

Intenzív ultraibolya lézerimpulzusok intenzitáskontraszt javítása

PhD értekezés

Gilicze Barnabás

Témavezető:
Dr. Szatmári Sándor
egyetemi tanár
Kísérleti Fizikai Tanszék



Fizika Doktori Iskola

Szegedi Tudományegyetem, Természettudományi és Informatikai Kar

Szeged

2020

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés.....	4
2. Tudományos előzmények.....	7
2.1 Nagyintenzitású szilárdtest lézerek felépítése	10
2.2 Nagyintenzitású excimer lézerek felépítése	13
2.3. Nagyintenzitású impulzusok kontrasztjának javítására bevezetett technikák	18
2.3.a. A magimpulzus energiájának növelése	18
2.3.b. Telítődő abszorber	19
2.3.c. Nemlineáris Sagnac-interferométer	20
2.3.d. Nemlineáris ellipszis-rotáció	22
2.3.e. Frekvenciakonverzió (aktív térszűrés)	24
2.3.f. A koherens kontraszt javítása	26
2.3.g. Kereszt-polarizált hullámkeltés	27
2.3.h. Plazma tükör	28
2.3.i. Nemlineáris Fourier-szűrés	30
2.4. Célkitűzések.....	32
3. Tudományos eredmények.....	34
3.1. Plazma tükör ultraibolya impulzusokra vonatkozó reflexiójának növelése	34
3.1.a. Plazma tükör reflexiójának vizsgálata 500 fs hosszúságú impulzusokkal	34
3.1.b. Plazma tükör reflexiójának vizsgálata 220 fs hosszúságú impulzusokkal.....	40
3.1.c. Plazma tükör eljárással szűrt impulzusok térbeli tulajdonságainak vizsgálata	43
3.1.d. Diszkusszió	45
3.2. Optikai leképezés kontrasztjának modellezése.....	47
3.2.a. Optikai leképezés térfrekvenciás analízisen alapuló szimulációja.....	47
3.2.b. Optikai leképező rendszerek térbeli kontrasztjának modellezésére kapott eredmények	49
3.2.c. Leképezés térbeli kontrasztjavításának lehetőségei	52
3.2. d. Diszkusszió	57
3.3. A nemlineáris Fourier-szűrő kontrasztjavításának kiterjesztése	58
3.3.a. Optikai leképezés kontrasztjának kísérleti javítása.....	58
3.3.b. A nemlineáris Fourier-szűréssel elérhető kontrasztjavulás kísérleti vizsgálata.....	62
3.3.c. Az elérhető kontrasztjavulás növelésének kísérleti vizsgálata.....	66

3.3.d. Diskusszió	71
3.4 Nemlineáris Fourier-szűrés nagyintenzitású excimer lézerrendszerbe való integrálása	73
3.4.a. Nemlineáris Fourier-szűrés erősítési átmenetek közé integrálása.....	73
3.4.b. Nagy kontrasztú impulzusok erősítése.....	80
3.4.c. A nagy időbeli kontraszttal rendelkező nagyintenzitású excimer lézerrendszer impulzusainak karakterizálása.	81
3.4.d. Diskusszió	88
4. Összefoglalás	89
5. Summary	93
6. Köszönetnyilvánítás	97
7. Irodalomjegyzék	98

1. Bevezetés

Az elmúlt évtizedekben a lézer technológia fejlődése nagyszámú új tudományos eredmény alapját képezte a fizika, az orvostudomány, a biológia és az anyagtudományok területén. A fizika területén az új tudományos felfedezések jelentős része a fény-anyag kölcsönhatási kísérletekhez köthető, ahol a nagyintenzitású lézerekkel kelthető elektromos terek nagysága meghaladja az atomok belsejében lévő elektromos tér nagyságát. Ezek alapján elmondható, hogy a lézerek csúcsintenzitásának növelése kulcsfontosságú szerepet tölt be a kutatásokban. Az elérhető csúcsintenzitás tekintetében a Q-kapcsolás és módusszinkronizáció technikák mellett a fázismodulált impulzuserősítési sémán (Chirped Pulse Amplification, CPA) [1] alapuló lézertechnológia jelentette a legnagyobb előrelépést. A CPA séma használatával jelenleg 10^{23} W/cm² intenzitás elérése is lehetséges, ami lehetővé teszi a relativisztikus elektrodinamika vizsgálatát [2-6]. A fázismodulált erősítési séma bevezetésért Gerard Mourou és Donna Strickland 2018-ban fizikai Nobel-díjat kapott. Megjegyzendő, hogy a 80-as évek végén és 90-es évek elején az elérhető legnagyobb fókuszált intenzitást az ultraibolya (UV) tartományban működő KrF erősítő közegű rövid impulzusú lézerrendszerek biztosították. A világon jelenleg több nagyintenzitású lézerfizikával foglalkozó kutatói létesítmény működik, ezek közül kiemelendő az európai ELI projekt (Extreme Light Infrastructure), amelynek keretében Szegeden [7-9], Prágában [10-12] és Bukarestben [13] épültek kutatóintézetek. A projekt egyik célkitűzése a 10^{25} W/cm² fókuszált intenzitás elérése.

A nagy intenzitású terek perspektivikus alkalmazásai közé tartoznak a monoenergetikus és jól fókuszálható részecskeforrások (nagy energiájú elektronok és ionok) létrehozása [14-20], valamint fundamentális jelenségek vizsgálata lézer-plazma kölcsönhatások során [21]. A nagyintenzitású lézerek emellett széles spektrumtartományt lefedő másodlagos források alapját is képezik. Femtoszekundumos (fs-os) röntgensugárzás előállítása egyrészt az elektron relativisztikus mozgásával (betatron sugárzás, Compton-szórás, Thomson-szórás) [22-25], másrészt az optikai tartományban működő lézer magasharmonikusainak keltésével is lehetséges [26]. Ez utóbbi módszeren alapszik az attoszekundumos impulzusok előállítása az extrém ultraibolya tartományban (XUV) [27]. Az ilyen módon keltett másodlagos forrásokat többek között nem-egyensúlyi ultragyors spektroszkópiához használják. Ultrarövid, nagy energiájú impulzusok segítségével az optikai spektrum másik oldalán található THz frekvenciájú ultragyors elektromos terek keltésére és alkalmazására is lehetőség nyílik [28].

Ugyanakkor a csúcsintenzitás növelésén túl egyre növekvő szerepet kap a tudományos kutatásban az impulzusok tér- és időbeli minőségének javítása. A több nagyságrenddel kisebb, a főimpulzust időben megelőző előimpulzus ugyanis előplazmát kelthet. Ebben az esetben a főimpulzus elsődlegesen ezen előplazmával hat kölcsön, ami jelentősen befolyásolja a fény-anyag kölcsönhatási kísérletek jellegét és kimenetelét. A nagyintenzitású impulzusok időbeli tisztaságát/minőségét a főimpulzus és az előimpulzus intenzitásának hányadosával, az időbeli vagy intenzitáskontraszttal jellemzik. A rövid impulzusú lézerek által elért és a közeli jövőben célul kitűzött csúcsintenzitásokat, valamint a szilárdtestek plazmakeltési intenzitásküszöbét figyelembe véve az intenzitáskontraszt elvárt értéke 10^{13} - 10^{15} . Bizonyos kísérleteknél azonban megfigyelték, hogy még a plazmakeltési küszöbnél alacsonyabb intenzitású előimpulzusok is jelentősen befolyásolják a fény-anyag kölcsönhatási kísérletek sikerét [29, 30], így a kontrasztra vonatkozó kívánt érték várhatóan még az előbbi becslésnél is magasabb ($> 10^{15}$).

Az időbeli háttér a szilárdtest lézerek esetében egyrészt az erősített spontán emisszióból, (amplified spontaneous emission, ASE) másrészt az erősítési séma által bevezetett fázismoduláció nem tökéletes kompenzálásából és parazitareflexiókból származik. Egy ilyen lézerrendszer esetében az intenzitáskontraszt tipikusan nem haladja meg a 10^8 értéket. Az elmúlt két évtizedben ezért több, a kontraszt javítását célzó eljárást is kifejlesztettek és alkalmaztak nagyintenzitású lézerimpulzusokra. A bevezetett módszerek közül kiemelkedik a plazma tükrön és a keresztpolarizált hullámkeltésen alapuló technika. A kontrasztjavító technikák alkalmazásával $>10^{12}$ értékű intenzitáskontrasztot sikerült elérni, ami extrém magas érték, de nem teljesíti az ideális kísérleti feltételeket.

Egyes nagyintenzitású kölcsönhatási kísérleteknél (pl.: XUV/röntgensugárzás generálása, szub-mikronos anyagmegmunkálás és olyan lézer-plazma kölcsönhatások, ahol az instabilitások hangsúlyos szerephez jutnak) előnyösebb rövidebb hullámhossz illetve magasabb fotonenergia használata [30-32]. Az ultraibolya tartományban működő rövid impulzusú KrF excimer lézerrendszereket kedvező tulajdonságaik miatt számos kísérletben alkalmazzák és az infravörös tartományban működő szilárdtest lézerek komplementer fényforrásaként is használják. Moderált csúcsteljesítményük ellenére a rövid impulzusú KrF excimer lézerrendszerekkel a jó fókuszálhatóságuk miatt 10^{19} W/cm² intenzitás is elérhető [33-35]. Az ilyen típusú lézerrendszerek jellemzően nem használják a fázismodulált impulzuserősítési sémát; a rövid impulzus erősítése direkt módon történik. Továbbá a rövid impulzus keltése és erősítése különböző hullámhosszon történik, melyet egy nemlineáris

frekvenciakonverzió választ el egymástól. A nemlineáris frekvenciakonverzió és a direkt erősítés eredményeként ezek a lézerrendszerek eredendően jobb intenzitáskontraszttal rendelkeznek, ahol az időbeli háttér egyetlen forrása az erősített spontán emisszió. Az impulzus energiájának növelésével azonban az erősített spontán emisszió energiája rohamosan nő. 15 mJ impulzusenergia mellett tipikusan 10^{10} intenzitáskontraszt érhető el, ugyanakkor a nagyobb energiákra való erősítés itt is szükségessé teszi kontrasztjavító technikák bevezetését.

A rövid impulzusú KrF lézerrendszerek kontrasztjának javítására korábban sikerrel alkalmazták a plazma tükör technikát [36, 37] valamint a nemlineáris Fourier-szűrést [38]. Ezen technikákkal a kontrasztjavítás értéke 2-3 nagyságrendre korlátozódik. Az első esetben az elérhető nagy- és kisjelű reflexió hányadosa miatt, az utóbbi esetben pedig egy a nemlineáris kölcsönhatástól független, diffrakcióra visszavezethető jelenség miatt. Mindkét módszer továbbfejlesztése igen perspektivikus a rövid impulzusú KrF intenzitáskontrasztjának növelésére továbbá utóbbi technika a szilárdtest lézerrendszerekben is alkalmazást nyerhet.

Jelen értekezés témája a rövid impulzusú KrF lézerrendszerek kontrasztjavítási lehetőségének vizsgálata továbbá egy nagyintenzitású és nagy intenzitáskontraszttal rendelkező ultraibolya lézerrendszer fejlesztése. A dolgozatom első felében bemutatom a nagyintenzitású lézerrendszerek általános felépítését, fontosabb típusait, elsősorban az intenzitáskontraszt vonatkozásában, valamint az eddig sikerrel alkalmazott kontrasztjavító technikákat. Az értekezés második felében 4 pontban mutatom be a munkám során elért új tudományos eredményeimet. Az első pontban bemutatom a plazma tükör ultraibolya impulzusokra vonatkozó reflexiójának növelésére valamint a nyaláb térbeli tulajdonságainak vizsgálatára irányuló kísérleteimet. A második pontban bemutatom a nemlineáris Fourier-szűrés kontrasztjavítását limitáló optikai leképezés elméleti modellezését és elméleti úton megvizsgálom a leképezés javításának lehetséges módjait és javaslatot teszek egy továbbfejlesztett nemlineáris Fourier-szűrési elrendezésre. A harmadik pontban bemutatom az optikai leképezés térbeli kontrasztjának több nagyságrendet meghaladó javításának kísérleti megvalósítását, mind a látható, mind az ultraibolya tartományban. Bemutatom a nemlineáris Fourier-szűrés által elérhető kontrasztjavulás kiterjesztését. A negyedik pont a nemlineáris Fourier-szűrést magába foglaló nagyintenzitású és nagy kontrasztú ultraibolya lézerrendszer fejlesztésére és impulzusainak karakterizálására vonatkozó eredményeimet tartalmazza.

A dolgozatomban ismertetett kísérleteket a Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Tanszékén működő Nagyintenzitású Lézerlaboratóriumban (HILL) végeztem.

2. Tudományos előzmények

Nagy intenzitású elektromágneses terek keltése adott energiájú sugárzás extrém kis térbeli és időbeli koncentrációja révén lehetséges. Az elektromágneses hullámok térbeli koncentrációját a diffrakció jelensége limitálja. Egy térben teljesen koherens hullám esetén a fókuszálás során elérhető legkisebb foltméret (x) a hullámhosszal (λ) és a fókuszálás nyílásszögével az alábbi összefüggés szerint skálázódik

$$x \approx c_x \cdot \lambda \cdot f/d, \quad (2-1)$$

ahol d a nyílásméret, f a fókuszhoz, c_x egy egységnyi nagyságrendű szorzófaktor amelynek értéke függ a nyíláb pontos alakjától.

Az elektromágneses hullámok időbeli koncentrációja is a térbelihez hasonlóan a hullámhosszal skálázódik. Egy időben teljesen koherens hullámcsomag esetén a legkisebb időbeli hosszt ($\Delta\tau$) az impulzus spektrumának szélessége ($\Delta\nu$) szabja meg a Heisenberg-féle határozatlansági relációnak megfelelően;

$$\Delta\nu \cdot \Delta\tau \approx c_\tau \quad (2-2)$$

ahol c_τ egy egységnyi nagyságrendű konstans, amelynek értéke függ az impulzus pontos alakjától. A 2-2 egyenletben a frekvenciát a hullámhosszal helyettesítve a

$$\Delta\tau \approx \frac{1}{c} \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \cdot \lambda \quad (2-3)$$

összefüggést kapjuk, ahol c a fénysebességet jelöli. Látható, hogy az impulzusidő rövidítése a hullámhossz csökkentésével és a $\Delta\lambda/\lambda$ relatív sávszélesség növelésével lehetséges. Így a rövidebb központi hullámhosszú lézerek adott sávszélesség esetén elvileg előnyösebbek nagy intenzitású elektromos terek előállítására.

Érdemes azonban megjegyezni, hogy a hullámhossz csökkentésével egyre nagyobb kihívás a lézerműködés fenntartása a spontán és indukált emissziót leíró Einstein-féle A és B koefficiensek skálázódása miatt. Mint ismeretes köztük az

$$A \sim B \cdot \nu^3 \quad (2-4)$$

arányosság áll fenn. Azaz a spontán emisszió valószínűsége a frekvencia növelésével (a hullámhossz csökkentésével) rohamosan nő, így a gerjesztett szint élettartama drasztikusan

csökken. Ez az elsődleges oka annak, hogy az extrém ultraibolya és röntgen tartományban a mai napig nehézséget jelent koherens fényforrást az adott hullámhosszon működő lézerműködéssel előállítani. Helyette inkább az optikai tartományban működő fényforrások impulzusait konvertálják valamely nemlineáris folyamat segítségével pl. magasharmonikus-keltésével [26, 39].

A nagyintenzitású impulzusok fény-anyag kölcsönhatási kísérletekben való alkalmazása számos nagy figyelmet kiváltó, új tudományos eredmény és másodlagos sugárzásforrás alapját képezi. Az alkalmazások közül kiemelt jelentőséggel bír a lézer-plazma energiatranszfer vizsgálata, a rövid idejű, kis divergenciájú, hangolható és közel monoenergetikus részecskegyorsítás, attosekundumos XUV impulzusok keltése és ultragyors spektroszkópiára történő alkalmazása, koherens és ultragyors XUV és röntgensugárzás keltése és alkalmazása, valamint egy rezgési ciklusnál rövidebb THz-es frekvenciájú sugárzás keltése és alkalmazása nem roncsoló diagnosztikához illetve képalkotáshoz.

A lézerekkel elérhető csúcshintenzitás hozzáférést enged a relativisztikus elektrodinamika vizsgálatához. A világ számos kutatóintézetében működnek jelenleg a PW-ot meghaladó csúcsteljesítményű lézerrendszerek, amelyekkel 10^{22} - 10^{23} W/cm² fókuszált intenzitás is elérhető [2-6]. Az elmúlt bő egy évtizedben azonban számos kísérlet mutatta meg, hogy a kölcsönhatás során nagyobb intenzitás eléréséhez elsősorban az impulzus tér és időbeli minőségén kell javítani [40-42]. A nagyintenzitású impulzusok ns-os időbeli környezetében ugyanis az erősített spontán emisszióból származó a csúcshintenzitásnál több mint 8 nagyságrenddel kisebb háttér jelenik meg. A később részletesen ismertetett fázismodulált impulzuserősítési sémát használó rendszerek esetén pedig a néhány 10 pikoszekundumos (ps-os) környezetben egy ennél lényegesen magasabb értékű exponenciálisan lecsengő háttérrel illetve mellékimpulzusokat figyelhetünk meg.

Ezen időbeli háttér jelenléte számottevően befolyásolhatja a fény-anyag kölcsönhatási kísérletek kimenetelét. A legtöbb szilárdtest plazmakeltési intenzitásküszöbe 10^{10} - 10^{11} W/cm² érték körül van. A főimpulzust időben megelőző ún. előimpulzus (zaj) már képes az anyagot ionizálni és a főimpulzus a megérkezésekor nem az eredeti céltárggyal, hanem az előimpulzus által keltett előplazmával fog kölcsönhatásba lépni. Ez az előplazma ugyanis a főimpulzus megérkezéséig kitágul, így az annak hatására kialakuló elektronsűrűség nagysága és profiljának minősége jelentősen módosul a zaj nélküli esethez viszonyítva. Ez jelentősen befolyásolja a céltárgy felszínén kialakuló elektronsűrűség skálahosszát [30]. Egyes kísérletekben még az ionizációs küszöb alatti előimpulzusok hatását is megfigyelték. (Az

ionizációs küszöb alatti lézer-anyag kölcsönhatások jól dokumentáltak az anyagszámítás és az analitikus kémia területén.) Kimutatták, hogy a 10^9 W/cm² nagyságrendű intenzitások esetében az ASE befolyással bír a transzmisszióra, reflexióra és a röntgensugárzás keltésére is [29, 43, 44]. Az ultraibolya tartományban szilárdtest-plazmával keltett felharmonikus generálás során már 10^7 W/cm² intenzitású ASE hatását is észlelték [30]. Ez azt jelenti, hogy már 10^7 - 10^8 W/cm² intenzitású előimpulzusokra is figyelmet kell fordítani a kísérletek során. Ennek oka, hogy az ionizációs küszöb alatti ns hosszúságú előimpulzus felfűti a céltárgy felületét, ami párologni kezd. A főimpulzus pedig először ezt a gázt fogja ionizálni. Az előimpulzusok által keltett előplazmák egyúttal azt is okozzák, hogy az ultrarövid impulzussal való kölcsönhatáskor nem ismerjük a kezdeti és határfeltételeket.

A kísérleti tapasztalatok azt mutatják, hogy a nagy intenzitású elektromos terek alkalmazásának többségénél jelentős szerepe van a nagy kontraszt biztosításának. Az olyan alkalmazások, mint magasharmonikusok keltése szilárdtestek felületén [26, 30, 45], röntgensugárzás keltése [22-25, 46] és alkalmazása ultragyors feloldású röntgen spektroszkópiában [47], lézeres ion-sugár gyorsítás [48], üreges hullámvezető (hollow core fiber, HCF) használatán alapuló frekvencia konverzió [49], valamint gyors elektronok és ionok keltése [14-21, 50] egyaránt nagy kontraszttal rendelkező impulzusokat feltételeznek.

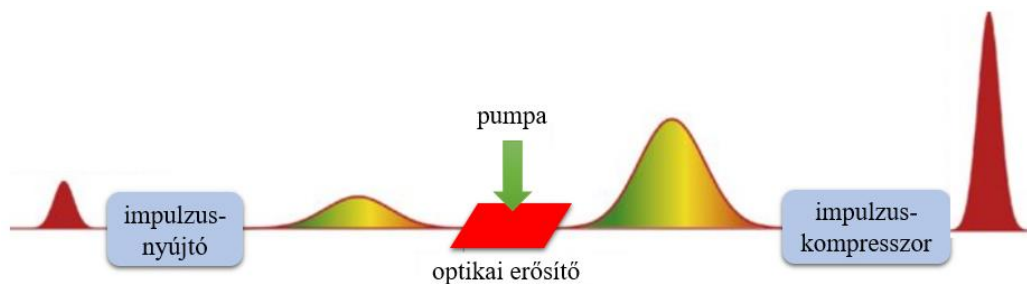
Az impulzusok időbeli minőségét általában az időbeli vagy intenzitáskontraszttal jellemezzük, amit a főimpulzus csúcsintenzitásának és az időbeli háttér intenzitásának hányadosaként definiálunk. Megjegyzem, hogy ez nem jellemzi pontosan az előimpulzusok hatását, hiszen nem ionizáló intenzitás alatt elsősorban a céltárgy felszíne által a főimpulzus megérkezéséig elnyelt energiasűrűség mérvadó. A fenti (10^7 - 10^8 W/cm²) küszöbértékek és csúcsintenzitások figyelembevételével az ideálisan elvárt intenzitáskontraszt 10^{13} - 10^{16} közötti értékre tehető. Az elmúlt bő egy évtizedben számos eljárást fejlesztettek ki a lézerimpulzusok kontrasztjának javítására, ezek alapja általában egy intenzitás szerint nemlineáris folyamat, aminek segítségével részben szeparálni tudjuk a főimpulzust az időbeli háttértől.

Az impulzusok térbeli minőségét általában a fókuszsíkbeli eloszlásukkal jellemzik. Ez megmutatja a nyaláb által elszenvedett fázisfronttorzulásokat és egyúttal a közeli zónában mérhető eloszlás inhomogenitásáról is információt ad. Az eloszlás kvalitatív leírásának egyik módja, hogy a fókuszfolt átmérőjét összehasonlítjuk az ideális diffrakció-limitált elméleti értékkel. Egy másik szokásosan használt módszer, hogy az elért csúcsintenzitást összevetjük a

diffrakció-limitált esetben várt csúcsintenzitással és a kettő hányadosát képezzük (Strehl-hányados).

2.1 Nagyintenzitású szilárdtest lézerek felépítése

A világon jelenleg legelterjedtebb nagy intenzitású fényforrások az infravörös tartományban illetve annak határán működő szilárdtest lézerek, amelyeknek aktív közege jellemzően titánnal szennyezett zafír kristály. Habár ezen lézerek központi hullámhossza (800 nm) relatíve hosszú, de a titán-zafír kristály által megengedett spektrális sáv szélesség nagyon kedvező ($\Delta\lambda/\lambda \approx 1/3$). Ezt a sáv szélességet kihasználva a rövid impulzusok generálása a módusszinkronizáció elvét használó oszcillátorral történik. Ennek lényege, hogy a lézer rezonátor módusai között állandó fáziskülönbséget rögzítünk, így ezek interferenciája révén femtoszekundumos időtartamú impulzussorozatot kapunk. Ilyen módusszinkronizált oszcillátorokkal jellemzően 5-20 fs-os, nJ nagyságrendbe eső energiájú impulzussorozatot lehet előállítani. Az impulzusok erősítéséhez jellemzően ugyancsak titán-zafír (bizonyos rendszereknél pedig LBO, BBO, DKDP vagy Nd-üveg [4]) kristályt használnak. A femtoszekundumos impulzusok direkt erősítése során problémát jelent, hogy az impulzus intenzitása még a $0,9 \text{ J/cm}^2$ telítési energiasűrűség elérése előtt extrém nagy mértékűre nő és az olyan nemlineáris effektusok, mint az önfázismoduláció és önfókuszálódás/filamentáció tönkreteszik az impulzus idő- és térbeli eloszlását vagy az erősítő közeg roncsolódásához vezetnek. Ez az intenzitás szintbeli korlát sokáig áthidalhatatlan akadályt jelentett az energia növelésében, amíg 1985-ben G. Mourou és D. Strickland be nem vezették az ún. fázismodulált impulzuserősítési sémát (chirped pulse amplification, CPA) [1], amelynek lényege, hogy a rövid impulzust az erősítés előtt időben kinyújtják (jellemzően több száz ps-ra, nagyobb energiájú rendszerek esetén $\sim 1 \text{ ns}$ -ra) és az erősítést ezen lecsökkentett intenzitás mellett végzik. Erősítés után a korábban bevezetett fázismodulációt speciális impulzuskompresszor elrendezéssel kompenzálják. Az erősítési elrendezés elvi rajzát a 2-1. ábra mutatja. A nyújtáshoz/kompresszálláshoz rácsot, prizmat és fázismodulációt bevezető tükröt, egyes esetekben pedig egy szilárd, optikailag átlátszó anyag anyagi diszperzióját vagy ezek kombinációját alkalmazzák. A kompresszió után az impulzus időbeli szélessége megközelíti a transzformáció-limitált értéket (20-50 fs). Az elmúlt időkben számos kutatás célozta az összenyomás utáni impulzusidő további rövidítését. Különböző (később részben tárgyalt) technikákkal sikerült az impulzusidőt jelentősen csökkenteni, bizonyos lézerrendszerek esetén 5 fs alatti impulzusidőt is sikerült elérni [51-53].



2-1. ábra

A fázismodulált impulzuserősítési séma (CPA) rajza.

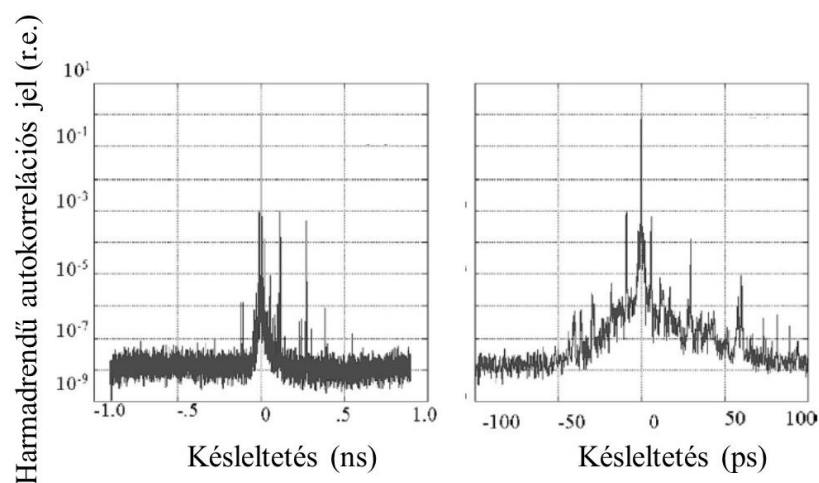
A fázismodulált erősítési séma használatakor a kinyújtott impulzus erősítése a legtöbb rendszer esetén kétféle módon történhet. Az egyik esetben az erősítés egy segédlézerrel pumpált titán-zafír kristályban történik. Itt egy konfokális elrendezés közepén helyezkedik el a kristály, amelyben a nyaláb különböző szögekben 5-10 erősítési átmenetben erősödik. Egy másik szokásos elrendezés az ún. regeneratív erősítés, ahol elektro-optikai kapcsolókkal (Pockels-cella) és polarizátorokkal biztosítják a nyalábnak egy rezonátorhoz hasonló elrendezésbe való belépését és a többszöri erősítés/körbejárás utáni kicsatolását. Ez a technikai különbség jelentős eltérést okoz a nyalábprofil és a parazitareflexiók tekintetében.

A másik esetben egy nemlineáris harmadrendű folyamattal, az optikai parametrikus konverzióval erősítik az impulzust. Ez a különbségi frekvenciakonverzió alapuló eljárás jellemzően LBO, BBO vagy DKDP kristályok segítségével történik. A parametrikus erősítés CPA sémával történő kombinálását röviden OPCPA (optical parametric chirped-pulse amplification) sémának szokás nevezni [54]. Vannak olyan lézerrendszerek, ahol a két erősítési módot hibrid módon alkalmazzák.

A nagyintenzitású szilárdtest lézerek intenzitáskontrasztját alapvetően két tényező befolyásolja. Az egyik az erősítésre használt gerjesztett közegből jövő erősített spontán emisszió, ami a főimpulzus nanoszekundumos (ns-os) időbeli környezetében van jelen és fizikai természetéből fakadóan inkoherens. Az időbeli háttérhez hozzájáruló ASE jellemzően az első erősítési fokozatokban keletkezik, ahol a bemenő jel energiasűrűsége még nem éri el a közegre jellemző telítési energiaszintet, a követő erősítési átmenetekben pedig tovább erősödik. A regeneratív elrendezésű erősítők, mivel egy rezonátorhoz hasonlóan sok átmenettel dolgoznak jobban kedveznek az ASE kiépülésének. További hátrányuk, hogy a fénypályában jelenlévő polarizátorok parazitareflexiókat eredményeznek a rendszer kimenetén. Ezzel szemben a többutas erősítési elrendezés hátránya, hogy az erősítési átmenetek különböző szögének következtében az erősített nyaláb térbeli profilja gyakran torzul.

Az OPCPA rendszerek esetén, mivel nem hagyományos indukált emisszió alapuló erősítők, nem keletkezik erősített spontán emisszió. Ilyen rendszereknél inkább a parametrikus fluoreszcencia okoz problémát, de ennek intenzitása kisebb és csak a pumpálás időtartamára szorítkozik (~100 ps). Az OPCPA sémát használó rendszerek ns-os skálán mért intenzitáskontrasztja ezért 1-2 nagyságrenddel jobb, mint a $\sim 10^8$ alatti kontrasztot produkáló hagyományos CPA sémát használó rendszereké.

A nagyintenzitású szilárdtest lézerek intenzitáskontrasztját befolyásoló másik tényező az impulzus ~100 ps-os környezetében mérhető koherens háttér, ami a CPA séma inherens hátrányos tulajdonsága. A fázismodulált impulzuserősítés során ugyanis az impulzus spektrális amplitúdója és fázisa is torzul a nemlineáris folyamatok miatt. Az erősítés tulajdonságaiból kifolyólag az impulzus spektruma beszűkül, ami a transzform-limitált impulzushossz növekedésén túl az időbeli alak torzulásához is vezet. A lézerrendszert alkotó optikai elemek véges spektrális tartománya ugyancsak spektrális vágáshoz vezethet, ami az időképből mellékimpulzusok megjelenését eredményezi. A diszperzív elemeken fellépő szórás is hozzájárul az impulzusok véges, limitált kontrasztjához. Ezek a hatások és a korábban bevezetett spektrális fázismoduláció nem tökéletes kompenzálása a főimpulzus ~100 ps-os környezetében exponenciálisan lecsengő koherens háttérrel és mellékimpulzusokkal eredményez. A 2-2. ábrán látható egy CPA sémát használó nagyintenzitású titán-zafír lézerrendszer impulzusának harmadrendű autokorrelációs görbéje. Megfigyelhető az ASE-ből származó ns-os háttér, valamint az exponenciálisan lecsengő koherens impulzustalpak és parazitareflexiók.



2-2. ábra

A Michigani egyetemen működő HERCULES nagyintenzitású szilárdtest lézerrendszer impulzusainak harmadrendű autokorrelációs függvénye ns-os és ps-os skálán. [55]

Mint később látni fogjuk, az intenzitáskontraszt javítását célzó technikák közös jellemzője, hogy egy intenzitástól nemlineárisan függő jelenségen alapulnak. A CPA sémát használó rendszerekben ezen technikákat nem lenne hatékony a kinyújtott főimpulzusra alkalmazni, mert a rosszabb jel/zaj viszony és kisebb csúcsintenzitás miatt a zaj az impulzus időablakában áthaladna. Ezért a kontrasztjavító technikákat vagy a rendszer végén, vagy ha a technika nagy energiaveszteséggel jár, akkor két CPA erősítési fokozat között jelen lévő kompresszált impulzusra alkalmazzák. Ez utóbbi elrendezésre terjedt el a double CPA vagy DCPA elnevezés [56]. Ennek lényege, hogy az első CPA fokozat által előállított néhány mJ energiájú impulzus kontrasztjavítása után a szub-mJ szintről folytatjuk az erősítést egy újabb CPA erősítési sémát használó fokozatban, ezáltal kisebb teret engedve az ASE kifejlődésének. A ns-os időskálán így kedvezőbb kontrasztot lehet elérni, azonban világos, hogy a második CPA fokozat miatt a ps-os környezetben lévő koherens kontraszt újból megjelenik.

A nagyintenzitású szilárdtest lézerek az elmúlt évtizedekben számtalan alapvető fontosságú tudományos felfedezést eredményeztek a fizikában és a társtudományok területén. A jelenlegi legfejlettebb rendszerek csúcsteljesítménye meghaladja a PW értéket [2-6] és a fókuszált intenzitás egyes esetekben eléri a 10^{23} W/cm² értéket.

2.2 Nagyintenzitású excimer lézerek felépítése

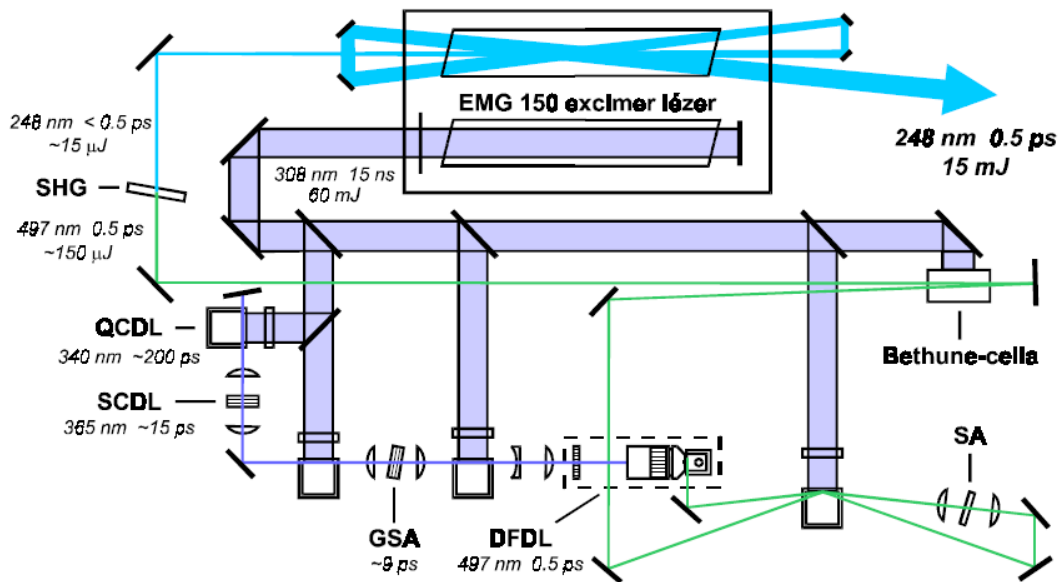
Mint ahogy azt a fejezet elején ismertettem, a rövidebb hullámhosszú lézerek nagyobb csúcsintenzitás elérésének lehetőségét hordozzák. Adott sáv szélesség és energia mellett az intenzitás a frekvencia harmadik hatványával skálázódik. Koherens ultraibolya sugárzás keltésére az excimer lézerek a leghatékonyabbak. Az excimer lézerek olyan - általában halogén és nemesgáz atomokból álló kétatomos - molekulákat használnak a lézerműködéshez, amelyek csak gerjesztett állapotban léteznek, alapállapotban spontán disszociálnak (excited dimer) [57]. Az excimerek különböző gázkeverékű változatainak központi hullámhossza 126 és 351 nm közé ill. 490 nm-re és környékére esik. Ez utóbbi látható tartományba eső lézerműködést a XeF molekula C→A átmenetének használatával sikerült elérni [58]. Az 1980-as és 90-es években a nagyintenzitású lézerek fejlődésének egyik ágát az olyan ultraibolya lézerrendszerek jelentették, ahol a rövid impulzusok erősítését excimer lézerekkel végezték [59-71]. Mivel a spontán emisszió valószínűségének skálázódása és az ultraibolya tartományban igen jelentős anyagi diszperzió ellehetetleníti a rövid impulzusú oszcillátorok működését, ezért ezeknél a lézerrendszereknél a magimpulzus generálása más hullámhosszon történik. Nagyintenzitású ultraibolya fényforrásokat az elmúlt évtizedekben ArF (193 nm)

[59, 60], XeCl (308 nm) [61-65] és XeF (351 nm ill. 475 nm) [66, 67] excimerekkel is állítottak elő, de a rövid impulzusok erősítésére a legsikeresebben a KrF (248,5 nm) közeget alkalmazták [68-73]. Ennek egyik oka, hogy az excimerekre irányuló erősítés dinamikai vizsgálatok azt mutatták [73], hogy a rövid impulzusok erősítése tekintetében csak a KrF és ArF közeg őrzi meg a négy-szintes tulajdonságát, ami a hatékony energiakinyerés szükséges feltétele. A megmaradó két excimer vonatkozásában pedig részben technikai szempontok preferálják a KrF használatát (könnyebb frekvenciakonverzió, nagyobb térfogatok gerjesztése, elérhető optikák száma). A továbbiakban ezért elsősorban a nagyintenzitású KrF lézerrendszerek leírására szorítkozom. A KrF közeg a viszonylag rövid erősítési hullámhossz mellett aránylag kis relatív sávzélességgel rendelkezik ($\Delta\lambda/\lambda \approx 1/300$), így az erősített impulzusok transzform-limitált hossza ~ 100 fs-ra korlátozódik. Az erősítő csövek ablakaiban fellépő önfázismoduláció okozta spektrális kiszélesedésre alapozva egyes esetekben a kompresszált impulzus hossza elérte a ~ 50 fs-ot [73]. A szilárdtest lézereknél szokásos üreges hullámvezetőben fellépő önfázismoduláció és kompresszor kombinációjának használatán alapuló eljárással sikerült az impulzusedőt 20 fs-ra csökkenteni [74] 200 μ J-os energiaszint mellett [75]

A KrF rendszerekben a rövid magimpulzus keltése vagy az infravörös tartomány határán módusszinkronizált titán-zafír oszcillátorral történik vagy a látható tartományban működő rövid impulzusú festéklézerrendszerrel. Az első esetben a harmadik harmonikus keltésével az utóbbi esetben másodharmonikus-keltésével egy nemlineáris kristály (jellemzően BBO) segítségével konvertálják az impulzus hullámhosszát a KrF erősítési sávjába. A szilárdtest oszcillátort használó rendszerek esetében a rövid magimpulzusokat egyes esetekben a frekvenciakonverzió előtt direkt módon erősítik szilárdtest erősítőkből. A rövid impulzusú festéklézerrendszert tartalmazó KrF rendszer sematikus rajzát a 2-3. ábra mutatja. A magimpulzus generálása egy impulzus üzemű elosztott visszacsatolású festéklézerrel történik (EVFL, distributed feedback dye laser, DFDL). A hangolható fényforrás néhány száz fs hosszúságú impulzusok generálását teszi lehetővé. Az ezt megelőző festéklézerek a DFDL-t pumpáló impulzus rövidítéséért, a DFDL utáni festékerősítők pedig a rövid jel látható tartományban való erősítéséért felelősek.

A KrF erősítő közeg telítési energiasűrűsége (a részecskesűrűség okán) lényegesen (3 nagyságrenddel) kisebb, mint pl. a titán-zafír közegé. A mJ/cm^2 nagyságrendű telítési energiasűrűség és a szub-pikoszekundumos impulzushossz lehetővé teszi a rövid impulzusok direkt, fázismoduláció nélküli erősítését. Az impulzus intenzitása az erősítés során nem éri el

azt a szintet, hogy a közegben jelentős mértékű önfázismoduláció vagy önfókuszálódás lépjen fel, így nem szükséges a szilárdtest lézereknél használatos CPA séma bevezetése. Meg kell azonban jegyezni, hogy az erősítő ablakok esetében ezekre az effektusokra és az UV tartományban már ezen intenzitásokon is jelentős nemlineáris abszorpcióra külön gondot kell fordítani.



