megolvasztaná a kialakuló felületet. A módszer segítségével sűrűbb, ezáltal jobb mechanikai tulajdonsággal rendelkező vékonyrétegek választhatóak le a hagyományos termikus és elektronsugaras eljárásokkal szemben.

Nem elhanyagolható szempont a rétegleválasztási sebesség sem. Termikus párologtatásnál $< 50 \text{ \AA/s}$, elektronsugaras párologtatásnál pedig $< 100 \text{ \AA/s}$ körül alakul a leválasztási sebesség. Összességében a párologtatásos módszerek olcsóak és gyorsak a magnetronos eljárásokhoz képest, de több hibalehetőség rejlik bennük, a kevésbé egyenletes rétegek miatt.

A párologtatásos rétegnövesztési eljárások közül az utóbbi években nagy figyelmet kapott az impulzuslézeres leválasztásos eljárás (pulsed laser deposition, PLD), mely során

nagy teljesítményű impulzslézerrel fókuszálnak a párologtatandó anyagra a vákuumkamrában. (7.2 ábra)



7.2 ábra Impulzslézeres leválasztásos eljárás (PLD) elrendezése, az ábrát a [87] cikkből adaptáltam

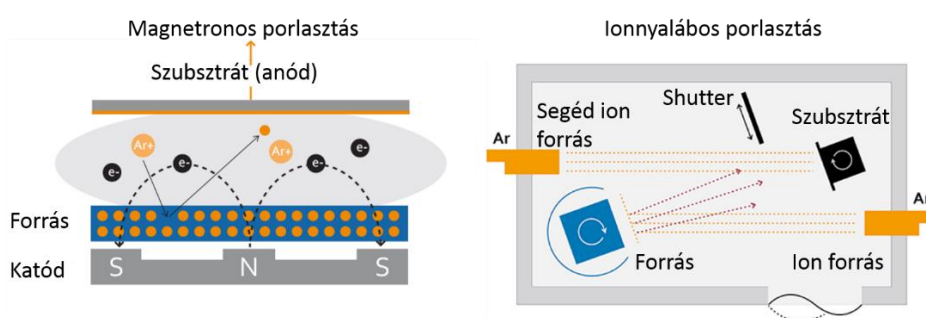
A forrásanyag megvilágításával lézeres abláció történik, vagyis a forrásanyagból, annak felületére merőleges plazmaállapotú anyagfelhő lép ki. A felület túlmelegítése miatt egy gyors robbanás bekövetkezését követően lövell ki a forrásanyag a céltárgy felé. Míg termikus párologtatás esetén a célszállékban levő elemek a gőznyomásuktól függő gázösszetételt hoznak létre, addig az impulzslézeres leválasztás során a célszállékhoz hasonló sztöchiometriájú anyagfelhő alakul ki. Az eljárás sikere tehát az egyszerű használhatóságban és a bonyolult sztöchiometriájú anyagok könnyebb leválaszthatóságában rejlik. A PLD eljárás előnye még, hogy sok rétegmínőséget befolyásoló paraméter változtatható, úgymint a lézerhez kapcsolódó beállítások, illetve az előkészítési feltételek, mint például a céltárgy és a szubsztrát távolsága, szubsztrát hőmérséklet, a háttérgáz összetétele és nyomása. További előnye, hogy rendkívül precíz technika, akár egy rétegvastagságú (1,2 nm) YBCO, szupravezető filmet is lehet vele növesztetni, [88] [89]

Természetesen a PLD-nek is vannak hátrányai, jellemző hibaforrás a részecskék lerakódása, illetve fröccsenése a felületre. Ennek megakadályozására kidolgoztak módszereket, mint például részecskeszűrő használata, amely eltávolítja a lassan mozgó részecskéket, vagy sima, polírozott felületű céltárgy használata, illetve alacsony rétegnövesztési sebesség alkalmazása. Egy másik probléma még az egyenetlenség a bevonandó felületen, ami a célfelületből kiinduló anyagfelhő szűk szögeloszlásának a

következménye. Viszont ez is kiküszöbölhető probléma például forgatással, raszterezéssel. A PLD eljárás jellemző rétegnövesztési sebessége 0,02-0,05 nm/lézer lövés körüli érték.

Porlasztásos eljárások (Magnetron sputtering)

Vákuumporlasztásnál teljesen más elven működik a rétegleválasztás a párologtatáshoz képest. A forrásanyagból nem termikus hatásra lépnek ki részecskék, hanem ionbombázással történik a részecskék kivonása a szilárd anyagból. A bombázó ionokat a céltárgy korongja felé gyorsítják, ahol ütköznek a bevonóanyag atomjaival. A visszapattant atomok bizonyos hányada a bevonni kívánt felület felé szóródik többszörös ütközési folyamat során. Az 7.3 ábrán a magnetronos és ionnyalábos porlasztásos módszerek elrendezései láthatóak.



7.3 ábra Porlasztásos rétegleválasztási eljárások; balra a magnetronos porlasztás, jobbra az ionnyalábos porlasztás alapelrendezése látható (Ábrák forrása: [90])

Magnetronos porlasztási módszerről beszélünk, ha a bombázó ionokat a céltárgy előtt lévő gázkisülés, vagyis egy mágneseesen összetartott plazma biztosítja. A plazma ionjai ütköznek a negatív előfeszítésű céltárggyal. Plazma képzéséhez inert gázt, jellemzően argont alkalmaznak, amely nem lép kölcsönhatásba a folyamat során a céltárggyal. A folyamat egy zárt mágneses térben jön létre, amely csapdába ejti az elektronokat és fokozza a hatékonyságot. A gázkisülést gerjeszthetik egyenárammal és váltakozó feszültséggel is. Míg egyenáramú porlasztás esetében a céltárgy egy nagy tisztaságú fémkorong, addig RF-porlasztás esetén dielektromos vegyületek is használhatóak céltárgyként. Ha a gázkisüléshez reaktív gázt adnak, úgy a céltárgy vegyületei is képezhetőek.

Ionsugaras porlasztási módszereket nevezzük, ha a gázkisülés helyett egy külön, fókuszált ionágyúval bombázzák a céltárgyat. (Ion beam sputtering, IBS) A két eljárás közötti fő különbség, hogy az iongenerálás, a céltárgy és a szubsztrát az IBS eljárás során mind elkülönülnek egymástól, míg a magnetronporlasztásnál ezek közel azonos helyen vannak. Az eljárás során a bombázó ionok egyforma energiával rendelkeznek, jól irányíthatóak, így a vékonyréteglevelő technológiák közül ez eredményezi a legnagyobb filmsűrűséget. Használható fém-

és dielektrikumrétegek kialakítására, egyenletes, szennyeződésektől leginkább mentes eljárás. Kiválóan alkalmas akkor, ha a stabilitás és tartósság fontos szempont, illetve ha erős kontrollra van szükség a rétegek vastagsága fölött.

Összességében a porlasztásos technológiával megbízhatóbb minőségű rétegek állíthatók elő, de a rétegek növekedése jelentősen lassabb folyamat. Magnetronos porlasztásnál 1 és 10 Å/s közötti sebességgel lehet számolni, míg elektronsugaras módszernél 1-2 Å/s sebességgel.