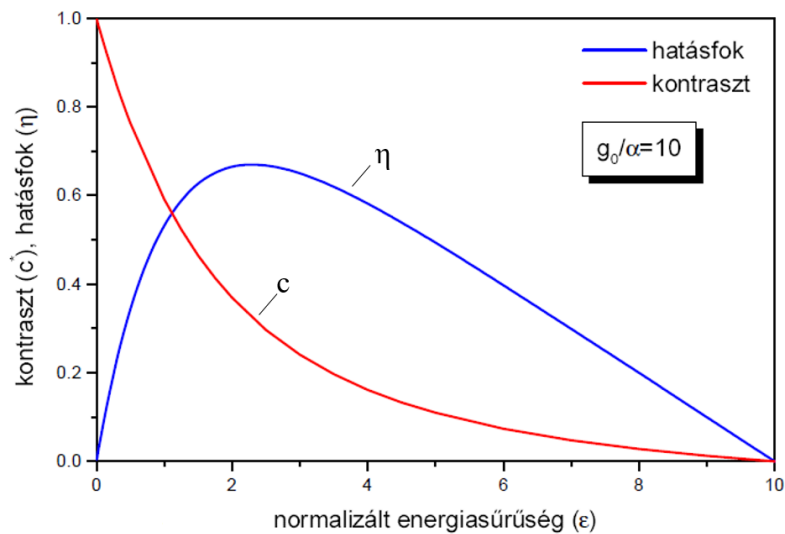
2-3. ábra

Nagyintenzitású KrF festék-excimer lézerrendszer sematikus rajza.

QCDL: kioltott festéklézer, SCDL: rövid rezonátorú festéklézer, GSA: kapuzott telítődő abszorbens, DFDL: elosztott visszacsatolású festéklézer, SA: telítődő abszorber SHG: frekvenciakétszerező [76]

A KrF közeg fontos tulajdonsága, hogy a telítődő erősítés mellett a nem telítődő abszorpció jelensége is fellép az alapállapotú F_2 valamint a Kr_2^+ , F^- ionok és a kétszeresen gerjesztett Kr^{**} atomok abszorpciója miatt. Mint arra M. M. Tilleman és J. H. Jacob [77] valamint S. Szatmári és munkatársai [78] rámutattak, ez komoly megszorítást jelent az erősítés optimumára vonatkozóan. A 2-4. ábrán látható a telítési energiasűrűsége normált energiasűrűség (ϵ) függvényében az energiakinyerési hatásfok, ami megmutatja, hogy az erősítőben pillanatnyilag tárolt energia mekkora részét nyerjük ki a rövid impulzussal. Látható, hogy a görbe egy maximummal rendelkezik a telítési energiasűrűség kétszeres értéke körül. Ez azt jelenti, hogy az erősítés során az impulzus energiasűrűségét ezen érték körül (vagy a kontrasztra való tekintettel ez alatt) kell tartani. Az erősítés miatt növekvő energia mellett ez csak növekvő nyalábméret és növekvő keresztmetszetű erősítőközeg mellett lehetséges. A 2-4. ábrán ugyancsak fel van tüntetve a kontraszt koefficiens, ami az ϵ

energiasűrűségű rövid jelre és a messze telítés alatti kis jelre (erősített spontán emisszióra) vonatkozó erősítési együtthatók hányadosát adja meg. Látható, hogy jelentős kontrasztromlás elkerülése csak kis energiasűrűségek mellett lehetséges.



2-4. ábra

Az energiakinyerési hatásfok (η) és a kontraszt koefficiens (c) a telítési energiasűrűsége normalizált energiasűrűség (ϵ) függvényében KrF erősítőre. (g_0 és α a kis jelű erősítési és az abszorpciós tényező) [76]

Ezen probléma részleges megoldására vezették be S. Szatmári és munkatársai az ún. döntött tengelyű erősítési sémát [78]. Ennek lényege, hogy az adott - általában hosszúkás - erősítő közegen az enyhén divergáló nyaláb egyre nagyobb szögben halad át. Ezáltal a nyaláb (az egyik dimenzióban) egyre növekvő keresztmetszet lát így az energiasűrűsége elvileg illeszthető az adott erősítési átmenetre.

A KrF erősítő közegek másik tulajdonsága, hogy a gerjesztett szint élettartama néhány ns, míg a pumpált szint élettartama és a pumpálás gyorsasága együttesen nem rövidebb, mint ~ 10 ns időállandót eredményeznek. Ennek következtében a rövid impulzus számára a pillanatnyilag hozzáférhető energia optimális esetben is csak tört ($\sim 1/10$) része a teljes tárolt energiának. Az erősítőn való többszöri egymás utáni áthaladással a tárolt energia nagyobb hányadához lehetne hozzáférni, de az energiasűrűsége vonatkozó megkötések miatt még a döntött tengelyű erősítés alkalmazása esetén sem lehet 3-nál több átmenetet megengedni az ASE drasztikus növekedése és a hatásfok drasztikus csökkenése miatt. A problémára részleges megoldást az S. Szatmári és munkatársai által ultraibolya impulzusok erősítésére kidolgozott interferometrikus optikai multiplexelés elrendezés jelenti [79]. Ennek lényege, hogy az erősíteni kívánt impulzust két részre osztjuk és az így keletkező részimpulzusokat

egymáshoz képest időben késleltetve erősítjük, majd a kimeneten interferometrikus pontossággal újra egyesítjük. Az optimális erősítési paraméterek külön mindegyik nyalábra teljesíthetők és a tárolt energia nagyobb hányadához férhetünk hozzá. Az interferometrikus pontosságot egy Sagnac-interferométerhez hasonló elrendezés biztosítja. Az irodalomban közölt adatok alapján a két résznyalábos elrendezés technikai jellegű veszteségek miatt 1,7-szeresére növeli az impulzussal kinyerhető energiát. Az energia nagyobb hányadához való hozzáférést a multiplexelési elrendezés több nyalábra való felskálázása tenné lehetővé.

A titán-zafír oszcillátort tartalmazó rövid impulzusú KrF lézerrendszerek magasabb ismétlési frekvencián és ezért nagyobb átlagteljesítményen képesek működni. J. Békési és munkatársai 30 mJ kimenő energia mellett 270 fs impulzushosszt ill. 50 mJ kimenő energia mellett 600 fs impulzushosszt tudtak elérni [35, 80]. Ugyancsak J. Békési és munkatársai egy femtoszekundumos festéklézer magimpulzusait és két KrF erősítő fokozatot használva 100 mJ kimenő energiát produkáltak ~600 fs impulzushossz mellett [80]. Ebben az esetben a végerősítő fokozatot kétnyalábos optikai multiplexelési elrendezéssel egészítették ki. A festéklézert tartalmazó elrendezések ismétlési frekvenciája 10 Hz körüli. A csúcsteljesítmény és a kimenő energia tekintetében a legjobb eredményt C. Rhodes és munkatársai érték el, ahol a titán-zafír oszcillátor által szolgáltatott magimpulzusokat KrF excimer erősítőkkel 300-500 mJ energiára erősítették 200-300 fs impulzushossz mellett [33, 81]. $f/2$ -es fókuszálás mellett 2 μm -es fókuszfoltot eredményezett. A fent leírt lézerrendszerekről elmondható, hogy moderált csúcsteljesítményük ellenére a jó fókuszálhatóságuk miatt a csúcsintenzitásuk meghaladja a 10^{19} W/cm^2 értéket (specifikus intenzitásuk pedig a $10^{21} \text{ W/cm}^2 \text{ sterad}^{-1}\text{-t}$), ami egyedülálló lehetőséget nyújt nagyintenzitású fény-anyag kölcsönhatási kísérletek vizsgálatára 248 nm-es hullámhosszon.

A nagyintenzitású KrF lézerrendszerek előnye, hogy a direkt erősítés miatt az időbeli kontrasztot egyedül a térben és időben egyenletes eloszlású erősített spontán emisszió szabja meg, így nem kell számolni a főimpulzus ps-os környezetében lévő koherens háttérrel. Az időbeli háttér ezen tulajdonsága miatt az intenzitáskontraszt meghatározása jóval egyszerűbb; elég a főimpulzus energiáját, időbeli hosszát és fókuszálhatóságát összehasonlítani az ASE ezen tulajdonságaival. Mivel az ultraibolya tartományban ezideáig nem fejlesztettek ki elég nagy dinamikus tartománnyal rendelkező, az impulzus időbeli alakját mérni tudó eljárást, ezért kénytelenek vagyunk a fenti közvetett mérési módszerre hagyatkozni.

A kontraszt szempontjából ugyancsak meghatározó, hogy a KrF lézerrendszerekben az ultraibolya tartományban való erősítés előtt frekvenciakonverzió történik. Ez az intenzitás

tekintetében nemlineáris folyamat egyúttal igen hatékony kontrasztjavító eljárás, hiszen a jóval kisebb intenzitású időbeli háttér sokkal kisebb hatásokkal konvertálódik továbbá a megmaradó - későbbi fokozatokban nem erősödő - alapharmonikus teljesen szeparálható az ultraibolya impulzustól. Ebből adódóan az UV tartományban történő erősítés gyakorlatilag ideális kontraszttal rendelkező bemenő impulzussal indul. Ugyanakkor a rövid hullámhossz miatt az erősítési átmenetek számával az ASE drasztikusan növekszik. 15 mJ kimenő energia mellett az intenzitáskontraszt megközelíti a 10^{10} értéket. A 100 mJ-os energia tartományt elérve az intenzitáskontraszt 10^8 - 10^9 értékre romlik. Az intenzív ultraibolya impulzusok kontrasztjának javítására ezért mindenképp szükséges egy hatékony kontrasztjavító technika bevezetése.

2.3. Nagyintenzitású impulzusok kontrasztjának javítására bevezetett technikák

Ebben a pontban az intenzitáskontraszt javítására szolgáló, eddig kifejlesztett technikákat ismertetem. A fejezet végén megfogalmazom az önálló tudományos munkám célkitűzéseit.

2.3.a. A magimpulzus energiájának növelése

A nagyintenzitású rendszerek intenzitáskontrasztjának javítására irányuló egyik leggyakoribb stratégia, hogy a végerősítő fokozatba szub-mJ energiájú és extrém nagy kontrasztú impulzusokat csatolunk be, mellyel az erősítőlánc elején keletkező ASE szerepe kizárható (a kimeneten mérhető ASE domináns része az erősítési lánc elején fejlődik ki). A végerősítő fokozat előtti kontrasztjavítással kompenzálható az elrendezés által okozott energiaveszteség és az erősítő telítésben való működtetése miatt az ASE sem képes drasztikusan növekedni. Megjegyzem, hogy a rövid impulzus generálásáért felelős módusszinkronizált oszcillátorok energiájának növelésére széles körben folynak kutatások. A Kerr-lencsés módusszinkronizált oszcillátorok szub- μ J energiájú tiszta impulzusokat tudnak szolgáltatni [82].

J. Itatani és munkatársai az oszcillátor magimpulzusait direkt módon - az önfázismoduláció és önfókuszálás elkerülése mellett - μ J-os energia szintre erősítették. A CPA fokozat előtt telítődő abszorber segítségével javították az impulzusok kontrasztját. A rendszer kimenetén az impulzusok kontrasztja két nagyságrenddel javult; 10^7 értéket demonstráltak a ns-os skálán [83].

Ugyancsak ezen az elven alapszik a double CPA vagy DCPA rendszerek felépítése is. Itt az első CPA fokozat néhány mJ energiájú rövid impulzusokat állít elő, amit valamilyen kontrasztjavító technikával szűrnek, majd az így nyert sub-mJ energiájú extrém nagy kontrasztú impulzussal folytatják az erősítést [56].

2.3.b. Telítődő abszorber

A telítődő abszorber (optikai kapcsoló) széles körben alkalmazott eszköz különböző típusú lézerek időbeli háttérének csökkentésére. A telítődő abszorpció jelensége egy nemlineáris folyamat, amely során a beeső fény lényegesen megváltoztatja (csökkenti) az abszorbeálni képes részecskék számát, így az anyag egy bizonyos intenzitás (rövid jelek esetén egy bizonyos energiasűrűség) felett átlátszóvá válik. Rövid impulzusok kontrasztjavítása esetén az abszorberre eső energiasűrűséget úgy kell megválasztani, hogy a főimpulzus felfutó éle éppen telítésbe (vagy közel telítésbe) vigye a használt anyag abszorpcióját. Ekkor az előimpulzus nagy része kiszűrhető, ugyanakkor a főimpulzus kis energiavesztéssel halad tovább.

Mivel a telítődő abszorbernek jellemzően szilárdtestek, ezért a szilárdtest erősítőknél látott hasonló probléma merül fel az alkalmazásuk kapcsán. A telítési energiasűrűség eléréséhez szükségképpen olyan nagy intenzitás társul, ami magával vonja az impulzus tér- és időbeli tulajdonságainak (továbbá az optikai elemek állapotának) drasztikus romlását eredményező nemlineáris folyamatok megjelenését. A megoldást a CPA sémához hasonlóan az jelenti, hogy a telítődő abszorbert kinyújtott impulzus esetében alkalmazzuk.

J. Wojtkiewicz és C. G. Durfee a kontraszt javításának érdekében egy konfokális, többutas titán-zaffir erősítési elrendezésben helyezett el telítődő abszorbert oly módon, hogy a szűrő 75%-os transzmissziót és egy áthaladás során 2 nagyságrendnyi kontrasztjavulást eredményezzen. Az általuk fejlesztett lézerrendszer 10 mJ-os kimenő energia mellett 10^9 intenzitáskontraszttal rendelkezett a ns-os skálán [84].

A korábban említett kísérletben J. Itatani és munkatársai CPA elrendezésbe belépő μ J energiájú impulzusok kontrasztját telítődő abszorberrel növelték. Az eljárással 2 nagyságrendnyi kontrasztjavulást értek el a kimeneten, melynek eredményeként a ns-os kontraszt 10^7 értékűre nőtt [83].

S. Fourmaux és munkatársai a szilárdtest lézerrendszerükben az impulzusnyújtó előtt és az erősítés láncban is telítődő abszorbereket helyeztek a nyaláb útjába, amivel a

lézerrendszerük kontrasztját $>10^{10}$ értékre tudták javítani mindössze 30%-os energiaveszteség mellett [85].

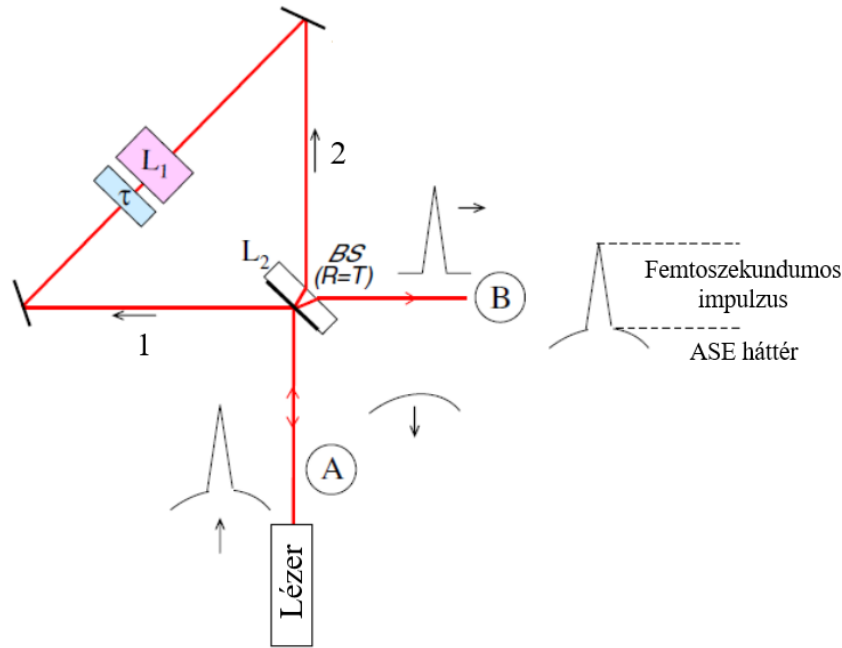
A telítődő abszorberok egyik hátránya, hogy az áthaladás során az impulzus spektruma eltolódhat és beszűkülhet. Másrészt az impulzus kinyújtásával lecsökken a jel és ASE közötti intenzitásarány, továbbá az időbeli átfedés nagyságrendekkel megnő a jel és zaj között, ami megnehezíti a hatékony zajsűrést.

2.3.c. Nemlineáris Sagnac-interferométer

A. Renault és munkatársai egy olyan kontrasztjavító eljárást fejlesztettek ki, amely egy Sagnac-interferométerben bevezetett nemlineáris fázistoláson alapul [86]. Az elrendezés elvi rajza a 2-5. ábrán látható. Egy klasszikus Sagnac-interferométerben az impulzust egy nyalábosztó két részre osztja. A két impulzus ugyanazt az utat járja be ellentétes irányban. Amennyiben a nyalábosztó transzmissziós (T) és reflexiós (R) együtthatója megegyezik (azaz a két irányban körbejáró részimpulzusok intenzitása ugyanaz), az interferométernek csak az egyik a bemenettel közös (A) kimenetén jelenik meg kimenő impulzus, a másik (B) kimenetén a kimenő intenzitás értéke nulla. Ha az interferométer fényútjába egy nemlineáris elemet (L_1) és egy szűrőt (τ) helyezünk, akkor a kimenetek intenzitáseloszlása ill. kontrasztja megváltozik. Ismeretes, hogy egy nemlineáris elem törésmutatója - a Kerr effektusnak megfelelően - függ az impulzus intenzitásától (I), nevezetesen az

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (2-5)$$

összefüggés szerint, ahol n_0 a lineáris, n_2 pedig a nemlineáris másodrendű törésmutató.



2-5. ábra

A neméineáris Sagnac-interferométer sematikus rajza. (BS: nyalábosztó)[86]

Az interferométerben az 1-es utat bejáró impulzus kisebb fázistolást szenved a nemlineáris elem által, mint a 2-es utat bejáró impulzus, mert az intenzitását a szűrő először τ -szorosára csökkenti ($\tau < 1$). Az interferométerben a 2-es utat bejáró impulzus az eredeti intenzitásának megfelelő fázistolást szenved és az intenzitása csak ezután csökken a τ -szorosára. A jóval alacsonyabb intenzitású zaj (ASE illetve mellékimpulzusok) esetén a fázistolás értéke (és ezek különbsége) elhanyagolható, így ezek az interferométer A pontján lépnek ki (nem jelennek meg a B ponton). A B kimeneten a főimpulzus intenzitása az

$$I_B = \frac{I \cdot \tau}{2} (1 - \cos(\Delta\varphi)) \quad (2-6)$$

összefüggés szerint alakul, ahol $\Delta\varphi$ a két kar közötti nemlineáris fázistolás értéke. Feltéve, hogy a nemlineáris elem vastagsága L_1 a, nyalábosztó vastagsága L_2 a fény hullámhossza λ a fázistolás értékét az alábbi képlet adja meg.

$$\Delta\varphi = \frac{\pi \cdot n_2}{\lambda} (1 - \tau) \cdot (L_1 + L_2) I \quad (2-7)$$

Látható, hogy a fáziskülönbség értéke egyenesen arányos az intenzitással, melynek megfelelő megválasztásával a részimpulzusok között π fáziskülönbség biztosítható. Ebben az esetben a B ponton maximális lesz a főimpulzus intenzitása.

A módszer kísérleti megvalósítása során az intenzitás csökkentését az interferométerbe helyezett fázismodulációt bevezető tükörpár segítségével változtatták. Az impulzus kontrasztjának harmadrendű autokorrelátorral való mérése során a kimeneten 4 nagyságrendnyi javulást figyeltek meg. A nemlineáris Sagnac-interferométer transzmisszója ~15% körül volt.

2.3.d. Nemlineáris ellipszis-rotáció

Ebben az alponyban ismertetett kontrasztjavító eljárás alapja egy olyan harmadrendű nemlineáris folyamat, amelynek hatására az anyag kettőstörővé válik. Egy olyan esetben, ahol az anyag harmadrendű elektromos szuszceptibilitás tenzorának két nem nulla, független komponense (χ_{1122} és χ_{1221}) van, megmutatható, hogy a jobbra (E_-) és balra (E_+) cirkulárisan poláros elektromos térerősség komponensek eltérő törésmutatót látnak (n_+ illetve n_-). A két törésmutató közötti különbséget (Δn) az alábbi összefüggés írja le:

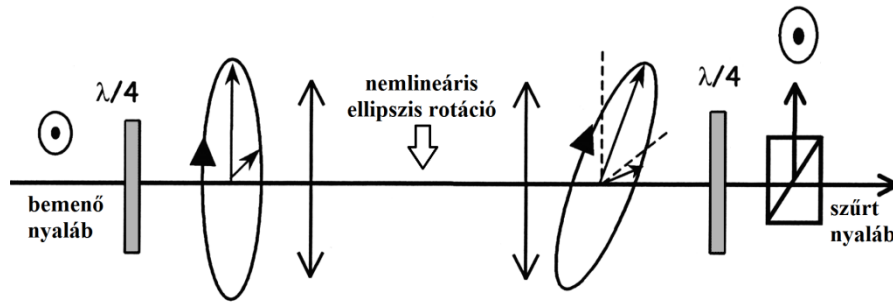
$$\Delta n = n_+ - n_- = \frac{3\chi_{1221}}{n_0} (|E_-|^2 - |E_+|^2) \quad (2-8)$$

Az összefüggésben szereplő n_0 a kristály lineáris törésmutatója. Ennek következtében z út megtétele után a nyaláb polarizációs ellipszise elfordul, ahol az elfordulás szögét a

$$\Delta\theta = \frac{1}{2} \Delta n \frac{\omega}{c} z \quad (2-9)$$

összefüggés adja meg [87].

Ezt a jelenséget rövid impulzusok kontrasztjavítására a 2-6. ábrán látható elrendezéssel használhatjuk fel. A beérkező impulzust először egy $\lambda/4$ -es lemez segítségével elliptikusan polárossá tesszük, majd egy Kepler-teleszkóp fókuszsíkjába valamilyen közeget helyezünk, jellemzően gázt, hogy minimalizáljuk az önfokuszálódást és önfázismodulációt. A fent említett jelenség miatt az impulzus polarizációja elfordul. A teleszkóp után egy második, az elsővel ellentétesre állított $\lambda/4$ -es lemezen halad át a nyaláb és végül a kimeneten egy polarizációs osztón. A kimenő polarizátor úgy kerül beállításra, hogy az eredeti polarizációra merőleges nyalábot átengedje, az azzal megegyezőt pedig reflektálja. Mivel a jóval alacsonyabb intenzitású időbeli háttér a fókusz síkban nem szenved fázistolást, továbbá ideális beállítás esetén az elrendezés a főimpulzus fázisát $\pi/2$ értékkel tolja el, ezért a kimeneten a kettő szétválasztható.



2-6. ábra

A nemlineáris ellipszis-rotációval történő időbeli kontrasztjavítás elvi vázlata [88].

A nemlineáris ellipszis-rotáción alapuló kontrasztjavítást több kutatócsoport is demonstrálta. D. Homoelle és munkatársai egy gázzal töltött üreges hullámvezetőt helyeztek a fenti elrendezés fókuszíkjába. A bemenő impulzusok energiája μJ nagyságrendű volt és 2-3 nagyságrendnyi kontrasztjavulást demonstráltak vele [89]. Az időbeli kontraszt javulásán túl a nyaláb térbeli minőségének javulását is megfigyelték. Ez a térszűrő tulajdonság - mint ahogy az később az aktív térszűrés tárgyalásakor ismertetem - minden Fourier-síkban végrehajtott nemlineáris szűrés jellemzője.

A technika hátránya, hogy energia szerint nem skálázható. A mJ energiaszint esetében már komoly problémát jelentenek a nemlineáris terjedés okozta jelenségek (pl.: önfokuszálódás/filamentáció illetve önfázismoduláció). A. Jullian és munkatársai a fókuszíkjában fellépő nagy intenzitások elkerülésére az eredetileg transzform-limitált 42 fs hosszúságú impulzusok spektrális fázisát másod és harmadrendben modulálták, ezáltal változtatva az impulzushosszat és intenzitást. Nemlineáris közegnek levegőt választottak, a bemenő impulzusok energiája $850 \mu\text{J}$ volt. A legjobb eredményt pozitívan fázismodulált impulzusokkal érték el, amellyel 3 nagyságrendnyi kontrasztjavulást és 25%-os energia transzmissziót sikerült elérniük [88].

M.P. Kalashnikov és munkatársai $\sim 1\text{mJ}$ és 40 fs impulzusparaméterek mellett, ugyancsak azt tapasztalták, hogy pozitívan fázismodulált impulzusokkal lehet a legjobb eredményt kapni, valamint a spektrum így szenved el a legkisebb torzítást. A technikával emellett kiváló térbeli minőségű eloszlást nyertek [90].

N G Khodakovskiy [91] ill. N. Smijesh [92] és munkatársaik a nemlineáris ellipszis-rotációt az üreges hullámvezető technikával kombinálták. A technika lényege, hogy az impulzus egy gázzal töltött üreges hullámvezetőn halad át, ahol a szál két vége között nyomáskülönbséget létesítve nyomásgradiens alakul ki a szál mentén. Az impulzus a gázban való terjedés során kontrollált önfázismodulációt szenved, ami a spektrum kiszélesedéséhez,

így rövidebb transzform-limitált impulzushosszhoz vezet. Mivel az üreges szálban egymódusú terjedés valósul meg ezért a nyaláb térbeli tulajdonságai is elvileg ideálisak lesznek. A két technika kombinálásával mindkét csoportnak sikerült 5 fs alatti impulzusidőt és - az intenzitásra vonatkozóan - ~50%-os hatásfokot elérni.

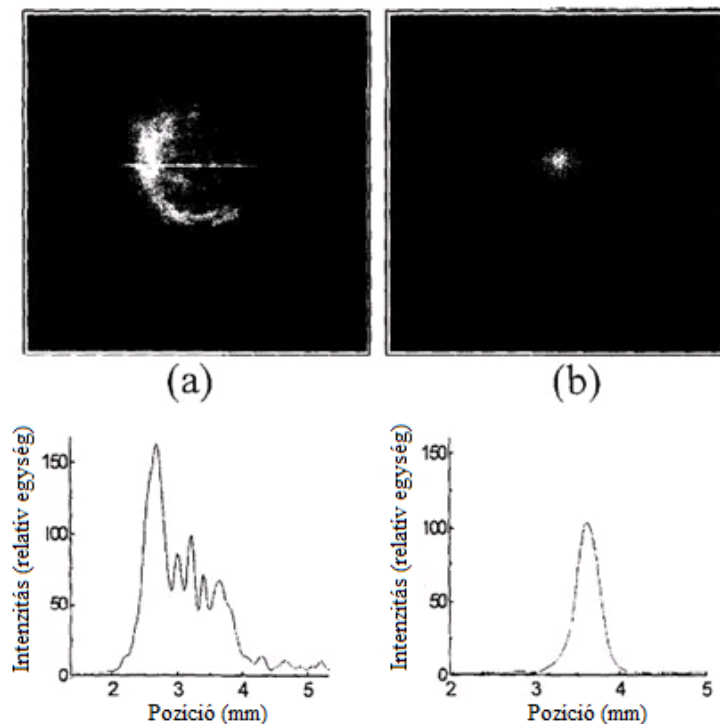
A nemlineáris ellipszis-rotáción alapuló technika komoly hátránya, hogy nagyobb energiájú kompresszált impulzusokra nem alkalmazható. A szűrés előtt bevezetett fázismoduláció és a szűrést követő kompresszálas pedig a CPA sémánál látott koherens háttér megjelenéséhez vezet. További hátrány, hogy a technikával elérhető maximális kontrasztjavulást az elrendezésben használt polarizátorok extinkciós aránya szabja meg, ami legjobb esetben 10^3 - 10^4 értékű.

2.3.e. Frekvenciakonverzió (aktív térszűrés)

A frekvenciakonverzió egy széles körben alkalmazott nemlineáris folyamat. A frekvenciakonverzió alapuló kontrasztjavítás a többi eljárásához képest azzal az előnnyel rendelkezik, hogy míg a többi technika esetében az elérhető kontrasztjavulást valamilyen a nemlineáris folyamattól független technikai nehézség limitálja, addig itt az alapharmonikus és a keltett jel teljesen szeparálható. Másodharmonikus-keltés esetén - mivel a folyamat másodrendű - a kontraszt a négyzetére nő és ezt technikailag is realizálni tudjuk. Dichroikus tükrökkel és/vagy az erősítőláncon való áthaladással az alapharmonikus teljesen kiszűrhető.

A rövid impulzusú KrF rendszerekben eleve frekvenciakonverzióval generálják a magimpulzust az UV tartományban való erősítéshez. Ennek következtében az UV magimpulzusok extrém nagy időbeli kontraszttal rendelkeznek. S. Szatmári és munkatársai mutattak rá arra, hogy a Fourier-síkban végrehajtott frekvenciakonverzió és általánosan bármilyen intenzitás szerint nemlineáris folyamat nemcsak az impulzus időbeli, hanem a térbeli eloszlására is hatással van. Amíg a közeli zónában a nemlinearitás az inhomogenitásokat kiemeli (ezzel általában rontja), addig a távoli zónában bevezetett nemlinearitás lényegesen javíthatja a térbeli tulajdonságokat [93]. Általánosan, egy Fourier-síkban végrehajtott időszűrési eljárás (ahol a folyamat az intenzívebb főimpulzust kiemeli az időbeli háttérből) egyben térszűrőként is funkcionál, hiszen az intenzitás szerinti szelekció térben is megtörténik. Megfelelő rendezettségű impulzusok esetén a nyaláb intenzívebb, alacsony térfrekvenciás komponensei kiemelődnek. A 2-7. ábra frekvenciakétszerezés során elérhető térszűrésre ad példát, ahol a szűrés után egy közel szabályos térben Gauss eloszlású nyalábot kapunk. A jelenséget aktív térszűrésnek nevezték el. A fentiekre való tekintettel a

rövid impulzusú KrF rendszerekben az UV magimpulzusok kiváló időbeli és térbeli minőséggel rendelkeznek.



2-7. ábra

Frekvenciakétszerezés térszűrő hatásának kísérleti igazolása: közeli zónabeli térbeli intenzitáseloszlás a) a frekvenciakétszerezés előtt és b) a frekvencia kétszerezés után [93].

A másodharmonikus-keltéssel való zajszűrést az elérhető nagy kontrasztjavulás miatt szilárdtest lézereken is alkalmazták. A. Marcinkevicius és munkatársai az ATLAS-2, ill. ATLAS-10 nevű 2 TW-os (130 fs, 230 mJ), ill. 10 TW-os (180 fs, 1,3J) teljesítményű lézerrendszerek kimenő impulzusainak frekvenciáját kétszerezték KDP nemlineáris kristály segítségével. A frekvenciakonverzió 45%-os hatásfoka mellett a ns-os időskálán 10^8 -ról 10^{16} -ra ill. 10^7 -ről 10^{14} -re becsülték az intenzitáskontraszt javulását. Ezzel a másodrendű folyamat által biztosított maximális kontrasztjavulást demonstrálták [94].

D. Hillier és munkatársai az Orion 500J-os, 500 fs-os és 1054 nm központi hullámhosszon működő lézerrendszer impulzusait frekvenciakétszerezték. A kétszerezés energiáttranszmissziója 20% volt, az intenzitáskontraszt pedig 6 nagyságrendet javulva elérte a 10^{14} értéket [95].

A frekvenciakonverzió alapuló zajszűrés nagyon hatékony kontrasztjavítást eredményez. Ugyanakkor azon túlmenően, hogy szükségszerűen a frekvencia

megváltozásával jár, magas hatásfokot csak relatíve hosszú (>100 fs) impulzusokra biztosít. A rövid impulzusidőből fakadó nagy spektrális sáv szélesség miatt, az alap és másod harmonikus csoportsebesség diszperziója és a csoportsebességük közötti különbség a fázisillesztést csak nagyon rövid kristályhosszakra teszi lehetővé, ami a konverziós hatásfokot erősen limitálja. Egy bizonyos intenzitás szint felett a spektrális torzítással és a nemlineáris kristály roncsolódásával is számolni kell.

2.3.f. A koherens kontraszt javítása

Ahogy azt ezen fejezet elején ismertettem a CPA sémát használó szilárdtest lézerek időbeli háttére egyrészt a ns-os skálán mérhető inkohérens ASE-ből, másrészt pedig a néhány 10 ps-os skálán mérhető spektrális torzítások illetve szórás okozta koherens talpaktól áll. Az utóbbi eredetére és csökkentésére is számos kutatás irányult, hiszen a koherens kontraszt jellemzően egy ~20 ps-os skálán exponenciálisan 10^4 - 10^9 -re csökkenő mellékimpulzust jelent, ami rendkívül nagy hatással lehet az alkalmazásokra.

C. Hooker és munkatársai a 20 TW-os titán-zafír rendszerük esetében kutatták a koherens kontraszt eredetét. Megfigyelésük szerint, ehhez az időbeli háttérhez a kompresszálnál használt rácson fellépő szórás is hozzájárul. A kompresszor rácst egy jobb optikai minőségűre cserélve a koherens kontraszt értékét 1 nagyságrenddel sikerült javítaniuk [96].

D. Kaganovich és munkatársai a koherens talpak eredetét a rendszerben lévő optikák és az erősítés során fellépő spektrális beszűkülésnek tulajdonították [97]. Mint ismeretes a frekvencia képen történő éles vágás az időbeli eloszlásban mellékimpulzusok és lecsengő talpak megjelenéséhez vezet (logaritmikusan skálán szemlélve). A probléma hasonló az adatfeldolgozásban használt mintavételi ablakok kérdésköréhez. Minél élesebb vágást vezetünk be a frekvencia képen, annál nagyobb amplitúdóval jelennek meg talpak az időbeli képen. Ezen talpak csökkentésére egy interferometrián alapuló eljárást javasoltak, amelynek lényege, hogy egy Michelson-interferométerben kettéosztott impulzust változtatható késleltetés mellett egyesítenek. Mint ismert két azonos A_0 amplitúdójú, τ_L hosszúságú és ω_0 központi frekvenciájú, egymáshoz képest τ_D idővel késleltetett impulzus szuperpozíciója az

$$|\tilde{A}(\omega)|^2 = \frac{A_0^2}{4} \tau_L^2 \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau_L^2}{2}\right) \{1 + \cos[(\omega + \omega_0)\tau_D]\} \quad (2-10)$$

spektrális intenzitással írható le. τ_D értékét úgy megválasztva, hogy az első minimum éppen az eredeti impulzus spektrum szélére essen, egy olyan vágást vezetünk be a frekvencia képben, amely kisebb amplitúdójú talpakat eredményez. Ezzel a kísérleti elrendezéssel 1 nagyságrenddel sikerült javítaniuk a koherens kontraszt értékén.

2.3.g. Kereszt-polarizált hullámkeltés

A kereszt-polarizált hullámkeltés (Cross-polarized wave generation, XPW) a harmadrendű szuszceptibilitás tenzor valós részének anizotrópiáján alapuló nemlineáris folyamat. Ezen jelenség esetében két nemlineáris kaszkád folyamat (másodharmonikus- és különbségi frekvencia keltés) hatására egy, a keltő hullámmal azonos frekvenciájú, de arra merőleges polarizációjú hullám keltődik ($\omega^\perp = \omega^\parallel + \omega^\parallel - \omega^\parallel$). A folyamat előnye a harmonikus keltéssel szemben, hogy a keltő és keltett jel azonos frekvenciájú, így a fázis és csoportsebesség illesztettség automatikusan teljesül. A telítődés alatti intenzitások esetén a kereszt-polarizált hullámkeltés hatásfokát az

$$\eta = \frac{I_{XPW}}{I_0} = \frac{2}{\varepsilon_0 c n} [(\sigma/4)\gamma_0 I_0 \sin(4\beta)L]^2 \quad (2-11)$$

összefüggés írja le, ahol I_{XPW} a keltett, I_0 pedig a beeső hullám intenzitása, $\gamma_0 = 6\pi\chi_{xxxx}^{(3)}/8n\lambda$, β a kristály [001] tengelye és a nyaláb polarizációs síkja által bezárt szög, n a kristály törésmutatója, λ a fény hullámhossza, c a fénysebesség, L a kristály hossza, σ pedig a harmadrendű szuszceptibilitás anizotrópiáját jellemző mennyiség $\sigma = [\chi_{xxxx}^{(3)} - (\chi_{xyyy}^{(3)} + 2\chi_{xyyx}^{(3)})]/\chi_{xxxx}^{(3)}$. Az összefüggésből látszik, hogy az anizotropia mértékének növekedésével nő a konverziós hatásfok. Egy bizonyos intenzitás felett a hatásfok 33%-os értéknél telítődik. A kísérleti elrendezésekben általában BaF₂ vagy CaF₂ kristályt használnak.

N. Minkovski és munkatársai demonstrálták először az effektust 10%-os konverziós hatásfokkal [98], majd a további kutatások eredményeképp a kristály orientációjának változtatásával sikerült 30%-os hatásfokot elérni [99].

A technika alkalmazása rövid impulzusok kontrasztjavítására abból áll, hogy két kereszttezett polarizátor közé helyezünk egy konfokális teleszkópikus elrendezést, amelynek közös fókuszsíkja van elhelyezve a nemlineáris kristály. Mivel a nemlineáris jelenség a

fókusz síkban történik ezért térszűrési tulajdonsága is kihasználható az elrendezésnek. A folyamat harmadrendű függése miatt az impulzusidő $\sqrt{3}$ -adára csökken.

Az XPW technika az egyik legelterjedtebb eljárás nagyintenzitású lézerek kontrasztjavítására. A technika relatíve alacsony hatásfoka és energia szerinti limitált skálázhatósága miatt az elrendezést DCPA rendszerekbe két erősítési fokozat közé integrálták. V. Chykov és munkatársai egy 50 TW csúcsteljesítményű rendszerben alkalmazva az XPW technikát 10%-os hatásfok mellett 3 nagyságrenddel, 10^{11} értékre tudták javítani az intenzitáskontrasztot a ns-os időskálán. [100]. M.P. Kalashnikov és munkatársai egy 100 TW-os rendszerbe integrálták az XPW-t és ugyancsak 10^{11} intenzitáskontrasztot demonstráltak a ns-os skálán. A kísérlethez CaF_2 kristályt alkalmaztak amivel 7%-os konverziós hatásfokot tudtak elérni [101].

A. Ricci és munkatársai az XPW technikát a HCF technikával egyesítve vezettek be egy elrendezést, amely hatékony tér- és időszűrés mellett az impulzusidőt is (> 2 -es faktoral) csökkentette. Az elrendezésben először az üreges hullámvezetőn halad át az impulzus majd pedig az XPW-hez használt kristályon. Az ideális impulzusidőhöz a bemenő impulzus spektrális fázisát előre modulálni kell. Az elrendezés energia transzmissziója 20% volt, de az impulzusrövidülés miatt a teljesítményre értelmezett hatásfok $>40\%$ -nak adódott [102].

Az XPW technikát számos nagyintenzitású lézerrendszerben használják és alkalmazása egyre népszerűbb [103]. Az XPW technika által elérhető kontrasztjavulást - a korábban bemutatott példákhoz hasonlóan - az elrendezésben használt polarizátorok extinkciós aránya szabja meg, ami nem haladja meg a 3-4 nagyságrendet. Az XPW technika hátránya, hogy energia tekintetében nem skálázható, multi-mJ-os energiájú impulzusok esetén a kristályban fellépő spektrális és térbeli torzítások jelentőssé válnak. Az XPW technikát eddig nem demonstrálták nagyintenzitású KrF lézerek impulzusaira. A technika alkalmazhatósága azért kérdéses, mert a KrF 248 nm-es a hullámhossztartományán nem léteznek nagy extinkciós arányú polarizátorok, továbbá a folyamat által megkövetelt intenzitás mellett az UV-ben a kristály nemlineáris abszorpciója is megjelenik [104].

2.3.h. Plazma tükör

Az egyik legelterjedtebb módszer a nagyintenzitású impulzusok kontrasztjának javítására a plazma tükör technika, amit H. Kapteyn és munkatársai vezettek be [105]. A technika a lézerimpulzus által keltett plazma tükörszerű reflexiójának jelenségét használja ki az előimpulzus és a főimpulzus szeparálására. Egy sík üveg céltárgyon egy lézerimpulzus

által keltett plazmában az elektronok szabadon és nagy sűrűséggel helyezkednek el. Ez a tulajdonság nagyban hasonlít a fémek elektronszerkezetére, emiatt a sűrű plazma fémszerű reflexióval rendelkezik. Ez az állapot mindaddig áll fenn, amíg a plazma tágulása a reflexió ideje alatt nem válik összemérhetővé a fény hullámhosszával. Szub-ps hosszúságú impulzusok esetében ez a feltétel könnyen teljesíthető, így megfelelő kísérleti paraméterek mellett elérhető, hogy az előimpulzus az ionizációs küszöb alatt maradva áthaladjon a céltárgyon, míg a főimpulzus felfutó éle plazmát keltsen a céltárgy felszínén, amely utána reflektálja az impulzus további részét. Egy ilyen elrendezésben a kontrasztjavulás értékét a nagyjelű és a kisjelű reflexió hányadosa szabja meg. A kisjelű reflexió értékét a céltárgyra párologtatott antireflexiós réteggel lehet minimalizálni. A plazma tükör egyik legnagyobb előnye, hogy a nagyjelű reflexió magas értéke esetén kis energiavesztéssel jár és, hogy nagy energiákra jól skálázható. A kisjelű reflexióra vonatkozó korlátok miatt azonban a kontrasztjavulás értéke nem haladja meg a 2-3 nagyságrendet.

Ch. Ziener és munkatársai az impulzushossz, a beesési szög és a céltárgyra eső intenzitás változtatása mellett 250 mJ energiájú valamint 90 és 500 fs hosszúságú impulzusokra demonstrálták a plazma tükör működést. Kísérleteik során azt tapasztalták, hogy $\sim 10^{14}$ W/cm² intenzitás felett kezdett el növekedni a felület reflexiója, majd egy - az impulzushossztól és beesési szögtől függő - 65-80%-os maximum után meredeken esni kezdett és a mérési pontok szórása is megnőtt. [106] A legjobb eredményt 6°-os beesési szög és 90 fs impulzushossz mellett érték el, ekkor a maximális reflexió értéke meghaladta a 80%-ot. Az ehhez tartozó intenzitás valamelyest kisebb, mint 10^{16} W/cm² volt. C. Rödelnek és munkatársainak a tükörként használt céltárgy antireflexiós rétegének körültekintő megválasztásával a kisjelű reflexiót sikerült 0,1% értéken tartani. A technika ismétlési frekvenciája pedig 10Hz volt. A maximálisan elért $\sim 80\%$ körüli reflexióval 3 nagyságrendnyi kontrasztjavulást tudtak elérni a ns-os skálán, így a 85 fs és 800 mJ paraméterű lézerrendszer 10^{11} kontraszttal rendelkezett. A kontraszt növekedésének kritikus hatását szilárdtest felületén keltett magasharmonikusok tulajdonságaival is demonstrálták [107].

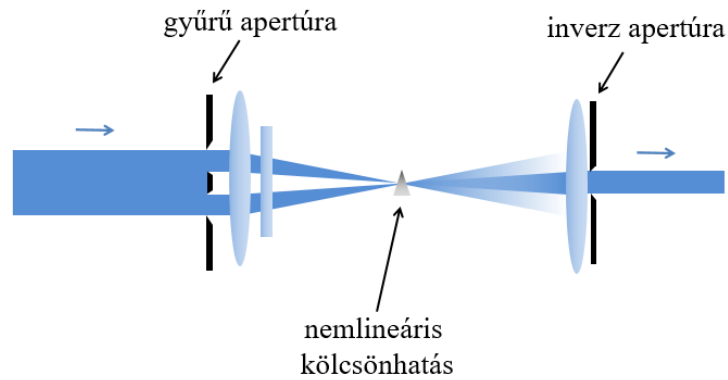
A. Lévy és munkatársai az elérhető kontrasztjavulás kiterjesztése érdekében egy olyan elrendezést fejlesztettek ki ami egymás után két plazma tükröt tartalmaz. A kísérletben használt 10 TW csúcsteljesítményű rendszerük kontrasztját 4 nagyságrenddel javították 10^{10} értékre. A szűrési elrendezés kimenetén a kezdeti energia 50%-a jelent meg [108].

I.B. Földes és munkatársai az SZTE HILL laboratóriumban végzett korábbi kísérletek során a plazma tükör működést nagyintenzitású KrF lézerimpulzusokra demonstrálták. Az első kísérletek alkalmával elért ~35%-os reflexiót (600 fs és 45°-os beesési szög) a beesési szög ideális megválasztásával sikerült 50%-ra növelni [36, 37].

A plazma tükör technika a magas energia hatásfoka miatt az egyik legelterjedtebb kontrasztjavító eljárás, amit legtöbbször a lézerrendszer kimenetén alkalmaznak [109-114]. A legnagyobb (97%-os) plazma tükör reflexiót G. Scott és munkatársai érték el akik, egy néhány ps-mal előbb érkező előimpulzussal változtatták a plazma skálahosszát [113]. Az elérhető kontrasztjavulás értékét azonban a kisjelű reflexió véges értéke behatárolja és csak többszöri alkalmazással lehet elérni tekintélyes kontrasztjavulást. Ez ugyanakkor jelentősen növeli az energiaveszteséget is. A plazma tükör hátránya, hogy a céltárgy felületének roncsolódása miatt minden lövés friss céltárgyfelületet kíván, ami nagyobb ismétlési frekvenciák esetében technikai nehézségeket eredményez. A technika problémája, hogy a maximális reflexió jól meghatározott, limitált intenzitást kíván. Nagyobb csúcsteljesítményű impulzusok esetén a megkövetelt foltméret lényegesen nagyobb a fókuszsíkbelineél, aminek okán a céltárgyat fókuszsíkon kívül kell elhelyezni. Ekkor az impulzus által keltett plazma nem megfelelő optikai minősége jelentős fázisfront torzulásokat eredményezhet a nyalábben. A technika előnye hogy széles hullámhossztartományban használható és relatíve egyszerű a kísérleti elrendezés.

2.3.i. Nemlineáris Fourier-szűrés

A nemlineáris Fourier-szűrés elve egy fókusz síkban bevezetett nemlineáris fázis/amplitúdómoduláció okozta térbeli szelekción alapszik. A szűrési elv bevezetését és első kísérleti demonstrációját S. Szatmári és munkatársai végezték, amelyhez munkámmal én is hozzájárultam [38]. Az általuk javasolt elrendezés egy konfokális teleszkóp közös fókusz síkjában lévő nemlineáris elemből, valamint a bemeneten elhelyezett gyűrű alakú apertúrából és a kimeneten elhelyezett inverz apertúrából áll (2-8. ábra). A kis intenzitású időbeli háttér lineáris terjedés esetén - a geometriai optika határain belül - teljesen kiszűrődik az inverz apertúra pár által. A gyűrű alakú nyalábra a Fourier-síkban bevezetett, intenzitásfüggő nemlineáris moduláció a nyaláb irány szerinti tulajdonságainak megváltozásához vezet. Az intenzív főimpulzus a nemlineáris modulációnak köszönhetően megváltozott közeli zónabeli térbeli eloszlással fog rendelkezni, ezáltal a kilépő apertúrán véges transzmisszióval kilép.

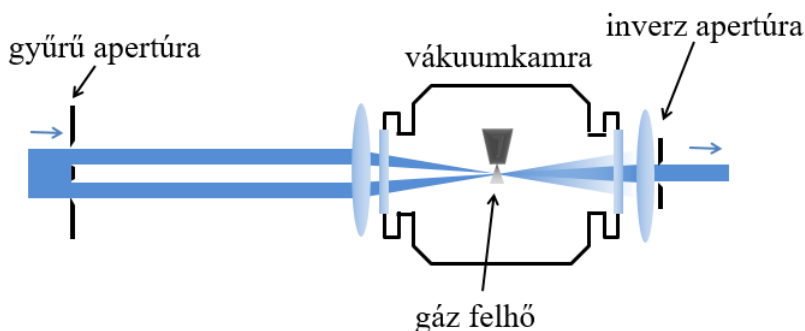


2-8. ábra

A nemlineáris Fourier-szűrés sematikus rajza.

A Fourier-síkban bekövetkező nemlineáris amplitúdómoduláció és fázismoduláció lehetőségét is megvizsgálták. A numerikus modellezések szerint egy gyűrű alakú nyaláb Fourier-síkjában való intenzitás függő amplitúdómoduláció esetén - amely történhet például plazma tükör segítségével - az eredeti nyaláb energiájának <15%-a esne a kimeneten a gyűrű közepébe (ideális méretarányokkal bíró gyűrű esetén), ahol nem számoltunk a plazma tükör által okozott energiaveszteséggel. A számolás során a Fourier-síkbeli első mellékcsúc 25-ös faktorról való elnyomását feltételezték a középső csúcshoz képest. Az eljárás amplitúdómoduláción alapuló változata ugyan elméletileg kisebb hatásfokkal bír, de a kísérleti megvalósításhoz szükséges plazma tükörrel való kombináció extrém magas kontrasztjavulást eredményezhet. Ezen okoknál fogva az elrendezés kísérleti úton való vizsgálata előremutató.

Jóval kedvezőbb az energiahatásfok abban az esetben, ha fázismodulációt vezetünk be a nyaláb Fourier-síkjában. A számítások szerint ideális esetben - ha a Fourier-síkbeli eloszlás középső maximuma és az első mellékmaximum között π fázistolást vezetünk be - a kimeneten az energia >50%-a jelenik meg optimális méretarányokkal rendelkező gyűrű esetén. A modellezés szerint egyúttal a nyaláb magas térfrekvenciás komponensei is kiszűrődnek, így térszűrőként is funkcionál. A nemlineáris fázismoduláció kísérleti bevezetését egy nemesgáz felhőben az impulzus felfutó éle által keltett plazmában való terjedés szolgáltatta. A plazma (1-nél kisebb) törésmutatója az ionizációs fok függvénye, azaz a térbeli intenzitásváltozás egyúttal térbeli törésmutató modulációt is okoz.



2-9.ábra

A fókusz síkban bevezetett fázismoduláción alapuló nemlineáris Fourier-szűrés kísérleti megvalósítása.

A kísérleti demonstráció (2-9. ábra) során rövid impulzusú KrF lézerrendszer 500 fs hosszú impulzusait fókuszálták egy vákuumkamrában elhelyezett Ar gázfelhőbe. A gyűrű alakú nyaláb energiája 3 mJ volt. A kimeneten az energia >40%-a jelent meg és az intenzitáskontraszt 3 nagyságrendnyi javulását detektálták. A kísérlet során a nagyobb kontrasztjavulás elérése érdekében az inverz apertúra pár úgy volt elhelyezve, hogy a fókuszáló lencse a bemenő apertúrát a kimenő apertúra síkjába képezze, ezáltal minél pontosabban kiszűrhető legyen az időbeli háttér (esetünkben az ASE). A kísérleti tapasztalat szerint a kimeneten mérhető időbeli háttér (ami a bemenő háttérhez képest 3 nagyságrenddel kisebb) függetlennek bizonyult a fókusz síkban lezajló nemlineáris folyamattól, hiszen akkor is mérhető volt, ha nem volt gázfelhő a vákuumtérben. A szerzők a kimeneten mérhető háttér eredetét parazita reflexiókban, szórásjelenségben, illetve az optikai leképezés alacsony térbeli kontrasztjában azonosították.

2.4. Célkitűzések

A nagy intenzitású elektromágneses terek alkalmazásának legfontosabb feltétele a rövid impulzusok magas tér- és időbeli minősége. Bár az elmúlt időszakban számos kontrasztjavító eljárást vezettek be az impulzusok időbeli tisztasága még mindig nem elegendő a jelenleg rendelkezésre álló impulzusok csúcshintenzitásának figyelembe vételével. Számos fény-anyag kölcsönhatási kísérlet esetén előnyösebb a rövid hullámhosszú impulzusok használata. Az ultraibolya tartományban rövid impulzusú KrF excimer lézerrendszerekkel lehet a legnagyobb intenzitást elérni. A nagyintenzitású KrF lézerrendszerek kontrasztjavítására korábban sikeresen alkalmazták a plazma tükör technikát amivel 2 nagyságrend kontrasztjavulást és 50%-ot megközelítő reflexiót értek el. Ugyancsak nagyintenzitású

ultraibolya impulzusok kontrasztjának javítására vezették be a nemlineáris Fourier-szűrés technikát, amellyel 3 nagyságrendnyi kontrasztjavulást és 40%-os energia transzmissziót értek el.

A kutatásaim során célul tűztem ki a plazma tükör reflexiójának növelését ultraibolya rövid impulzusokra. Ezen felül célom volt, hogy megvizsgáljam az elérhető reflexió impulzushossztól való függését, továbbá a reflexió hatását a nyaláb fókuszálhatóságára.

Célul tűztem ki a nemlineáris Fourier-szűrés kontrasztjavítását limitáló optikai leképezés kvantitatív elméleti modellezését, a leképezés térbeli kontrasztjavításának vizsgálatát illetve egy nagyobb kontrasztjavulást biztosító nemlineáris Fourier-szűrés elrendezés bevezetését.

Célul tűztem ki a nemlineáris Fourier-szűrés elrendezés részét képező optikai leképezés javításának és a technikával elérhető kontrasztjavulás növelésének kísérleti demonstrációját, valamint a nemlineáris Fourier-szűrésnek a nyaláb térbeli tulajdonságaira gyakorolt hatásának vizsgálatát.

A kutatásaim végső céljaként tűztem ki egy a nemlineáris Fourier-szűrőt magában foglaló nagyintenzitású és nagy kontrasztú ultraibolya KrF lézerrendszer megépítését és impulzusainak karakterizálását.

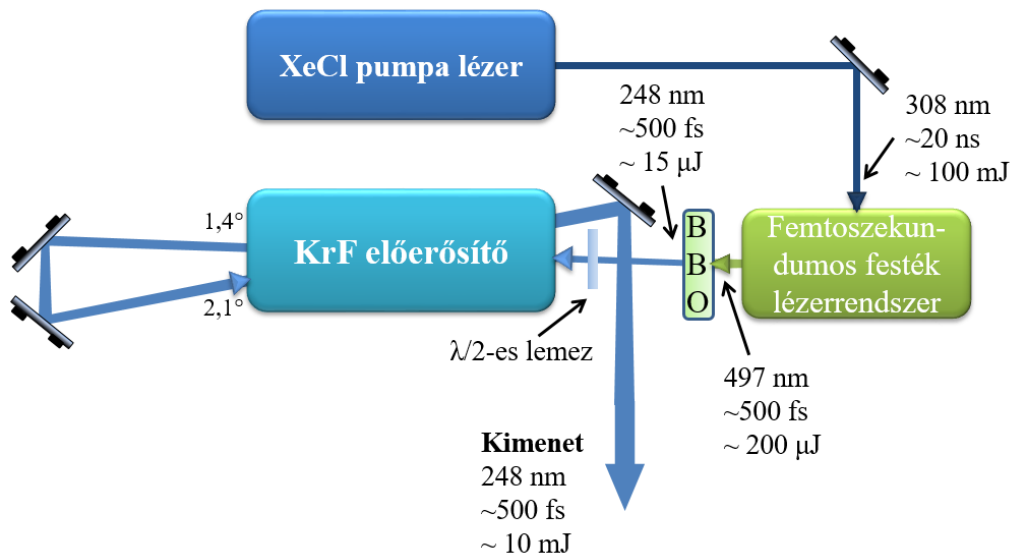
3. Tudományos eredmények

3.1. Plazma tükör ultraibolya impulzusokra vonatkozó reflexiójának növelése

A plazma tükör jelenség technikai egyszerűségénél fogva az egyik legjobb jelölt ultraibolya impulzusok kontrasztjának javítására. Rövid lézerpulzusok plazma tükör technikával történő időbeli szűrésénél az elérhető kontrasztjavulást a nagyjelű és a kisjelű reflexió viszonya határozza meg. Amíg a kis jelű reflexiót a céltárgyként használt anyag illetve az arra felvitt anti-reflexiós réteg minősége szabja meg, addig a nagyjelű reflexiót több nemlineáris folyamat befolyásolja. A szakirodalomban korábban publikált eredményekből látható, hogy az impulzus hossza, időbeli alakja, polarizációja és térbeli tulajdonsága jelentős befolyással bírnak az elérhető reflexióra. A technikát rövid ultraibolya impulzusok időbeli szűrésére közvetlenül a közeli zónában, vagy amplitúdómodulációra a távoli zónában, a nemlineáris Fourier-szűrés részeként is lehet alkalmazni. Ugyanakkor az ultraibolya impulzusok nagyobb behatolási mélysége és abszorpciója nagyobb energiavesztést eredményez. Bár az UV impulzusokra történő első plazma tükör kísérletek eredményei biztatók voltak [36, 37], mindenképp szükséges lenne magasabb reflexió elérése, valamint a nyaláb térbeli minőségének (jó fókuszálhatóságának) megőrzése. A következőkben a rövid ultraibolya impulzusok plazma tükör technikával történő időbeli szűrésével kapcsolatos tudományos eredményeimet tekintem át [115].

3.1.a. Plazma tükör reflexiójának vizsgálata 500 fs hosszúságú impulzusokkal

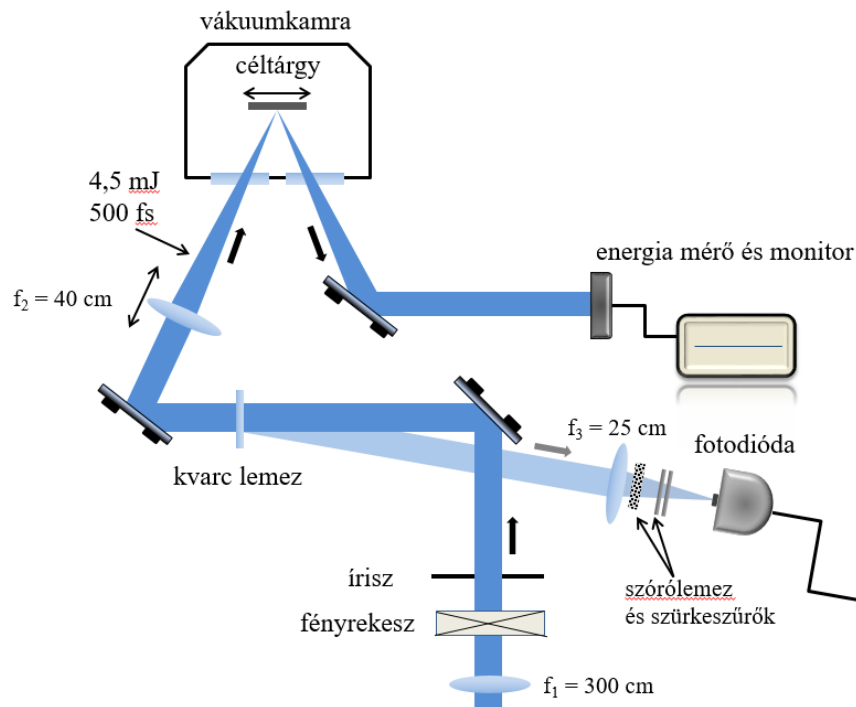
A plazma tükörrel való kontrasztjavítás kísérleti megvalósításához a 3-1. ábrán szematikusan látható festék-excimer lézerrendszert használtam [68]. Ezen lézerrendszerben az ultraibolya tartományba való konverziót követően a rövid impulzus a kezdeti 15-20 μJ energiáról két erősítési átmenetben 10 mJ energiára erősödik 1-10 Hz-es ismétlési frekvencia mellett. A KrF excimer erősítőt döntött tengelyű [78] elrendezésben használtam. Ezen elrendezés használatát az indokolja, hogy ekkora energia és impulzushossz mellett (500 fs) már kis nyílásszögű ($f/30$) fókuszálással is stabilan elérhető $>10^{15} \text{ W/cm}^2$ intenzitás, amely a korábbi KrF lézerpulzusokkal történő plazma tükör reflexió mérések tanulsága szerint elegendő a maximális reflexió eléréséhez [36]. Ugyanakkor az excimer erősítőkön való erősítési átmenetek kis száma és a nyalábtér mérete viszonylag kis ($\sim 2 \text{ cm}$) értéke kedvező intenzitáskontrasztot ($\sim 10^{10}$) és kiváló fókuszálhatósági tulajdonságot biztosít.



3-1. ábra

Plazma tükör reflexiójának vizsgálatához használt festék-excimer lézerrendszer sematikus rajza.

A plazma tükör intenzitásfüggő reflexiójának vizsgálatához a 3-2. ábrán látható mérési elrendezést alkalmaztam. A kísérlethez használt céltárgy 50x50x3 mm dimenziójú sík kvarcüveg volt, amelynek egyik fele 248 nm-es hullámhosszra és 0°-os beesési szögre tervezett anti-reflexiós réteggel volt bevonva. A levegő ionizálása által okozott intenzitás letörés elkerülése érdekében a céltárgy egy vákuumkamrában volt elhelyezve, ahol számítógép által vezérelt mechanika végezte a céltárgy x-y síkban (a céltárgy síkjában) való mozgását. Minden egyes impulzushoz friss céltárgy felületet használtam, egy céltárgyra ~3000 lövés fért rá. A kamrát elővákuum és turbomolekuláris szivattyú szívta vákuumra, amelynek eredményeképp a kamrában lévő nyomás jellemzően a 10^{-5} mbar értéket közelítette meg. A vákuumkamra kialakítása (a bemenő és kimenő ablak távolsága) a céltárgyra vonatkozó 12°-os beesési szöget tett lehetővé.



3-2. ábra

A plazma tükör reflexiójának méréséhez használt kísérleti elrendezés sematikus rajza.

A lézerrendszer kimenetétől a kísérleti asztalig a nyaláb több méter utat tett meg. Mivel a levegő mozgása miatt elszenvedett nyalábtorzítások a megtett úttal, illetve a nyalábátmérővel hatványozottan skálázódnak, ezért a lézerrendszer kimenetén egy $f_1=300$ cm-es lencsével enyhén összetartóvá tettem a nyalábot. A céltárgyra egy $f_2=40$ cm-es lencsével fókuszáltam a közel téglalap alakú $1,5 \times 1,2$ cm-es nyalábot. (A nyalábnyak és a lencse távolsága 37 cm-nek adódott.) A fókuszálás f-száma (~ 30) elég kicsi a kívánt intenzitás eléréséhez (diffrakció-limitált esetben), ugyanakkor elég nagy ahhoz, hogy a lencsehibák ne okozzanak számottevő intenzitáscsökkenést.

A kisüléssel pumpált excimer erősítők néhány másodperces memóriával rendelkeznek a kisülés alakját illetően, ezért az impulzus térbeli alakjára és energiájának stabilitására pozitív hatással lehet az, ha egy folyamatos működés sokadik impulzusát választjuk ki a méréshez. Az impulzusok szelektálását ezért egy fényrekeszszel szabályoztam.

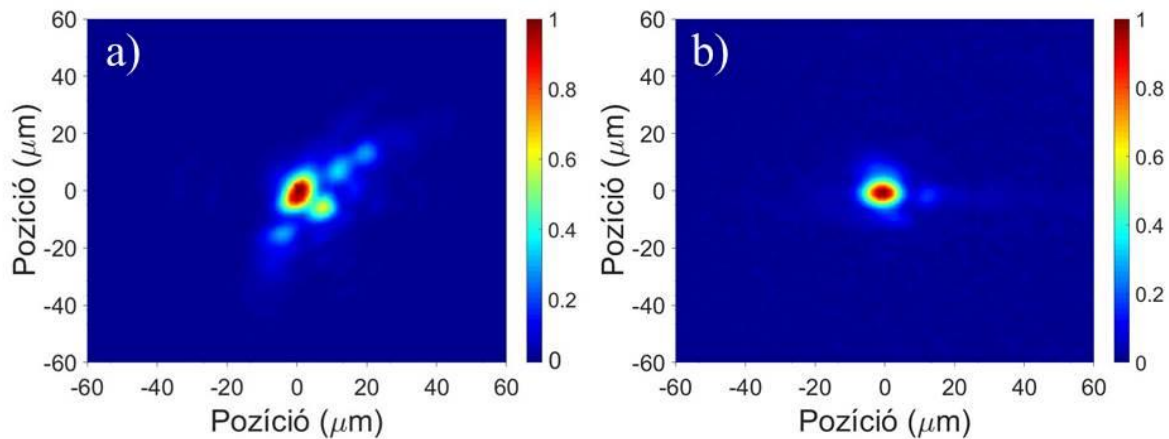
A bemenő nyaláb energiájának monitorozásához egy kvarclappal csatoltam ki a nyaláb egy részét, amelyet gyűjtőlencse segítségével egy $\sim \mu\text{s}$ időállandójú fotodiódára bocsájtottam. A dióda maximális jelszintjét egy ezen célra fejlesztett hardver és szoftver egység dolgozza fel és rögzíti, ahol a dióda és a számítógép közötti kommunikáció optikai szálon történik, ezáltal kiszűrve a nagyfeszültségű áramkörök által pumpált excimer lézerek elektromos zaját

[116]. Minden mérésorozat előtt a dióda jelét ~30 db impulzus energiájának a mérésével hitelesítettem a kamra bemenő ablaka előtt.

A céltárgyról reflektált nyaláb energiáját egy GENTEC QE50PL-S-MD-D0 energiamérő fej segítségével mértem. A reflexió értékének számításakor figyelembe vettem a vákuumkamra ablakai által okozott veszteséget. A vákuumkamra ablakok az előzetes mérések szerint $T=85\%$ -os transzmisszióval rendelkeznek a rövid jelre nézve. A céltárgyra eső intenzitást a céltárgy és a fókuszáló lencse távolságával változtattam.

Az elérhető nagyjelű reflexió szempontjából kulcsfontosságú a nyaláb térbeli eloszlása a céltárgy felületén. A nyaláb fázisfrontja tartalmazhat olyan torzításokat, amelyeket a lézerrendszer elemei vezetnek be (ez jellemzően asztigmia). Ezen torzítások a lencse megfelelő tengely körüli döntésével részben korrigálhatók. A fókuszáló lencsét ezért egy két tengely körül dönthető tartóra helyeztem, a fókuszfolt alakját pedig egy CCD kamerával vizsgáltam. A fókuszfolt vizsgálatához a fókuszáló lencse után egy terelőtükröt helyeztem be. A fókuszsíkot egy $f=5$ cm-es lencsével képeztem le 14,4-szeres nagyítással egy Hamamatsu C7040 típusú CCD kamerára. A leképezés nagyítását a kamera pixelméretéhez ($24 \times 24 \mu\text{m}$) illesztettem. A CCD kamera telítésének elkerülése érdekében a lencse után közvetlen egy nagy reflexiójú ($R>99,5\%$) kvarc hordozójú dielektrikum tükörrel, továbbá szűrkeszűrőkkel ($OD=3$ és $OD=2$) csökkentettem a fény intenzitását. A CCD kamera elé egy 20 cm hosszú csövet és egy 3 mm átmérőjű túlyukat helyeztem a külső zavaró fények kiszűrésére.

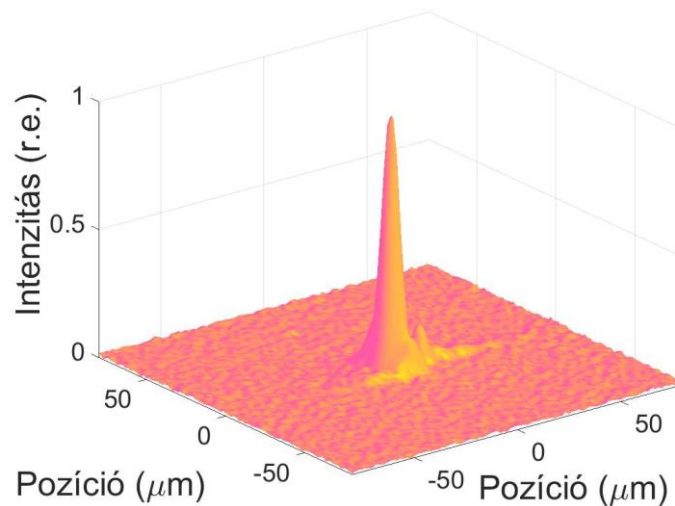
A fókuszáló lencse durva beállítása után kapott fókuszsíkbeli eloszlásról készített felvétel a 3-3a. ábrán látható. Megfigyelhető, hogy az állandó középső fókuszfolt mellett asztigmias hibára emlékeztető mellékmaximumok is feltűnnek. Ezek alakja nagyjából konstans, a csúcsok nagyságának aránya azonban változó volt. A korábbi kísérleti tapasztalatok alapján a lövésről lövésre megfigyelhető véletlenszerű változások a levegő áramlása miatt elszenvedett torzításokhoz köthetők. A fókuszeloszlásban lévő állandó struktúrák jól kompenzálhatók a lencse döntésével.



3-3. ábra

A céltárgyra eső nyaláb fókuszsíkbeli (a) és a fókuszáló lencse döntésével kompenzált (b) intenzitáseloszlása $f/30$ fókuszálás esetén.

A fókuszeloszlást figyelve a lencse két tengely körüli döntésével sikerült lényegesen jobb fókuszeloszlást produkálni. Egy jellemző felvétel a 3-3b. ábrán látható. A 3-3b. ábrának megfelelő 3 dimenziós ábrázolást a 3-4. ábra mutatja. A képen látható fókuszolt nagysága (mindkét irányban) 1,5-ször nagyobb a diffrakció által limitált elméleti értékhez képest. (Megjegyzem, hogy a számítást téglalap alakú nyalábra végeztem, ami eltér a kör alakú vagy Gauss eloszlásoktól.) Az eloszlás alapján számolt fókuszált intenzitás értéke megközelíti a 10^{16} W/cm² értéket. (Az intenzitás kiszámításánál a félértékhez tartozó foltméretet és az abban foglalt energiát vettem alapul.)



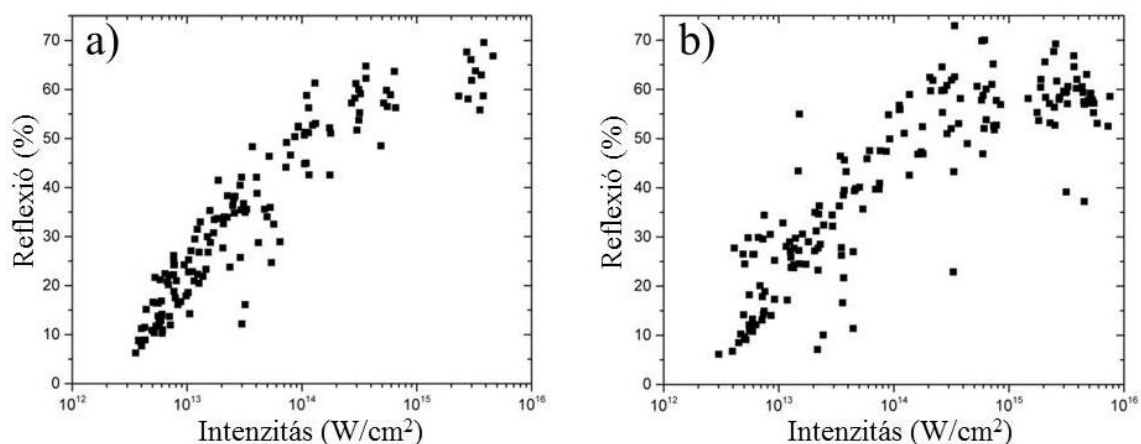
3-4. ábra

A plazma tükrök reflexiójának vizsgálatához használt nyaláb fókuszsíkbeli eloszlása 3 dimenziós ábrázolásban [115].

A felvételek készítése során a fókuszeloszlás alakja stabilnak bizonyult. Az eloszlás mindig egy stabil kerek maggal rendelkezett és csak a mellette lévő mellékrendek nagysága változott. A plazma reflexiójának mérése során ezért nem tartottam szükségesnek a fókuszfolt alakjának lövésenkénti nyomon követését, de a kísérlet során rendszeresen ellenőriztem.

A kísérletek során a reflexió értékét p és s polarizációra is megvizsgáltam. A polarizáció változtatásához a lézerrendszerben egy ALPHALAS típusú 2,5 mm vastag $\lambda/2$ -es lemezt helyeztem el közvetlenül a frekvenciakétszerezés után (lásd 3-1. ábra). A kísérlethez használt lézernyaláb polarizációját a $\lambda/2$ -es lemez döntésével változtattam és a kísérleti asztalon egy Glan-Thompson-féle polarizátorral ellenőriztem a polarizáció szögét. Ez a megoldás könnyen lehetővé tette a polarizáció változtatását a kísérleti elrendezés módosítása nélkül.

Az alábbiakban ismertetem a plazma reflexiójára kapott eredményeimet. Mivel a mérések során egyidejűleg mértem a bemenő és a reflektált nyaláb energiáját, így a reflexió értékét mindig egy adott lövésre tudtam kiértékelni. A céltárgyon eső intenzitás változtatása során az alacsonyabb intenzitású pontok esetén a céltárgy mindig a fókusz sík előtt volt. Az intenzitás függvényében kapott reflexió értékeket a 3-5a. ábra mutatja s- polarizációjú fény esetére. A mérés során a fókuszáló lencse eltolója által engedett legkisebb intenzitás $\sim 2 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ volt. Látható, hogy már ebben az esetben is az impulzus felfutó éle által keltett plazma ($R \approx 5\%$ -os) reflexiója lényegesen nagyobb az anti-reflexiós réteggel bevont céltárgy reflexiójánál ($R < 1\%$). Az intenzitás növelésével a reflexió értéke monoton módon nő és 10^{14} W/cm^2 intenzitás felett meghaladja a korábban ugyanilyen paraméterű impulzusokkal elért 50%-ot [36]. Az intenzitást tovább növelve a görbe meredeksége csökken, és több mint egy nagyságrendnyi tartományon 60% felett marad a reflexió. A kísérlet során alkalmazott maximális intenzitás esetén ($\sim 5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$) 70%-os reflexiót elérő mérési pontok is előfordultak. A grafikonról az is jól látható, hogy az intenzitás növelésével a mérési pontok szórása is megnő. Ez elsősorban a nemlineáris rezonancia abszorpciónak és magasharmonikus-keltésnek köszönhető.



3-5. ábra

500 fs hosszúságú ultraibolya impulzusok által keltett plazma tükör intenzitásfüggő reflexiója s- és p-polarizáció esetén (a) ill. b) ábra) [115].

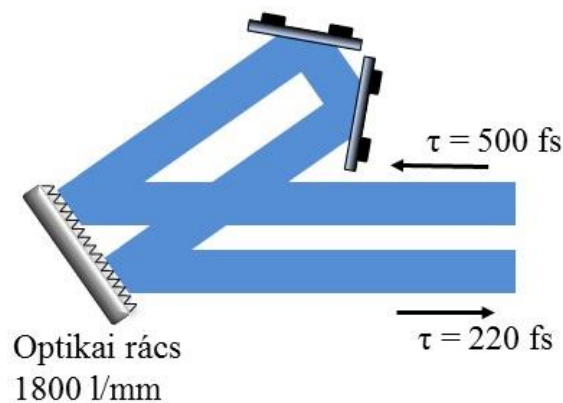
500 fs impulzushosszú és p-polarizációjú impulzusokat alkalmazva a nemlinearitások (rezonáns abszorpció és magasharmonikus-keltés) miatt fellépő szórás fokozott mértékben jelentkezik, ahogy azt a 3-5b. ábra mutatja. A megnövekedett szórástól eltekintve a görbe alakja megegyezik az s-polarizációjú esettel; a kezdeti meredeken emelkedő szakasz $\sim 10^{15}$ W/cm² intenzitás esetén az R=60% reflexió értékeknél telítődik. Egyes lövések esetén itt is elértük a 70%-os reflexiót, amely a szakirodalomban publikált legmagasabb érték 248 nm-es központi hullámhosszú impulzusokra.

3.1.b. Plazma tükör reflexiójának vizsgálata 220 fs hosszúságú impulzusokkal

A plazma tükör által elérhető maximális reflexió megközelítéséhez minél meredekebb plazma gradiens szükséges. A főimpulzus felfutó éle által keltett plazma gyorsan tágulni kezd, amelynek karakterisztikus ideje a néhány száz fs-os nagyságrendbe esik. Mivel ez a karakterisztikus idő összemérhető az általunk használt impulzus hosszával érdemes megvizsgálni az elérhető reflexió impulzushossztól való függését. A plazma tükörrel kapcsolatos szakirodalomban található olyan infravörös lézerekkel végzett kísérletek, ahol a rövidebb impulzushossz nagyobb plazma reflexiót eredményezett. Ch. Ziener és munkatársai 500 fs-os impulzusokkal 80%-os, míg 90 fs-ra kompresszált impulzusokkal 90%-ot megközelítő reflexiót értek el 800 nm-es központi hullámhosszon [106]. A kísérleti elrendezésemet ezért úgy módosítottam, hogy a KrF ultraibolya lézerrendszer pozitívan fázismodulált impulzusait először kompresszáltam.

Az impulzusok összenyomása egy Treacy-típusú impulzus kompresszort építettem [117]. Ezen elrendezésben a rácspár által bevezetett negatív csoport késleltetés diszperzió

kompenzálja a korábban elszenvedett pozitív anyagi diszperziót. A szokásos elrendezésben a rácspáron kétszer vezetik át a nyalábot (ellentétes irányban), ezáltal kompenzálva a frekvenciakomponensek terjedés irányára merőleges lecsúszását. Az általam épített elrendezésben (3-6.ábra) a kompresszációhoz használt 1800 vonal/mm karcolat sűrűségű optikai rács felületét kihasználva egy retroreflektorral visszatükröztem a nyalábot a rácra, így a második rács szerepét is az első rács tölti be. A nyaláb a kompresszort csak egy irányban járja be, így a terjedési irányra merőleges spektrális elcsúszás nincs kompenzálva. A kísérlethez használt nagy nyalábméret és a viszonylag kis mértékű csoportsebesség diszperzió miatt ez a hatás gyakorlatilag elhanyagolható, illetve a nyaláb szélének apertúrázásával praktikusán kiszűrhető.



3-6. ábra

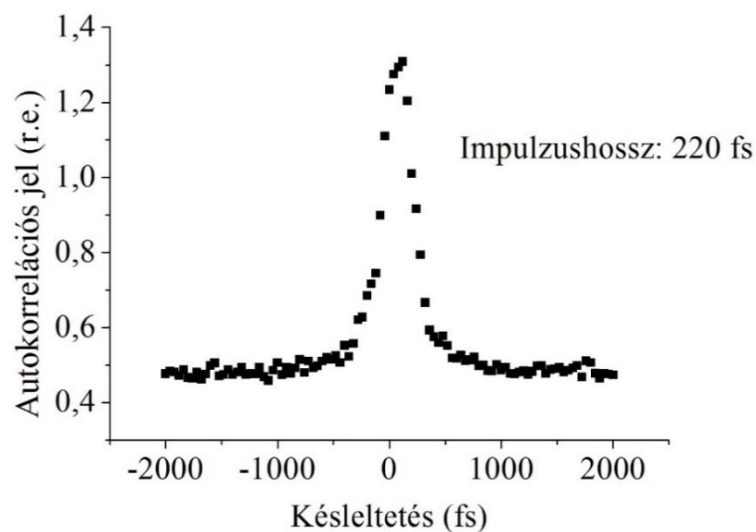
Az impulzus időbeli kompressziójához használt kísérleti elrendezés rajza.

Az optikai rácsot s-polarizációjú nyalábbal első rendben használva 50%-os diffrakciós hatásfok érhető el (p-polarizáció esetén rosszabb a hatásfok). A rács kétszeri alkalmazása esetén ez 25%-os transzmissziót jelent. További veszteség okozott, hogy a rács mérete miatt apertúráznom kellett a nyalábot, ami a nyalábkeresztmetszet 1,3 cm átmérőjű körre limitálta. Ezen tényezők a mérés során korlátozták az elérhető fókuszált intenzitás értékét. A polarizációt a reflexió mérésének során geometriai elforgatással változtattam.

A kompresszort elhagyó impulzusok időbeli karakterizálását egy másodrendű többlövéses autokorrelátorral végeztem el [68]. Az impulzushossz mérés elve, hogy egy Michelson-interferométer elrendezésben a két résznyaláb egyesítése után egy intenzitás szerint nemlineáris (esetünkben másodrendű) detektorral mérjük a két részimpulzus jelét az időbeli átfedés függvényében. A nemlinearitás miatt a bevezetett késleltetéstől függően változik a detektor által mért jel nagysága, és az így kapott autokorrelációs görbe jellemző lesz az impulzus alakjára. Nemlineáris detektorként NO gáz kétfotonos ionizációján alapuló

ionizációs cellát alkalmaztam. A detektor által megszabott dinamikus tartomány nem nyújt lehetőséget az impulzustalp alakjának pontos méréséhez, azonban a félértékszélesség könnyedén meghatározható.