A párologtatásos eljárásokkal összehasonlítva a porlasztást, a rétegek képző részecskék mozgási energiája többszörös a porlasztás esetén. (~10 eV), vagyis a rétegleválasztás során nagyobb a részecskék mobilitása, így egy amorf mikroszerkezet tud képződni, ezért lesz a filmsűrűség nagyobb, mint a párologtatásnál. Ezen filmképződésbeli tulajdonságok minőségbeli különbségekhez vezetnek. A rétegek kompaktsága miatt kevesebb hiba van a rétegekben, ezáltal nagyobb a mechanikai stabilitásuk, magas lézeres roncsolási küszöbvel rendelkeznek, valamint alacsonyak a szórtfényvesztések. Az előállítási költségeket tekintve a párologtatás viszont jelentősen olcsóbb technológia.

7.2 Vivő-burkoló fázis stabilizálása

f-2f interferométeres módszer

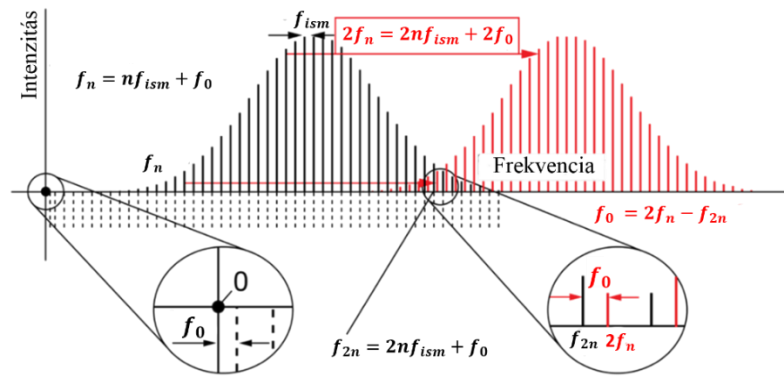
Az f-2f interferométeres módszert egy legalább egy oktáv széles spektrummal lehetséges megvalósítani, vagyis a spektrumnak tartalmaznia kell a legkisebb frekvencia kétszeresét is. A 7.4 ábra alapján a spektrum alacsony frekvenciájú komponensei (alap spektrum bal „szárnya”) leírhatóak a (7.1) egyenlet szerint.

$$f_n = n f_{ism} + f_0 \quad (7.1)$$

Az alapspektrumban szereplő magasfrekvenciájú tagok (alap spektrum jobb „szárnya”), vagyis a jelenlévő alacsonyabb frekvenciájú komponensek kétszeresei pedig a (7.2) egyenlettel.

$$f_{2n} = 2n f_{ism} + f_0 \quad (7.2)$$

Az egyenletekben az n , egész szám, valamint az f_0 tag az offszetfrekvenciát jelöli. Az eredeti jel megkétszerezésekor (7.4-es ábra piros spektrum) (jellemzően BBO, frekvenciakétszerező kristállyal) a nagyfrekvenciás komponensek és az eredeti spektrum alacsony frekvenciás komponenseinek kétszerese között átfedés figyelhető meg (feltéve, hogy legalább oktáv szélességű a spektrum), ahogyan az a 7.4-es ábrán látható.



7.4 ábra f-2f interferométeres módszer illusztrációja a nullafrekvenciás offszet és az alapharmonikus-másodharmonikus frekvenciafésű átfedésének kiemelésével (Ábra forrása: [91])

Az átfedésben levő f_{2n} és $2f_n$ közötti heterodin lebegési frekvenciát mérve pedig megkapható az f_{CEO} offszetfrekvencia.

$$2f_n - f_{2n} = 2(nf_{\text{ism}} + f_0) - (2nf_{\text{ism}} + f_0) = f_0 \quad (7.3)$$

A (7.3) egyenletben szereplő frekvenciák közül az ismétlési frekvencia mérése és szabályozása egy könnyebb feladat, mivel nagyságrendileg Hz-es eltolódások a jellemzőek, viszont az offszetfrekvenciáknál kHz szintű eltolódásokkal kell számolni. (A gyakorlatban a az f-2f interferencia-méréshez a kimenő nyalábot mintavételezik, majd ennek az eredményét csatolják vissza a szabályzókörbe.)

A vivő-burkoló fáziscsúszás stabilizálásához az offszetfrekvenciát az ismétlési frekvencia törtrészéhez kell igazítani, ezért ezt az f_{CEO} -t képesnek kell lennie a rendszernek változtatni egy szabályzó egységgel. Ezt el lehet érni a rezonátoron belüli diszperzió megváltoztatásával, vagy a pumpálólézer teljesítményének szabályozásával. Ha ez meg van oldva, akkor az elektronika összehasonlítva a mért offszetfrekvenciát és a referenciafrekvenciát, azok különbségéből egy hibajelet generál, majd a rendelkezésre álló szabályozási lehetőségek segítségével egy szervokör próbálja minimalizálni ezt a hibajelet.

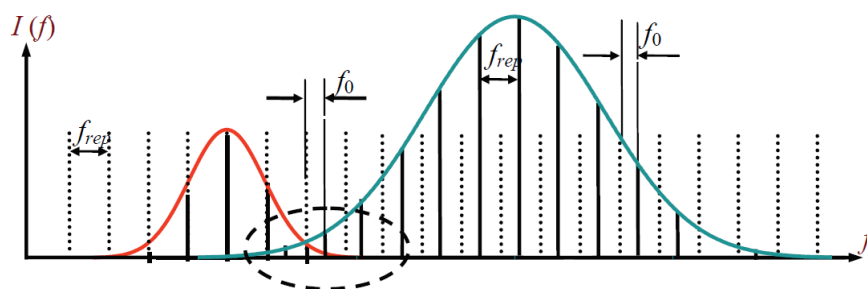
Az offszetfrekvencia nagyon érzékeny az oszcillátort körülvevő környezetre, bármilyen légáramlat, hőmérsékletváltozás és zaj képes befolyásolni. A sikeres vivő-burkoló fázis stabilizálásához ezért szükséges ezeket a környezeti perturbációkat csökkenteni, ami által tehermentesíthetőek a szabályzásért felelős szervokörök. Titán-zafír oszcillátorok frekvenciastabilizálásához eredményesebben használhatóak azok az elrendezések, ahol prizmákkal szemben csörpölt tükrök a felelősek a rezonátoron belüli diszperziókompenzációért. Tovább növeli a stabilitás elérését, ha jól zárható dobozban van

kialakítva a rendszer, jó minőségű szilárd rögzítőket alkalmaznak, illetve ha a pumpáló lézereknek alacsony a zaja.

Meg kell említeni, hogy egy standard módusszinkronizált titán-zafír oszcillátor spektrumának sávszélessége kisebb, mint 100 nm. Egy oktávot átfogó spektrumot előállítani tudó oszcillátorok csak a 2000-es évek elején jelentek meg. [11] (Fortier, et al., 2006) A spektrum azonban kiszélesíthető a rezonátoron kívül elhelyezett fotonikus szálak használatával. Az f-2f interferometriai módszer önmagában a vivő-burkoló fázis impulzusról impulzusra történő eltolódására érzékeny.