A kísérlet során az optikai rács és a retroreflektor távolságát változtatva mértem az impulzus félértékszélességét. A 3-7. ábrán látható az optimális kompresszióhoz tartozó legrövidebb impulzus (220 fs) esetén mért másodrendű autokorrelációs görbe. Ez lényegesen hosszabb, mint a korábban a szakirodalomban közölt 100 fs-os vagy az alatti impulzusidő. A rövid impulzusú festék-excimer hibrid lézerrendszerek esetén a kimenő impulzusok kompresszálhatósága a magimpulzus sávszélességén túl erősen függ az ultraibolya tartományban való erősítés telítésének mértékétől, és ehhez kötődően az erősítő CaF_2 ablakaiban fellépő önfázismodulációtól. Az önfázismoduláció jelensége a spektrum kiszélesedéséhez, így elvileg rövidebb kompresszált impulzushozhoz vezet. A kísérlet során a jó kontraszt érdekében az erősítési átmenetek - az erősítő geometriai tengelyéhez mért - szögét viszonylag nagyra választottam ($1,4^\circ$ ill. $2,1^\circ$), ugyanakkor ezzel elkerültem az erősítés mély telítődését. Ennek következtében az elérhető legrövidebb impulzushossz ~ 200 fs-ra korlátozódott.

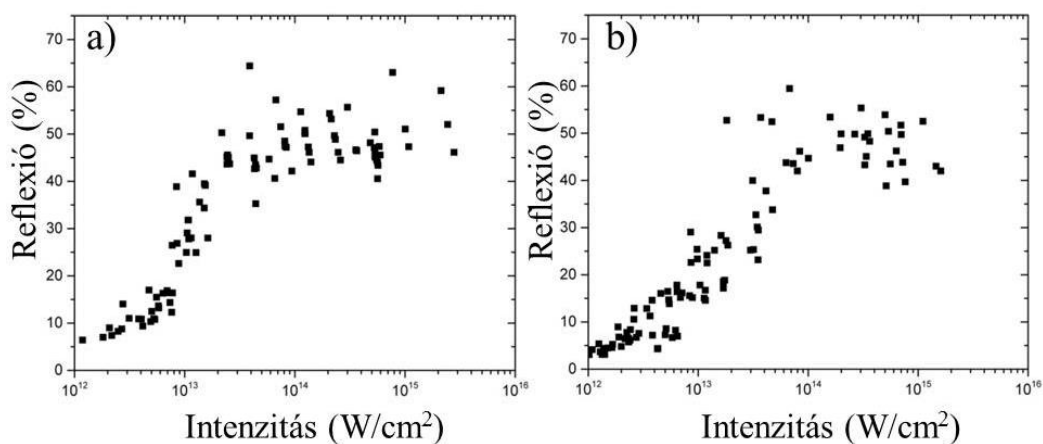


3-7. ábra

Az optimális impulzuskompresszióhoz tartozó másodrendű autokorrelációs görbe.

A 220 fs-os kompresszált impulzusokkal az intenzitás függvényében mért plazma reflexió értékek a 3-8a. és b. ábrán láthatóak. A kompresszálas során elszenvedett energiavesztés miatt (és a 2-es faktossal történő impulzushossz rövidülés ellenére) a fókuszált intenzitás csúcserőértéke nem haladta meg a $\sim 3 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ értéket. A 10^{14} - 10^{15} W/cm^2 tartományban a plazma tükör reflexiója 50 és 60% között van, egyes lövések meghaladják a

60%-ot. Az impulzushossz méréséhez használt autokorrelátor a korlátozott dinamikai tartománya miatt nem képes az impulzus alakját a le- és felfutó részekben mérni. Ezért nem zárható ki, hogy a kompresszált impulzus rendelkezett olyan időbeli vállal vagy előimpulzussal, amely befolyásolta a plazma tükör reflexióját. További hatás lehet, hogy a kompresszióhoz szükséges több optikai elem negatívan befolyásolta a nyaláb fókuszálhatóságát. Az eredményeket az 500 fs-os esettel összevetve elmondható, hogy ugyanezen intenzitás tartományban a reflexió értéke nem lényegesen tér el a két esetben. Összegezve azt lehet állítani, hogy a plazma tükör technika hatékony működését 220 fs-os impulzusokra is demonstráltam.



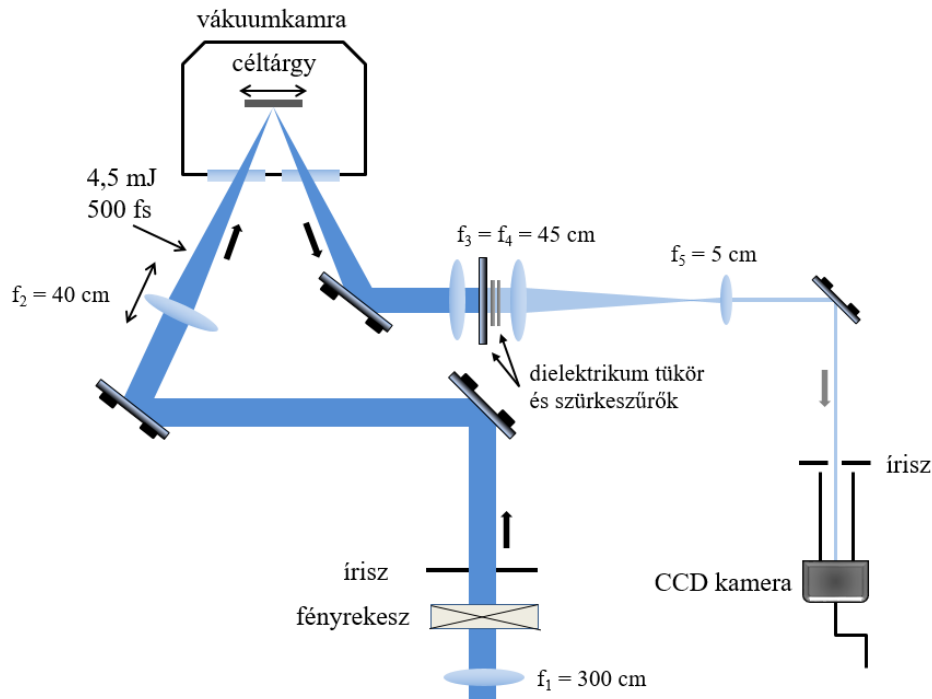
3-8. ábra

220 fs hosszúságú ultraibolya impulzusok által keltett plazma tükör intenzitásfüggő reflexiója s- és p-polarizáció esetén (a) ill. b) ábra) [115].

3.1.c. Plazma tükör eljárással szűrt impulzusok térbeli tulajdonságainak vizsgálata

A plazma tükör alkalmazhatóságának szempontjából kiemelt jelentőséggel bír a plazma tükörről reflektált impulzus térbeli tulajdonsága, fókuszálhatósága. A plazma tükör által szűrt impulzus további erősítése és nagyintenzitású fény-anyag kölcsönhatási kísérletekben való alkalmazása miatt fontos demonstrálni, hogy az impulzus időbeli és térbeli tulajdonságai nem változnak a szűrés során. Ennek tanulmányozására a 3-9. ábrán látható elrendezést építettem fel. A céltárgyról reflektált nyalábot először egy $f_3=45$ cm-es lencsével kis mértékben konvergense tettem, majd egy másik ugyancsak $f_4=45$ cm-es gyűjtőlencsével fókuszáltam. A fókuszsíkot egy $f_5=5$ cm-es gyűjtőlencsével $N=13$ -szoros nagyítással képeztem a kamerára. Az első lencse után egy $R>99,5\%$ reflexiójú kvarc hordozójú dielektrikum tükörrel gyengítettem a nyalábot, majd szűrkeszűrők használatával ($OD=3$ és $OD=1$) a CCD kamera

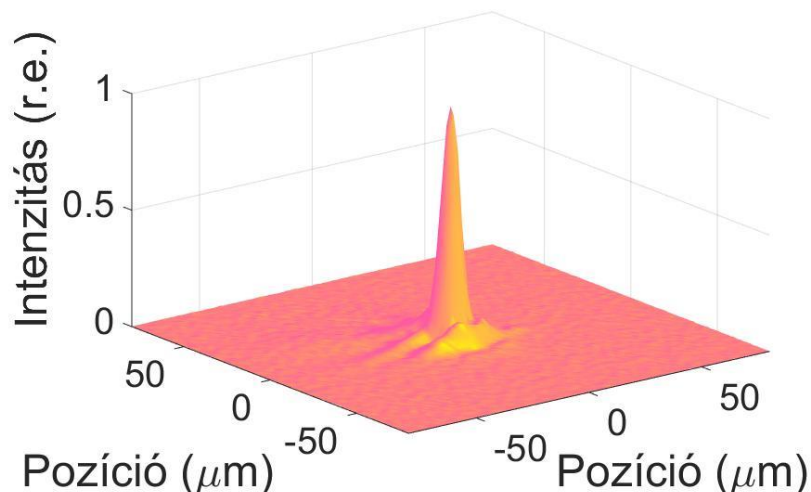
telítési szintje alá csökkentettem a fény intenzitását. A kamera elé egy 20 cm hosszú csövet és egy 3 mm átmérőjű íriszt helyeztem a háttérfény kiszűrésének érdekében.



3-9. ábra

A plazma tükörről reflektált nyaláb térbeli eloszlásának vizsgálatára használt kísérleti elrendezés sematikus rajza.

A bemenő impulzus Fourier-síkbeli eloszlását a korábban látott 3-4. ábra mutatja. A fókuszolt mérete 1,5-szerese az elméleti, diffrakció-limitált esetnek. A plazma tükörről reflektált impulzus Fourier-síkbeli eloszlását a 3-10. ábra mutatja. Látható, hogy a bemenő esethez hasonlóan az eloszlás egy szabályos középső maximummal rendelkezik. A mellékmaximumok nagysága nem haladja meg a 10%-ot és a fókuszolt mérete az elméleti diffrakció-limitált eset 1,75-szerese. Ezek alapján kijelenthető, hogy a reflektált impulzus a bemenőhöz hasonlóan kiváló térbeli tulajdonságokkal bír. Megjegyzendő, hogy esetleges további erősítés során a nyaláb közeli zónabeli esetleges inhomogenitása az erősítés telítődése miatt javítható.



3-10. ábra

A plazma tükör által reflektált nyaláb fókuszsíkbeli intenzitáseloszlása [115].

3.1.d. Diskusszió

A fent ismertetett eredményeim alapján kijelenthető, hogy sikerült a korábban a szakirodalomban publikált értéknél magasabb reflexiójú plazma tükör működést demonstrálnom rövid ultraibolya lézerimpulzusokra. A maximális reflexió megközelíti a 70%-ot és a nyaláb kiváló térbeli tulajdonságai is fenntarthatók a folyamat során. Figyelembe véve, hogy a nagyjelű és kisjelű reflexió aránya meghaladja a két nagyságrendet az elrendezés egy hatékony kontrasztjavító eljárásnak tekinthető. A maximális reflexió értéke továbbá az impulzus paramétereinek kontrollja lehetővé teszi az elrendezés rövid impulzusú KrF lézerrendszerbe történő integrálását, ahol a szűrés egy két erősítési fokozatból álló lánc közepén vagy végén kaphat helyet. A technikának az erősítőlánc végén történő alkalmazása elsősorban praktikus okok miatt nehézkes. Ugyanis ekkor a plazma reflexió letörésének elkerülése végett, vagy a fókuszszíkon kívül kellene plazmát kelteni, vagy a megnövekedett energia miatt kisebb nyílásszögű lefókuszálást alkalmazni. Előbbi a kiterjedt nyalábméret és a céltárgy felszínén keltett plazma nem ismert felületi egyenetlensége miatt fázisfront torzulást vezethet be. Utóbbi pedig a laborunkban található végerősítésre jellemző >60 mJ és $\sim 3,8$ cm-es nyalábméret mellett 10 m feletti optikai úthossz növekedést illetve speciális vákuumkamra elrendezést igényel.

Fenti eredményeim alapján a plazma tükörnek egy nemlineáris Fourier-szűrési elrendezésben amplitúdómodulációra való alkalmazása az alacsony energia határfokon túl további problémákat vet fel. A reflexió értékének az intenzitástól való függése nem elég

meredek ahhoz, hogy egy gyűrű alakú nyaláb Fourier-síkjában lévő mellékmaximumokat megfelelő mértékben elnyomja. Ahogy a 3-5a. ábrán látható a görbe legmeredekebb szakaszán a gyűrű alakú nyaláb Fourier-síkbeli eloszlásának maximumához és az első mellék maximumához tartozó reflexiók aránya csupán ~ 8 . (A 3-5a ábrán a $3 \cdot 10^{14}$ W/cm² értékhez tartozó $\sim 40\%$ -os és a $3 \cdot 10^{13}$ W/cm² értékhez tartozó $\sim 5\%$ -os reflexió értékek.) A plazma tükröt amplitúdó-modulációra használó nemlineáris Fourier-szűrési elrendezés ugyan kontrasztjavításban hatékonyabb, de energiaveszteséget tekintve nagyságrenddel kedvezőtlenebb lenne a fázis-moduláción alapuló eljáráshoz képest.

3.2. Optikai leképezés kontrasztjának modellezése

A 2.3 fejezetben bemutattam egy új, ígéretes kontrasztjavító eljárást, a nemlineáris Fourier-szűrést, ami a fókusz síkban bevezetett nemlineáris fázis-moduláción alapul. Az ott bemutatott szűrési elrendezés hátránya, hogy a nemlineáris folyamat által kínált kontrasztjavulás praktikusán nem realizálható, egy a nemlineáris kölcsönhatástól függetlennek bizonyuló tényező miatt. A technikával elérhető kontrasztjavulást a nagyjelű és a kisjelű transzmisszió hányadosa definiálja. A kísérletek szerint a kisjelű transzmissziót elsődlegesen az szabja meg, hogy a bemenő oldali apertúrát a konfokális teleszkóp első lencséje mekkora térbeli kontraszttal tudja leképezni a kimenő oldali apertúra síkjára. A térbeli kontraszt ebben az esetben a képsíkban a gyűrű alakú nyalábnak és a gyűrű közepén mérhető (ideális esetben nulla értékű) sötét résznek az intenzitásaránya. A nemlineáris Fourier-szűrővel elérhető kontrasztjavulás kiterjesztése így egy klasszikus optikai kérdéskörbe tartozó probléma megoldását igényli. Mivel egy leképezés térbeli kontrasztját elsősorban a diffrakció szabja meg, ezért ennek a kérdéskörnek a vizsgálata hullámoptikai eszközökkel végezhető. Ezen fejezetben bemutatott kutatásaim az optikai rendszerek által alkotott kép térbeli kontrasztjának modellezését célozzák. A modellezés segítségével megvizsgálom az optika más területén használt technikákat a leképezés térbeli kontrasztjának növelésére és javaslatot teszek a nemlineáris Fourier-szűrési technika kísérleti elrendezésének javítására [118].

3.2.a. Optikai leképezés térfrekvenciás analízisen alapuló szimulációja

Az optikai leképezések elméleti tanulmányozása és kísérleti alkalmazása a fizika egyik részletesen kutatott kérdésköre. A témában nagyon gazdag irodalom és nagy felhalmozott tudás áll rendelkezésre. A leképezés térbeli kontrasztja - azaz a fekete és fehér részek intenzitásaránya - is fontos szerephez jut például a mikroszkópiában és a fényképészet több területén. Ennek javítására több módszert is alkalmaznak (a leképezés nyílásszögének növelése és ún. apodizációs szűrők alkalmazása). A nemlineáris Fourier-szűrés esetében azonban a leképezés hagyományos alkalmazásán túlmutató, akár 5-10 nagyságrendet meghaladó tartományon kell értelmezni illetve vizsgálni a kép kontrasztját. Ezért szükséges egy olyan szimuláció megalkotása, amely ebben a nagyságrendben is modellezni tudja egy leképező rendszer térbeli kontrasztját. Ezzel tesztelni tudjuk az irodalomban fellelhető képkontraszt-javító eljárások hatását, valamint a leképezési hibák jelentőségét.

Mint fent említettem a leképezés leírására hullámoptikai módszert érdemes használni, mivel a kísérletek tanulságai szerint elsősorban a diffrakció jelensége okozza a térbeli kontraszt limitációját. Érdemes megjegyezni, hogy ha ezen feltételezés helyes, akkor a hullámoptikai (vagy skalár hullám) leírás elégséges és jóval egyszerűbb kezelést jelent a problémának, mintha a mindenre kiterjedő fizikai optikai leírást választanánk. Az optikai leképezés skalár hullám leírása az optikai rendszer impulzusválasz-függvényén alapszik. A képsíkbeli eloszlást az impulzusválasz-függvény és tárgysíkbeli eloszlás konvolúciója adja. Egy diffrakció-limitált leképező rendszer esetén - azaz ha a leképezési hibák elhanyagolhatók és csak a diffrakció hatását vizsgáljuk - az impulzusválasz-függvényt a rendszer kilépési pupillájának Fraunhofer-féle elhajlási képe adja.

A fenti megközelítéssel matematikailag egyenértékű az optikai leképező rendszerek térfrekvenciás analízissel történő leírása. Ezen leírásban a tárgy- és képsíkbeli amplitúdóeloszlás (térváltozók szerint) kétdimenziós (2D-s) Fourier-transzformáltjai ($G_{tárgy}(f_x, f_y)$ és $G_{kép}(f_x, f_y)$) között teremtünk kapcsolatot.

$$G_{kép}(f_x, f_y) = H(f_x, f_y) \cdot G_{tárgy}(f_x, f_y) \quad (3-1)$$

Az összefüggésben szereplő H a leképező rendszerre jellemző transzfer függvény. Mivel ez a megközelítés a 2D-s Fourier-transzformáltak szorzatára épül ezért egy számítógépes numerikus szimuláció esetén lényegesen előnyösebb. Ezért a probléma megközelítését a leképező rendszerek térfrekvenciás analízisére alapoztam.

A pontos számításokhoz lényeges megkülönböztetni két esetet; a koherens és az inkoherens megvilágítást. Koherens esetben az (3-1) egyenletben szereplő G függvények a skalár hullám eloszlás amplitúdójának a Fourier-transzformáltjait, a H függvény pedig az impulzusválasz-függvény Fourier-transzformáltját jelenti, az ún. amplitúdó transzfer függvényt. Ezzel szemben inkoherens esetben G helyébe az intenzitáseloszlás Fourier-transzformáltja kerül H pedig az ún. optikai transzfer függvény, amit az amplitúdó transzfer függvény normált autokorrelációs függvénye ad meg.

A nemlineáris Fourier-szűrés esetében vizsgált kérdés az, hogy az ASE által kivilágított gyűrű alakú apertúrát mekkora térbeli kontraszttal lehet leképezni. Praktikusan ez szabja meg, hogy az ASE mekkora részét tudjuk kiszűrni. Az ASE térben csak részben koherens, így szigorúan véve sem az amplitúdó transzfer függvénnyel, sem az optikai transzfer függvénnyel nem lehet leírni a leképezését. Ennek megfelelően egy ASE-val kivilágított tárgy leképezése

esetén a térbeli kontraszt értéke a koherens és az inkoherens számítási módszerrel kapott értékek közé kell, hogy essen. Érdeemes megjegyezni azonban, hogy az alkalmazások szempontjából praktikusán az ASE csak azon része okoz problémát, amely a főimpulzussal megegyező térszögben terjed, azaz térben koherens. Egy klasszikus térszűrési elrendezéssel az ASE más irányban terjedő része egyébként is kiszűrhető. Ennek megfelelően az alkalmazások vonatkozásában a koherens megvilágítással történő számolás a mérvadó.

3.2.b. Optikai leképező rendszerek térbeli kontrasztjának modellezésére kapott eredmények

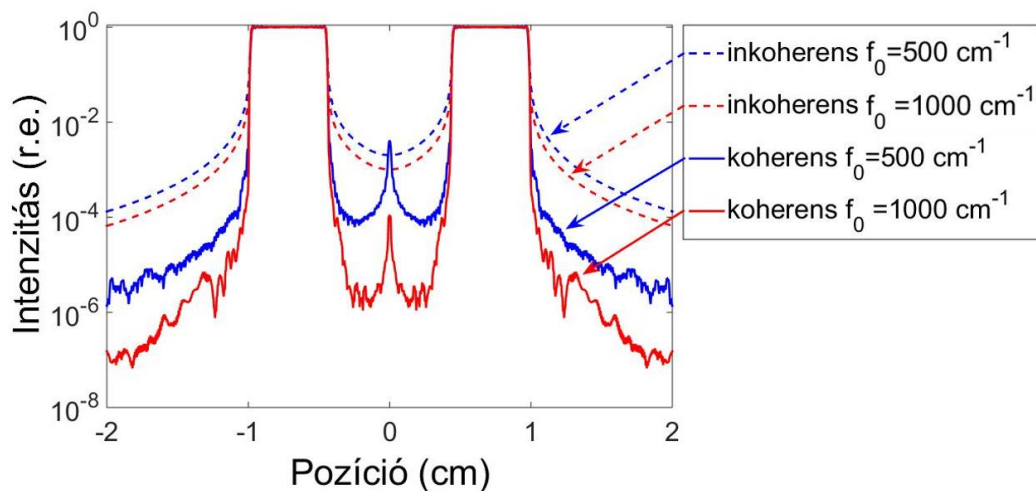
Az amplitúdó transzfer függvény a leképezés impulzusválasz-függvényének a Fourier-transzformáltja. Mivel egy diffrakció-limitált rendszer esetén az impulzusválasz-függvény megegyezik a kilépési pupilla - esetünkben a lencse apertúra - Fraunhofer-féle elhajlási képével, ezért az amplitúdó transzfer függvény alakja megegyezik magával a lencse apertúrájával. A térfrekvenciás síkon értelmezve ez azt jelenti, hogy a lencse mint leképező rendszer egy bizonyos térfrekvencia értékig minden frekvencia komponenszt az eredeti amplitúdójával transzferál, de ezen határértéken túl nullára csökken az átvitel. Ezt a levágási frekvenciát a λ hullámhossz és a lencse f-száma (F) határozza meg az alábbi összefüggés szerint

$$f_0 = 1/2\lambda F. \quad (3-2)$$

Térben inkoherens megvilágítás esetén a lencse átvitelét az optikai transzfer függvény írja le, ami az amplitúdó transzfer függvény autokorrelációs függvénye. Amint az belátható [119] a levágási frekvencia ebben az esetben $2 \cdot f_0$ -ra módosul, az átvitel amplitúdója viszont csak a nulla frekvenciánál egységnyi értékű és a levágási frekvencia felé haladva monoton módon csökken nulláig.

A leképezés kontrasztjának numerikus szimulációját MATLAB környezetben végeztem. Első lépésként egy 2 dimenziós egységnyi amplitúdójú gyűrű alakú eloszlást generáltam ugrásszerű éllel a vizsgálandó kísérleti esetnek megfelelően. Az eloszlást egy $N \times N$ méretű tömb közepén helyeztem el $N/8$ -as méretű külső sugárral. Az N értékét az általam használt asztali számítógép kapacitásához igazítva 4096-nak választottam. A gyűrű alakú eloszláson kívül a tömböt 0 értékű pontokkal töltöttem fel a Fourier-képbeli eloszlás jobb felbontása érdekében. A tárgysíkbeli eloszlás Fourier-transzformáltjának kiszámításához a szoftverbe beépített gyors Fourier-transzformációs függvényt használtam. Az amplitúdó transzfer függvényt szintén egy $N \times N$ méretű tömbben definiáltam a térfrekvenciás síkon

értelmezve. Az optikai transzfer függvény kiszámításához a szoftverbe beépített konvolúciós függvényt használtam. A különböző levágási frekvenciákhoz tartozó transzfer függvényeket csak egyszer generáltam, a képsíkbeli eloszlások számításaihoz az előre generált tömböket hívtam meg a programban, ezzel is gyorsítva a számítást. A képsíkbeli eloszlás Fourier-transzformáltját a transzfer függvény és a tárgysíkbeli eloszlás Fourier-transzformáltjának szorzata adja, ebből inverz transzformációval kapjuk a képsík eloszlását. Inkoherens esetben ez rögtön az intenzitáseloszlást adta meg, míg koherens esetben ez még csak az amplitúdóeloszlást jelenti. A képsíkbeli intenzitáseloszlás kiszámítását koherens és inkoherens esetre is több levágási frekvencia mellett (azaz eltérő f -számú leképező rendszereket vizsgálva) is elvégeztem. Az elvárás szerint, minél kisebb egy leképezés f -száma annál több térfrekvencia komponens kerül feldolgozásra és egyre inkább megközelíti a kép az eredeti eloszlást, így annak térbeli kontrasztját is. Az 3-11. ábrán látható a számolás eredménye két különböző levágási frekvenciára ($f_0 = 500 \text{ cm}^{-1}$ és $f_0 = 1000 \text{ cm}^{-1}$) koherens és inkoherens esetre. Az 500 cm^{-1} levágási térfrekvencia a nemlineáris Fourier-szűrés kísérleti megvalósítását és az ott alkalmazott optikai elrendezését hivatott modellezni.



3-11. ábra

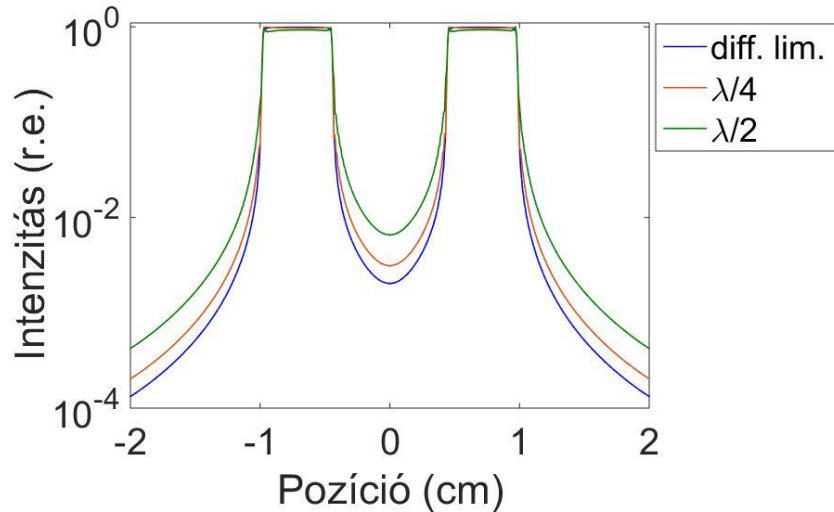
Egy gyűrű alakú tárgy numerikus szimulációval kapott képsíkbeli intenzitáseloszlása koherens (folytonos vonal) és inkoherens (szaggatott vonal) megvilágítás esetén egy $f_0 = 500 \text{ cm}^{-1}$ (kék görbe) és egy $f_0 = 1000 \text{ cm}^{-1}$ (piros görbe) levágási frekvenciával bíró leképező rendszer esetén [118].

Az 3-11. ábráról leolvasható, hogy a kísérleti esetnek megfelelő levágási frekvenciánál a gyűrű közepén a térbeli kontraszt koherens esetben 10^4 , inkoherens esetben 10^3 érték körül van. Ez az adat jól egyezik a részben koherens ASE-ra kísérletileg tapasztalt 10^3 értékkel. Az

ábráról az is leolvasható, hogy - az elvárásnak megfelelően - a levágási frekvencia növelésével a kép kontrasztja is javul.

A fenti modellezés elsődleges eredménye az, hogy a diffrakció hatása miatt az éles határokkal rendelkező tárgyakat az optikai tartományban - még leképezési hibáktól mentes rendszer esetén is - csak gyenge térbeli kontraszttal lehet leképezni. Ennek szemléletes oka az, hogy a leképező rendszer nem képes a tárgy nagyfrekvenciás térkomponenseit feldolgozni. Kézenfekvő elvi megoldás lenne a leképező rendszer levágási frekvenciájának növelése, azaz f -számának a csökkentése. A nemlineáris Fourier-szűrési elrendezésben azonban a fókuszáláshoz használt lencse f -számát más a fókusz síkban lezajló nemlineáris kölcsönhatáshoz köthető tényezők is befolyásolják. Az általam végzett nemlineáris Fourier-szűrési kísérletek során ~ 30 -as f -szám alatt a szűrés irregulárisabb kimeneti eloszlást eredményezett és instabilabban működött. ~ 20 -as f -szám alatt pedig csak a keltett plazmában való szórást tapasztaltam a kimenten. A leképezéssel elérhető térbeli kontrasztnak nem csak az alkalmazott f -szám, de a leképezéshez használt hullámhossz is elvi határt szab. Az optikai tartományba eső hullámhosszak $\sim 10^4$ -szer nagyobbak, mint a leképezni kívánt atomi léptékű változások.

Az optikai leképezéssel elérhető térbeli kontraszt modellezését érdemes kiegészíteni a leképezési hibák hatásának vizsgálatával. A leképező rendszerek térfrekvenciás analízise lehetőséget nyújt az ismert fázisfront torzítással bíró aberrációk modellezésére is. Ehhez csupán az amplitúdó transzfer függvényt kell megfelelően módosítani. Nevezetesen a pupilla függvényt Euler-féle komplex alakban írjuk fel, ahol az amplitúdó megegyezik az eddigi pupillafüggvénnyel, a fázistag viszont egy térben függő fázishibát ad meg az ideálisnak tekintett (a diffrakció által megszabott) fázisfronthoz képest. A 3-12. ábrán a szférikus aberráció hatását vizsgáltam a kép térbeli kontrasztjára inkoherens és $f_0 = 500 \text{ cm}^{-1}$ esetre. Az ábrán 3 görbe van feltüntetve; a diffrakció limitált eset és két különböző mértékű szférikus aberrációval terhelt eloszlás, ahol a pupilla függvény határán a fázishiba $\lambda/4$ ill. $\lambda/2$ értéket vesz fel. (A szférikus aberráció a pupilla függvény centrumától mért sugár negyedik hatványa szerint növekvő fázishibával írható le). Látható, hogy a fázishiba maximális értékének növelésével jelentősen csökken a kép térbeli kontrasztja. Így a leképezés f -számának csökkentése ezen hatás miatt sem kívánatos.



3-12. ábra

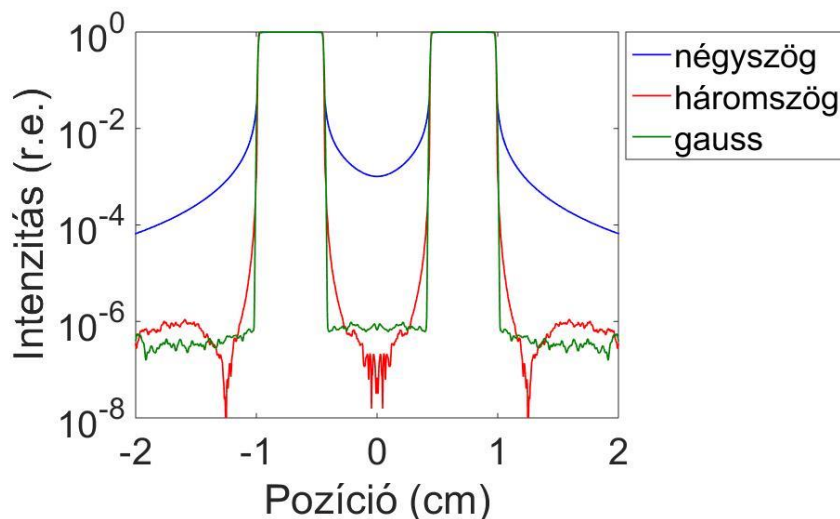
Egy gyűrű alakú tárgy szimulált képsíkbeli intenzitáseloszlása diffrakció limitált esetben (kék görbe) és két különböző mértékű szférikus aberrációval terhelt leképezés esetén, ahol a pupilla függvény határán a fázishiba $\lambda/4$ (piros görbe) ill. $\lambda/2$ (zöld görbe) értéket vesz fel. A szimuláció paraméterei: inkoherens megvilágítás, $f_0 = 500 \text{ cm}^{-1}$ levágási frekvencia.

3.2.c. Leképezés térbeli kontrasztjavításának lehetőségei

Az optikai leképező rendszerek véges levágási frekvenciája csak az egyik tényező, ami rossz irányba befolyásolja a kép térbeli kontrasztját. A magas háttérhez az is hozzájárul, hogy a térfrekvenciás térben történő szelekció ugrásszerűen történik. Ez a probléma hasonló a digitális jelfeldolgozásban alkalmazott mintavételi ablakfüggvények alkalmazásával. Mint ismert, a Fourier-síkban végrehajtott ugrásszerű moduláció az inverz térben jelentős amplitúdójú mellékcúcsokat eredményez a logaritmikus skálán. A digitális jelfeldolgozásban a különböző szempontok szerint kifejlesztett ablakfüggvényeknek tekintélyes irodalma van. Az optikában ennek a hatásnak a csökkentésére (a térbeli kontraszt növelésére) szolgál az apodizáció bevezetése. Ennek lényege, hogy a pupillafüggvény meredekségét a széleken csökkentjük valamilyen simító függvény alkalmazásával (a levágási frekvencia változtatása nélkül). A képalkotási technikában erre a célra ún. apodizációs szűrőket használnak. Érdeemes megjegyezni, hogy az apodizáció alkalmazása a térbeli kontraszt javulása mellett mindig a kép élességének romlásával is jár. Esetünkben ez nem jelentős probléma a szűrési elrendezésben csupán a kimenő oldali apertúra méretét befolyásolja kis mértékben.

Az apodizáció által kínált kontrasztjavulás tanulmányozására az általam készített szimulációban különböző ablakfüggvények felhasználásával generáltam pupillafüggvényeket.

A 3-13. ábrán látható a háromszög és Gauss alakú transzmissziójú pupillafüggvénnyel végzett számítások összehasonlítása a korábbi inkoherens egységnyi amplitúdójú (négyyszög alakú) pupillafüggvénnyel számolt eredménnyel. Látható, hogy bizonyos ablakfüggvények alkalmazásával a leképezés térbeli kontrasztját a korábbi 10^3 értékről 10^6 értékre javíthatjuk. A háromszög és Gauss ablak két kézenfekvő választás a térfrekvenciás térben történő levágás csillapítására. Érdeemesnek tartom megemlíteni, hogy modellezésem során több ablakfüggvény hatását is teszteltem (7 tagból álló Blackman-Harris, Nuttall, stb.), amelyekkel valamivel több mint egy nagyságrenddel kedvezőbb eredményt lehet elérni. A függvények bonyolultsága okán azonban egy ilyen apodizációs szűrő kivitelezése és alkalmazása nehézkes lenne. Gauss eloszlású apodizációs szűrők kaphatók kereskedelmi forgalomban, azonban a speciális hullámhossz és alkalmazás egyedi megvalósítást kíván, így tekintélyes áron szerezhetőek csak be.



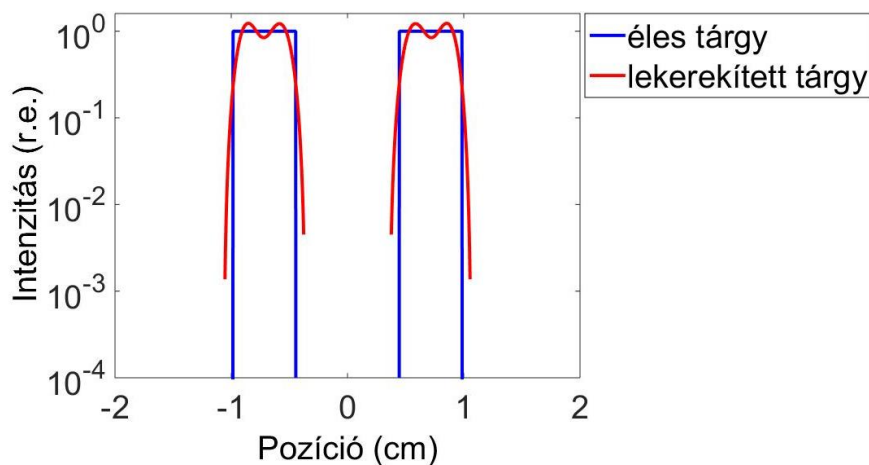
3-13. ábra

Egy gyűrű alakú nyaláb szimulált képsíkbeli eloszlása egységnyi amplitúdójú (kék görbe), háromszög (piros görbe) és Gauss (zöld görbe) áteresztési függvénnyel rendelkező pupillafüggvény esetén. A szimuláció paramétereit: inkoherens megvilágítás és $f_0 = 500 \text{ cm}^{-1}$ levágási frekvencia.

A fentiekben azt vizsgáltuk meg, hogy a leképező rendszer tulajdonságainak javításával (az f -szám ill. a pupillafüggvény módosításával) hogyan érhető el kedvezőbb térbeli kontraszt. Egy másik előnyösebbnek tűnő megközelítés, hogy nem a leképező rendszert módosítjuk, hanem a tárgy magas térfrekvenciás komponenseit formáljuk a leképező rendszer térbeli feloldásához igazítva. A gyakorlatban ez azt jelenti, hogy a gyűrű alakú apertúra éleit valamilyen simító függvénnyel lekerekítjük, így a magas frekvenciájú térkomponensek

szerepe csökken a leképezés során. Ilyen apertúraként az apodizációs szűrőkhöz hasonlóan térben változó transzmissziójú szűrők szolgálhatnak. Egy ilyen apertúra megvalósítása azonban technikailag bonyolult. Ennél előnyösebbnek tűnik, ha a korlátozott térkomponensű tárgyat úgy állítjuk elő, hogy az éles tárgyat egy kis térbeli feloldású (kis nyílásszögű) rendszerrel képezzük le. Így egy lekerekített éllel bíró (homályos) gyűrű alakú eloszlást kapunk, aminek a térbeli kontrasztja természetesen kicsi lesz, de a lekerekített élék meghagyásával egy második apertúrával kitakarhatjuk a sötétnek szánt részeket. Ez a homályos kép a második apertúrával kiegészülve jelentheti az új tárgyat, illetve a bemeneti nyalábót a nemlineáris Fourier-szűrésnek.

Ennek a korlátozott térkomponensű tárgynak az előállítását szemlélteti a 3-14. ábra. Az ábrán az éles, gyűrű alakú tárgy és ennek nagy f -számú elő-leképezéssel nyert térbeli intenzitáseloszlása látható. A leképező rendszer a tárgy Fourier-síkbeli eloszlásának első 10 maximumát engedi át. A képsíkban a második apertúra a 10^{-3} intenzitás szint alatti részeket kitakarja. Látható, hogy az elő-leképezéssel nyert tárgy kevésbé éles lefutású. Azt várjuk, hogy ezt, mint tárgyat lényegesen nagyobb kontraszttal lehet leképezni.

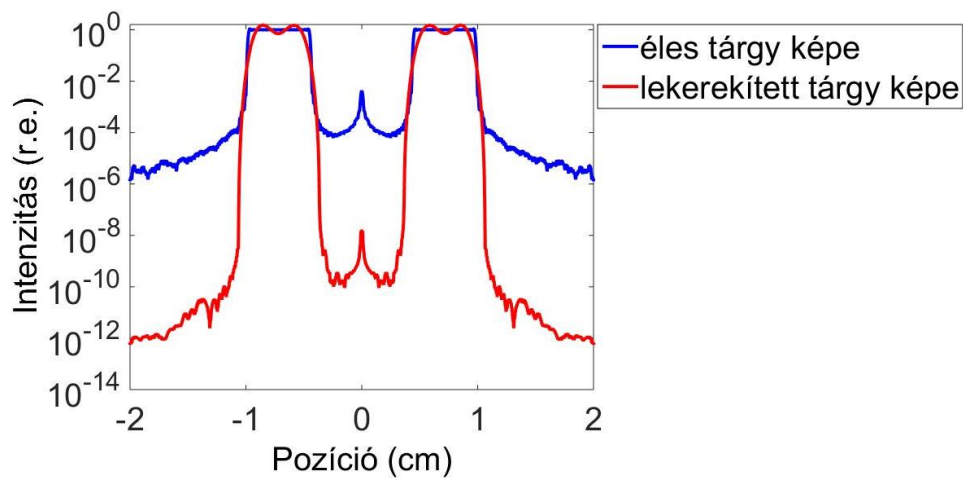


3-14. ábra

Az éles gyűrű alakú tárgy (kék görbe) illetve kis nyílásszögű elő-leképezéssel nyert lekerekített tárgy (piros görbe) szimulált tárgysíkbeli intenzitáseloszlása. (A szimulált elő-leképezés során koherens megvilágítást és az első tíz Fourier-síkbeli maximum feldolgozását tételeztem fel.)[118]

A 3-15. ábrán látható ezen két (éles és lekerekített) tárgy leképezésének szimulációja. Ez a második leképezés a kísérletileg is használt leképezés paramétereivel egyezik meg ($f_0 = 500 \text{ cm}^{-1}$ és koherens megvilágítás). Látható, hogy a lekerekített tárgyat extrém magas, 10^{10} -en értéket megközelítő térbeli kontraszttal lehet leképezni. Ez az eredmény lényegesen

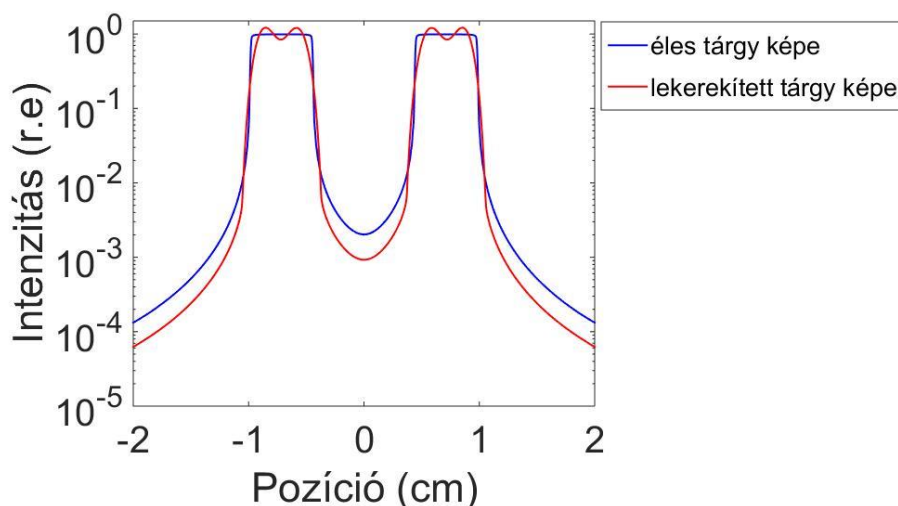
jobb, mint az apodizációs szűrőkkel elérhető eredmény és technikailag a megvalósítás is egyszerűbb.