Különbségi frekvenciakeltésen alapuló stabilizálási módszer

Az offszetfrekvencia méréséhez létezik egy alternatív módszer is, amely a különbségfrekvencia-keltés jelenségét használja ki a frekvenciakétszerezés helyett. Bár az f-2f interferencia módszere egy elterjedt és bevált módszer, de mégis egy komplex, beállításokra érzékeny nemlineáris interferometriai elrendezés, amely a lézerekimenetről leválasztott nyalábra támaszkodik, tehát bármilyen fázisremegés a lézer kimenete és a vezérlő automatika között meg fog jelenni a fázisstabilizált kimenetben, legyen az a szabályzó kör bármilyen pontos. [92] [93])

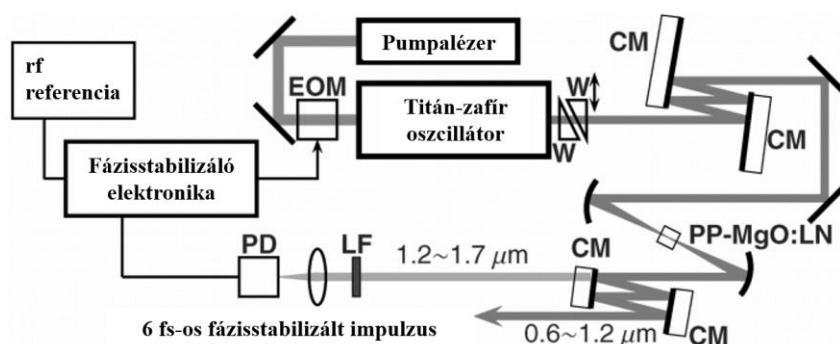


7.5. ábra Különbségi frekvenciakeltésen alapuló vivő-burkoló fázisstabilizálásnál megjelenő frekvenciák; ahol a kék görbe jelöli az eredeti spektrumot, a piros görbe pedig az eredeti spektrumból kapott különbségi frekvenciás jel, szaggatott vonallal kiemelve pedig az átfedési tartomány (Ábra forrása: [94])

A különbségi frekvenciakeltésen alapuló technika esetén (0-to-f) az eredeti spektrum magas-, illetve alacsony frekvenciás szárnyainak a különbsége adja a különbségi frekvenciás jelet, amely teljesen független az offszetfrekvenciától. A (7.4) egyenlettel lehet leírni a kialakuló frekvenciafésűt, amelyet a 2.23. ábrán szemléltettem:

$$\begin{aligned} f_{DF} &= (n_{magas}f_{ism} + f_{CEO}) - (n_{alacsony}f_{ism} + f_{CEO}) \\ &= (n_{magas} - n_{alacsony})f_{ism} \end{aligned} \quad (7.4)$$

Ennek a 0-to-f módszernek tehát az a különlegessége, hogy szervokör használata nélkül kapható egy offszetfrekvenciától független különbségi frekvencia jel, vagyis ez a hullámforma önmagában is stabil az impulzusvonulatban. A különbségi frekvenciás jelnek és az eredeti spektrum alacsony frekvenciás szárnyának az interferenciája egy lebegési frekvenciát eredményez, melynek frekvenciája pontosan az offszetfrekvencia, f_{CEO} . Az ehhez kapcsolódó elrendezés a 7.6 ábrán látható.



7.6 ábra A különbségi frekvenciakeltésen alapuló vivő-burkoló fázisstabilizált lézer elrendezése (Ábra forrása: [95]) Az ábrán látható egységek: EOM: elektrooptikai modulátor, amely a pumpáló intenzitást modulálja, W: diszperziókompenzáló ékek, CM: csörpölt tükrök, LF: felüláteresztő szűrő, PD: fotodióda, PP-MgO:LN: különbségi frekvenciakeltéshez használt lítium-niobát kristály

Ennél az eljárásnál az offszetfrekvencia könnyen izolálható, a módszert általában 10 femtoszekundumnál rövidebb impulzusoknál valósítják meg. Előnyei közé tartozik, hogy a vivő-burkoló fázis stabilizálása a rezonátoron kívül történik, valamint a jelen lévő nemlineáris közeg mérsékelt diszperzióval vesz részt a detektálásban, amik lehetőséget biztosítanak az impulzusok kompressziójához. Ezáltal közel a teljes elérhető teljesítmény felhasználható a fázisstabilizálás után, valamint nincs szükség mikrostrukturált optikai szálak használatára, elkerülve ezáltal a becsatolással felmerülő instabilitásokat. Továbbá a vivő-burkoló fázis közvetlenül a nyálkában kontrollálható.

8. Tézisek

1. tézispont: A nagy reflexiójú femtoszekundumos lézertükrök nagy törésmutatójú dielektrikumrétegein belül nemlineáris folyamatok, pl. sokfotonos gerjesztési folyamatok játszódhatnak le. 29 különböző rétegrendszer átfogó kísérleti vizsgálatával megmutattam, hogy a nagy törésmutatójú anyagként leggyakrabban használt, 3,3 eV-os tiltott sávú TiO_2 (3,3 eV tiltott sáv) helyett az 1-2 eV-tal nagyobb tiltott sávval rendelkező anyagok használatával (Ta_2O_5 , ZrO_2 , HfO_2 , rendre 4,2 eV, 4,7 eV és 5,5 eV tiltott sávokkal) és egyidejűleg az ezen rétegekben kialakuló állóhullámú tér csökkentésével a roncsolási küszöb jelentősen növelhető. Ezt a két módszert ötvözve a roncsolási küszöb akár 2,4-szeresére növelhető a manapság leginkább érdekes <50 fs-os impulzusok esetén [T1].

2. tézispont: Megvizsgáltam újfajta fém-dielektrikum hibridtükrök roncsolási viselkedését <50 fs-os impulzusokra. Az ilyen tükrök tipikusan a szubsztrátra felvitt ezüstrétegből és az arra párologtatott (vagy porlasztott) mindössze 3-7 rétegpárból állnak a hagyományos nagy reflexiójú (HR) tükrök akár 20-30 rétegpárjával szemben. Megmutattam, hogy fém-dielektrikum hibridtükrök esetén az ezüstréteg jelenléte nem gátolja a femtoszekundumos felhasználást, vagyis egyidejűleg elérhető a magas (hagyományos HR tükrökkel összemérhető) roncsolási küszöb és a 730-880 nm-es tartományban alacsony csoportkésleltetés-diszperzió [T1, T2]. Azt tapasztaltam, hogy mindezek mellett a reflexió sáv szélességet is növeli az ezüstréteg jelenléte. Mindezen tulajdonságok alkalmassá teszik a fém-dielektrikum hibridtükröket 10 fs-nál rövidebb impulzusokkal történő felhasználáshoz is. Így ezzel megmutattam azt is, hogy a fém-dielektrikum hibridtükrök lényegesen alacsonyabb rétegszámmal képesek teljesíteni a HR tükrökkel szemben femtoszekundumos alkalmazásokhoz megkövetelt feltételeket [T1].