3-15. ábra

Az éles gyűrű alakú tárgy (kék görbe) illetve a kis nyílásszögű elő-leképezéssel nyert lekerekített tárgy (piros görbe) szimulált képsíkbeli intenzitáseloszlása. Szimuláció paramétereit; koherens megvilágítás, $f_0 = 500 \text{ cm}^{-1}$ levágási frekvencia [118].

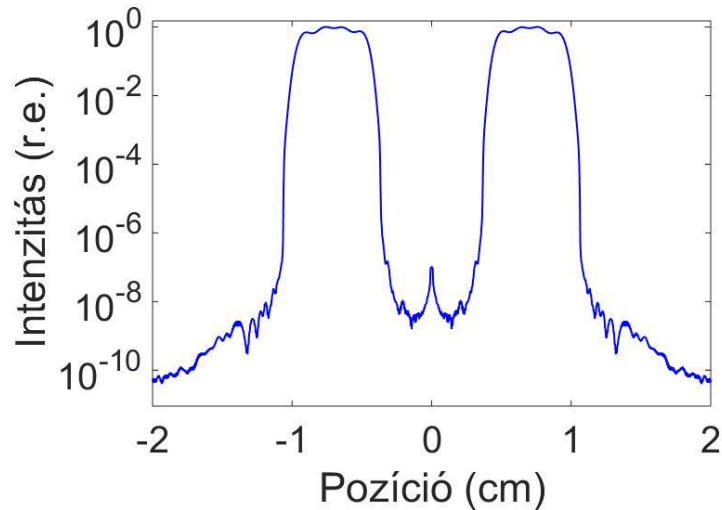
A 3-16. ábrán látható ugyanezen éles és lekerekített tárgyak leképezésének szimulációja inkoherens megvilágítás esetén. Látható, hogy inkoherens esetben a térbeli kontraszt javulásának mértéke jóval szerényebb. Azonban ez nem jelent jelentős megkötést, hiszen az elő-leképezés a kis nyílásszöge miatt eleve csak az ASE térben koherens részét engedi át. Tekintettel arra, hogy az alkalmazások többségénél csak a főimpulzussal azonos irányba terjedő ASE játszik szerepet, a számítások vonatkozásában a koherens fényvel modellezett esetek tekinthetők mérvadónak. A térben inkoherens részt egy klasszikus térszűréssel szeparálni lehet.



3-16. ábra

Az éles gyűrű alakú tárgy (kék görbe) illetve a kis nyílásszögű elő-leképezéssel nyert lekerekített tárgy (piros görbe) szimulált képsíkbeli intenzitáseloszlása. Szimuláció paramétereit; inkoherens megvilágítás; $2f_0 = 1000 \text{ cm}^{-1}$ levágási frekvencia.

A kis nyílásszögű leképezés kísérleti megvalósítása legegyszerűbben (a több méter hosszú elrendezéseket elkerülendő) egy fókusz síkban elhelyezett tüllyukkal oldható meg. A tüllyuk méretét úgy kell megválasztani, hogy a fókusz síkbeli eloszlás első tíz mellékmaximumát engedje át. Mivel ez a szűrési elrendezésben szereplő gázfelhőbe való fókuszáláshoz képest nagyobb beállítási pontosságot igényel, érdemesnek tartottam megvizsgálni a félreállított tüllyuk hatását a képkontrasztra. A 3-17. ábrán látható képsíkbeli eloszlás egy olyan félreállított esetnek felel meg, amikor az elő-leképezés Fourier-síkjának metszetében az egyik oldalon 5, a másik oldalon 15 mellékmaximumot engedünk át. Látható, hogy még egy ilyen relatíve durva félreállítás sem befolyásolja jelentősen a kép kontrasztját.



3-17. ábra

Egy félreállított elő-leképezéssel nyert lekerekített tárgy szimulált képsíkbeli intenzitáseloszlása (részletek lásd a szövegben). Szimuláció paraméterei; koherens megvilágítás; $f_0 = 500 \text{ cm}^{-1}$ levágási frekvencia.

Az ebben a pontban bemutatott új tudományos eredményeket a leképezés kontrasztjára vonatkozó korlátozás és a különböző típusú apodizációk és fázishibák szerepének azonosítása valamint a tárgy térfrekvenciás modulációjának vizsgálata jelentették. A számítások egyszerű numerikus Fourier transzformációt és ablakfüggvényeket alkalmaznak, ami a leírásom alapján könnyen reprodukálható. Ennek okán és a disszertáció terjedelmének csökkentése érdekében eltekintettem a MATLAB kódoknak a dolgozatban való mellékelésétől.

3.2. d. Diskusszió

Ebben a fejezetben bemutattam az optikai leképező rendszerek térbeli kontrasztjának modellezésére szolgáló numerikus szimulációt, amelyet hullámoptikai megközelítésre, azon belül pedig a térfrekvencia analízisre alapoztam. Megmutattam, hogy a kísérleti elrendezésnek megfelelő esetben a leképezés térbeli kontrasztja diffrakció-limitált esetben is alig haladja meg a 10^3 értéket. A szimuláció szerint a leképezés f-számának növelésével javítható a térbeli kontraszt értéke, de az ezzel megjelenő leképezési hibák és a leképezéshez használt hullámhossz nagyságrendje a térbeli kontrasztra limitációt jelentenek. A pupillafüggvény apodizációja jelentős javulást eredményez a kép kontrasztjában, azonban kivitelezése technikailag nehéz. A leképező rendszer javítása helyett előnyösebbnek bizonyult a tárgy térfrekvenciás komponenseinek a manipulációja. A szóba jövő lehetőségek közül egy kis nyílásszögű elő-leképezéssel és a 10^{-3} intenzitásszint alatti részeket kitakaró apertúra kombinációjával előálló tárgy tűnik a legkedvezőbbnek.

Az elő-leképezés segítségével térfrekvencia-modulált tárgyat a számítások szerint extrém magas (10^{10} -ent megközelítő) képkontraszttal lehet leképezni, ez kiemelten indokoltá teszi a kísérleti megvalósítását illetve további vizsgálatát. Erre az eredményre alapozva a további kutatásom iránya a leképező rendszerek képkontrasztjának több nagyságrendet átfogó kísérleti vizsgálata, továbbá ennek felhasználásával a nemlineáris Fourier-szűrés által elérhető kontrasztjavulás kiterjesztése volt.

3.3. A nemlineáris Fourier-szűrő kontrasztjavításának kiterjesztése

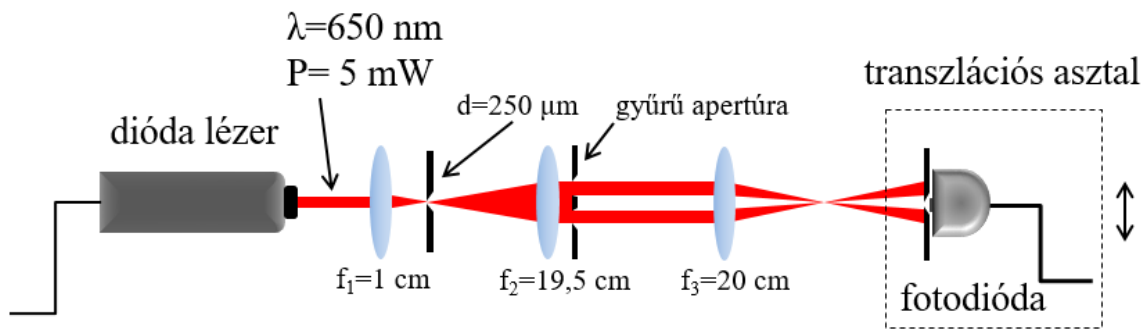
A 2. fejezetben bemutatam az elmélet szerint extrém magas időbeli és térbeli kontrasztjavulást eredményező nemlineáris Fourier-szűrési technikát. A kísérleti tapasztalatok szerint az elérhető intenzitáskontraszt javulást - a nemlineáris kölcsönhatástól független - az elrendezés részét képező optikai leképezés térbeli kontrasztja korlátozza. Numerikus szimulációkra alapozva a 3.2. fejezetben megmutattam, hogy a képkontraszt javítás perspektivikus módja, ha a leképezendő tárgy térfrekvenciás spektrumát moduláljuk. Ennek eszköze lehet az, ha az éles (esetünkben gyűrű alakú) tárgynak egy kis nyílásszögű elő-leképezéssel korlátozzuk a magas térfrekvenciás komponenseit és az így előálló lekerekített éllel bíró kép 10^{-3} intenzitás szint alatti részeit egy második gyűrű alakú apertúrával kitakarjuk. Az így előálló jórészt alacsony térfrekvenciás komponensekkel bíró, de nagy kontrasztú eloszlás szolgál új tárgyként, azaz a nemlineáris Fourier-szűrés bemeneteként.

Ebben a fejezetben általánosan az optikai leképezés képkontrasztjának javításával kapcsolatos és a nemlineáris Fourier-szűrési technika kontrasztjavításának vizsgálatára és annak kiterjesztésére kapott kísérleti eredményeimet mutatom be [118].

3.3.a. Optikai leképezés kontrasztjának kísérleti javítása

Mivel az optikai leképezés során mérni kívánt intenzitásarányok az 5-10 nagyságrendet közelítik, ezért a detektálás dinamikus tartományának növelése egy külön eljárást igényel. Az optikai leképezés térbeli kontrasztját egy speciálisan kialakított félvezető dióda lézerrel és detektor rendszerrel vizsgáltam meg. A kísérlethez fényforrásként egy kereskedelmi forgalomban kapható, a látható hullámhossz tartományban működő ($\lambda=650$ nm) dióda lézert használtam, amely folytonos üzemmódú és teljesítménye a néhány mW nagyságrendjébe esik. Ennek a dióda lézernek a működése egy 1,4 kHz-es frekvenciájú négyszögjellel volt modulálva a tápáramán keresztül. A detektáláshoz egy BPW21R típusú fotodiódát használtam, amelynek jele egy keskenysávú erősítőn volt átvezetve. Az erősített jel polaritását a fényforrás modulációjának ütemében váltogattuk, majd az így kapott jel egy integrátor

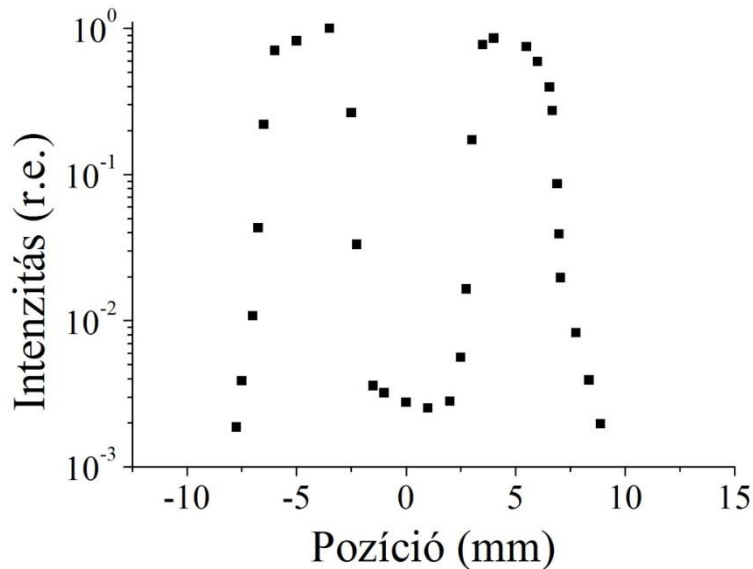
bemenetére volt vezetve. Ezen technika előnye, hogy egy külső forrásból származó fény a periodikusan változó polaritás miatt az integrátor után zéró jelszintet eredményez. Ugyanakkor a polaritással egy ütemben modulált diódából érkező fény az integrátor után is mérhető. Egy ilyen frekvencia- és fázis-érzékeny detektálás az intenzitás mérés dinamikus tartományát több nagyságrenddel képes kiterjeszteni. Az optikai leképezés kontrasztját ezzel a fényforrás-detektor rendszerrel a 3-18. ábrán látható elrendezésben vizsgáltam.



3-18. ábra

Az optikai leképezés térbeli kontrasztjának vizsgálatára használt elrendezés.

A dióda lézer nyalábprofilját egy klasszikus térszűrési elrendezéssel a mérést zavaró térbeli modulációktól mentessé tettem. Az elrendezés egy $f_1=1$ cm és egy $f_2=19,5$ cm fókuszú lencséből álló teleszkópból és a közös fókusz síkban elhelyezett $250 \mu\text{m}$ átmérőjű túlyukból állt. A párhuzamosító lencse után helyeztem el a CaF_2 hordozóra ragasztott gyűrű alakú apertúrát, melynek méretei $1,6$ cm külső és $0,7$ cm belső átmérő voltak. Az így keletkező tárgyat egy $f_3=20$ cm-es fókuszú lencsével képeztem a detektorra közel $N=1$ nagyítást alkalmazva. Ennek az optikai leképezésnek a levágási frekvenciája ($f_0 = 600 \text{ cm}^{-1}$) közel megegyezik a nemlineáris Fourier-szűrésben alkalmazott leképezés levágási frekvenciájával. A detektor elé egy kis méretű ($d \approx 0,5$ mm) íriszt helyeztem el, mellyel a képsíknak mindig csak egy adott pontját vizsgáltam. A térbeli feloldást az írisz mérete szabta meg. A detektor az optikai tengelyre merőleges irányú eltolón volt rögzítve, ennek segítségével rögzítettem a kép intenzitás eloszlását. A 3-19. ábrán a mért képsíkbeli normált intenzitáseloszlás metszete látható.

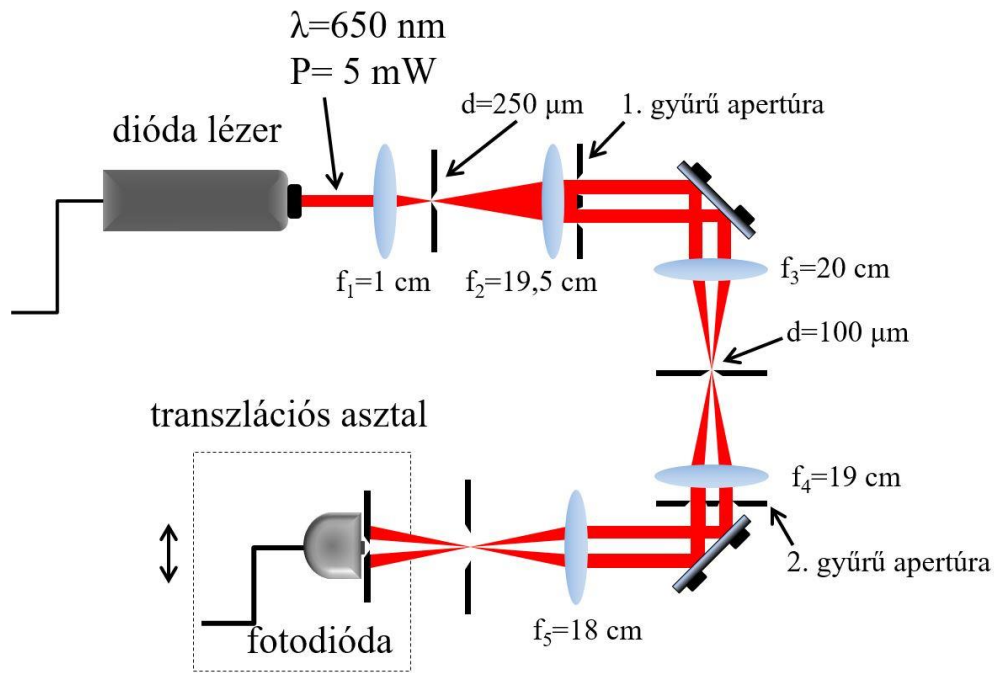


3-19. ábra

A gyűrű alakú tárgy képének intenzitáseloszlása $f_0 = 600 \text{ cm}^{-1}$ levágási frekvenciájú optikai leképezés esetén. (A detektor térbeli feloldása $d=0,5 \text{ mm}$.)

Látható, hogy a képsíkban a gyűrű közepén a kontraszt 2,5 nagyságrendet ér el. Ez az érték kisebb, mint amit a modellezés az ideális diffrakció-limitált leképezés esetére jósolt koherens esetben. Az eltérést a leképezési hibák, a fényforrás térbeli koherenciája és az optikai elemeken fellépő szórás okozhatták.

A gyűrűelek - elő-leképezéssel történő - lekerekítésének hatását a 3-20. ábrán látható elrendezéssel vizsgáltam. Az $f_3=20 \text{ cm}$ -es lencse utáni fókusz síkba egy $100 \mu\text{m}$ átmérőjű túlyukat helyeztem el. Ez az elrendezés a modellezésnek megfelelően a Fourier-eloszlás közepének ~ 10 mellékmaximumát engedi át. A túlyuk után a nyalábot egy $f_4=19 \text{ cm}$ -es lencsével párhuzamosítottam és utána helyeztem el a második gyűrű alakú apertúrát, amelynek belső átmérőjét 1 mm -rel kisebbre választottam, mint az első gyűrűét. Az így kapott tárgyat egy $f_5=18 \text{ cm}$ -es lencsével képeztem le $N=1$ -es nagyítással. Ezen második leképezés köztes fókusz síkjában az optikai rendszerben lévő számos elem miatt egy apertúrát helyeztem el, ami a leképezést nem érinti, de az esetleges parazita reflexiókat kiszűri. A detektorral mérve a gyűrű közepén a kép kontrasztja meghaladta a 10^5 -en szintet. Ez jelentős javulás a korábbi 2-3 nagyságrendhez képest. A kapott érték azonban nagyságrendekkel elmarad a numerikus szimulációval kapott eredménytől.



3-20. ábra

A gyűrű alakú tárgy térfrekvenciás komponenseit egy kis nyílásszögű elő-leképezés és egy második apertúra modulálja. Az így előálló eloszlást az f_3 lencse képezi le a fotodiódára.

A leképezés kontrasztjának pontosabb mérése érdekében a 3-20. ábrán látható elrendezést kiegészítettem egy $f_6=13,5$ cm-es lencsével, ami a kép belső sötét részét egy 1 mm-átmérőjű túlyukon át képezi le a detektorra. A túlyuk - a relatíve nagy mérete miatt - csak azokat a fénysugarakat blokkolja, amely a nyalábhoz képest jelentősen eltérő térszögben terjednek, így a leképezést nem befolyásolja, ugyanakkor a szórás és egyéb reflexiók hatását csökkenti. Ezzel az elrendezéssel a képsíkbeli gyűrű közepének frekvencia- és fázis-érzékeny detektor által mért jelszintje nem érte el a zajszintet, ami a mérésnél 2 mV alatti érték volt. A leképezés kontrasztja meghaladta a mérőrendszer dinamikus tartományát. A detektor maximális jelszintje (a gyűrű apertúrák kivételével) az elrendezésre nézve 200 mV értékű volt 10^{-5} szűrés mellett. Ez azt jelenti, hogy a leképezés kontrasztja biztosan meghaladja a 10^7 értéket.

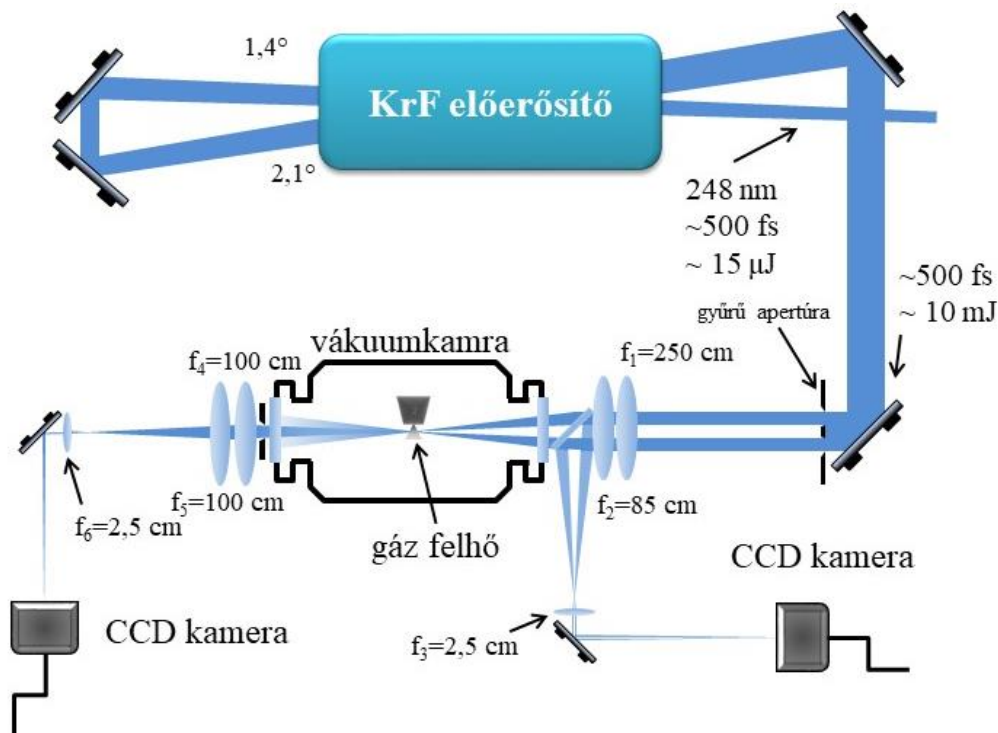
A fenti kísérleti elrendezéssel tehát sikerült egy kis nyílásszögű elő-leképezéssel a gyűrű alakú tárgy térfrekvenciás komponenseit úgy modulálni, hogy ezt egy relatíve nagy f-számú optikai leképezés is extrém magas (10^7 -t meghaladó) kontraszttal képezze le. A kísérleti eredmény a numerikus szimuláció eredményét jól közelíti. A leképezés kontrasztjának pontos értékét a korlátozott mérési tartomány miatt nem lehetett pontosan megállapítani. Ultraibolya rövid impulzusok esetén a leképezés kontrasztjának mérése még

nagyobb kihívás, hiszen itt nem áll rendelkezésre frekvencia és fázis-érzékeny detektálási lehetőség.

3.3.b. A nemlineáris Fourier-szűréssel elérhető kontrasztjavulás kísérleti vizsgálata

A nemlineáris Fourier-szűrés kísérleti vizsgálatához a korábban tárgyalt festék-excimer lézerrendszert használtam. Ennek sematikus rajza a 3-1. ábrán látható. Ezen elrendezésben a frekvenciakétszerezés után a rövid impulzus kétszeri áthaladás során erősödik egy KrF erősítőben. A lézerrendszer kimenetén így 500 fs hosszúságú és ~10 mJ energiájú impulzusok állnak rendelkezésre 1 és 10 Hz közötti ismétlési frekvencia mellett.

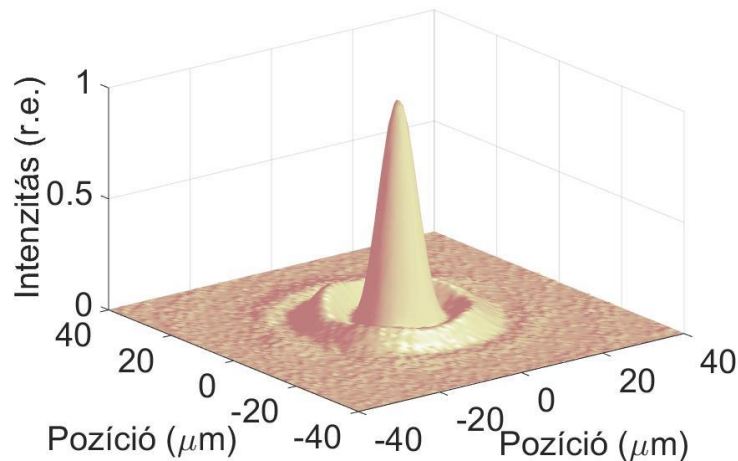
A gázfelhővel történő kölcsönhatás egy vákuumkamrában történt, jellemzően 10^{-2} mbar levegőnyomás mellett. A kísérlet során >99,99% tisztaságú Ar nemesgázt használtam a fókusz síkban lezajló kölcsönhatáshoz. A gáz befecskendezését egy Parker VAC-750 típusú mágnesszeleppel szabályoztam. A mágnesszelep előtt az Ar gáz nyomását egy reduktor szeleppel változtattam. A mágnesszelep vezérlő egység indítójelével - egy állítható késleltető egység közbeiktatásával - indítottam a lézert ezáltal biztosítva a szinkronizációt. A mágnesszelep után egy 0,6 mm átmérőjű fúvóka formálta a gázfelhőt. A kísérlethez felépített nyalábút sematikus rajzát a 3-21. ábra mutatja.



3-21. ábra

A nemlineáris Fourier-szűrés kísérleti vizsgálatához használt optikai elrendezés sematikus rajza.

A gyűrű alakú eloszlást egy 5 mm vastag CaF_2 szubsztrátra ragasztott apertúra állította elő. Az így formált gyűrű külső átmérője 1,6 cm, belső átmérője 0,7 cm volt. A kísérlet során egy $f_1=250$ cm és egy $f_2=85$ cm fókusztávolságú lencse kombinációját alkalmaztam lefokuszáláshoz. A fókuszsík és az f_2 lencse közötti távolság 73 cm volt. Mivel a nyaláb fókuszsíkbeli eloszlása döntő jelentőséggel bír a szűrt nyaláb eloszlására (a kimeneti képre), ezért a fókuszsíkot egy $f_3=2,5$ cm-es gyűjtőlencsével egy Hamamatsu C7040 típusú CCD detektorra képeztem le. A leképezés során $N=30$ -as nagyítást alkalmaztam. A fókuszsíkbeli eloszlás egy jellemző felvétele 3D-s ábrázolásban a 3-22. ábrán látható. A fókuszfolt mérete a (gyűrű alakú nyalábra vonatkozó) diffrakció-limitált határérték 1,75-szerese. Az eloszlás alakja reguláris és lövésről lövésre stabilnak bizonyult, ezért a kísérlet során nem tartottam szükségesnek a folyamatos monitorozást.

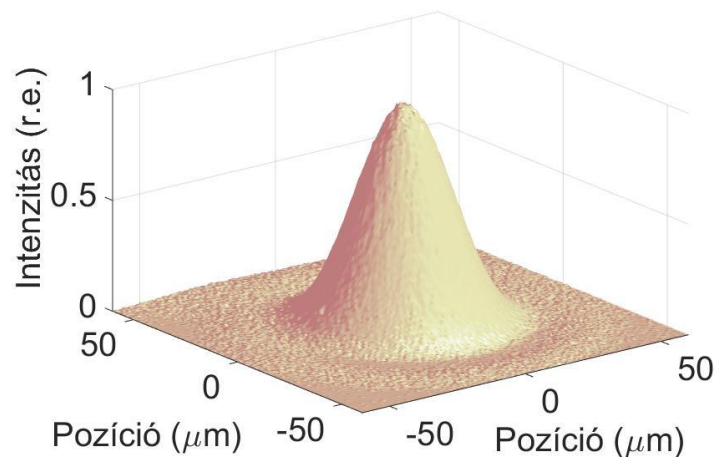


3-22. ábra

A nemlineáris Fourier-szűrés bemenő gyűrű alakú nyalábjának fókuszsíkbeli eloszlása $f/35$ -ös fókusználás mellett [118].

Ahogy a 2.3.i. pontban bemutattam, a numerikus szimuláció szerint az elrendezés az időbeli kontrasztjavításon túl a nyaláb magas térfrekvenciás komponenseit is szűri. A fókuszsíkban lezajló nemlineáris folyamatok, mint az önfokuszálódás/filamentáció és csatornázódási jelenségek azonban negatív hatással is lehetnek a nyaláb térbeli tulajdonságaira. A nemlineáris Fourier-szűrésnek a nyaláb térbeli tulajdonságaira gyakorolt hatása igen fontos a nyaláb további alkalmazhatósága szempontjából. Ehhez a kimenő oldalon elhelyezett apertúra után egy $f_4=100$ cm-es gyűjtőlencsével először párhuzamosítottam, majd egy $f_5=100$ cm-es lencsével fókusztávolságú lencsével lefokuszáltam a szűrt nyalábot. A fókuszsíkot egy $f_6=2,5$ cm-es lencsével képeztem a Hamamatsu C7040 típusú CCD kamerára $N=38$ -as nagyítással. A CCD kamerára eső intenzitást egy 0,1% transzmissziójú dielektrikum tükör és szűrkeszűrők behelyezésével

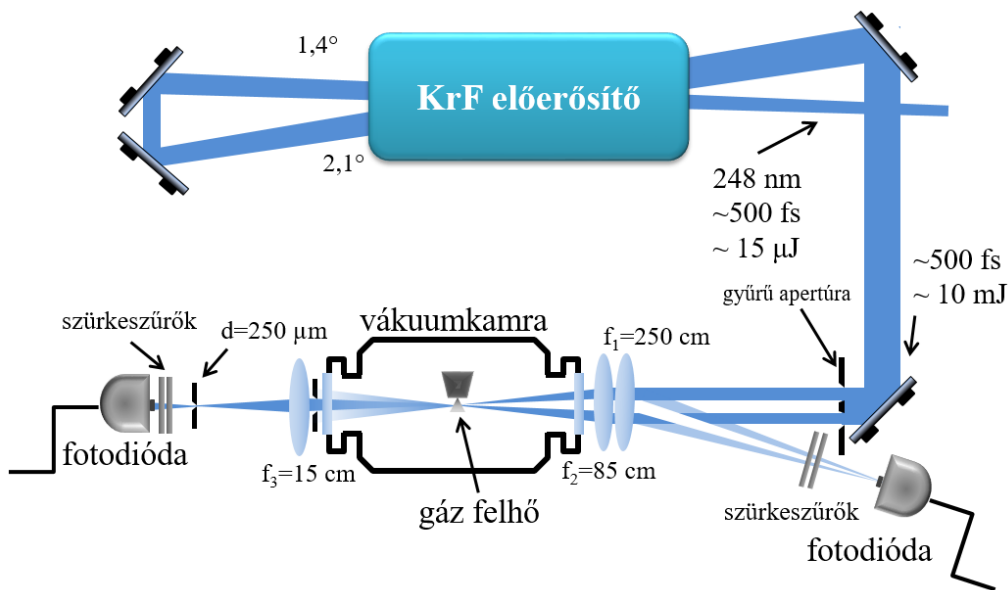
csökkentettem. A 3-23. ábrán látható egy tipikus eloszlás 3D-s ábrázolásban a nagyítás értékével korrigált hosszskála mellett. Az eloszlás szabályos Gauss függvényt követ és a félértékszélessége az elméleti határ 1,75-szerese, azaz megegyezik a bemenő oldalon mért értékkel. A számítások során a szűrő kimenetén megjelenő csonkolt Gauss eloszlást teljes Gauss eloszlással közelítettem.



3-23. ábra

A nemlineáris Fourier-szűrés kimeneti nyalábjának fókuszsíkbeli eloszlása ($f/140$ -es fókuszálás mellett) [118].

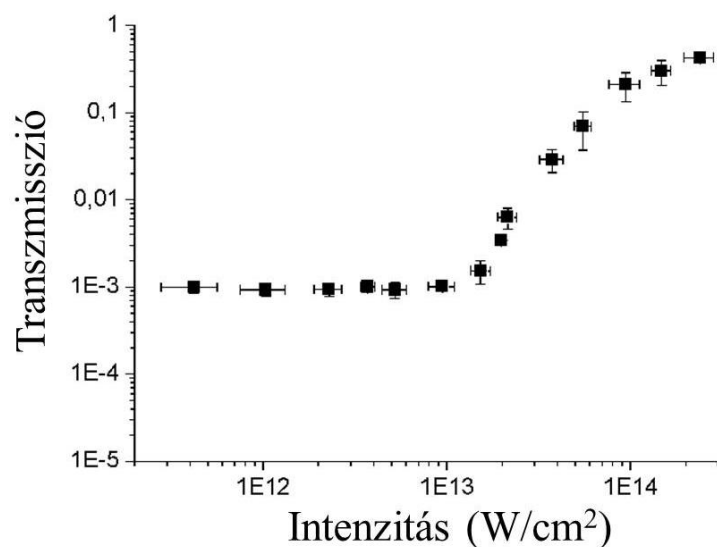
A szűrési elrendezés által elérhető időbeli kontrasztjavulást a nagyjelű és a kisjelű transzmisszió hányadosa szabja meg. Ennek vizsgálata érdekében úgy módosítottam a kísérleti elrendezést, hogy a belépő és a kilépő nyaláb energiáját egyidejűleg lehessen mérni (lásd 3-24. ábra). A bemenő energia monitorozásához az $f_1 = 250$ cm-es lencséről való (közel 0° -os) reflexiót használtam fel és egy ITL gyors vákuum fotodióda segítségével mértem a reflektált jelet. A fotodióda által mért feszültségértéket egy GENTEC QE50PL-S-MD-D0 energiamérő fej segítségével hitelesítettem. A vákuumkamra kilépő oldalán (a gyűrű alakú tárgyról az f_1 és f_2 lencse által alkotott kép síkjában) egy íriszt helyeztem el, amellyel csak az eredeti gyűrű alakú eloszlás közepét engedtem át. Az írisz után egy $f_3 = 15$ cm fókuszhosszú lencsével egy $d = 250 \mu\text{m}$ átmérőjű túlyukon fókuszáltam át a nyalábot és egy Hamamatsu R1193U-52 típusú fotodiódával mértem a jelet. A fotodióda jelét ebben az esetben egy nagyobb érzékenységű GENTEC QE12SP-S-MT energiamérő fejjel hitelesítettem. A túlyukon való átfókuszálásra azért volt szükség, hogy a fotodiódával a rövid jellel egy irányba terjedő sugárzás energiáját mérjem.



3-24. ábra

A nemlineáris Fourier-szűrés intenzitásfüggő transzmissziójának méréséhez használt kísérleti elrendezés rajza.

A bemenő oldalon a nyalábot (közel 0° -ban betett) kvarclapok, dielektrikum alapú attenuátor és szűrkeszűrők behelyezésével 3 nagyságrenden át gyengítettem. Egy adott gyengítés esetén mindig ~ 15 db összetartozó bemenő és kimenő energia értéket rögzítettem. Az így kapott adatokat ábrázoltam a 3-25. ábrán látható grafikonon, ahol az elrendezés transzmissziója (a kimenő és a bemenő energia hányadosa) a fókusz síkbeli intenzitás függvényében látható. A grafikonon látható mérési pontokat az ugyanazon gyengítésnél mért értékek átlaga adja, minden így kapott pontnál feltüntettem a mérés hibáját is.



3-25. ábra

A nemlineáris Fourier-szűrés transzmissziója a fókuszált intenzitás függvényében.

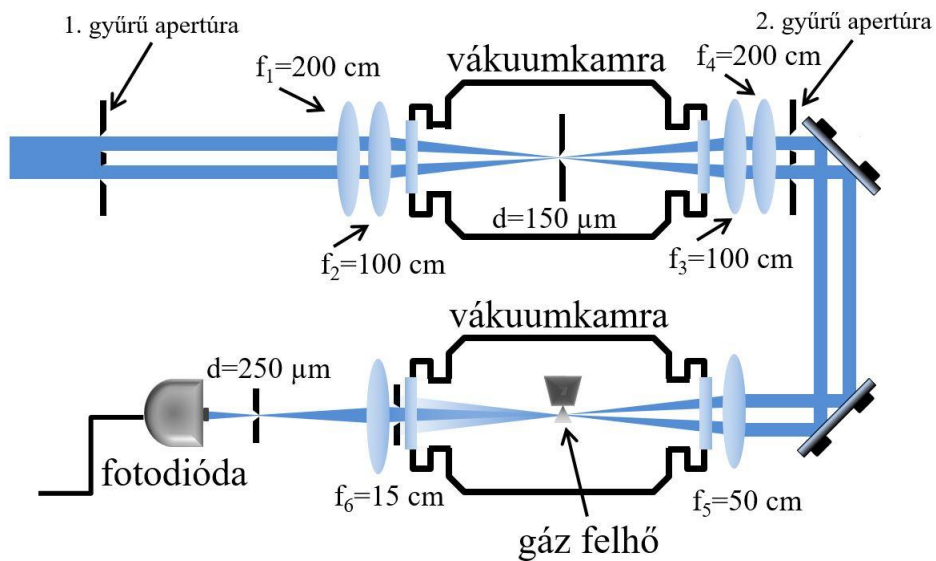
A 3-25. ábráról jól látható, hogy a maximális intenzitásnál ($> 2 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$) az energia transzmisszió értéke meghaladja a 40%-ot, továbbá a fókuszsíkbeli intenzitás csökkentésével a szűrési elrendezés transzmissziója - egyre nagyobb - meredekséggel csökken egészen addig, míg el nem éri a korábban [38]-ban leírt 10^{-3} -on értéket. Ezen érték elérése után az intenzitástól függetlenül a transzmisszió konstans marad. A kísérletek tanulsága szerint ez a limit valóban nem a fókuszsíkból lezajló nemlineáris kölcsönhatás következménye, ugyanis ez a háttérszint akkor is megmaradt, ha nem juttattam gázt a kamrába. Ebből az következik, hogy a háttér, csak az optikai elemeken fellépő szórás és a fókuszáló lencse nem tökéletes leképezése okozhatja. Ez az eredmény megerősíti a [38]-ban kapott korábbi eredményt.

A továbbiakban az optikai leképezés által okozott limit kiterjesztésével kapcsolatos kísérleti eredményeimet mutatom be.

3.3.c. Az elérhető kontrasztjavulás növelésének kísérleti vizsgálata

A leképezés térbeli kontrasztjavításának rövid ultraibolya impulzusokra való vizsgálatát ugyancsak a korábban bemutatott festék-excimer lézerrendszerrel végeztem. A kontraszt javításához szükséges elő-leképezést egy vákuumkamrában elhelyezett tülyuk segítségével hajtottam végre. A kísérleti elrendezés vázlata a 3-26. ábrán látható. A lézerrendszerből kilépő nyaláb útjába helyeztem az első gyűrű alakú apertúrát 0,7 cm belső és 1,6 cm külső átmérővel. Ezt a tárgyat egy két lencséből álló ($f_1=200 \text{ cm}$ és $f_2=100 \text{ cm}$) 67 cm-es eredő fókuszú optikai rendszerrel képeztem le $N=1$ -szeres nagyítás mellett, úgy hogy a köztes fókuszsíkra helyeztem a vákuumcsőben rögzített tülyukat. A nyalábot a tülyukon való áthaladás után a képsík előtt néhány cm-el egy ugyancsak két lencséből álló rendszerrel ($f_3=200$ és $f_4=100 \text{ cm}$) kollimáltam. A kollimálás után helyeztem el a második gyűrű alakú apertúrát (belső átmérő 0,6 cm, külső átmérő 1,7 cm). Az így keletkezett nyaláb jelenti a bemenetet a nemlineáris szűrési elrendezésnek. A megnövekedett számú optikai elem miatt a korábbi kísérleti elrendezéshez képest csökkent a nyaláb energiája, így ugyanakkora nyílásszögű fókuszálás mellett csak kisebb fókuszsíkbeli intenzitást lehet elérni. Ezt ellensúlyozandó csökkentettem a nyílásszöget és egy $f_5=50 \text{ cm}$ -es lencsével végeztem a lefókuszálást/leképezést. A képsíkban egy íriszt, helyeztem el, ami a gyűrű eloszlásnak csak a közepét engedi csak át. Hasonlóan a látható optikai tartományban végzett méréshez, az írisz után egy $f_6=15 \text{ cm}$ -es lencsével egy $250 \mu\text{m}$ átmérőjű tülyukon fókuszáltam át a nyalábot. A tülyuk - a nagy mérete miatt - csak a nyalábhöz képest lényegesen eltérő térszögben terjedő

fényt blokkolja. A tüllyuk mögött egy Hamamatsu R1193U-52 típusú diódával mértem a jel energiáját.



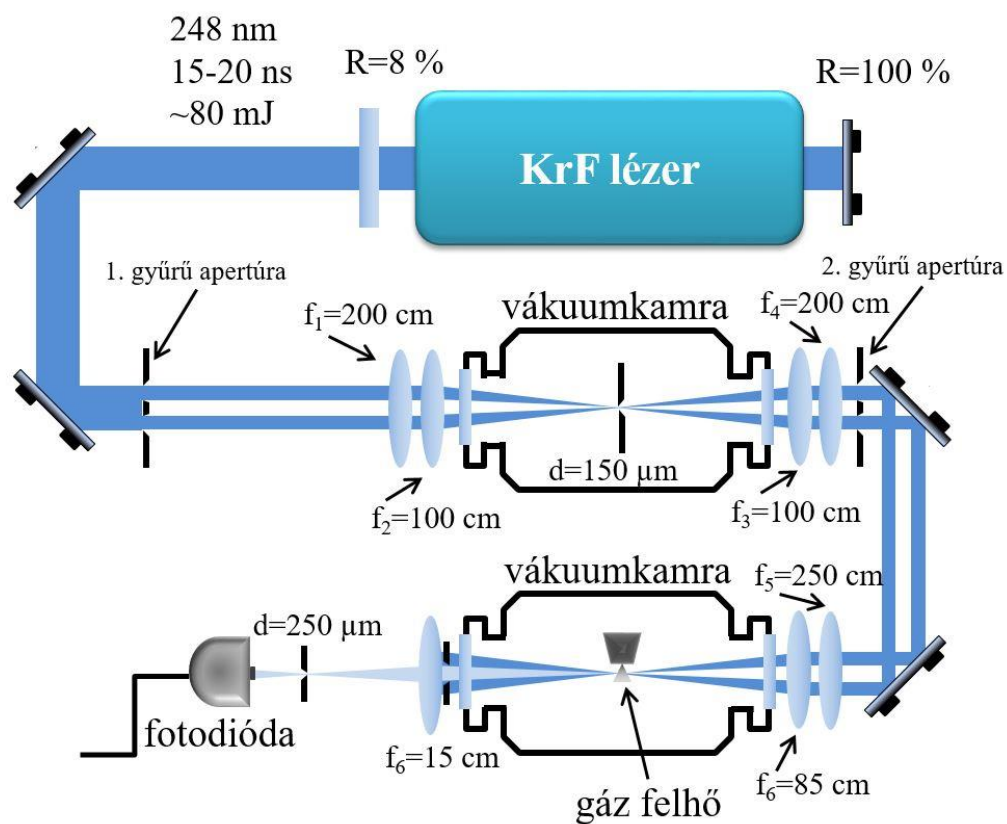
3-26. ábra

A kis nyílásszögű elő-leképezéssel kiegészített nemlineáris Fourier-szűrés kísérleti elrendezése.

Mint ismeretes a rövid impulzusú KrF excimer lézerrendszerek esetében a 248 nm-es központi hullámhossz miatt komoly problémát jelent az optikai elemeken fellépő energiaveszteség. Ez egyrészt a fókuszált intenzitást (ezáltal a nemlineáris effektus bekövetkezését), másrészt a fotodióda mérési tartományát limitálja. A fenti elrendezésben nem sikerült megközelíteni a korábban tapasztalt közel 40%-os transzmissziót a rövid jelre nézve, a leképezés vizsgálatára azonban alkalmas volt. A leképezés kontrasztjának mérése során a gyűrű közepébe eső ASE és rövid jel intenzitása is a zajszint alá esett. A fenti mérési elrendezésben a fotodióda rövid UV impulzusokra vonatkozó dinamikus tartománya $2,5 \cdot 10^4$ értékű volt. Ez alapján az elrendezéssel elérhető kontrasztjavulását nagyobb, mint $2,5 \cdot 10^4$ -re becsültem, ami több mint egy nagyságrenddel nagyobb, mint a korábban kapott 10^3 érték.

A kontrasztjavulást elsődlegesen meghatározó ASE esetében alacsonyabb volt a dinamikus tartomány a 3-26. ábrán látható mérési elrendezésben. A fenti $2,5 \cdot 10^4$ -es becslést a rövid jelre mért képkontrasztra alapozva tettem feltételezve, hogy az ASE leképezési tulajdonságai megegyeznek a rövid jellel. Ez a feltételezés megalapozottnak tűnik mivel a nemlineáris szűrés előtt lévő klasszikus térszűrés jó közelítéssel csak a rövid jellel egy irányba terjedő ASE-t engedi át. Ugyanakkor ennek igazolására szükségesnek tartottam a leképezés ASE-ra vonatkozó kontrasztjának nagyobb dinamikus tartományon való

tanulmányozását is, amelyet a 3-27. ábrán látható mérési elrendezéssel végeztem el. Ez az elrendezés nagyban hasonlít a 3-26. ábrán bemutatotthoz, annyi különbséggel, hogy az ASE-t egy klasszikus excimer lézer fényével modelleztem. A lézerrendszer KrF excimer erősítője köré egy rezonátort építettem, ahol a záró tükör 100%-os, a kicsatoló tükör pedig 8%-os reflexiójú volt. Egy KrF excimer lézer impulzusainak időbeli lefutása jól közelíti az erősített spontán emisszióját, de az impulzusok által hordozott energia több nagyságrenddel is nagyobb lehet. A kísérleti elrendezésben lévő térszűrés biztosítja, hogy ugyanarra a térszögűre eső jelet vizsgáljuk, mint a korábbi esetben. (A nemlineáris szűréshez tartozó leképezés nyílásszögét a korábbi kísérleti elrendezéshez igazítottam.)



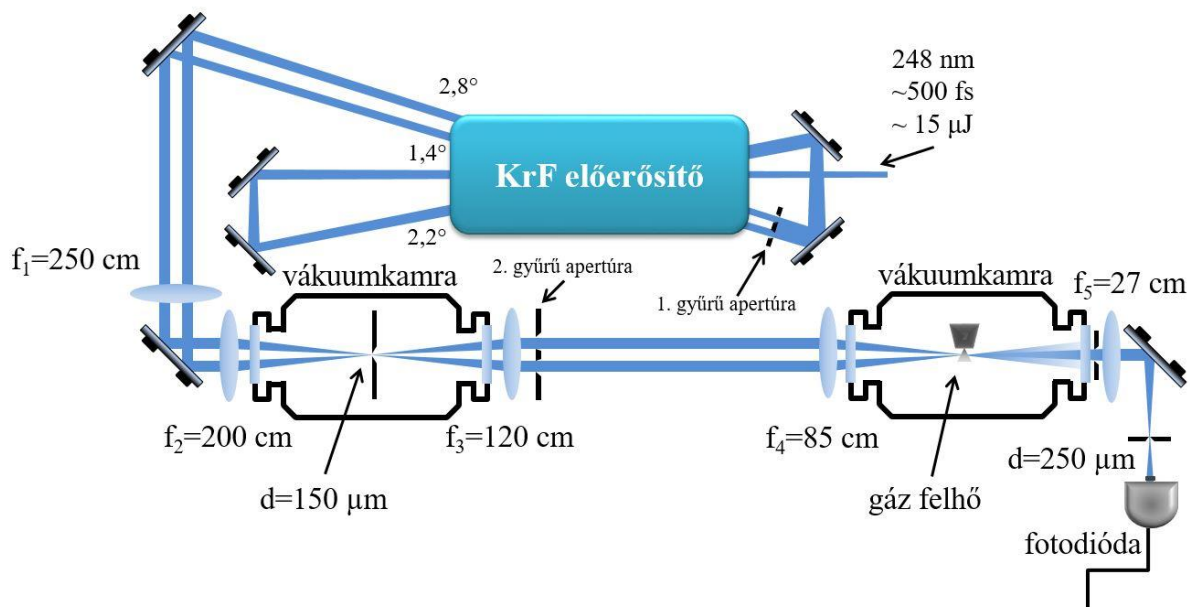
3-27. ábra

Az optikai leképezés kontrasztját az erősített spontán emisszióra (ASE) modellező kísérleti elrendezés rajza.

Az így módosított kísérleti elrendezéssel az ASE-vel mérhető leképezés kontrasztjára kapott értéket, ugyancsak a mérőrendszer méréshatára szabta meg, ami az adott elrendezésben $2,5 \cdot 10^4$ értéket jelentett. A mérés tartományát tehát sikerült kiterjeszteni az időbeli háttérre vonatkozóan. Ezzel megerősítettem a korábbi feltételezést, hogy a fókusz síkban lezajló nemlineáris kölcsönhatásnak nincs hatása a kimeneten mérhető háttérre, ugyanis a gázfelhő jelenlétével és a nélkül is ugyanazt az eredményt kaptam.

A fenti eredményekre alapozva mindenképp szükségesnek tartottam az elő-leképezéssel kiegészített szűrési elrendezés energia transzmissziójának kimérését az intenzitás függvényében. Ez a kísérleti elrendezés megnövekedett energiaigénye miatt csak nagyobb előzetes erősítéssel lehetséges. Az energia növelésének egyik lehetséges módja, hogy a szűrési elrendezés előtt kettőnél több átmenetben erősítem a nyalábot. A KrF erősítő közeg erősítési tulajdonságai miatt (amit a telítődő erősítés és nem telítődő abszorpció határoz meg), egy adott keresztmetszetű erősítőben még a döntött tengelyű erősítés alkalmazásával sem lehet 3-nál nagyobb számú átmenetet megengedni az ASE drasztikus növekedése nélkül [78]. A kísérlethez használt lézerrendszerben ennek megfelelően az erősítési átmenetek szögét $1,4^\circ$, $2,2^\circ$ és $2,8^\circ$ -nak választottam.

A kísérleti elrendezés sematikus rajza a 3-28. ábrán látható. Az elrendezés hosszának csökkentése érdekében a harmadik erősítési átmenet az elő-leképezésnek részét képezi. Azaz az első gyűrű alakú apertúra a második és harmadik átmenet közé volt elhelyezve. A lézerrendszer kimenetén egy $f_1=250$ cm és egy $f_2=200$ cm-es lencse kombinációja képezi le az első gyűrű apertúrát. A lencserendszer kísérletileg mért eredő fókuszja 120 cm volt. A köztes fókusz síkba egy $150 \mu\text{m}$ átmérőjű vákuumtérbe helyezett túlyuk korlátozza a leképezés nyílásszögét. A térszűrést követően közvetlenül a képsík előtt egy $f_3=120$ cm-es fókuszú lencse párhuzamosítja a nyalábot. Az elő-leképezés képsíkjába helyeztem a második gyűrű alakú apertúrát. A korábbi elrendezésekhez hasonlóan az így kapott nyalábeloszlás jelenti a bemenetet a nemlineáris Fourier-szűrésnek. A szűrési elrendezésben egy $f_4=85$ cm fókuszhozal bíró lencse fókuszálja a gázfelhőbe a nyalábot. A kimeneten (a fókuszáló lencse által a második gyűrű alakú apertúráról képzett képsíkban) egy íriszt helyeztem el, ami az eredeti gyűrű alakú nyalábeloszlás közepét engedi csak át. Az írisz után a korábbiakhoz hasonló módon egy $f_5=27$ cm-es fókuszú lencse egy $250 \mu\text{m}$ átmérőjű túlyukon fókuszálja át a nyalábot, ezáltal kiszűrve a főimpulzussal nem egy irányba terjedő fényt. A jel detektáláshoz ugyancsak a Hamamatsu R1193U-52 típusú fotodiódát használtam.



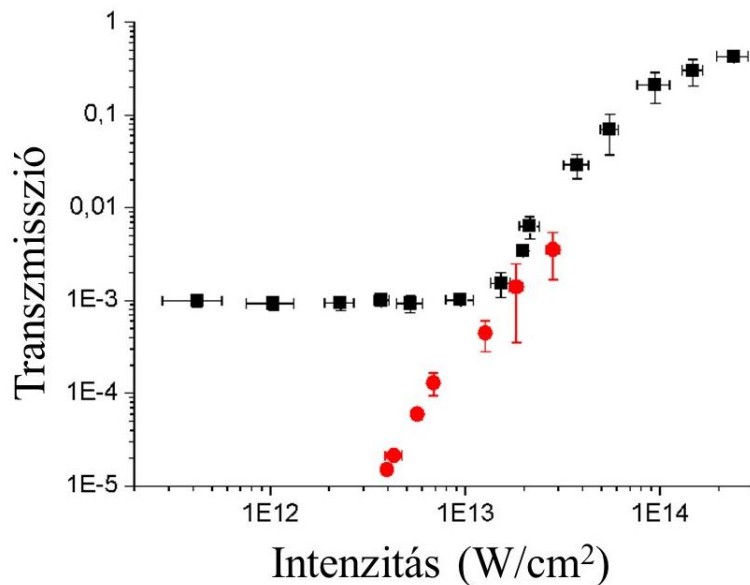
3-28. ábra

A kis nyílásszögű elő-leképezéssel kiegészített nemlineáris Fourier-szűrés intenzitásfüggő transzmisszió méréséhez használt kísérleti elrendezés rajza.

A bemenő energia méréséhez az f_3 lencse elé helyeztem el egy kvarclapot közel 0° -os beesési szögben (a 3-28. ábrán ez nincs jelölve). Az erről az elemről való reflexiót egy ITL típusú gyors vákuum fotodióda mérte. A fotodiódák hitelesítését egy GENTEC QE50PL-S-MD-D0 energiamérő fej segítségével végeztem. A bemenő energia gyengítését a korábbi méréshez hasonlóan vékonyréteggel bevont dielektrikumok és szűrkeszűrők behelyezésével végeztem. A korábbi méréshez hasonlóan összetartozó bemenő illetve kimenő energia párokat mértem, továbbá adott gyengítés esetén több lövést rögzítettem. Egy adott gyengítéshez tartozó mérések átlaga felel meg egy pontnak a grafikonon. Ez az eljárás lehetőséget adott az egyes mérési pontok hibájának meghatározására melyet feltüntettem a grafikonon. A fókusz síkban elérhető maximális intenzitás a lézerrendszerben megnövelt erősítési átmenetek ellenére sem érte el az optimumnak tekinthető néhányszor 10^{14} W/cm²-t; az elérhető maximális fókusz síkbeli intenzitás ebben az esetben $3 \cdot 10^{13}$ W/cm² volt. Ily módon nem nyílt lehetőség a szűrési elrendezés maximális energiatranszmisszió melletti vizsgálatára.

A 3-29. ábrán láthatóak a fókuszált intenzitás függvényében mért energia transzmisszió értékek. A 3-28. ábrán látható elrendezéssel kapott pontok piros színnel vannak jelölve. Összehasonlításként a korábban mért elő-leképezés nélküli elrendezéssel felvett pontok is fel vannak tüntetve (fekete négyzetek). Látható, hogy az elő-leképezés alkalmazásával a korábban a 10^{-3} transzmissziós szinten túl is ugyanolyan meredekséggel csökken a

transzmisszió értéke egészen addig, amíg el nem érjük az energiamérés tartományának alsó küszöbét. $\sim 4 \cdot 10^{12}$ W/cm² intenzitású lövések esetén a kimenő nyaláb energiája a detektor zajküszöbe alá esik. A mérés alapján azt mondhatjuk, hogy sikerült az ultraibolya tartományban az optikai leképezés kontrasztját $>10^5$ értékre javítani az és ezzel együtt a nemlineáris Fourier-szűréssel elérhető kontrasztjavítást is ezt megközelítő értékre kiterjeszteni.



3-29. ábra

A kis nyílásszögű elő-leképezéssel kiegészített nemlineáris Fourier-szűrés intenzitástól függő transzmissziója (piros pontok) és az elő-leképezés nélküli transzmisszió (fekete négyzetek) [118].

3.3.d. Diszkusszió

Ebben a fejezetben bemutattam az optikai leképezés térbeli kontrasztjának javítására kapott kísérleti eredményeimet, amelyet a látható tartományban egy nagy dinamikus tartományú mérőrendszerrel mértem. A nagy térbeli kontraszttal leképezni kívánt gyűrű alakú tárgy térfrekvenciás eloszlását egy kis nyílásszöget - így korlátozott térbeli feloldást - megengedő elő-leképezéssel moduláltam majd az így kapott kép 10^{-3} intenzitásszint alatti részeit egy újabb apertúrával takartam ki. Az így keletkező csökkentett térfrekvenciás komponensekkel bíró új tárgy leképezése során sikerült 10^7 -t meghaladó térbeli kontraszt értéket mérnem, és ezáltal a leképezés kontrasztját több mint 5 nagyságrenddel növeltem.

Kísérleti úton megvizsgáltam a nemlineáris Fourier-szűréssel elérhető kontrasztjavulást a nagyjelű és a kisjelű transzmisszió mérésével. Ehhez az elrendezés energia szerinti

transzmisszióját mértem a fókuszsíkbeli intenzitás függvényében. Megvizsgáltam továbbá a szűrésnek a nyaláb térbeli tulajdonságaira gyakorolt hatását. A kiszelű transzmisszió értékére a korábban a szakirodalomban leírt 10^{-3} limitet kaptam. Az optikai leképezés térbeli kontrasztja által okozott háttér csökkentésére a szűrési elrendezést egy kis nyílásszögű elő-leképezéssel egészítettem ki. Az így kiegészített elrendezés esetében a kiszelű transzmisszióra 10^{-5} értéket kaptam. A kapott értéket az energiamérő rendszernek a limitált dinamikus tartománya szabta meg. A $\sim 4 \cdot 10^{12}$ W/cm² intenzitás alatti impulzusok detektálására nem volt lehetőség.

Az elrendezéssel a megnövekedett számú optikai elemek miatt nem sikerült elérni a korábbi optimális - maximális transzmisszióhoz tartozó - intenzitást. A kis nyílásszögű elő-leképezéssel kiegészített nemlineáris Fourier-szűrés nagyintenzitású KrF lézerrendszerekbe való integrálása a megnövekedett energiaigény miatt nagyobb elő-erősítést vagy a szűrési elrendezés erősítési átmenetek közti elosztását igényli. A fent leírt kísérleti eredmény alapján tehát kijelenthető, hogy a nemlineáris Fourier-szűrés kontrasztjavítása meghaladja a plazma tükör és XPW technika kontrasztjavítását, így a technika további vizsgálata és alkalmazása nem csak az ultraibolya, de várhatóan a látható/infravörös tartományban is ígéretes. Ezt követő kutatásaim az elő-leképezéssel kiegészített szűrési elrendezésnek egy nagyintenzitású KrF excimer lézerrendszerbe való integrálását célozták.

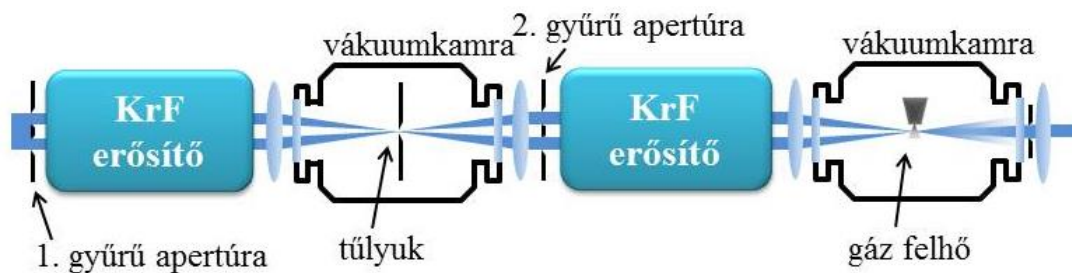
3.4 Nemlineáris Fourier-szűrés nagyintenzitású excimer lézerrendszerbe való integrálása

Az ultraibolya tartományban működő rövid impulzusú excimer lézerek alkalmazása számos fény-anyag kölcsönhatási kísérletben perspektivikus. Az ilyen típusú lézerrendszerek egyik kedvező tulajdonsága, hogy az ultraibolya tartományban való erősítés előtti frekvenciakonverzió miatt az ultraibolya magimpulzus extrém nagy időbeli (és térbeli) tisztaságú. Ezen tulajdonság valamint a direkt erősítés miatt az időbeli háttér egyetlen forrása az erősített spontán emisszió. KrF erősítő közeg esetén a 10 mJ energiára való erősítés esetében az időbeli kontraszt értéke 10^{10} értékre korlátozódik. A 100 mJ-os tartományt elérve, azonban mindenképp szükséges egy a fókuszbeli intenzitáskontraszt növelésére irányuló technika alkalmazása, amivel ellensúlyozzuk a rövid hullámhosszból fakadó drasztikus ASE növekedést. Korábban az ilyen típusú rendszerekben [80] klasszikus térszűrést alkalmaztak, amely ugyan csökkenti az ASE energiáját, de a főimpulzussal együtt terjedő időbeli háttérrel nem.

A korábbi fejezetekben bemutattam ultraibolya rövid impulzusok kontrasztjának javítására - plazma tükörrel illetve nemlineáris Fourier-szűréssel - kapott kísérleti eredményeimet. A plazma tükör technika alkalmazása a relatíve magas reflexiója miatt, az elő-leképezéssel kiegészített nemlineáris Fourier-szűrés viszont extrém nagy kontrasztjavulása miatt előnyös. Mivel az energiaveszteség további erősítési átmenetekkel relatíve könnyen kompenzálható, ezért a nemlineáris Fourier-szűrő lézerrendszerbe való integrálása mellett döntöttem. Ebben a fejezetben egy nagyintenzitású és nagy kontraszttal rendelkező KrF lézerrendszer fejlesztésével kapcsolatos kísérleti eredményeimet ismertetem [120].

3.4.a. Nemlineáris Fourier-szűrés erősítési átmenetek közé integrálása

Az előző fejezetben bemutattam, hogy a kis nyílásszögű elő-leképezéssel kiegészített nemlineáris Fourier-szűrés kontrasztjavítása megközelíti (az intenzitás függvényében mért transzmisszió görbe meredeksége alapján várhatóan meg is haladja) a 10^5 értéket. A kísérlet tanulsága szerint ugyanakkor az optikai elemek megnövekedett száma miatt az elrendezés energiaigénye is megnőtt. A probléma egyik lehetséges megoldása lehet, ha - a 3-30. ábrán látható módon - a kétszeri leképezés párhuzamos nyalábmenetű részeibe foglaljuk a KrF erősítési átmeneteit. Ezáltal az elő-leképezés okozta energiaveszteséget kompenzálja a közeg erősítése.



3-30. ábra

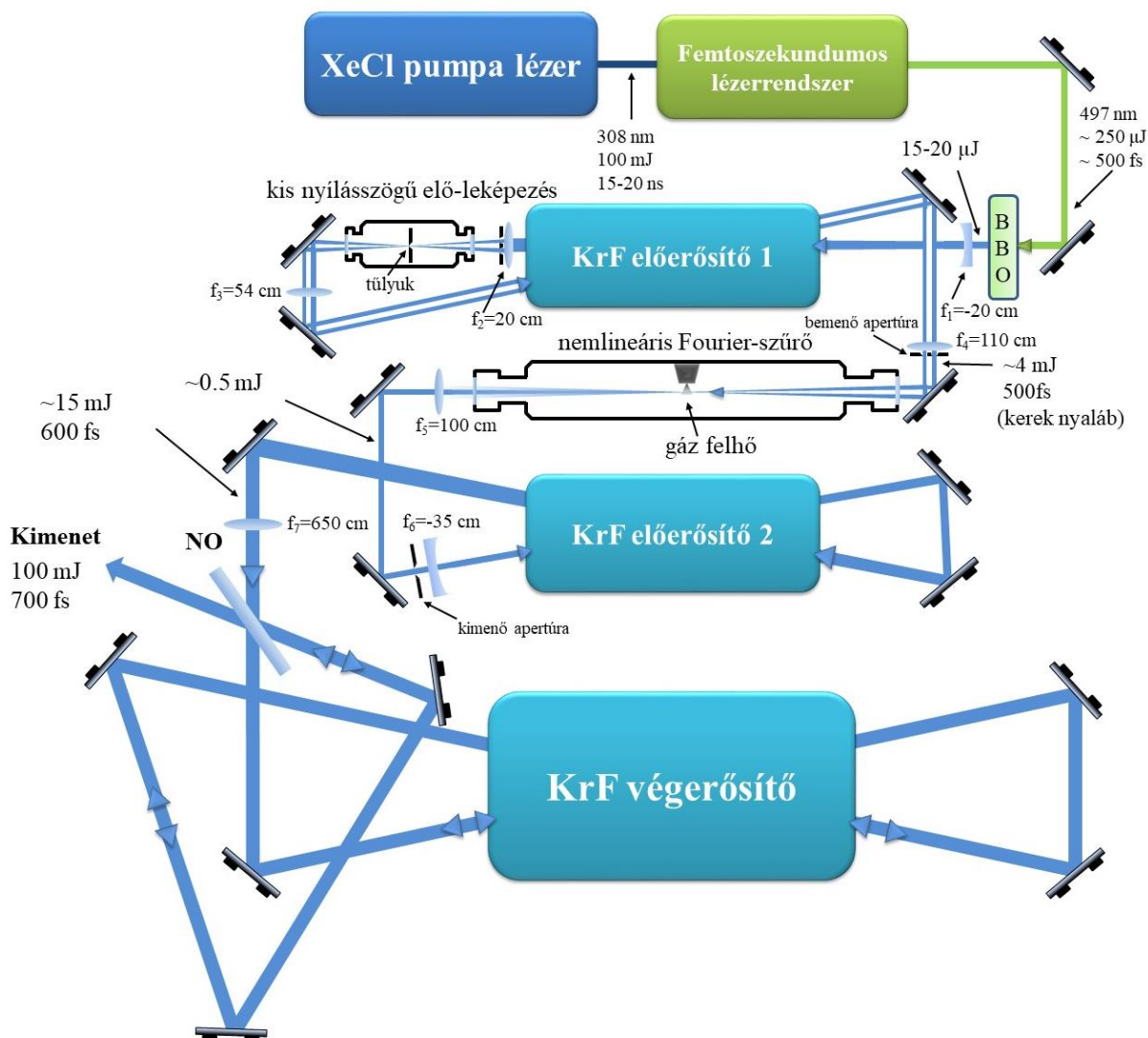
A kis nyílásszögű elő-leképezéssel kiegészített nemlineáris Fourier-szűrés sémája KrF erősítési átmenetekkel kiegészítve.

Az előkísérletek alapján a szűrés megfelelő energiahatásfokkal történő működéséhez 10^{14} W/cm² fókuszsíkbeli csúcsintenzitás elérése szükséges. A szűrés stabil működéséhez azonban a fókuszsíkbeli eloszlás térbeli regularitása és lövésenkénti stabilitása is fontos. Ugyanakkor a nyalábméret növelésével a fázisfront torzulások miatt ez egyre nehezebben teljesíthető. A nyaláb által elszenvedett fázisfront torzulás a megtett úttal és a nyalábméret négyzetével skálázódik. A 100 mJ-os energiatartomány elérése az energiasűrűségre vonatkozó megkötés [77, 80] miatt csak 4x4 cm²-es nyalábméret mellett illetve két résznyalábos optikai multiplexelés mellett lehetséges. A szűrés után és a végerősítő fokozat között mindenképp szükséges egy köztes erősítő fokozat, ami a szűrés eredményeképp előálló nagy kontrasztú impulzus energiáját a multiplexeléssel kiegészített végerősítő által megkívánt >10 mJ-os szintre erősíti. (Kisebb bemenő energiák esetén az energiakinyerés hatásfoka jelentősen romlik.)

Ezen megfontolások alapján egy olyan erősítőláncot építettem meg, ami 2 db előerősítő és egy végerősítő fokozatból áll és minden egyes excimer erősítő két átmenetes elrendezésben van használva (a végerősítő fokozat esetén multiplexeléssel kiegészítve). A nemlineáris Fourier-szűrést a két előerősítő közé integráltam, olyan módon, hogy a kis nyílásszögű elő-leképezéshez szükséges elrendezés az első erősítő második erősítési átmenete előtt foglal helyet, de a szűrés alapját képező nemlineáris kölcsönhatás a második erősítési átmenet után történik. Így a (nemlineáris szűrés bemenetét képező) korlátozott térfrekvenciás tárgy előállítása közben erősítéssel kompenzáljuk az optikai elemek okozta energiaveszteséget. Ezzel az elrendezéssel elérhetővé válik a nemlineáris kölcsönhatáshoz szükséges intenzitás továbbá a szűrési elrendezés stabil működése is biztosított. A stabilitást tovább segíti, hogy a rendszer ezen pontján a nyalábméret nem sokkal haladja meg a 2 cm-t. A kisebb nyalábméret jobb fókuszálhatóságot biztosít.

Egy másik lehetséges elrendezés, ha a nemlineáris szűrés a második előerősítő két erősítési átmenete közé kerül integrálásra. Ennek potenciális előnye, hogy a szűrés után kisebb lehetőséget (kevesebb erősítési átmenetet) engedünk az ASE kifejlődésének, mivel a nagyobb bemenő energia miatt a szűrést követő erősítési igény is kisebb. Erre való tekintettel a nemlineáris Fourier-szűrő nagyobb energiájú impulzusokra való alkalmazása mindenképp célszerű a későbbiekben. Ennek a megoldásnak a mellőzése elsősorban praktikus okokkal magyarázható; a KrF excimerek rövid erősítési időablakába valamint az előkísérletek paramétereibe való beilleszthetőség következménye.

A fent részletezett szempontok miatt a 3-31. ábrán látható módon alakítottam át a HILL laboratórium egyik festék/excimer lézerrendszerét a nemlineáris Fourier-szűrő integrálása céljából. A korábban bemutatott rendszerekhez hasonlóan a szub-pikoszekundumos impulzus generálása egy XeCl excimer lézer által pumpált festéklézerrendszerrel történik. Ennek központi eleme egy elosztott visszacsatolású festéklézer (DFDL) ami néhány száz femtoszekundumos impulzusokat generál 497 nm központi hullámhosszon. Az ezt megelőző kaszkád festéklézer lánc a DFDL-t pumpáló 5-10 ps hosszúságú impulzusok előállítását végzi. A frekvencia kétszerezés előtt a 497 nm központi hullámhosszúságú magimpulzusok energiáját $\sim 200 \mu\text{J}$ -os szintre erősítjük. Rövid impulzusok frekvenciakétszerezése esetén problémát okoz, hogy a hagyományos fázisillesztési elrendezésben a kristályban fellépő diszperzió miatt a fázisillesztés nem teljesíthető minden hullámhossz komponensre tetszőleges L kristályhosszra. Ennek következtében a sávzélességgel fordítottan arányosan változik az alkalmazható kristály hossza, azaz rövid impulzusok esetén csak vékony kristályt lehet használni. Mivel a kétszerezés határfoka L^2 -el arányos és ezt az intenzitásnövelésével (a kristályban fellépő nemlinearitások miatt) nem lehet kompenzálni, ennek következtében az impulzusok energiája a kétszerezés után 15-20 μJ -ra csökken. Ugyanakkor az ott alkalmazott aktív térszűrésnek köszönhetően a nyaláb tér- és időbeli tulajdonságai közel ideálisak, így a lézerrendszer kimenetén mérhető tér- és időbeli kontrasztot gyakorlatilag egyedül az ultraibolya tartományban való erősítés szabja meg.



3-31. ábra

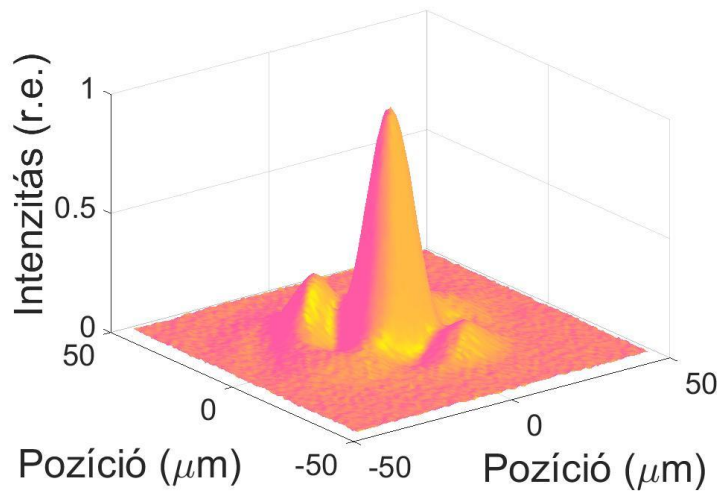
A nagy kontrasztú, nagyintenzitású KrF excimer lézer sematikus elrendezése. (BBO: frekvenciakétszerező β -bárium borát kristály, NO: nyalábosztó).

Az ultraibolya magimpulzus erősítése során több tényezőt is figyelembe kell venni. Az erősítés optimumát az energiakinyerés hatásfoka és az energiakontraszt határozza meg, amiket a telítődő erősítés és a nem telítődő abszorpció jelensége együttesen befolyásol. KrF közeg esetén az alapállapotú F_2 valamint a Kr_2^+ , F^- ionok és a kétszeresen gerjesztett Kr^{**} atomok okozzák az abszorpciót. Ahogy a 2.2. pontban bemutatam az optimális erősítési tartomány a telítési energia sűrűség $\sim 1,1 - 2,2$ -szeres értékei közé esik. Ezen feltétel teljesítése az erősítés során csak növekvő keresztmetszet mellett lehetséges. Ennek megfelelően a rendszerben használt KrF excimer erősítőknek a keresztmetszetét egyik irányba meghatározó elektródátávok rendre 2,1; 2,5 és 3,8 cm voltak. A keresztmetszet növelésének további módja az erősítők döntött tengely mentén való használata.

Ennek megfelelően a frekvenciakétszerezés után egy $f_1 = -20$ cm-es lencse segítségével széttartóvá tett nyaláb az első erősítési átmenetet a cső szimmetria tengelyéhez képest $1,4^\circ$ -os szögben teszi meg. Az ~ 1 mJ energia szintre erősített nyalábot egy $f_2 = 20$ cm-es fókuszhosszú lencse fókuszálja át egy vákuumtérbe helyezett tülyukon. Közvetlen a fókuszáló lencse után található az első gyűrű alakú apertúra. Ezt a gyűrűt a vákuumcső után egy $f_3 = 54$ cm-es lencse képezi le úgy, hogy a közel párhuzamos nyalábmenet közben történik a második erősítési átmenet $1,9^\circ$ -os szög alatt. A második erősítési átmenet után (a leképezés képsíkjában) van elhelyezve a második gyűrű alakú apertúra. Az így kialakított gyűrű alakú nyaláb energiája ~ 4 mJ. Közvetlen az apertúra előtt egy $f_4 = 110$ cm-es fókuszu lencse fókuszálja a gázfelhőbe a gyűrű alakú nyalábot. A kísérleti elrendezésben az elő-leképezéshez szükséges tülyuk és a nemlineáris kölcsönhatáshoz szükséges gázfelhő vákuumterét ugyanazon elővákuum szivattyú szívta. Az impulzusüzemű gázszelepet tartalmazó vákuumtér után egy $f_5 = 100$ cm-es fókuszu lencse képezi le a második gyűrű alakú apertúrát a második KrF előerősítő elé. Ebben a képsíkban egy írisz van elhelyezve, amely csak az eredeti gyűrű alakú nyaláb középső részét engedi át. Látható, hogy a 3-30. ábrán látható elrendezéshez képest annyiban módosítottam a szűrés erősítési átmenetek közé való integrálását, hogy egy adott leképezés során először a fókuszálás történik meg és a leképező lencse után történik az erősítés a közel párhuzamos nyalábbal.

A kísérlet során nehézséget jelentett, hogy ezen első KrF előerősítő cső relatíve keskeny elektromos kisüléssel rendelkezett és a kisülés homogenitása nem volt ideális. Ez a körülmény a nemlineáris Fourier-szűrő bemenetként szolgáló (modulált térfrekvenciás spektrumú) gyűrű alakú nyalábban is tendenciózus inhomogenitást és nagyobb energiaszórást okozott ($\sim 10\%$). A szűrés szempontjából ugyanakkor a legfontosabb paraméter a nyaláb Fourier-síkbeli eloszlása, melynek vizsgálatához a gázfelhő közepén lévő síkot egy $f = 8,5$ cm-es gyűjtőlencse segítségével $N = 26$ -szoros nagyítással képeztem le egy Hamamatsu C7040 típusú CCD kamerára. A mérések tanulsága szerint a fókuszsíkbeli eloszlás alakja stabil, de a korábban tapasztalt tengelyszimmetria helyett tükörszimmetria jellemzi. Egy tipikus eloszlást a 3-32. ábra mutat. Látható, hogy a középső maximumon kívüli első mellékmaximum - a várt körszimmetrikus eloszlás helyett - 4 pontba koncentrálódik. Ennek oka, hogy az elektromos kisüléssel pumpált excimer lézerek a függőleges irányban homogénebb és élesebben határolt nyalábprofilt eredményeznek. Mivel a gyűrű alakú nyaláb kialakításánál a lehető legnagyobb nyaláb méretet (és ezzel energiát) kívántam elérni, ezért a gyűrű alakú nyaláb is „megörökölte” az excimerekre jellemző - a kisülés geometriájából adódó - tükörszimmetrikus

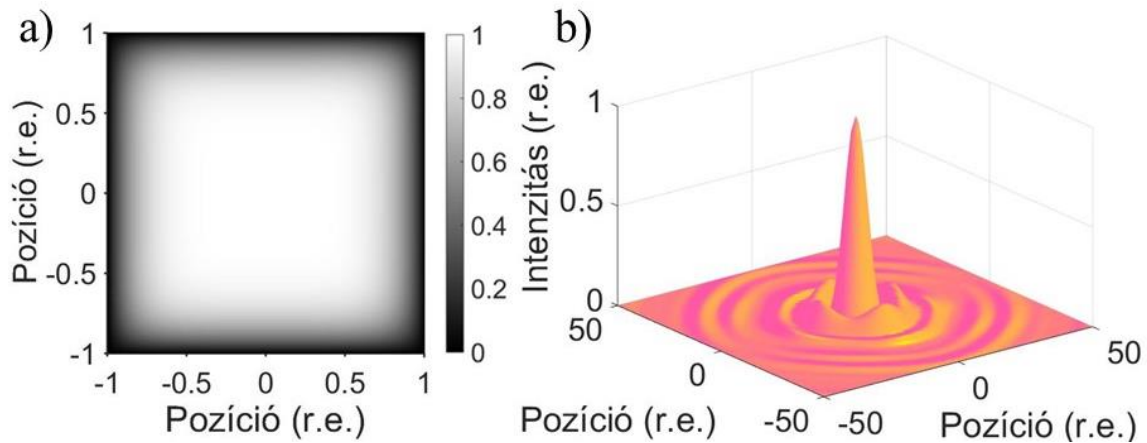
eloszlást, valamint a gyűrű nem homogén módon volt kivilágítva (a szélek intenzitása kisebb volt, mint a belsőbb pontoké).