3. tézispont: 8 darab innovatív, femtoszekundumos dielektrikum illetve fém-dielektrikum hibridtükör roncsolási tesztelésével megmutattam, hogy a kísérleteknél alkalmazott lövések száma a 10 - 10^5 -lövéses tartományban csak csekély mértékben befolyásolja a roncsolási küszöböt, valamint hogy a lövésszám-roncsolási küszöb karakterisztika a tükrök típusától függetlenül közel azonos [T2]. Megállapítottam azt is, hogy a roncsolási küszöb csökkenése a 10 - 10^5 -lövéses tartományban egyik tükör esetén sem volt

nagyobb 20%-nál, ami a roncsolás szempontjából meghatározó és ezért intenzíven kutatott inkubációs hatások elhanyagolható jelenlétére utal [T2].

4. tézispont: Megmutattam, hogy dielektrikumközegekben (kvarcüvegben és HfO₂-ban) már nJ alatti energiájú lézerimpulzusokkal is elő lehet idézni a közeg tranziens fémesedését [T3], ami nemrég felfedezett ultragyors optikai jelenségként a nemzetközi kutatások középpontjában áll. Ezáltal optikai úton áramot lehet kelteni az (ebből a szempontból) új anyagként tesztelt HfO₂ mellett nagy tiltott sávval rendelkező dielektrikumban is, mint például a kvarcüvegben. Az impulzusok vivő-burkoló fázisával az így keltett áram irányát kontrollálni lehet az egyik, illetve a másik elektróda irányába. Ezt a jelenséget korábban csak legalább 30-40 nJ-os impulzusokkal tudták kimutatni, komplex, erősített lézerrendszerek segítségével. A kísérletet én elsőként egy 80 MHz ismétlési frekvenciájú, kompakt lézeroscillátorra alapozva építettem fel, egy reflektív parabolatükör-rendszer optimalizálásával, amelynek segítségével mind a szoros fókuszálás mind a fókuszbeli rövid impulzushossz elérhetővé vált [T3]. Így mind az ismétlési frekvencia, mind az impulzusenergia tekintetében 2 nagyságrendet javítottam az áramkontroll megvalósításához szükséges paramétereken, megnyitva ezzel az utat kompakt lézerekre épülő PHz-es optoelektronikai eszközök megvalósítása előtt.

9. Summary

1. Within high refractive index dielectric layers of highly reflective femtosecond laser mirrors, nonlinear processes, e.g. multiphoton excitation processes, can occur. By a comprehensive experimental investigation of 29 different layer systems, I have shown that by using materials with 1-2 eV higher bandgap (Ta₂O₅, ZrO₂, HfO₂, with bandgaps of 4.2 eV, 4.7 eV and 5.5 eV respectively) and simultaneously reducing the strength of the standing wave field in the mirror structure, the damage threshold can be increased significantly. Combining these two methods, the damage threshold can be increased up to 2.4 times for <50 fs pulses of most interest today [T1].

2. I investigated the behaviour of a new type of metal-dielectric hybrid mirrors for pulses <50 fs. Such mirrors typically consist of a silver layer deposited on a substrate and evaporated (or sputtered) onto it with only 3-7 layer pairs in contrast to the 20-30 layer pairs used in conventional high reflector (HR) mirrors. I have shown that in metal-dielectric hybrid mirrors, the presence of the silver layer does not inhibit femtosecond usage, i.e. a high damage threshold

(comparable to conventional HR mirrors). In addition, a low group delay dispersion in the 730-880 nm range [T1, T2] can be achieved simultaneously. I have found that the reflection bandwidth is also increased by the presence of the silver layer. All these properties make metal-dielectric hybrid mirrors suitable for use with pulses shorter than 10 fs. Thus, I have also shown that metal-dielectric hybrid mirrors can meet the requirements for femtosecond applications with a significantly lower number of layers than HR mirrors [T1].

3. By testing 8 innovative femtosecond dielectric and metal-dielectric hybrid mirrors, I have shown that the number of shots used in the damage threshold experiments has only a small effect on the damage threshold in the 10 - 10^5 -shot range, and that the shot-number-damage threshold characteristics are nearly identical regardless of the type of mirrors [T2]. I also found that the decrease in the damage threshold in the 10 - 10^5 -shot range was not greater than 20% for any of the mirrors, indicating the negligible presence of incubation effects, which are crucial for damage and therefore intensively studied [T2].

4. I have shown that in dielectric media (fused silica and HfO_2), transient metalization of the medium can be induced by laser pulses with energies below 1 nJ [T3], a recently discovered ultrafast optical phenomenon that is in the focus of international research efforts. It is thus possible to optically induce currents in dielectrics with a large bandgap, such as fused silica, in addition to HfO_2 , which is being tested as a new material (in this respect). By using the carrier-envelope phase of the pulses, the direction of the current induced can be controlled in the direction of one electrode or the other. Previously, this phenomenon could only be detected with pulses of at least 30-40 nJ using complex, amplified laser systems. I was the first one to construct a corresponding experimental setup based on a compact laser oscillator with a repetition rate of 80 MHz, optimizing a reflective parabolic reflection system to achieve both tight focusing and short pulse length in focus [T3]. Thus, I have improved the parameters required to implement current control by 2 orders of magnitude in terms of both repetition rate and pulse energy, paving the way toward the realization of PHz optoelectronic devices based on compact lasers.

9. Tézispontokhoz használt saját publikációk

[T1] V. Csajbók, L. Szikszai, B. J. Nagy, és P. Dombi, "Femtosecond damage resistance of femtosecond multilayer and hybrid mirrors," *Opt. Lett.* 41, 3527-3530 (2016)

[T2] V. Csajbók, Z. Bedőházi, B. J. Nagy, és P. Dombi, "Ultrafast multipulse damage threshold of femtosecond high reflectors," *Appl. Opt.* 57, 340-343 (2018)

[T3] V. Hanus, V. Csajbók, Z. Pápa, J. Budai, Z. Márton, G Z. Kiss, P. Sándor, P. Paul, A. Szeghalmi, Z. Wang, B. Bergues, M. F. Kling, G. Molnár, J. Volk, és P. Dombi, "Light-field-driven current control in solids with pJ-level laser pulses at 80 MHz repetition rate," *Optica* 8, 570-576 (2021)

10. Összefoglalás és kitekintés

Az előző fejezetekben bemutattam a doktori munkám alatt elért eredményeket, melyeket a dielektrikumközegekkel végbemenő, ultragyors fény-anyag kölcsönhatások kutatási területén végeztem.

Ultrarövid impulzusokat biztosító lézerrendszerek további fejlesztéséhez elengedhetetlen az optikai elemek roncsolási küszöbének a növelése. Nagy számú (42 fajta), innovatív, Németországban gyártott femtoszekundumos optikai elemnél végeztem roncsolási küszöbméréseket egy hatékony és pontos eredményeket adó módszerrel. A kortárs szakirodalomból hiányoztak a valós felhasználásra készített optikai elemek különböző szempontokat figyelembe vevő roncsolási elemzései, így ezt a hiányt pótoltam a roncsolási küszöbvel foglalkozó cikkeimben.