3-32. ábra

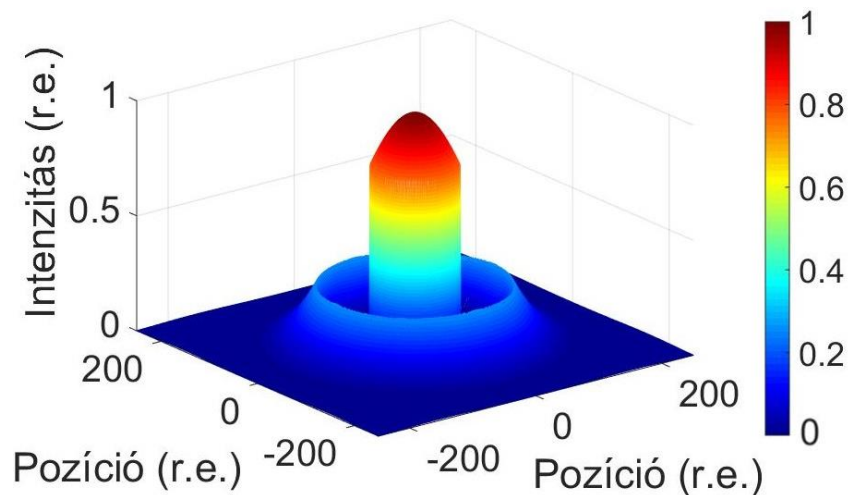
*Az első erősítő utáni gyűrű alakú nyaláb fókuszsíkbeli eloszlása
f/65-ös fókuszálás mellett [120].*

Egyszerű numerikus szimulációval belátható, hogy az excimerekre jellemző nyalábprofilból kivágott gyűrű alakú nyaláb a kísérletileg kapott, a 3-32. ábrán látható eloszlást eredményezi a fókusz síkban. A 3-33a. ábrán látható egy általánosan - hatod rendű polinomfüggvény segítségével - szimulált excimer erősítő kimenetére jellemző nyalábeloszlás. Az ebből kivágott gyűrű alakú nyaláb intenzitását a gyűrű külső határainál a maximális (belső sugár határán lévő) érték 10%-ára választottam számolásaimban. Ezen gyűrű alakú nyaláb Fourier-síkbeli eloszlása a 3-33b. ábrán látható. Megfigyelhető, hogy a 3-32. ábrához hasonlóan a mellékrendek egyre inkább tükröszimmetriát mutatnak. Ugyanakkor egy ilyen eloszlású bemenő nyaláb esetén a nemlineáris Fourier-szűrés kimenete a korábbiakhoz hasonló, optimális kimeneti eloszlást ad (3-34. ábra). A szimuláció eredményére alapozva kimondható, hogy önmagában az excimer erősítő közeg okozta tükröszimmetrikus eloszlás nem befolyásolja jelentősen a nemlineáris Fourier-szűrő működését.



3-33. ábra

Transzverzális gerjesztésű excimer erősítő kimenő nyalábjának numerikus modellje (a) és egy ebből kivágott gyűrű alakú nyaláb Fourier-síkbeli eloszlásának (b).



3-34. ábra

Az előbbi (3-33.) ábrának megfelelő térbeli eloszlású nyaláb nemlineáris-Fourier-szűrő utáni eloszlása.

A nemlineáris szűrés működése szempontjából zavaró hatás volt, hogy az első előerősítő nem optimális működése féloldalas nyalábeloszlást okozott, amely lövésenként is ingadozott. Ezt a hatást sajnos nem sikerült kiküszöbölnöm, így ez negatívan befolyásolta a nemlineáris szűrő energia transzmisszióját és stabilitását. A folyamat belső energia hatásfokát 20%-nak mértem. Ez, valamint a vákuumkamra ablakai, a fókuszáló és leképező lencsék továbbá a tükrök által okozott veszteségnek együttesen >0.5 mJ energiájú nyalábot eredményezett a második előerősítő előtt. A folyamat nemlinearitása a relatíve nagy értékű bemenő szórással együtt $\sim 20\%$ -os kimenő energiaszórást okozott, amit azonban a követő erősítők telítésben való működésével nagymértékben sikerült csökkenteni.

3.4.b. Nagy kontrasztú impulzusok erősítése

Ahogy a 3-31. ábrán látható, a második előerősítő előtt a nyalábot egy $f_6 = -35$ cm-es lencsével tágulóvá tettem úgy, hogy a második erősítési átmenet végére az éppen kitöltse a 2,5 cm-es elektródatávot. A legkedvezőbb energiakontraoszt elérését szem előtt tartva az aktuális nyalábméret és az erősítő cső ablaka által megszabott legnagyobb szögre állítottam az erősítési átmeneteket ($3,1^\circ$ ill. $2,9^\circ$). A második előerősítő után 15-20 mJ volt a nyaláb energiája és 10% alatti volt a szórása. Ezen a ponton az ASE energiája a főimpulzus energiájának 2%-át érte el. A második előerősítő után - mikor a nyaláb mérete elérte a végerősítő által megszabott maximális 3,8 cm-es értéket - egy $f_7 = 650$ cm-es lencsével párhuzamosítottam a nyalábot.

A végerősítő fokozat (a 3-32. ábrán látható módon) egy két rész-nyalábos interferometrikus multiplexelési elrendezésben volt használva. A nyaláb osztását (és újraegyesítését) egy Brewster-szögben használt, kvarc hordozóra felvitt dielektrikum (polarizációs osztó) vékonyréteg biztosította, amely a p-polarizációjú nyalábrészt áteresztette, az s-polarizációjú nyalábrészt pedig reflektálta. Lineáris polarizációjú beeső nyaláb esetén az ideális osztáshoz 45° -os rezgési irány tartozik (a beesési síkhoz viszonyítva). A polarizációs osztóra beeső nyaláb polarizációját egy a frekvenciakétszerezés után elhelyezett ALPHALAS gyártmányú 2,5 mm vastag $\lambda/2$ -es lemezzel lehetett változtatni. A résznyalábok 2 átmenetes döntött tengelyű erősítés során erősödtek a végerősítő paraméterei által megszabott legnagyobb $2,4^\circ$ -os szögben. A két résznyaláb között, ill. egy résznyaláb két erősítési átmenete között a késleltetések úgy vannak megválasztva, hogy időben rendre a p ág első átmenete, az s-ág első átmenete, a p-ág második átmenete és végül az s-ág második átmenete halad át az erősítőn. A résznyalábok a körbejárás után az elrendezés által biztosított interferometrikus pontossággal egyesülnek újból a kimeneten.

Mivel a KrF excimerek erősítési időablakát a rövid relaxációs idők miatt elsősorban a pumpálás ideje szabja meg (esetünkben ~ 15 ns), ezért az erősítők hosszát és a két átmenetes erősítéseket figyelembe véve kiemelten fontos a XeCl pumpáló lézer és az erősítő modulok ns-os pontosságú szinkronizációja. A két előerősítő cső közös elektromos körről van meghajtva, így pontos és időben állandó szinkronizációjuk biztosított. A XeCl pumpalézer, a KrF előerősítő egység és a KrF végerősítő működésének szinkronizálását, egy a Kísérleti Fizikai Tanszéken tervezett és kivitelezett aktív visszacsatolással működő szinkronizáló

egység végezte. Ez a készülék a nagyobb időállandójú szinkronbeli elcsúszásokat képes kompenzálni.

3.4.c. A nagy időbeli kontraszttal rendelkező nagyintenzitású excimer lézerrendszer impulzusainak karakterizálása.

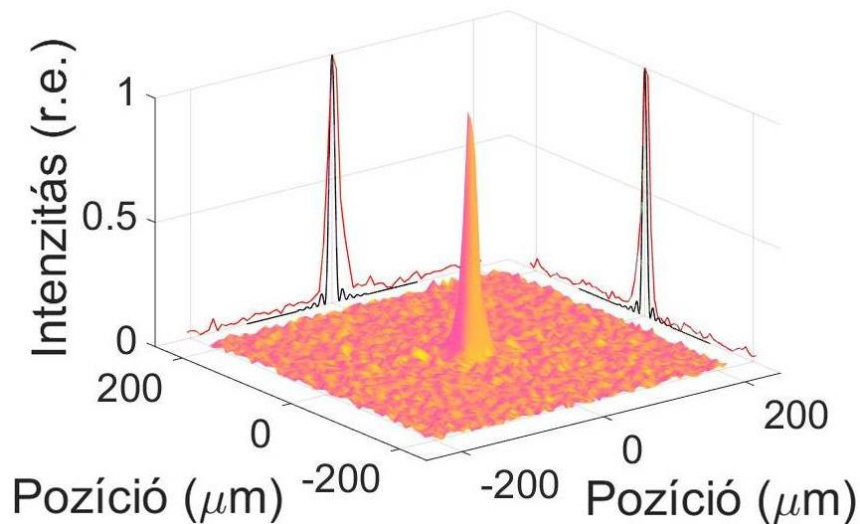
A rendszer kimenetén a rövid impulzus és az ASE energiáját egy GENTEC QE50PL-S-MD-D0 típusú mérőfejjel mértem. Az ASE energiáját a kimeneten egyszerűen a rövid jel első előerősítő előtti kitakarásával állapítottam meg. A rövid impulzus energiáját egyszerűen a teljes energia és az ASE energia különbségével definiáltam. (Megjegyzem, hogy az ASE energiámérésére ez egy felső becslés, ugyanis a rövid impulzus jelenléte telítés esetén jelentősen csökkentheti az ASE számára hozzáférhető energiát.) A rövid impulzus 200 lövésből átlagolt energiája (az ASE energiájának levonásával) meghaladta a 100 mJ-os értéket 4%-os energiaszórás mellett. Az energiaszórás csökkenése a rövid impulzus erősítésekor fellépő telítődés kedvező hatása. A kimeneten a mérés tanulsága szerint az ASE részaránya elérte a 10%-ot. Az erősítés telítődése az energia szórás szempontjából ugyan kedvező hatás, de az energia kontraszt drasztikus romlását is okozhatja. A telítődés mértékének vizsgálatára a második előerősítő két erősítési átmenete között változtatható mértékű gyengítést vezettem be egy CaF₂ hordozóra párologtatott dielektrikum attenuátor segítségével. Ilyen módon változtatva a nemlineáris Fourier-szűrés után alkalmazott erősítés mértékét azt tapasztaltam, hogy a kimenő energia felére (50 mJ) csökkenése esetén az ASE részaránya a tizedére esik, ami 1%-os energia kontrasztot jelent. A nemlineáris Fourier-szűrés utáni erősítés csökkentésével tehát nagyságrendekkel jobb kontrasztot lehet elérni a kimenő energia (lényegesen kisebb mértékű) csökkentése árán.

A nemlineáris Fourier-szűrőt magában foglaló rendszer legfontosabb paramétere a kimenő impulzusok fókuszsíkbeli intenzitáskontrasztja. Mivel a rövid impulzusú KrF lézerrendszerekben nem használnak fázismodulált erősítési sémát, ezért az időbeli háttér egyetlen forrása az erősített spontán emisszió. Az ASE keletkezése okán (nagyságrendi értelemben) időben és térben is egyenletes és reguláris eloszlású, intenzitása ezért egyszerű eszközökkel is mérhető. Ennél fogva az intenzitáskontraszt mérésére megalapozott és kísérletileg pontos eredményt adó módszer, ha az ASE energiáját, térszögét (fókuszálhatóságát) és időbeli hosszát a rövid impulzus ezen jellemzőivel összevetjük. Az így képzett arányok szorzata adja a fókuszsíkbeli kontraszt értékét. Természetesen az időbeli kontraszt mérésének legmegbízhatóbb eszköze egy harmad- (vagy magasabb) rendű

autokorrelátor alkalmazása lenne, aminek a dinamikus tartománya meghaladja a mérni kívánt kontrasztértéket. Ultraibolya rövid impulzusok időbeli karakterizálására korábban bevezettek másodrendű autokorrelátoron [68] és frekvencia-bontott optikai kapuzáson (FROG) [121] alapuló mérési technikát is. Sajnos ezen módszerek dinamikus tartománya nem közelíti meg az esetünkben elérni kívánt értéket. Ismereteim szerint a dolgozat megírásának időpontjában nincs olyan technika, amely lehetővé tenné ultraibolya impulzusok kontrasztjának ilyen tartományon való direkt mérését.

Fentebb ismertettem a rövid jel és az ASE energiahányadosát a rendszer kimenetén a nemlineáris szűrés után alkalmazott erősítés függvényében. 100 mJ maximális kimenő energia mellett 10%-nak, 50 mJ kimenő energia mellett 1%-nak mértem. Fontosnak tartom megjegyezni, hogy az ASE energia mérése során nem okozott detektálható változást az, ha a nemlineáris szűrés után, a második előerősítő előtt kitakartam a nyalábot. Ez a megfigyelés azt jelenti, hogy az ASE energiájának egésze (a mérés határain belül) a nemlineáris Fourier-szűrő után keletkezik. Ezután az ASE és a rövid jel fókuszálhatóságát hasonlítottam össze, először a második előerősítő után, majd a kimeneten.

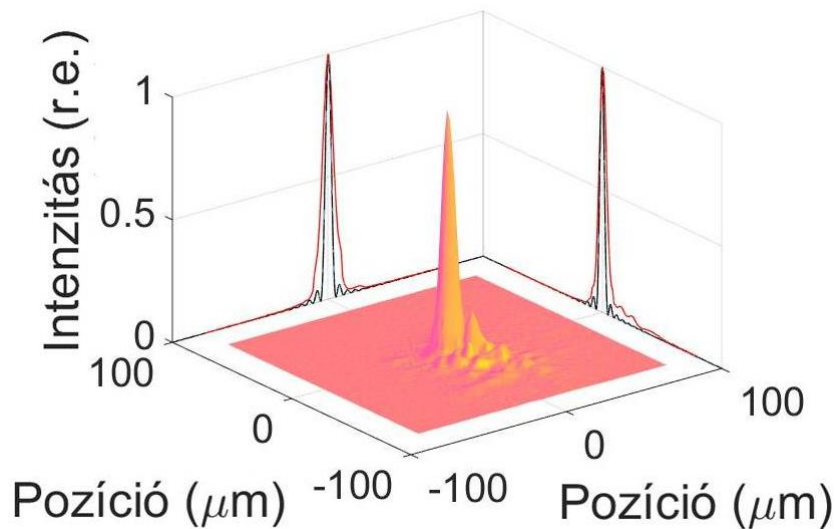
A második előerősítő cső ablakán kilépő táguló nyaláb kör alakú és 2,5 cm átmérőjű. A dielektrikum tükörrel kicsatolt nyaláb távoli zónabeli vizsgálatát egy f/150-es fókuszálást biztosító gyűjtőlencse segítségével valósítottam meg. A rövid jel fókuszsíkbeli eloszlását a korábban is használt Hamamatsu C7040 típusú CCD kamerával vizsgáltam. A relatíve nagy f-szám miatt nem alkalmaztam további nagyítást a fókuszfolt leképezésére. A CCD kamera telítését elkerülendő a fókuszáló lencse előtt kvarc hordozójú dielektrikum tükörrel és szűrkeszűrők segítségével gyengítettem a nyalábot. Érdeemesnek tartom megjegyezni, hogy a vékony kvarc hordozójú szűrkeszűrők jelentősen ronthatják a nyaláb minőségét, ezáltal a mérés a valódinál rosszabb fókuszeloszlást is mutathat. Az ezen elrendezéssel kapott eloszlások egy tipikus felvételét láthatjuk 3D-s ábrázolásban a 3-35. ábrán. Az x és y tengely menti metszeteket is feltüntettem (piros görbék) valamint összehasonlításuképpen az elmélet által jósolt diffrakció-limitált eloszlást is (fekete görbék). A nyaláb fókuszfolt átmérője 1,5-szer nagyobb a diffrakció-limithez képest. Az ASE-nek a rövid jel fókuszsíkjában mérhető térbeli méretét - annak nagysága okán - fotópapírral határoztam meg. Azt találtam, hogy az ASE a rövid jelhez képest $>3 \cdot 10^5$ -szer nagyobb térszögben terjed.



3-35. ábra

A nyaláb fókuszsíkbeli intenzitáseloszlása a második előerősítő után f/150-es fókuszálás esetén. A kép szélein az eloszlás metszetei (piros görbék) illetve összehasonlítás céljából az ideális diffrakció-limitált profil (fekete görbék) láthatóak [120].

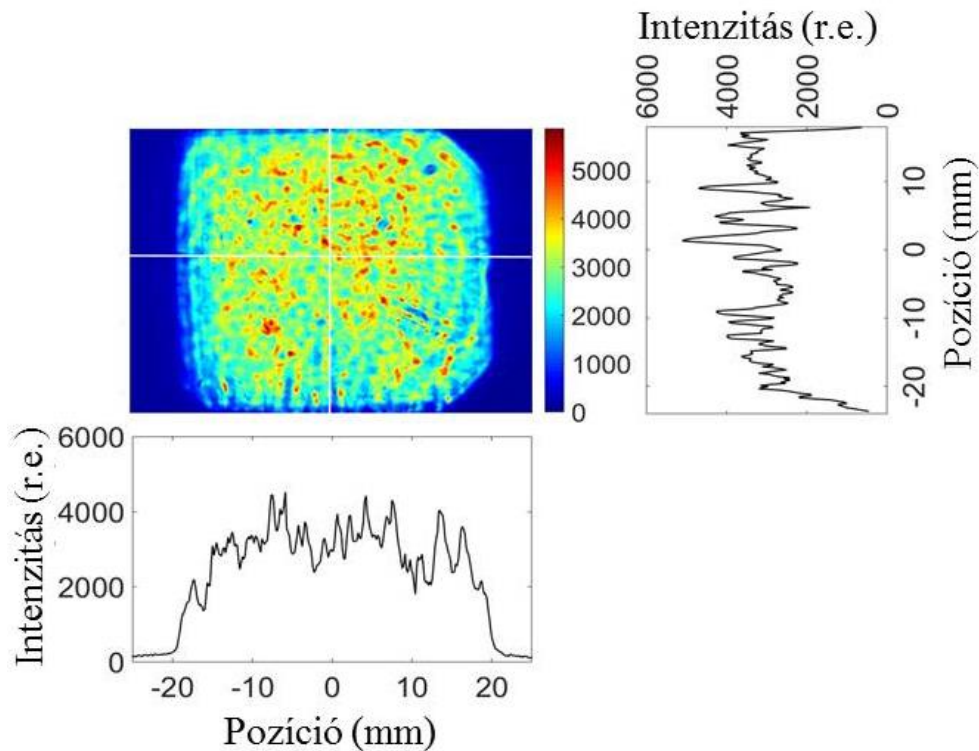
A rendszer kimenetén a végerősítő után is hasonló elrendezésben mértem a rövid jel és az ASE térszögét. A nyaláb alakja a végerősítő után az aktív közeg geometriájának következtében inkább négyzet alakú $\sim 38 \times 38$ mm-es. Egy gyűjtőlencse segítségével f/30-as fókuszálást alkalmaztam. A fókuszsíkbeli eloszlást egy $f=5$ cm-es gyűjtőlencse segítségével $N=11$ -szeres nagyítás mellett képeztem a CCD kamerára. Egy tipikus eloszlást 3D-s ábrázolásban a 3-36. ábra szemléltet. Ez esetben is feltüntettem az x és y tengely menti metszeteket (piros görbék) valamint összehasonlítás céljából az elmélet által jósolt diffrakció-limitált eloszlást is (fekete görbék). A nyaláb fókuszfolt átmérője 2-szer nagyobb a diffrakció-limithez képest. Az ASE fókuszsíkbeli méretét itt is fotópapír segítségével állapítottam meg és azt találtam, hogy ez esetben $\sim 3 \cdot 10^5$ -szer nagyobb térszögben terjed az ASE. Fontosnak tartom megjegyezni, hogy - a korábbi megfigyelésekhez hasonlóan - a rendszer végén és a második előerősítő után is az ASE térbeli eloszlásán semmilyen változást nem tapasztaltam akkor, ha a nemlineáris szűrő után kitakarom a nyalábot. Azaz a mérés határain belül a rendszer végén mérhető ASE térbeli eloszlását teljes egészében a nemlineáris Fourier-szűrés után keletkező ASE határozza meg.



3-36. ábra

A rendszer kimenetén mért nyaláb fókuszeloszlása $f/30$ -as fókuszálás esetén. A kép szélein az eloszlás metszetei (piros görbék) és összehasonlításként az ideális diffrakció-limitált profil (fekete görbék) láthatóak [120].

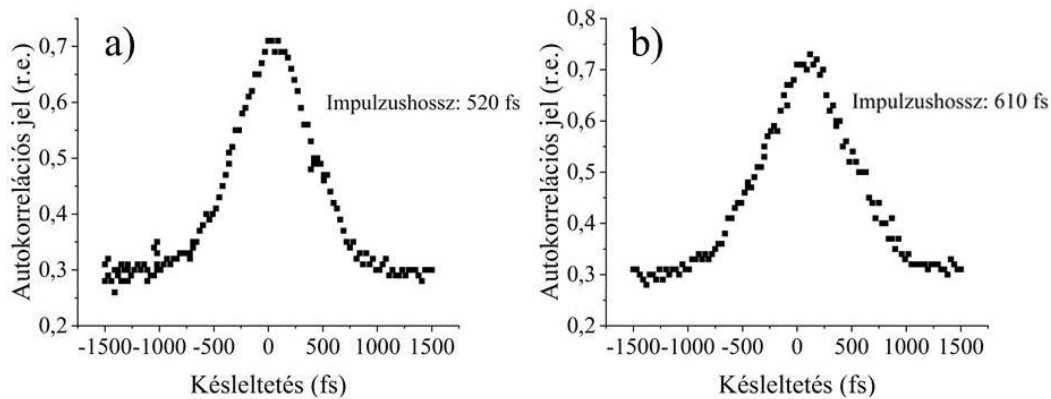
A nyaláb közeli zónabeli eloszlását is a fent vázolt elrendezéssel vizsgáltam meg, úgy, hogy a CCD kamerát a fókuszáló lencse utáni szűkítő nyaládba helyeztem. A CCD kamerát addig távolítottam a lencsétől, amíg a nyaláb éppen kitöltötte a kamera fényérzékeny felületét. Az így rögzített nyalábeloszlás és annak x és y irányú metszete a 3-37. ábrán látható. Megjegyzem, hogy a nyalábeloszlás ilyen módszerrel való felvétele nem adja korrektül vissza a rendszerből kilépő nyaláb térbeli eloszlását, hiszen a közben megtett út és a szűkítő nyalábméret már egy Fresnel-elhajlással terhelt nyalábeloszlást eredményez. A 3-37. ábrán látható eloszlás a kilépő nyaláb $N_F=300$ Fresnel-számmal jellemezhető elhajlási képének felel meg, ennek következtében az inhomogenitások kiemelten láthatók. (A Fresnel-számot egy apertúrán áthaladó hullám esetén az átmérő négyzetének és a hullámhossz illetve, a megtett út szorzatának a hányadosa definiálja.)



3-37. ábra

A kimenő nyaláb közeli zónabeli térbeli intenzitáseloszlása (az elhajlásra jellemző Fresnel-szám értéke 300) [120].

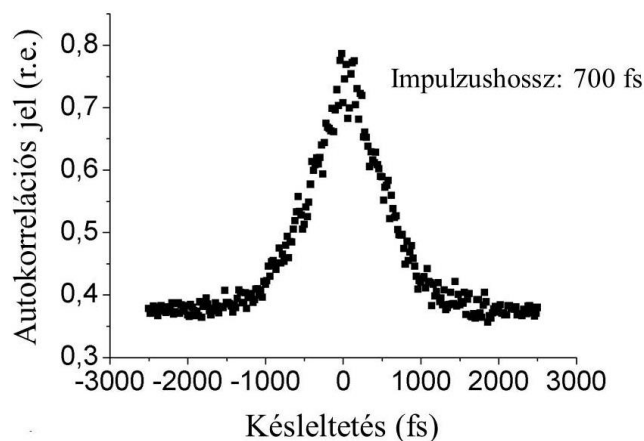
Az intenzitáskontraszt meghatározásához a rövid impulzus és az ASE időbeli alakját is szükséges mérni. A rövid impulzus időbeli hosszát a 3.1 pontban leírthoz hasonlóan egy másodrendű autokorrelátorral mértem [68]. A detektor által megszabott dinamikus tartomány sajnos nem nyújt lehetőséget az impulzustalp alakjának méréséhez, azonban a félértékszélesség könnyedén meghatározható. A rövid impulzus időbeli hosszát a rendszer több pontján is megmértem. A 3-38a. ábrán látható az első előerősítő után mért másodrendű autokorrelációs görbe ami ~ 500 fs félrétékű impulzushossznak felel meg. Ez az impulzusidő megegyezik a korábban bemutatott rövid impulzusú KrF festék-excimer lézerrendszerek esetében mért értékekkel. A 3-38b. ábrán a második előerősítő után mért - 600 fs-os impulzushossznak megfelelő - autokorrelációs görbe látható. A rendszer kimenetén mérhető impulzusok autokorrelációs görbéjét a 3-39. ábra mutatja, ami ~ 700 fs-os impulzushossznak felel meg.



3-38. ábra

Az első előerősítő (a) és a második előerősítő (b) után mért impulzusok másodrendű autokorrelációs görbéje. A görbék félértékisélessége rendre 520 és 610 fs impulzushossznak felel meg.

Az ASE időbeli alakját egy THORLABS DET 210 típusú fotodiódával és egy GwINSTEK GDS-3504 típusú 500 MHz-es oszcilloszkóp segítségével mértem. Az ASE időbeli alakja egyenletes gauss-görbe eloszlású és időbeli szélessége 15-20 ns, azaz $\sim 3 \cdot 10^4$ - szer hosszabb, mint a rövid impulzusé. Fontosnak tartom megjegyezni, hogy - a korábbi megfigyeléssel összhangban - az ASE időbeli mérése során nem tapasztaltam a nemlineáris Fourier-szűrő előttről származó időbeli háttér megjelenését.



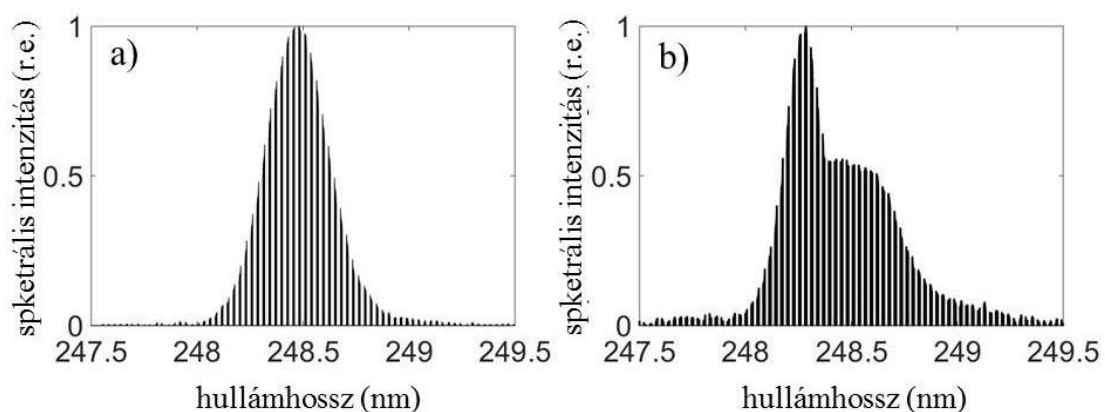
3-39. ábra

A rendszer kimentén mért impulzusok másodrendű autokorrelációs görbéje. A görbe félértékisélessége 700 fs impulzushossznak felel meg [120].

Az energiára és a terjedés térszögére kapott korábbi eredmények ismeretében, meghatározható az intenzitáskontraszt. A fenti adatok alapján a második előerősítő után az intenzitáskontraszt $4,5 \cdot 10^{11}$ értékű. A kimenő impulzusok fókuszált intenzitáskontrasztja 100 mJ-os kimenő energia esetén $9 \cdot 10^{10}$ értékű. Korábban ismertettem, hogy a rendszer kimentén

mérhető ASE energiája nagymértékben függ a kontrasztjavítás után alkalmazott erősítés értékétől. Ennek következtében 50 mJ kimeneti energia esetén az intenzitáskontraszt már megközelíti a 10^{12} értéket.

Az impulzusidőnek az erősítési fokozatok számával összefüggő növekedése (3-38 és 3-39.ábra) az impulzus által egyre nagyobb mértékben elszenvedett fázismodulációra utal, amelyet az erősítőmodulok ablakai és az optikai elrendezésben lévő refraktív elemek okoznak. A lineáris optikai effektusokon túlmenően ekkora intenzitás mellett számolnunk kell nemlineáris effektusok megjelenésével is (pl.: önfázismoduláció). Ezért érdemesnek tartottam a KrF erősítési láncba bemenő és a rendszer végén kilépő impulzusok spektrumának összevetését. Az impulzusok spektrumát egy SPEX típusú rácisos spektrométerrel vizsgáltam. A bemenő és a kimenő impulzus spektrális intenzitáseloszlása a 3-40a. és b. ábra mutatja. Látható, hogy a bemenő spektrum szabályos Gauss eloszlást követ, ami egyrészt a frekvenciakétszerezés előtti impulzus (önfázismodulációt csak kismértékben tartalmazó) reguláris alakjának és a frekvenciakétszerezés simító hatásának következménye [122]. A kimenő impulzus spektrumán az erősítőmodulok és vákuumterek ablakaiban valamint a rendszerben lévő lencsékben fellépő önfázismoduláció illetve az erősítés okozta spektrális hatások is látszódnak. Ugyanakkor lényeges eltérés nem mutatkozik a spektrum alakjában és félértékszélességében. A frekvenciakétszerezés valamint az ablakok által okozott önfázismoduláció és az erősítés spektrumra gyakorolt hatását a KrF lézerrendszerekben Nagy Tamás elméletileg és kísérletileg is vizsgálta. Erre vonatkozó eredményeinek részletes tárgyalása a doktori értekezésében megtalálható [76].



3-40. ábra

Az ultraibolya rövid impulzus erősítőlánc előtti (a) és utáni (b) spektrális intenzitáseloszlása [120].

3.4.d. Diskusszió

Ebben a fejezetben bemutattam a nemlineáris Fourier-szűrés nagyintenzitású festék-excimer lézerrendszerbe integrálásával kapcsolatos kísérleti eredményeimet. A nemlineáris Fourier-szűrőt a - három KrF excimer erősítőt tartalmazó - erősítőlánc első és második előerősítője közé integráltam. A kimeneten az impulzusok energiája elérte a 100 mJ-t és a fókuszált intenzitáskontrasztja megközelítette a 10^{11} értéket. A kimeneten mérhető erősített spontán emisszió energiája nagymértékben függött a szűrés után alkalmazott erősítés értékétől; 50 mJ kimenő energia mellett a kontraszt megközelítette a 10^{12} értéket. Mivel a nyaláb kétszeresen diffrakció-limitált, ezért egy $f/2$ -es f -számú optika esetén lehetőség nyílik fény-anyag kölcsönhatási kísérletek végrehajtására 10^{19} W/cm² fókuszált intenzitás és 10^{12} intenzitáskontraszt mellett 248 nm hullámhosszon. A fent leírt lézerrendszer egyediségénél fogva számos alkalmazás kísérleti eszköze lehet. A korábban kifejlesztett csúcsteljesítményben hasonló paraméterű rendszerek [80] esetén nem közöltek kontrasztra vonatkozó adatot, de a Kísérleti Fizika Tanszék HILL laboratóriumában korábban működő rendszer paramétereire vonatkozó tapasztalataim szerint a fókuszált intenzitáskontraszt bizonyosan nem haladta meg a 10^9 értéket. Ennek megfelelően az intenzitáskontraszt 2-3 nagyságrenddel való javulása jelentős eredménynek tekinthető. Ugyanakkor érdemes megjegyezni, hogy a nemlineáris Fourier-szűrés által elméletileg és kísérletileg jósolt (>5 nagyságrend) kontrasztjavulást nem sikerült realizálni a kimeneten.

A fent leírt lézerrendszer impulzusainak karakterizálása során bizonyítást nyert, hogy a rendszer kimentén mérhető ASE egésze a nemlineáris szűrő után keletkezik. Ennek megfelelően az elérhető kontrasztot a nemlineáris szűrő utáni erősítő láncban keletkező ASE-nek a vártnál nagyobb mértékű erősödése szabja meg. Az elérhető kontrasztjavuláshoz az ASE erősítési dinamikáját is érdemes részletesen tanulmányozni. Mint azt a 3.4.a. alpontban is kifejtettem, a nagyintenzitású KrF rendszerek további kontrasztjavítása lehetséges ha az időszűrési technika közvetlenül a végerősítő előtt vagy esetleg az után kerül alkalmazásra. Ennek feltétele, hogy a nemlineáris Fourier-szűrést (vagy a plazma tükör technikát) nagyobb energiájú és átmérőjű nyalábokra is megbízhatóan lehessen alkalmazni.

4. Összefoglalás

Az elmúlt évtizedekben a lézer technológia fejlődése nagyszámú új tudományos eredmény létrejöttéhez járult hozzá a fizika, az orvostudomány, a biológia és az anyagtudományok területén. Emellett a lézerek ipari alkalmazása is dinamikus növekedést mutat többek között a mikro és nano anyagmegmunkálásban. A tudományos kutatásban elért eredmények jelentős része a lézerekkel elérhető csúcsintenzitáshoz illetve az ehhez kapcsolódó széles spektrális tartományt lefedő másodlagos forrásokhoz köthető. Az ezen kísérleteknél használt impulzusok csúcsintenzitásának növelésén túl a tudományos kutatásban egyre növekvő szerepet kap az impulzusok tér- és időbeli minőségének javítása. Különös jelentősége van a főimpulzust időben megelőző, több nagyságrenddel kisebb előimpulzusnak ugyanis ez előplazmát kelthet, ami jelentősen befolyásolja a fény-anyag kölcsönhatási kísérletek eredményét.

A kísérleti munkám során nagyintenzitású ultraibolya rövid impulzusok kontrasztjavítását tűztem ki célul. Ezen impulzusok alkalmazása számos kölcsönhatás esetén (a rövidebb hullámhosszból fakadó nagyobb fotonenergia és jobb fókuszálhatóság miatt) előnyös és az infravörös tartományba eső rövid impulzusok komplementer fényforrásaként tekinthető. A disszertációmban bemutattam a legelterjedtebb nagyintenzitású lézerrendszerek felépítését és az ezekben sikerrel alkalmazott kontrasztjavító eljárásokat. A munkám során elért új tudományos eredményeket az alábbi tézispontokban foglalom össze.

1. Kísérletileg kimutattam, hogy ultraibolya rövid impulzusokkal kvarc céltárgyon keltett plazma reflexiója megközelíti a 70%-ot, amely a szakirodalomban publikált eddigi legmagasabb érték 248 nm hullámhosszra. A plazma tükör technikára alapozva kifejlesztettem egy kísérleti eljárást, amellyel nagyintenzitású KrF excimer lézerrendszerek intenzitáskontrasztja több mint két nagyságrenddel javítható. Kísérletileg megmutattam, hogy a nyaláb ideálshoz közeli fókuszálhatósága a reflexió során nem változik. Megállapítottam, hogy az adott kísérleti elrendezés mellett a reflexió értéke jó közelítéssel független a nyaláb polarizációjától és attól, hogy az impulzusidő 500 fs vagy 220 fs. [115]

A rövid ultraibolya impulzusokkal keltett plazma reflexióját ~30-as f-számú fókuszálás mellett anti-reflexiós bevonattal ellátott sík kvarc céltárgyon vizsgáltam. A 70%-ot megközelítő reflexiót s és p polarizált nyaláb esetében is $1 \cdot 10^{15}$ - $5 \cdot 10^{15}$ W/cm² intenzitás esetén lehetett mérni 500 fs impulzushossz esetén valamint 12°-os beesési szög mellett. A

plazma tükör működést 220 fs-os kompresszált impulzusra is demonstráltam, ahol a reflexió értéke valamivel kisebb ~55%-os értéket ért el, ami az impulzus tér- és időbeli minőségi romlásának tulajdonítható. A nyaláb távoli zónabeli eloszlását a reflexió előtt és után is megmértem. A fókuszfolt mérete a diffrakció-limitált elvi foltméret 1,5 ill. 1,75-szöröse volt. A nagy- és kisjelű reflexió hányadosából adódó több mint 2 nagyságrendbeli intenzitáskontraszt javulás, a reflektált nyaláb jó térbeli tulajdonságainak figyelembe vételével egy hatékony impulzusszűrési eljárást eredményez nagyintenzitású ultraibolya KrF lézerrendszerek esetén.

2. Elméleti modellt dolgoztam ki a nemlineáris Fourier-szűrés kontrasztjavítását korlátozó optikai leképezés térbeli kontrasztjának vizsgálatára. Az általam írt szimuláció segítségével megmutattam, hogy a korábban használt kísérleti elrendezésre illesztett leképezés esetén a térbeli kontraszt limit 10^3 értékű. A leképezés térbeli kontrasztjának javítására a tárgy térfrekvenciás komponenseinek a leképező rendszerhez való illesztését javasoltam egy kis nyílásszögű leképezés és egy második tárgy apertúra alkalmazásával. Kimutattam, hogy az így előállított tárgy leképezés utáni térbeli kontrasztjának elméleti értéke nagyobb, mint 10^8 [118].

Az optikai képalkotást a lineáris rendszereket leíró térfrekvenciás analízis segítségével vizsgáltam. Az általam fejlesztett szimuláció alkalmas térben koherens és inkoherens megvilágítást is kezelni. A kísérleti esetnek megfelelő 500 cm^{-1} levágási frekvenciájú esetben a kép térbeli kontrasztjára a szimuláció által kapott érték megegyezik a kísérletileg tapasztalt $\sim 10^3$ értékkel. Megmutattam, hogy a leképezés nyílásszögének növelésével javul, a leképezési hibák által okozott fázishibák növekedésével pedig romlik a leképezés kontrasztja. Az optikai leképezés kontrasztjának javítása céljából megvizsgáltam a leképező rendszer pupillafüggvényének apodizációját, ami a számolásaim szerint több nagyságrendnyi javulást eredményez. A technikai egyszerűségénél fogva előnyösebbnek bizonyult a tárgy nagy térfrekvenciás komponenseinek csökkentése. Ehhez az eredeti gyűrű alakú éles tárgyat először egy kis nyílásszögű optikai elrendezéssel leképezzük, majd az így előálló eloszlás 10^{-3} normált intenzitás alatti részeit egy második apertúrával kitakarjuk. Ezt a modulált térfrekvenciás komponensekkel bíró tárgyat, a szimuláció szerint 10^8 értéket meghaladó kontraszttal lehet a továbbiakban - normál paraméterekkel rendelkező optikai leképező rendszerekkel - leképezni.

3. Kísérletileg kimutattam, hogy az optikai látható tartományban a nemlineáris Fourier-szűrési elrendezés részét képező leképezés térbeli kontrasztja nagyobb, mint 10^7 értékre javítható a leképezendő tárgy nagy térfrekvenciás komponenseinek a modulációjával. Kísérletileg meghatároztam a nemlineáris Fourier-szűrő intenzitásfüggő transzmissziógörbáját. Kimutattam, hogy a szűrő bemeneteként szolgáló tárgy térfrekvenciás modulációjával a kisjelű transzmisszió a korábbi 10^{-3} értékről (a mérőrendszer által detektálható legkisebb értékre) 10^{-5} alá csökken. Ezen eredményre alapozva kísérleti eljárást fejlesztettem ki ultraibolya rövid impulzusok 5 nagyságrenddel történő kontrasztjavítására. Kísérletileg karakterizáltam a nemlineáris Fourier-szűrő kimenetén megjelenő nyaláb térbeli tulajdonságait [118].

A nagy térbeli kontraszttal leképezni kívánt gyűrű alakú tárgy térfrekvenciás eloszlását egy kis nyílásszöget megengedő elő-leképezéssel moduláltam és az így kapott kép 10^{-3} intenzitásszint alatti részeit pedig egy újabb apertúrával takartam ki. Az így nyert csökkentett térfrekvenciás komponensekkel bíró új tárgy leképezése során 10^7 -t meghaladó térbeli kontraszt értéket mértem, tehát több mint 5 nagyságrenddel növeltem a leképezés kontrasztját a látható tartományban. Kísérleti úton megvizsgáltam a nemlineáris Fourier-szűréssel elérhető kontrasztjavulást a nagyjelű és a kisjelű transzmisszió mérésével. A tárgy térfrekvenciás komponenseinek modulációjával kiegészített elrendezés kisjelű transzmissziója $<10^{-5}$ értékre javult. A kapott értéket az energiamérő rendszer dinamikus tartománya szabta meg; a $\sim 4 \cdot 10^{12}$ W/cm² intenzitás alatti impulzusok kimenő energiáját nem tudtam detektálni. A szűrt nyaláb térbeli tulajdonságait tekintve a távoli zónában szabályos Gauss eloszlást követ és a foltméret a diffrakció által megszabott elvi érték 1,75-szöröse.

4. Speciális fényforrást fejlesztettem ki nagyintenzitású és nagykontrasztú ultraibolya impulzusokkal történő fény-anyag kölcsönhatás vizsgálatára. Megépítettem egy ultraibolya rövid impulzusokra szabott, három KrF excimer erősítőmodulból álló erősítőláncot, amelyben az intenzitáskontraszt javítása céljából az első erősítő után egy nemlineáris Fourier-szűrési elrendezést integráltam. Az erősített impulzusok karakterizálásával megmutattam, hogy 10^{12} intenzitáskontraszt mellett megfelelő nyílásszögű fókuszálás esetén elméletileg 10^{19} W/cm² intenzitás érhető el [120].