Ezekben megmutattam, hogy a femtoszekundumos roncsolási küszöböt jelentősen megnöveli a nagy törésmutatójú rétegek esetén a nagy tiltott sávval rendelkező anyagok használata, *ha egyidejűleg* a tükörszerkezetben kialakuló elektromos térerősséget is optimalizáljuk. Megmutattam, hogy ezzel a kombinált módszerrel elérhető roncsolási küszöbnövekmény akár 140% is lehet, vagyis akár közel két és félszeres növekedés is elérhető a manapság leginkább érdekes <50 fs-os impulzusokra.

Megmutattam azt is, hogy fém-dielektrikum hibridtükrök esetén az ezüstréteg jelenléte nem kompromittálja a femtoszekundumos felhasználást, vagyis egyidejűleg elérhető a magas (hagyományos HR tükrökkel összemérhető) roncsolási küszöb és a 730-880 nm-es tartományban alacsony csoportképletelés-diszperzió. Azt is kimutattam, hogy az alkalmazott lövések száma a 10^{-10} -lövéses tartományban csak csekély mértékben befolyásolja a roncsolási küszöböt, ami az inkubációs hatások elhanyagolható jelenlétére utal.

Bízom benne, hogy a kísérleteim eredményeként rangos folyóiratokban közölt roncsolási küszöbértékek hozzájárulnak olyan kHz-es és afölötti ismétlési frekvenciával rendelkező femtoszekundumos lézerrendszerek méretezéséhez és megépítéséhez, amelyek a világ vezető létesítményeiben állnak tervezés alatt, mint például a szegedi vagy a prágai ELI központok, a prágai HiLASE vagy az angliai Rutherford Appleton Laboratórium.

A fény-dielektrikum kölcsönhatások egy másik kutatási területén sikerült bebizonyítanom, hogy lehetséges optikai úton áramot keltetni félvezetőkben és dielektrikumokban előfeszítés nélkül, mindössze egy lézeroszcillátorral, nJ alatti nagyságrendű impulzusenergiákkal. Az 5-6 femtoszekundumos impulzusokkal így tranziens módon keltett áramot az impulzusok vivő-burkoló fázisával irányítani is tudtam. Az eredmény azért fontos, mert az áramkeltés csak az impulzus időtartama alatt jelenik meg, így ezt a jelenséget ultragyors optikai kapcsolók építéséhez is fel lehet majd használni. Az eredmények továbbfejlesztésével pedig a kapcsolási séma nanooptikai környezetben is megvalósítható lesz, ami pedig integrált nanooptikai rendszerek alapját képezheti majd.

11. Köszönetnyilvánítás

Ezt a doktori munkát a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Hivatal több projektje is támogatta, időrendi sorrendben a VEKOP-2.3.2-16-2017-00015, 2018-1.2.1-NKP-2018-00012 és a TKP2021-NVA-04.

Szeretnék köszönetet mondani a témavezetőmnek, Dombi Péternek, aki irányította a munkámat és rengeteg hasznos tanáccsal látott el. Értékes meglátásaival segítséget nyújtott mind a munkám során, mind pedig jelen dolgozat megírásánál.

Köszönettel tartozom Péter Lászlónak, aki a Tescan Mira3 elektronmikroszkópos felvételek elkészítésében és értelmezésében segített.

Köszönöm továbbá a Layertec GmbH, és azon belül Sebastian Riese hozzájárulását és segítségét a kísérletekhez a tükrökkel és az értékes diszkutálásokkal.

Köszönettel tartozom továbbá a kutatócsoport jelenlegi és korábbi tagjainak, akikhez segítségért fordulhattam, akár csak egy gyors eszmecsere idejére is. Továbbá köszönöm nekik, hogy ilyen nagyszerű csapat és barátságos, segítőkész közeg.

Végül, de nem utolsó sorban köszönöm a családomnak a folyamatos támogatásukat, és megértésüket, ha időnként sokáig maradtam távol a kísérletek befejezése miatt.

12. Irodalomjegyzék

- [1] J. B. Khurgin, „Generation of the terahertz radiation using $\chi^{(3)}$ in semiconductor,” *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* 4, p, pp. 163-189, 1995.
- [2] A. Schiffrin, T. Paasch-Colberg, N. Karpowicz, V. Apalkov, D. Gerster, S. Mühlbrandt, M. Korbman, J. Reichert, M. Schultze, S. Holzner, J. V. Barth, R. Kienberger, R. Ernstorfer és V. S. Yakovlev, „Optical-field-induced current in dielectrics,” *Nature volume 493*, p. 70–74, 2013.
- [3] L. E. Hargrove, R. L. Fork és M. A. Pollack, „Locking of He–Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation,” *Applied Physics Letters*, p. 4, 1964.
- [4] A. Yariv, „Internal modulation in multimode laser oscillators,” *Journal of Applied Physics* 36, p. 388, 1965.
- [5] M. DiDomenico Jr., J. E. Geusic, H. M. Marcos és R. G. Smith, „Generation of ultrashort optical pulses by mode locking the YAIG: Nd laser,” *Appl. Phys. Lett.* 8, p. 180, 1966.
- [6] D. R. Paschotta, „Mode-locking,” 10 01 2022. [Online]. Available: https://www.rp-photonics.com/mode_locking.html.
- [7] R. Adair, L. L. Chase és S. A. Payne, „Nonlinear refractive index of optical crystals,” *Phys. Rev. B* 39, p. 3337, 1989.
- [8] W. Koechner, *Solid State Laser Engineering*, 5th ed., NY,USA: Springer Science + Business Media: New York, 2006.
- [9] H. M. Crespo és C. C. Rosa, „Femtosecond lasers for optical coherence tomography,” in *Proc. SPIE 7139, 1st Canterbury Workshop on Optical Coherence Tomography and Adaptive Optics*, Canterbury, 2008.
- [10] R. Szipőcs, K. Ferencz, C. Spielmann és F. Krausz, „Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers,” *Opt. Lett.* 19, pp. 201-203, 1994.
- [11] R. Ell, U. Morgner, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko és B. Luther-Davies, „Generation

- of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser,” *Opt. Lett.* 26, pp. 373-375, 2001.
- [12] S. Rausch, T. Binhammer, A. Harth, J. Kim, R. Ell, F. X. Kärtner és U. Morgner, „Controlled waveforms on the single-cycle scale from a femtosecond oscillator,” *Opt. Express* 16, p. 9739–9745, 2008.
- [13] W. H. Knox, „Femtosecond optical pulse amplification,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 24, no. 2,, pp. 388-397, 1988.
- [14] R. Dabu, „Femtosecond Laser Pulses Amplification in Crystals,” *Crystals*, 9(7), p. 347, 2019.
- [15] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore és M. D. Perry, „Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics,” *Phys. Rev. B*, %1. kötet53, p. 1749–1761, 1996.
- [16] D. Strickland és G. Mourou, „Compression of amplified chirped optical pulses,” *Optics Communications, Volume 55, Issue 6*, pp. Pages 447-449, 1985.
- [17] M. Perry, B. Shore, R. Boyd és J. Britten, „Multilayer Dielectric Gratings: Increasing the Power of Light,” *Science & Technology Review*, pp. 24-33, September 1995.
- [18] S. Pandit, „Fundamentals of Femtosecond LASER,” Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, 2015.
- [19] F. Giambruno, C. Radier, G. Rey és G. Cheriaux, „Design of a 10 PW (150 J/15 fs) peak power laser system,” *Appl. Opt.* 50, p. 2617–2621, 2011.
- [20] K. Okamura és T. Kobayashi, „Octave-spanning carrier-envelope phase stabilized visible pulse with sub-3-fs pulse duration,” *Opt. Lett.* 36, pp. 226-228, 2011.
- [21] T. Braatz, E. Zapolnova, S. Starosielec, I. Grguraš, T. Golz, M. Prandolini, J. H. Buss, M. Schulz és R. Riedel, „1 MHz - dual channel, CEP stable, few-cycle OPCPA at 800nm and $>1.7\mu\text{m}$ wavelength,” in *Nonlinear Frequency Generation and Conversion: Materials and Devices XX*, Online Only, 2021.
- [22] T. Suratwala, W. Steele, L. Wong, M. D. Feit, P. E. Miller, R. Dylla-Spears, N. Shen és R. Desjardin, „Chemistry and Formation of the Beilby Layer During Polishing of Fused Silica Glass,” *J. Am. Ceram. Soc.*, 98, pp. 2395-2402, 2015.

- [23] D. Roxana, A. Rizea, C. Cotirlan-Simioniuc, C. Gheorghiu, A. Naziru és M. Georgescu, „Processing of large laser grade mirror substrates,” *UPB Scientific Bulletin, Series D: Mechanical Engineering* 81(4), p. 277, 2019.
- [24] L. Changpeng, S. Yuancheng, S. Xuefu, Z. Xiaoqiang, S. Zhaohua, W. Fengrui, Y. Xin, C. Shufan, S. Laixi, H. Jin, W. Weidong és J. Xiadong, „Capping a glass thin layer on the etched surface via plasma chemical vapor deposition for improving the laser damage performance of fused silica,” *Opt. Express* 27, pp. 2268-2280, 2019.
- [25] D. Ristau, I. Balasa és L. Jensen, „Standardization in optics characterization,” in *Laser-Induced Damage in Optical Materials 2018: 50th Anniversary Conference*, SPIE, 2018, pp. 30-43.
- [26] T. Gischkat, D. Schachtler, I. Stevanovic, Z. Balogh-Michels, R. Botha, A. Bächli, M. Cucinelli, A. Mocker, M. Gutsche, S. Günther, P. Alder és B. Eiermann, „Substrate Cleaning Processes and Their Influence on the Laser Resistance of Anti-Reflective Coatings,” *Appl. Sci.* 10, p. 8496, 2020.
- [27] Lidaris, „1-on-1 damage test,” 10 01 2021. [Online]. Available: <https://lidaris.com/laser-damage-testing/1-on-1-test/>. [Hozzáférés dátuma: 10 01 2022].
- [28] Lidaris, „S-on-1 damage test,” 10 01 2021. [Online]. Available: <https://lidaris.com/laser-damage-testing/s-on-1-test/>.
- [29] Lidaris, „R-on-1 damage test,” 10 01 2021. [Online]. Available: <https://lidaris.com/laser-damage-testing/r-on-1-test/>. [Hozzáférés dátuma: 10 01 2022].
- [30] Lidaris, „Raster Scan,” 10 01 2021. [Online]. Available: <https://lidaris.com/laser-damage-testing/raster-scan-lidt-test/>. [Hozzáférés dátuma: 10 01 2022].
- [31] F. Krausz és M. I. Stockman, „Attosecond metrology: from electron capture to future signal processing,” *Nature Photonics volume* 8, pp. 205-213, 2014.
- [32] M. Miranda, M. Kotur, P. Rudawski, C. Guo, A. Harth, A. L’Huillier és C. L. Arnold, „Spatiotemporal characterization of ultrashort laser pulses using spatially resolved Fourier transform spectrometry,” *Opt. Lett.* 39, p. 5142–5145, 2014.

- [33] R. W. Boyd, „The Intensity-Dependent Refractive Index,” in *Nonlinear optics*, San Diego, Academic Press, 2020, pp. 203-248.
- [34] L. V. Keldysh, „Ionization in the field of a strong electromagnetic wave,” *Soviet Physics JETP* 20, pp. 1307-1314, 1965.
- [35] G. Mourou, C. V. Stancampiano és A. a. O. A. Antonetti, „Picosecond microwave pulses generated with a subpicosecond laser-driven semiconductor switch,” *Applied Physics Letters* 39 (4), pp. 295-296, 1981.
- [36] D. Auston, „Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon,” *Applied Physics Letters* 26 (3), pp. 101-103, 1975.
- [37] D. H. Auston és M. C. Nuss, „Electrooptical generation and detection of femtosecond electrical transients,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* 24 (2), pp. 184-197, 1988.
- [38] T. Nagatsuma, „Photonic measurement technologies for high-speed electronics,” *Measurement Science and Technology* 13 (11), p. 1655, 2002.
- [39] G. C. Valley, „Photonic analog-to-digital converters,” *Opt. Express* 15 (5), pp. 1955-1982, 2007.
- [40] C. H. Lee, *Picosecond Optoelectronic Devices*, New York: Academic Press, 1984.
- [41] I. Weppelman, R. Moerland, J. Hoogenboom és P. Kruit, „Concept and design of a beam blanker with integrated photoconductive switch for ultrafast electron microscopy,” *Ultramicroscopy, Volume 184, Part B*, pp. 8-17, 2018.
- [42] A. Schiffrin, T. Paasch-Colberg, N. Karpowicz, V. Apalkov, D. Gerster, S. Mühlbrandt, M. Korbman, J. Reichert, M. Schultze, S. Holzner, J. V. Barth, R. Kienberger, R. Ernstorfer, V. S. Yakovlev, M. I. Stockman és F. Krausz, „Addendum: Optical-field-induced current in dielectrics,” *Nature* 507, p. 386–387, 2014.
- [43] J. B. Khurgin, „Optically induced currents in dielectrics and semiconductors as a nonlinear optical effect,” *J. Opt. Soc. Am. B* 33, pp. C1-C9, 2016.
- [44] M. Schultze, E. M. Bothschafter, A. Sommer, S. Holzner, W. Schweinberger, M. Fiess, M. Hofstetter, R. Kienberger, V. Apalkov, V. S. Yakovlev, M. I.

- Stockman és F. Krausz, „Controlling dielectrics with the electric field of light,” *Nature* 493, p. 75, 2013.
- [45] S. Y. Kruchinin, M. Korbman és V. S. Yakovlev, „Theory of strong-field injection and control of photocurrent in dielectrics and wide band gap semiconductors,” *Phys. Rev. B* 87, p. 115201, 2013.
- [46] J. Bellum, T. Winstone, L. Lammaignere, M. Sozet, M. Kimmel, P. Rambo, E. Field és D. Kletecka, „Analysis of laser damage tests on coatings designed for broad bandwidth high reflection of femtosecond pulses,” *Optical Engineering*, 56(1), p. 011012, 2016.
- [47] M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, Z. Cheng, C. Spielmann, G. Mourou, W. Kautek és F. Krausz, „Femtosecond Optical Breakdown in Dielectrics,” *Phys. Rev. Lett.* 80, p. 4076, 1998.
- [48] M. Mero, B. Clapp, J. C. Jasapara, W. Rudolph, D. Ristau, K. Starke, J. Krüger, S. Martin és W. Kautek, „On the damage behavior of dielectric films when illuminated with multiple femtosecond laser pulses,” *Opt. Eng.* 44, p. 051107, 2005.
- [49] N. Sanner, O. Utéza, B. Chimier, M. Sentis, P. Lassonde, F. Légaré és J. C. Kieffer, „Toward determinism in surface damaging of dielectrics using few-cycle laser pulses,” *Appl. Phys. Lett.* 96, p. 071111, 2010.
- [50] K. Starke, T. Gross és D. Ristau, „Laser-induced damage investigation in chirped mirrors for ultrashort-pulse laser systems,” *Proc. SPIE* 4347, p. 528, 2001.
- [51] D. N. Nguyen, L. A. Emmert, P. Schwoebel, D. Patel, C. S. Menoni, M. Shinn és a. R. W., „Femtosecond pulse damage thresholds of dielectric coatings in vacuum,” *Optics Express* 19, p. 5690, 2011.
- [52] S. Chen, P. Gao, Y. Zhao, Y. Wang, Z. Fang, Y. Leng és J. Shao, „Thermal-dynamical analysis of blister formation in chirped mirror irradiated by single femtosecond lasers,” *Appl. Opt.* 53, p. 3347, 2014.
- [53] K. Starke, D. Ristau, S. Martin, A. Hertwig, J. Krueger, P. Allenspacher, W. Riede, S. Meister, C. Theiss, A. J. Sabbah, W. G. Rudolph, V. Raab, R. Grigonis és T. a. S. V. Rakickas, „Investigations in the nonlinear behavior of dielectrics by using ultrashort pulses,” *Proc. SPIE* 5273, p. 388, 2004.

- [54] Z. Sun, M. Lenzner és W. Rudolph, „Generic incubation law for laser damage and ablation thresholds,” *J. Appl. Phys.* 117, p. 073102, 2015.
- [55] I. B. Angelov, M. von Pechmann, M. K. Trubetskov, F. Krausz és V. Pervak, „Optical breakdown of multilayer thin-films induced by ultrashort pulses at MHz repetition rates,” *Optics Express Vol. 21(25)*, pp. 31453-31461, 2013.
- [56] I. B. Angelov, M. K. Trubetskov, V. S. Yakovlev, O. Razskazovskaya, M. Gorjan, H. G. Baross, F. Krausz és V. Pervak, „Ultrafast optical breakdown of multilayer thin-films at kHz and MHz repetition rates: a direct comparison,” *SPIE Laser Damage 9237*, p. 92370H, 2014.
- [57] B. J. Nagy, L. Gallais, L. Vámos, D. Oszetzky, P. Rác és a. D. P., „Direct comparison of kilohertz- and megahertz-repetition-rate femtosecond damage threshold,” *Optics Letters* 40, p. 2525, 2015.
- [58] B. Mangote, L. Gallais, M. Commandré, M. Mende, L. Jensen, H. Ehlers, M. Jupé, D. Ristau, A. Melninkaitis, J. Mirauskas, V. Sirutkaitis, S. Kičas, T. Tolenis és R. and Drazdys, „Femtosecond laser damage resistance of oxide and mixture oxide optical coatings,” *Opt. Lett.* 37, pp. 1478-1480, 2012.
- [59] C. J. Stolz, D. Ristau és M. a. B. H. Turowski, „Thin film femtosecond laser damage competition,” *Proc. SPIE 7504 Laser-Induced Damage in Optical Materials: 2009*, p. 75040S, 2009.
- [60] P. Dombi és P. Antal, „Investigation of a 200-nJ chirped-pulse Ti:Sapphire oscillator for white light generation,” *Laser Phys. Lett.*, % 1. kötet4, p. 538, 2007.
- [61] P. Dombi, P. Antal, J. Fekete, R. Szipőcs és Z. Várallyay, „Chirped-pulse supercontinuum generation with a long-cavity Ti:sapphire oscillator,” *Appl. Phys. B*, % 1. kötet88, p. 379, 2007.
- [62] Layertec, „Layertec - Metal-dielectric coatings,” 2021. [Online]. Available: <https://www.layertec.de/en/capabilities/coatings/metal-dielectric/>. [Hozzáférés dátuma: 10 01 2022].
- [63] P. Dombi, Z. Pápa, J. Vogelsang, S. V. Yalunin, M. Sivilis, G. Herink, S. Schäfer, P. Groß, C. Ropers és C. Lienau, „Strong-field nano-optics,” *Rev. Mod. Phys.* 92, p. 025003, 2020.

- [64] T. Rybka, M. Ludwig, M. F. Schmalz, V. Knittel, D. Brida és A. Leitenstorfer, „Sub-cycle optical phase control of nanotunnelling in the single-electron regime,” *Nat. Photonics* 10, pp. 667-670, 2016.
- [65] Y. Yang, M. Turchetti, P. Vasireddy, W. P. Putnam, O. Karnbach, A. Nardi, F. X. Kärtner, K. K. Berggren és P. D. Keathly, „Light phase detection with on-chip petahertz electronic networks,” *Nat. Commun.* 11, p. 3407, 2020.
- [66] T. Higuchi, C. Heide, K. Ullmann, H. B. Weber és P. Hommelhoff, „Light-field-driven currents in graphene,” *Nature* 550, p. 224–228, 2017.
- [67] O. Kwon, T. Paasch-Colberg, V. Apalkov, B. K. Kim, J. J. Kim, M. I. Stockman és D. Kim, „Semimetallization of dielectrics in strong optical fields,” *Sci. Rep.* 6, pp. 1-9, 2016.
- [68] M. Durach, A. Rusina, M. F. Kling és M. I. Stockman, „Predicted ultrafast dynamic metallization of dielectric nanofilms by strong single-cycle optical fields,” *Phys. Rev. Lett.* 107, pp. 2-6, 2011.
- [69] F. Langer, Y.-P. Liu, Z. Ren, V. Flodgren, C. Guo, J. Vogelsang, S. Mikaelsson, I. Sytceвич, J. Ahrens, A. L’Huillier, C. L. Arnold és A. Mikkelsen, „Few-cycle lightwave-driven currents in a semiconductor at high repetition rate,” *Optica* 7, p. 276–279, 2020.
- [70] T. Paasch-Colberg, S. Y. Kruchinin, Ö. Sağlam, S. Kapser, S. Cabrini, S. Muehlbrandt, J. Reichert, J. V. Barth, R. Ernstorfer, R. Kienberger, V. S. Yakovlev, N. Karpowicz és A. Schiffrin, „Sub-cycle optical control of current in a semiconductor: from the multiphoton to the tunneling regime,” *Optica* 3, p. 1358–1361, 2016.
- [71] A. Haché, Y. Kostoulas, R. Atanasov, J. L. P. Hughes, J. E. Sipe és M. Glasbeek, „Observation of coherently controlled photocurrent in unbiased, bulk GaAs,” *Phys. Rev. Lett.* 78, p. 306–309, 1997.
- [72] T. M. Fortier, P. A. Roos, D. J. Jones, S. T. Cundiff, R. D. R. Bhat és J. E. Sipe, „Carrier-envelope phase-controlled quantum interference of injected photocurrents in semiconductors,” *Phys. Rev. Lett.* 92, pp. 1-4, 2004.
- [73] P. A. Roos, X. Li, J. A. Pipis, T. M. Fortier, S. T. Cundiff, R. D. R. Bhat és J. E. Sipe, „Characterization of carrier-envelope phase-sensitive photocurrent injection in a semiconductor,” *J. Opt. Soc. Am. B* 22, p. 362–368, 2005.

- [74] T. Paasch-Colberg, A. Schiffrin, N. Karpowicz, S. Kruchinin, Ö. Saglam, S. Keiber, O. Razskazovskaya, S. Mühlbrandt, A. Alnaser, M. Kübel, A. Apalkov, D. Gerster, J. Reichert, T. Wittmann, J. V. Barth, M. I. Stockman, R. Ernstorfer, V. S. Yakovlev, R. Kienberger és F. Krausz, „Solid-state light-phase detector,” *Nat. Photonics* 8, p. 214–218, 2014.
- [75] S. Sederberg, D. Zimin, S. Keiber, F. Siegrist, M. S. Wismer, V. S. Yakovlev, I. Floss, C. Lemell, J. Burgdörfer, M. Schultze, F. Krausz és N. Karpowicz, „Attosecond optoelectronic field measurement in solids,” *Nat. Commun.* 11, p. 430, 2020.
- [76] M. A. Araújo, R. Silva, E. Lima, D. P. Pereira és P. C. Oliveira, „Measurement of Gaussian laser beam radius using the knife-edge technique: improvement on data analysis,” *Appl. Opt.*, %1. kötet48, pp. 393-396, 2009.
- [77] T. Brabec és F. Krausz, „Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics,” *Rev. Mod. Phys.* 72, p. 545, 2000.
- [78] P. Dombi, A. Apolonski, C. Lemell, G. G. Paulus, M. Kakehata, R. Holzwarth, T. Udem, K. Torizuka, J. Burgdörfer, T. W. Hänsch és F. Krausz, „Direct measurement and analysis of the carrier-envelope phase in light pulses approaching the single-cycle regime,” *New J. Phys.* 6, p. 39, 2004.
- [79] S. L. Chin, C. Rolland, P. B. Corkum és P. Kelly, *Phys. Rev. Lett.* 61, pp. 153-156, 1988.
- [80] L. Chen, Y. Zhang, G. Chen és I. Franco, „Stark control of electrons along nanojunctions,” *Nat. Commun.* 9, pp. 1-12, 2018.
- [81] J. Miragliotta és D. K. Wickenden, „Optical third-harmonic studies of the dispersion in $X^{(-3)}$ for gallium nitride thin films on sapphire,” *Phys. Rev. B* 50, p. 14960–14964, 1994.
- [82] D. Milam, „Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica,” *Appl. Opt.* 37, p. 546–550, 1998.
- [83] W. Ettoumi, Y. Petit, J. Kasparian és J.-P. Wolf, „Generalized Miller formulæ,” *Opt. Express* 18, p. 6613–6620, 2010.
- [84] V. Hanus, V. Csajbók, Z. Pápa, J. Budai, Z. Márton, G. Z. Kiss, P. Sándor, P. Pallabi, A. Szeghalmi, Z. Wang, B. Bergues, M. F. Kling, G. Molnár, J. Volk és

- P. Dombi, „Light-field-driven current control in solids with pJ-level laser pulses at 80 MHz repetition rate,” *Optica*, %1. kötet8, pp. 570-576, 2021.
- [85] A. M. Sayler, T. Rathje, W. Müller, K. Rühle, R. Kienberger és G. G. Paulus, „Precise, real-time, every-single-shot, carrier-envelope phase measurement of ultrashort laser pulses,” *Opt. Lett.* 36, pp. 1-3, 2011.
- [86] PV manufacturing, „Evaporation,” 10 01 2021. [Online]. Available: <https://pv-manufacturing.org/solar-cell-manufacturing/physical-vapour-deposition/>. [Hozzáférés dátuma: 10 01 2022].
- [87] J. Mitra, G. J. Abraham, M. Kesaria, S. Bahl, A. Gupta, S. M. Shivaprasad, C. S. Viswanadham, U. D. Kulkarni és G. K. Dey, „Role of Substrate Temperature in the Pulsed Laser Deposition of Zirconium Oxide Thin Film,” *Materials Science Forum Vol. 710*, pp. 757-761, 2012.
- [88] M. Lorenz, H. Hochmuth, D. Matusch, M. Kusunoki, V. Svetchnikov, V. Riede, I. Stanca, G. Kastner és D. Hesse, „High-quality Y-Ba-Cu-O thin films by PLD-ready for market applications,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 11, no. 1,, pp. pp. 3209-3212, 2001.
- [89] N. V. Porokhov, E. E. Levin, M. L. Chukharkin, A. S. Kalaboukhov, A. G. Maresov, E. V. Zenova és O. V. Snigirev, „Superconducting properties of YBCO thin films grown on [001] quartz substrates by pulsed laser deposition,” *Physica C: Superconductivity and its Applications*, pp. Pages 20-24,, 2019,.
- [90] Denton Vacuum, „Sputtering,” 2022. [Online]. Available: <https://www.dentonvacuum.com/products-technologies/ion-beam/>. [Hozzáférés dátuma: 10 01 2022].
- [91] U. Keller, „Ultrafast solid-state laser oscillators: a success story for the last 20 years with no end in sight,” *Appl. Phys. B* 100, p. 15–28, 2010.
- [92] T. Fuji, A. Apolonski és F. Krausz, „Self-stabilization of carrier-envelope offset phase by use of difference-frequency generation,” *Opt. Lett.* 29, pp. 632-634, 2004.
- [93] K. Kaneshima, N. Ishii, K. Takeuchi és J. Itatani, „Generation of carrier-envelope phase-stable mid-infrared pulses via dual-wavelength optical parametric amplification,” *Opt. Express* 24, pp. 8660-8665, 2016.

- [94] Z. Wei, H. Han, W. Zhang, Y. Zhao, J. Zhu, H. Teng és Q. Du, „Measurement and Control of Carrier-Envelope Phase in Femtosecond Ti:sapphire Laser,” in *Advances in Solid State Lasers Development and Applications*, IntechOpen, 2010.
- [95] T. Fuji, J. Rauschenberger, A. Apolonski, V. S. Yakovlev, G. Tempea, T. Udem, C. Gohle, T. W. Hänsch, W. Lehnert, M. Scherer és F. Krausz, „Monolithic carrier-envelope phase-stabilization scheme,” *Opt. Lett.* 30, pp. 332-334, 2005.