A rövid impulzusú festéklézerrendszer által generált impulzusokat frekvenciakétszerezés után egy - lépésekben növekvő keresztmetszetű - három fokozatú KrF erősítőláncban erősödnek, ahol a kimeneten a nyalábméret eléri a $\sim 4 \times 4$ cm²-t. A nemlineáris

Fourier-szűrési elrendezést a két erősítési átmenetben használt előerősítők közé integráltam. A hatékonyabb kontrasztjavítás érdekében a térfrekvencia modulációt biztosító elő-leképezés a második erősítési átmenet részét képezi. A szűrés után előálló szub-mJ energiájú, extrém nagy kontraszttal rendelkező impulzusokat a második előerősítő és a két résznyalábos multiplexelési elrendezéssel kiegészített végerősítő a 100 mJ energiaszintre erősíti. Az impulzus időbeli karakterizálását másodrendű autokorrelátorral és a spektrális intenzitás mérésével végeztem. A térbeli karakterizálást a közeli és távoli zóna vizsgálatával végeztem. A 700 fs időbeli hosszúságú és 2-szeresen diffrakció-limitált, reguláris térbeli eloszlású impulzusok fókuszált intenzitása egy $f/2$ -es fókuszálás esetén elméletileg meghaladja a 10^{19} W/cm² intenzitást. A kísérleti tapasztalat szerint az intenzitáskontrasztot meghatározó erősített spontán emisszió a mérés határain belül kizárólag a nemlineáris Fourier-szűrés után keletkezik, melynek energiája erősen függ a szűrés után alkalmazott erősítés mértékétől. A kimenő energia 100 mJ és 50 mJ közötti megválasztása esetén az intenzitáskontraszt a fókusz síkban 10^{11} - 10^{12} értékű.

5. Summary

The remarkable progress of laser technology in the last decades allowed breaking scientific results in various fields including physics, medicine, biology, and material science. The industrial application of lasers has an increasing importance like in laser based micro/nano machining. The driving force behind many of these applications is the improvement of the peak intensity of laser systems and the extension of the wavelength range of secondary sources. The investigation and improvement of the spatio-temporal quality of ultrashort laser pulses plays an ever increasing role in high intensity physics. Most of the applications of high-intensity laser pulses require extremely high temporal and spatial quality. Temporal prepulses are especially detrimental for high intensity laser-matter interactions, as the lower intensity prepulse may generate a preplasma preventing direct interaction between the main pulse and the material to be studied.

In my thesis the construction and the main features of high-intensity lasers systems are reviewed with emphasis on the available contrast improvement techniques. I investigated the contrast improvement of high-brightness ultraviolet short pulses, which are advantageous for numerous interactions, due to the shorter wavelength and the resulting higher photon energy and better focusability. Ultraviolet high-intensity lasers can be regarded as complementary sources of the most commonly used infrared ultrashort pulses. My new scientific results are summarized in the following 4 sections.

1. It has been experimentally demonstrated that 70% reflectivity of plasma generated by ultraviolet short pulses can be reached on quartz target, which is the highest published value at 248 nm by this time. Based on this plasma mirror effect an experimental arrangement has been developed for high-intensity KrF laser systems, offering contrast improvement of more than two orders of magnitude. It has been demonstrated that the focusability of the filtered beam is unchanged, moreover the reflectivity is practically independent of the polarization of the beam and of the pulse duration (measured for 500 fs and 220 fs pulses) [115].

The reflection of the plasma was measured on an anti-reflection coated quartz target with $f/30$ focusing. The reflectivity approached 70% for 12° of angle of incidence both for s and p polarized beam at the $1 \cdot 10^{15}$ - $5 \cdot 10^{15}$ W/cm² intensity range, when the pulse width was 500 fs. The plasma mirror effect was also demonstrated for shorter (220 fs long) pulses, where the maximum reflectivity was somewhat moderate ~55%. This is likely connected to

the less optimum temporal and spatial quality of the beam. The focal distribution of the beam was measured before and after reflection; the diameter of the focal spot was 1.5 and 1.75 times of the diffraction-limited size, respectively. Regarding the achievable contrast improvement of > 2 orders of magnitude - defined by the ratio of the high and low intensity reflection - and the good spatial distribution of the reflected beam this approach can be regarded as an efficient filtering technique for high-intensity KrF laser systems.

2. A theoretical model has been developed to investigate the achievable contrast improvement of the nonlinear Fourier-filter. The numerical simulation showed that the limitation is imposed by the spatial contrast of optical imaging; restraining the maximum contrast in our experimental case to 10^3 . It was suggested that an object is better suited to high contrast imaging if the spatial frequency spectrum of the object is modulated by a low numerical aperture pre-imaging and this image is completed by a second aperture. It was shown by numerical calculations that such an object can further be imaged with higher than 10^8 spatial contrast [118].

The spatial contrast of optical imaging was studied by the use of frequency analysis of linear systems. This simulation can handle spatially coherent and incoherent illumination. For an imaging system of 500 cm^{-1} cut-off frequency the simulation showed good agreement with the experimentally obtained value for the spatial contrast of imaging. It was shown that with increasing solid angle (or resolution) of imaging the spatial contrast increases. However, the eventually increasing phase front error of aberrations decreases the spatial contrast. It was demonstrated that the apodization of the exit pupil of the imaging system can improve the available spatial contrast by several orders of magnitude. For practical reasons another approach - based on the controlled modulation of the spatial frequency spectrum by decreasing the role of the high spatial frequency components - is more preferable. We realized this by applying a low numerical aperture imaging and a secondary beam-block in the image plane of this pre-imaging to exclude the areas of normalized intensity below 10^{-3} . An object of such spatial frequency distribution can be imaged with a spatial contrast greater than 10^8 .

3. It was experimentally demonstrated that the imaging system of the nonlinear Fourier-filter operating the visible wavelength range can be improved by the spatial frequency modulation of the object, resulting in a spatial contrast as high as 10^7 . The improvement of the contrast of imaging was also experimentally demonstrated for ultraviolet short pulses by measuring the intensity dependent throughput of the nonlinear Fourier-filter.

Using an object of controlled spatial frequencies the small signal throughput decreased from 10^{-3} to 10^{-5} - determined by the limited dynamic range of the measurement. Based on this results an experimental arrangement is suggested to improve the intensity contrast of high-intensity UV pulses by more than 5 orders of magnitude. The spatial features of the filtered pulses are also characterized [118].

The new object of modulated spatial frequency was created by a combination of a low numerical aperture pre-imaging and a secondary beam-block in the image plane which excluded the areas of normalized intensity below 10^{-3} of the intermediate image. This modulated object could be imaged with a spatial contrast of 10^7 . This corresponds to 5 orders of magnitude improvement in the visible wavelength range. The achievable contrast improvement of the nonlinear Fourier-filter was determined by measuring the intensity dependent throughput. By the use of the frequency modulated object the low intensity transmission decreased below 10^{-5} . This value was limited by the dynamic range of the measurement; pulses of focused intensity below $\sim 4 \cdot 10^{12}$ W/cm² could not be detected. As far as the spatial features of the filtered beam are concerned, the far field distribution of the beam has a regular Gaussian shape with 1.75 times larger spot diameter than the diffraction-limit.

4. A special light source has been developed for the investigation of laser-matter interaction at high-intensity and high temporal contrast. An UV short-pulse amplifier chain - containing three KrF excimer amplifiers - has been constructed where the nonlinear Fourier-filtering technique is integrated into the system after the first preamplifier. Characterization of the output pulses showed that with sufficiently low F-number focusing 10^{19} W/cm² intensity can be achieved with 10^{12} intensity contrast in the focal plane [120].

The short pulses - generated by the sub-picosecond dye laser system - after frequency conversion are amplified in a KrF amplifier chain consisting of three gain modules of increasing cross-section, up to an output beam size of $\sim 4 \times 4$ cm². The two preamplifiers are used in a double pass arrangement and the nonlinear Fourier-filter is integrated between them. To promote effective pulse filtering the pre-imaging is done during the second amplification pass of the first preamplifier. The high contrast pulses of sub-mJ energy are then amplified in the second preamplifier and in the final amplifier - which uses a two beam interferometric multiplexing setup - up to 100 mJ. The temporal characterization of the pulse was based on second order autocorrelator and spectral intensity measurement. Both the near and far field

spatial intensity distribution of the beam was also recorded. The expected focused intensity - with $f/2$ focusing - of the 2 times diffraction limited and 700 fs long pulses is in excess of 10^{19} W/cm². Based on our experiments the temporal background of the output is determined by the amplified spontaneous emission generated solely after the nonlinear Fourier-filter. The energy of the ASE strongly depends on the gain of the amplifier chain following the filter. For different values of this gain an intensity contrast between 10^{11} and 10^{12} is obtained in the focal plane.

6. Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek *Dr. Szatmári Sándor professzornak* a kutatási témába való bevezetésért és a kísérleti feltételek biztosításáért. Az értekezésemben bemutatott eredmények elsősorban közös munka eredménye, elvi megfontolások és praktikus javaslatok felvetésével nagymértékben elősegítette a kutatási eredmények létrejöttét. Ugyancsak szeretnék köszönetet mondani *Dr. Földes István tudományos főmunkatársnak (Wigner Fizikai Kutatóközpont, Plazmafizikai Osztály)* a plazma tükör vizsgálata kapcsán kapott hasznos szakmai tanácsaiért és a téma felvetéséért valamint az értekezés kapcsán tett értékes kritikai megjegyzéseierért.

Köszönetemet fejezem ki *Kovács Zsolt PhD hallgatónak* és *Homik Zsolt Fizikus MSc hallgatónak* a közösen végzett kutatások során nyújtott segítségükért valamint a Kísérleti Fizikai Tanszéken működő *elektromos és mechanikus műhely* dolgozóinak a technikai segítségért.

Köszönettel tartozom *Dr. Nánai László professor emeritusnak* és *Dr. Szörényi Tamásnak* az értekezés kéziratának átolvasásáért és értékes kritikai megjegyzéseikért.

Köszönetet mondok *Dajka Rita tudományos segédmunkatársnak* a labor adminisztratív ügyeinek intézéséért továbbá a *Kísérleti Fizikai Tanszék* valamint a *Fizikai Intézet* tagjainak a mindennapi munkám során nyújtott segítségükért.

Nagy hálával tartozom *családomnak* és *barátaimnak* a munkámhoz nyújtott támogatásukért és folyamatos biztatásukért.

Kutatási eredményeim az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával, az EFOP-3.6.2-16-2017-00005, azonosítószámú, „Ultragyors fizikai folyamatok atomokban, molekulákban, nanoszerkezetekben és biológiai rendszerekben” projekt segítségével jöttek létre.

7. Irodalomjegyzék

- [1] D. Strickland, G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Opt. Comm.*, 55, 447, 219 (1985).
- [2] V. Yanovsky, V. Chvykov, G. Kalinchenko, P. Rousseau, T. Planchon, T. Matsuoka, A. Maksimchuk, J. Nees, G. Cheriaux, G. Mourou, K. Krushelnick, "Ultra-high intensity- 300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate," *Opt. Express* 16, 3, 2109 (2008).
- [3]. Z. Wang, C. Liu, Z. Shen, Q. Zhang, H. Teng, Z. Wei, "High-contrast 1.16 PW Ti:sapphire laser system combined with a doubled chirped-pulse amplification scheme and a femtosecond optical-parametric amplifier," *Opt. Lett.* 36, 16, 3194 (2011).
- [4] M. Martinez, W. Bang, G. Dyer, X. Wang, E. Gaul, T. Borger, M. Ringuette, M. Spinks, H. Quevedo, A. Bernstein, M. Donovan, T. Ditmire, "The Texas petawatt laser and current experiments," *AIP Conf. Proc.* 1507, 874 (2012).
- [5] F. Wagner, C. P. João, J. Fils, T. Gottschall, J. Hein, J. Körner, J. Limpert, M. Roth, T. Stöhlker, V. Bagnoud, "Temporal contrast control at the PHELIX petawatt laser facility by means of tunable sub-picosecond optical parametric amplification," *Appl. Phys. B* 116, 2, 429 (2014).
- [6] T. M. Jeong, J. Lee, "Femtosecond petawatt laser," *Ann. Phys.* 526, 3–4, 157 (2014).
- [7] Sudipta Mondal, Mojtaba Shirozhan, Naveed Ahmed, Maïmouna Bocoum, Frederik Boehle, Aline Vernier, Stefan Haessler, Rodrigo Lopez-Martens, François Sylla, Cedric Sire, Fabien Quéré, Kwinten Nelissen, Katalin Varjú, Dimitris Charalambidis, Subhendu Kahaly, "Surface plasma attosource beamlines at ELI-ALPS," *J. Opt. Soc. Am. B* 35, A93-A102 (2018)
- [8] K. Osvay, A. Börzsönyi, D. Charalambidis, E. Cormier, L. Fülöp, M. Kalashnikov, C. Kamperidis, B. Kiss, R. Lopez-Martens, G. Sansone, Z. Várallyay, K. Varjú, "First Intense, phase controlled, few cycle laser sources in the ELI Attosecond Facility," in Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest paper STu3M.3. (2018).
- [9] N. Thiré, R. Maksimenka, B. Kiss, C. Ferchaud, P. Bizouard, S. Jarosch, V. Di Pietro, É. Cormier, K. Osvay, N. Forget, "A 15 W, Few-Cycle and Ultra-Stable Mid-infrared Parametric Source for ELI-ALPS," in High-Brightness Sources and Light-driven Interactions, OSA Technical Digest paper HW4A.4. (2018).
- [10] T. Levato, S. Bonora, G.M. Grittani, C.M. Lazzarini, M.F. Nawaz, M. Nevrkla, L. Villanova, R. Ziano, S. Bassanese, N. Bobrova, K. Casarin, E. Chacon-Golcher, Y. Gu, D. Khikhlukha, D. Kramer, M. Lonza, D. Margarone, V. Olšovcová, M. Rosinski, B. Rus, P. Sasorov, R. Versaci, A. Zaráš-Szydłowska, S.V. Bulanov, G. Korn, "HELL, High-Energy Electrons by Laser Light, a User-Oriented Experimental Platform at ELI Beamlines," *Appl. Sci.*, 8, 1565 (2018).
- [11] S. Weber, S. Bechet, S. Borneis, L. Brabec, M. Bučka, E. Chacon-Golcher, M. Ciappina, M. DeMarco, A. Fajstavr, K. Falk, E.-R. Garcia, J. Grosz, Y.-J. Gu, J.-C. Hernandez, M. Holec, P. Janečka, M. Jantač, M. Jirka, H. Kadlecova, D. Khikhlukha, O. Klimo, G. Korn, D. Kramer, D. Kumar, T. Lastovička, P. Lutoslawski, L. Morejon, V. Olšovcová, M. Rajdl, O. Renner, B. Rus, S. Singh, M. Šmid, M. Sokol, R. Versaci, R. Vrána, M. Vranic, J. Vyskočil, A. Wolf, Q. Yu, "An installation for high-energy density plasma physics and ultra-high intensity laser-matter interaction at ELI-Beamlines," *Matter and Radiation at Extremes* 2, 4, 149 (2017)
- [12] R. Antipenkov, F. Batysta, R. Boge, E. Erdman, M. Greco, J. T. Green, B. Himmel, M. Horáček, Z. Hubka, L. Indra, K. Majer, T. Mazanec, P. Mazurek, J. Naylor, J. Novák, V. Šobr, A. Špaček, P. Strkula, M. Torun, B. Tykalewicz, P. Bakule, B. Rus, "The construction of Allegra kilohertz femtosecond laser system at ELI-Beamlines," *Proc. SPIE* 11034, 110340M (2019)

- [13] V. Zamfir, K. Tanaka, C. Ur, "*Extreme light infrastructure nuclear physics (ELI-NP)*," Europhysics News, 50, 2, 23 (2019)
- [14] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy, V. Malka, "*A Laser-Plasma Accelerator Producing Monoenergetic Electron Beams*," Nature (London) 431, 541 (2004).
- [15] C. G. R. Geddes, Cs. Tóth, J. Van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary, W. P. Leemans, "*High-Quality Electron Beams from a Laser Wakefield Accelerator Using Plasma-Channel Guiding*," Nature (London) 431, 538 (2004).
- [16] W. P. Leemans, A. J. Gonsalves, H.-S. Mao, K. Nakamura, C. Benedetti, C. B. Schroeder, Cs. Tóth, J. Daniels, D. E. Mittelberger, S. S. Bulanov, "*Multi-GeV Electron Beams from Capillary-Discharge-Guided Subpetawatt Laser Pulses in the Self-Trapping Regime*," Phys. Rev. Lett. 113, 24, 245002 (2014).
- [17] R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, T. E. Cowan, M. Roth, T. W. Phillips, M. A. Stoyer, E. A. Henry, T. C. Sangster, M. S. Singh, S. C. Wilks, A. MacKinnon, A. Offenberger, D. M. Pennington, K. Yasuike, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, J. Johnson, M. D. Perry, E. M. Campbell, "*Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids*," Phys. Rev. Lett. 85, 2945 (2000).
- [18] S. P. Hatchett, C. G. Brown, T. E. Cowan, E. A. Henry, J. S. Johnson, M. H. Key, J. A. Koch, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, A. J. Mackinnon, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. W. Phillips, M. Roth, T. C. Sangster, M. S. Singh, R. A. Snavely, M. A. Stoyer, S. C. Wilks, K. Yasuike, "*Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of petawatt laser pulses with solid targets*," Phys. Plasmas 7 2076 (2000).
- [19] H. Daido, M. Nishiuchi, A. S. Pirozhkov, "*Review of laser-driven ion sources and their applications*," Rep. Prog. Phys. 75 056401 (2012).
- [20] F. Wagner, O. Deppert, C. Brabetz, P. Fiala, A. Kleinschmidt, P. Poth, V. A. Schanz, A. Tebartz, B. Zielbauer, M. Roth, T. Stöhlker, V. Bagnoud, "*Maximum proton energy above 85 MeV from the relativistic interaction of laser pulses with micrometer thick CH₂ targets*," Phys. Rev. Lett. 116 205002 (2016).
- [21] H. Chen, S. C. Wilks, J. D. Bonlie, S. N. Chen, K. V. Cone, L. N. Elbertson, G. Gregori, D. D. Meyerhofer, J. Myatt, D. F. Price, M. B. Schneider, R. Shepherd, D. C. Stafford, R. Tommasini, R. Maren, P. Beiersdorfer, "*Making relativistic positrons using ultraintense short pulse lasers*," Phys. Plasmas 16, 122702 (2009).
- [22] A. Rousse, K. T. Phuoc, R. Shah, A. Pukhov, E. Lefebvre, V. Malka, S. Kiselev, F. Burgy, J. P. Rousseau, D. Umstadter, D. Hulin, "*Production of a keV X-Ray Beam from Synchrotron Radiation in Relativistic Laser-Plasma Interaction*," Phys. Rev. Lett. 93, 135005 (2004).
- [23] K. Ta Phuoc, S. Corde, C. Thauray, V. Malka, A. Tafzi, J. P. Goddet, R. C. Shah, S. Sebban, A. Rousse, "*All-Optical Compton Gamma-Ray Source*," Nat. Photonics 6, 308 (2012).
- [24] S. Chen, N. D. Powers, I. Ghebregziabher, C. M. Maharjan, C. Liu, G. Golovin, S. Banerjee, J. Zhang, N. Cunningham, A. Moorti, S. Clarke, S. Pozzi, D. P. Umstadter, "*MeV-Energy X Rays from Inverse Compton Scattering with Laser-Wakefield Accelerated Electrons*," Phys. Rev. Lett. 110, 155003 (2013).
- [25] G. Sarri, D. J. Corvan, W. Schumaker, J. M. Cole, A. Di Piazza, H. Ahmed, C. Harvey, C. H. Keitel, K. Krushelnick, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, D. Symes, A. G. R. Thomas, M. Yeung, Z. Zhao, M. Zepf, "*Ultrahigh Brilliance Multi-MeV γ -Ray Beams from Nonlinear Relativistic Thomson Scattering*," Phys. Rev. Lett. 113, 224801 (2014).

- [26] R. A. Ganeev, "High-order harmonic generation in a laser plasma: a review of recent achievements," *Journal of Physics B*, 40, 22, 213 (2007).
- [27] M. Hentschel, R. Kienberger, Ch. Spielmann, G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher, F. Krausz, "Attosecond metrology," *Nature* 414, 509 (2001).
- [28] H. A. Hafez, X. Chai, A. Ibrahim, S. Mondal, D. Férachou, X. Ropagnol, T. Ozaki, "Intense terahertz radiation and their applications," *J. Opt.* 18 093004 (2016).
- [29] K. B. Wharton, C. D. Boley, A. M. Komashko, A. M. Rubenchik, J. Zweiback, J. Crane, G. Hays, T. E. Cowan, T. Ditmire, "Effects of nonionizing prepulses in high-intensity laser-solid interactions," *Phys. Rev. E Stat. Nonlin. Soft Matter Phys.* 64, 2, 025401 (2001).
- [30] I. B. Földes, J. S. Bakos, K. Gál, Z. Juhász, M. A. Kedves, G. Kocsis, S. Szatmári, G. Veres, "Properties of high harmonics generated by ultrashort UV laser pulses on solid surfaces," *Laser Phys.* 10, 1, 264 (2000).
- [31] P. Simon, J. Bekesi, C. Dölle, J.-H. Klein-Wiele, G. Marowsky, S. Szatmari, B. Wellegehausen, "Ultraviolet femtosecond pulses: key technology for sub-micron machining and efficient XUV pulse generation," *Appl. Phys. B* 74(S1), 189 (2002).
- [32] W. L. Kruer, "The physics of laser plasma interactions," Westview Press, (2003).
- [33] F. G. Omenetto, K. Boyer, J. W. Longworth, A. McPherson, T. Nelson, P. Noel, W. A. Schroeder, C. K. Rhodes, S. Szatmári, G. Marowsky, "High-brightness terawatt KrF* (248 nm) system," *Appl. Phys. B* 64, 6, 643 (1997).
- [34] S. Szatmári, G. Almási, M. Feuerhake, P. Simon, "Production of intensities of 10^{19} W/cm² by a table-top KrF laser," *Appl. Phys. B* 63, 5, 463 (1996).
- [35] J. Békési, S. Szatmári, P. Simon, G. Marowsky, "Table-top KrF amplifier delivering 270 fs output pulses with over 9 W average power at 300 Hz," *Appl. Phys. B* 75, 4, 521 (2002).
- [36] I. B. Földes, A. Barna, D. Csáti, F. L. Szűcs, S. Szatmári, "Plasma mirror effect with a short-pulse KrF laser," *J. Phys. Conf. Ser.* 244, 032004 (2010).
- [37] I. B. Földes, D. Csáti, F. L. Szűcs, S. Szatmári, "Plasma mirror and temperature evolution for short pulse KrF lasers," *Radiat. Eff. Defects Solids* 165, 6-10, 429 (2010).
- [38] S. Szatmári, R. Dajka, A. Barna, B. Gilicze, I. B. Földes, "Improvement of the temporal and spatial contrast for high-brightness laser beams," *Laser Phys. Lett.* 13, 7, 075301 (2016).
- [39] Gy. Farkas, Cs. Tóth, "Proposal for attosecond light pulse generation using laser induced multiple-harmonic conversion processes in rare gases," *Physics Letters A*, 168, 5-6, 447 (1992).
- [40] T. Ceccotti, A. Lévy, H. Popescu, F. Réau, P. D'Oliveira, P. Monot, J. P. Geindre, E. Lefebvre, P. Martin, "Proton Acceleration with High-Intensity Ultrahigh-Contrast Laser Pulses," *Phys. Rev. Lett.* 99, 18, 185002 (2007).
- [41] A. Flacco, F. Sylla, M. Veltcheva, M. Carrié, R. Nuter, E. Lefebvre, D. Batani, V. Malka, "Dependence on pulse duration and foil thickness in high-contrast-laser proton acceleration," *Phys. Rev. E Stat. Nonlin. Soft Matter Phys.* 81, 3, 036405 (2010).
- [42] J. S. Green, A. P. L. Robinson, N. Booth, D. C. Carroll, R. J. Dance, R. J. Gray, D. A. MacLellan, P. McKenna, C. D. Murphy, D. Rusby, L. Wilson, "High efficiency proton beam generation through target thickness control in femtosecond laser-plasma interactions," *Appl. Phys. Lett.* 104, 21, 214101 (2014).
- [43] T. R. Boehly, Y. Fisher, D. D. Meyerhofer, W. Seka, J. M. Soures, D. K. Bradley, "The effect of optical prepulse on direct-drive inertial confinement fusion target performance," *Phys. Plasmas* 8, 1, 231 (2001).

- [44] J. A. Cobble, G. T. Schappert, L. A. Jones, A. J. Taylor, G. A. Kyrala, R. D. Fulton, "The interaction of a high irradiance, subpicosecond laser pulse with aluminum: The effects of the prepulse on x-ray production," *J. Appl. Phys.* 69, 3369 (1991).
- [45] A. Tarasevitch, K. Lobov, C. Wunsche, D. von der Linde, "Transition to the Relativistic Regime in High Order Harmonic Generation," *Phys. Rev. Lett.* 98, 103902 (2007).
- [46] A. Rousse, C. Rishel, J.-C. Gauthier, "Colloquium: Femtosecond x-ray crystallography," *Reviews of Modern Physics* 73, 17 (2001).
- [47] J. Workman, M. Nantel, M. Maksimchuk, D. Umstadter, "Application of a picosecond soft x-ray source to time-resolved plasma dynamics," *Appl. Phys. Lett.* 70, 312 (1997).
- [48] M. Roth, T. E. Cowan, C. Brown, M. Christl, W. Fountain, S. Hatchett, J. Johnson, M. H. Key, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. W. Phillips, T. C. Sangster, "Intense ion beams accelerated by petawatt-class lasers," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 464, 201 (2002).
- [49] A. Rundquist, C. G. Durfee, Z. Chang, C. Herne, S. Backus, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, "Phase-Matched Generation of Coherent Soft X-rays," *Americ. Assoc. Advanc. Sci.* 280, 5368, 1412 (1998).
- [50] A.P. Fews, P.A. Norreys, F.N. Beg, A.R. Bell, A.E. Dangor, C.N. Danson, P. Lee, S.J. Rose, "Plasma Ion Emission from High Intensity Picosecond Laser Pulse Interactions with Solid Targets," *Phys. Rev. Lett.* 73, 1801 (1994).
- [51] D. E. Rivas, A. Borot, D. E. Cardenas, G. Marcus, X. Gu, D. Herrmann, J. Xu, J. Tan, D. Korman, G. Ma, W. Dallari, G. D. Tsakiris, I. B. Földes, S. W. Chou, M. Weidman, B. Bergues, T. Wittmann, H. Schröder, P. Tzallas, D. Charalambidis, O. Razskazovskaya, V. Pervak, F. Krausz, L. Veisz, "Next Generation Driver for Attosecond and Laser-plasma Physics," *Sci. Rep.* 7, 5224 (2017).
- [52] D. Guénot, D. Gustas, A. Vernier, B. Beaurepaire, F. Böhle, M. Bocoum, M. Lozano, A. Jullien, R. Lopez-Martens, A. Lifschitz, J. Faure, "Relativistic electron beams driven by kHz single-cycle light pulses," *Nat. Photonics* 11, 293 (2017).
- [53] A. Kessel, V. E. Leshchenko, O. Jahn, A. M. M. Krüger, A. Schwarz, V. Pervak, M. Trubetskov, S. A. Trushin, F. Krausz, Z. Major, S. Karsch, "Relativistic few-cycle pulses with high contrast from picosecond-pumped OPCPA," *Optica* 5, 4, 434 (2018).
- [54] A. Dubietis, G. Jonušauskas, A. Piskarskas, "Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal," *Opt. Commun.* 88, 4-6, 437 (1992)
- [55] G. A. Mourou, T. Tajima, S. V. Bulanov, "Optics in relativistic regime," *Rev. Mod. Phys.* 78, 309 (2006)
- [56] M. P. Kalashnikov, E. Risse, H. Schönagel, W. Sandner, "Double chirped-pulse-amplification laser: a way to clean pulses temporally," *Opt. Lett.* 30, 8, 923 (2005).
- [57] C. H. K. Rhodes, "Excimer lasers," 2nd edition, Springer-Verlag, Berlin (1984).
- [58] R. Burnham "A discharge pumped laser on the $C \rightarrow A$ transition of XeF," *Appl. Phys. Lett.* 35, 48 (1979).
- [59] H. Egger, T. S. Luk, K. Boyer, D. F. Muller, H. Pummer, T. Srinivasan, C. K. Rhodes, "Picosecond, tunable ArF* excimer laser source," *Appl. Phys. Lett.* 41, 1032 (1982).
- [60] K. Mossavi, Th. Hofmann, and F. K. Tittel, G. Szabó, "Ultra-high-brightness, femtosecond ArF excimer laser system," *Appl. Phys. Lett.* 62, 1203 (1993).
- [61] J. H. Glowina, G. Arjavalingham, P. P. Sorokin, J. E. Rothenberg, "Amplification of 350-fsec pulses in XeCl excimer gain modules," *Optics Letters* 11, 2, 79 (1986).
- [62] S. Watanabe, A. Endoh, M. Watanabe, N. Saukura, "Terawatt XeCl discharge laser system", *Opt. Lett.* 13, 7, 580 (1988).

- [63] S. Szatmári, B. Rácz, F. P. Schäfer, "Bandwidth limited amplification of 220 fs pulses in XeCl," *Opt. Comm.* 62, 4, 271 (1987).
- [64] S. Szatmári, F. P. Schäfer, "Comparative study of the gain dynamics of XeCl and KrF with subpicosecond resolution," *J. Opt. Soc. Am. B* 4, 1943 (1987).
- [65] A. J. Taylor, C. R. Talhnan, J. P. Roberts, C. S. Lester, P. H. Y. Lee, and G. A. Kyrala, "High-intensity subpicosecond XeCl laser system," *Opt. Lett.* 15, 1, 39 (1990).
- [66] Q. Zhao, S. Szatmári, F. P. Schäfer, "Gain dynamics of XeF and subpicosecond pulse generation at 351 nm," *Appl. Phys. B* 47, 325 (1988).
- [67] S. V. Alekseev, A. I. Aristov, Ya. V. Grudtsyn, N. G. Ivanov, B. M. Koval'chuk, V. F. Losev, S. B. Mamaev, G. A. Mesyats, L. D. Mikheev, Yu. N. Panchenko, A. V. Polivin, S. G. Stepanov, N. A. Ratakhin, V. I. Yalovoi, A. G. Yastremskii, "Visible-range hybrid femtosecond systems based on a XeF(C-A) amplifier: state of the art and prospects," *Quantum Electron.* 43, 3, 190 (2013).
- [68] S. Szatmári, F. P. Schäfer, "Simplified laser system for the generation of 60 fs pulses at 248 nm," *Opt. Commun.* 68, 3, 196 (1988).
- [69] A. Endoh, M. Watanabe, N. Sarukura, S. Watanabe, "Multiterawatt subpicosecond KrF laser," *Opt. Lett.* 14, 7, 353 (1989).
- [70] S. Watanabe, A. Endoh, M. Watanabe, N. Sarukura, K. Hata, "Multiterawatt excimer-laser system," *J. Opt. Soc. Am. B* 6, 10, 1870 (1989).
- [71] I. N. Ross, A. R. Damerell, E. J. Divall, J. Evans, G. J. Hirst, C. J. Hooker, J. R. Houliston, M. H. Key, J. M. D. Lister, K. Osvay, M. J. Shaw, "A ITW KrF laser using chirped pulse amplification," *Opt. Comm.* 109, 3-4, 288 (1994).
- [72] S. Szatmári, "High-brightness ultraviolet excimer lasers," *Appl. Phys. B* 58, 211 (1994).
- [73] S. Szatmári, G. Marowsky and P. Simon, "Femtosecond excimer lasers and their applications," *Landolt - Börnstein New Series* pp. 215–253, Springer (2007).
- [74] J. H. Klein-Wiele, T. Nagy, P. Simon, "Hollow-fiber pulse compressor for KrF lasers," *Appl. Phys. B Lasers and Optics*, 82, 4, 567 (2006).
- [75] T. Nagy, P. Simon, "Generation of 200- μ J, sub-25-fs deep-UV pulses using a noble-gas-filled hollow fiber," *Opt. Lett.* 34, 15, 2300 (2009).
- [76] Nagy Tamás, "Nagy intenzitású KrF lézerek működésének optimalizálása," PhD értekezés (2000).
- [77] M. M. Tilleman, J. H. Jacob, "Short pulse amplification in the presence of absorption," *Appl. Phys. Lett.* 50, 121 (1987)
- [78] G. Almási, S. Szatmári, P. Simon, "Optimized operation of short-pulse KrF amplifiers by off-axis amplification," *Opt. Commun.* 88, 2-3, 231 (1992).
- [79] S. Szatmári and P. Simon, "Interferometric multiplexing scheme for excimer amplifiers," *Opt. Commun.* 98, 1-3, 181 (1993).
- [80] J. Békési, G. Marowsky, S. Szatmári, P. Simon, "A 100 mJ table-top short pulse amplifier for 248 nm using interferometric multiplexing," *Z. Phys. Chem.* 215, 12, 1543 (2001).
- [81] A. B. Borisov, J. C. McCorkindale, S. Poopalasingam, J. W. Longworth, P. Simon, S. Szatmári, C. K. Rhodes, "Rewriting the rules governing high intensity interactions of light with matter," *Rep. Prog. Phys.* 79, 4, 046401 (2016).
- [82] A. Fernandez, T. Fuji, A. Poppe, A. Furbach, F. Krausz, A. Apolonski, "Chirped-pulse oscillators: a route to high-power femtosecond pulses without external amplification," *Opt. Lett.* 29, 12, 1366 (2004).

- [83] J. Itatani, J. Faure, M. Nantel, G. Mourou, S. Watanabe, "Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection," *Optics Comm.* 148, 1-3, 70 (1998).
- [84] J. Wojtkiewicz, C.G. Durfee, "High-energy, high-contrast, double-confocal multipass amplifier," *Opt. Express* 12, 7, 1383 (2004).
- [85] S. Fourmaux, S. Payeur, S. Buffechoux, P. Lassonde, C. St-Pierre, F. Martin, J. C. Kieffer, "Pedestal cleaning for high laser pulse contrast ratio with a 100 TW class laser system," *Opt. Express* 19, 9, 8486 (2011).
- [86] A. Renault, F. Augé-Rochereau, T. Planchon, P. D'Oliveira, T. Auguste, G. Chériaux, J.-P. Chambaret, "ASE contrast improvement with a non-linear filtering Sagnac interferometer," *Opt. Commun.* 248, 4-6, 535 (2005).
- [87] R.W. Boyd, "Nonlinear Optics," p. 170, Academic, San Diego, Calif., (1992).
- [88] A. Jullien, F. Auge-Rochereau, G. Cheriaux, J. P. Chambaret, P. d'Oliveira, T. Auguste, F. Falcoz, "High-efficiency, simple setup for pulse cleaning at the millijoule level by nonlinear induced birefringence," *Opt. Lett.* 29, 18, 2184 (2004).
- [89] D. Homoelle, A.L. Gaeta, V. Yanovsky, G. Mourou, "Pulse contrast enhancement of high-energy pulses by use of a gas-filled hollow waveguide," *Opt. Lett.* 27, 18, 1646 (2002).
- [90] M.P. Kalashnikov, E. Risse, H. Schonagel, A. Husakou, J. Herrmann, W. Sandner, "Characterization of a nonlinear filter for the front-end of a high contrast double-CPA Ti:sapphire laser," *Opt. Express* 12, 21, 5088 (2004).
- [91] N. G. Khodakovskiy, M. P. Kalashnikov, V. Pajer, A. Blumenstein, P. Simon, M. M. Toktamis, M. Lozano, B. Mercier, Z. Cheng, T. Nagy, "Generation of few-cycle laser pulses with high temporal contrast via nonlinear elliptical polarisation rotation in a hollow fibre compressor," *Laser Physics Letters*, 16, 095001 (2019).
- [92] N. Smijesh, X. Zhang, P. Fischer, A. A. Muschet, R. Salh, A. Tajalli, U. Morgner, L. Veisz, "Contrast improvement of sub-4 fs laser pulses using nonlinear elliptical polarization rotation," *Opt. Lett.* 44, 16, 4028 (2019).
- [93] S. Szatmári, Z. Bakonyi, P. Simon, "Active spatial filtering of laser beams," *Opt. Commun.* 134, 1-6, 199 (1997).
- [94] A. Marcinkevičius, R. Tommasini, G. D. Tsakiris, K. J. Witte, E. Gaižauskas, U. Teubner, "Frequency doubling of multi-terawatt femtosecond pulses," *Appl. Phys. B* 79, 5, 547 (2004).
- [95] D. Hillier, C. Danson, S. Duffield, D. Egan, S. Elsmere, M. Girling, E. Harvey, N. Hopps, M. Norman, S. Parker, P. Treadwell, D. Winter, T. Bett, "Ultra-high contrast from a frequency-doubled chirped-pulse-amplification beamline," *Appl. Opt.* 52, 18, 4258 (2013).
- [96] C. Hooker, Y. Tang, O. Chekhlov, J. Collier, E. Divall, K. Ertel, S. Hawkes, B. Parry, P. P. Rajeev, "Improving coherent contrast of petawatt laser pulses," *Opt. Express* 19, 3, 2193 (2011).
- [97] D. Kaganovich, J.R. Penano, M.H. Helle, D.F. Gordon, B. Hafizi, A. Ting, "Origin and control of the subpicosecond pedestal in femtosecond laser systems," *Opt. Lett.* 38, 18, 3635 (2013).
- [98] N. Minkovski, G.I. Petrov, S.M. Saltiel, O. Albert, J. Etchepare, "Nonlinear polarization rotation and orthogonal polarization generation experienced in a single-beam configuration," *J. Opt. Soc. Am. B* 21, 9, 1659 (2004).
- [99] L. Canova, S. Kourtev, N. Minkovski, A. Jullien, R. Lopez-Martens, O. Albert, S.M. Saltiel, "Efficient generation of cross-polarized femtosecond pulses in cubic crystals with holographic cut orientation," *Appl. Phys. Lett.* 92, 231102 (2008).

- [100] V. Chvykov, P. Rousseau, S. Reed, G. Kalinchenko, V. Yanovsky, "Generation of 10^{11} contrast 50 TW laser pulses," *Opt. Lett.* 31, 10, 1456 (2006).
- [101] M.P. Kalashnikov, K. Osvay, G. Priebe, L. Ehrentraut, S. Steinke, W. Sandner, "Temporal contrast of high intensity laser systems above 10^{11} with double CPA technique," *AIP Conf. Proc.* 1462, 108 (2012).
- [102] A. Ricci, A. Jullien, J-P. Rousseau, Y.Liu, A. Houard, P. Ramirez, D. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Georges, F. Duon, N. Forget, R. Lopez-Martens, "Energy-scalable temporal cleaning device for femtosecond laser pulses based on cross-polarized wave generation," *Rev. Sci. Instrum.* 84, 043106 (2013).
- [103] J. Sung, H. W. Lee, J. Y. Yoo, J. W. Yoon, C. W. Lee, J. M. Yang, Y. J. Son, Y. H. Jang, S. K. Lee, C. H. Nam, "4.2 PW, 20 fs Ti:sapphire laser at 0.1 Hz," *Opt. Lett.* 42, 11, 2058 (2017).
- [104] P. Simon, H. Gerhardt, S. Szatmári, "Intensity-dependent loss properties of window materials at 248 nm," *Optics Lett.* 14, 21, 1207 (1989).
- [105] H. C. Kapteyn, A. Szoke, R. W. Falcone, M. M. Murnane, "Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering," *Opt. Lett.* 16, 7, 490 (1991).
- [106] Ch. Ziener, P. S. Foster, E. J. Divall, C. J. Hooker, M. H. R. Hutchinson, A. J. Langley, D. Neely, "Specular reflectivity of plasma mirrors as a function of intensity, pulse duration, and angle of incidence," *J. Appl. Phys.* 93, 768 (2003).
- [107] C. Rödel, M. Heyer, M. Behmke, M. Kübel, O. Jäckel, W. Ziegler, D. Ehrt, M.C. Kaluza, G.G. Paulus, "High repetition rate plasma mirror for temporal contrast enhancement of terawatt femtosecond laser pulses by three orders of magnitude," *Appl Phys B* 103, 295 (2011).
- [108] A. Lévy, T. Ceccotti, P. D'Oliveira, F. Réau, M. Perdrix, F. Quéré, P. Monot, M. Bougeard, H. Lagarde, P. Martin, J.-P. Geindre, P. Audebert, "Double plasma mirror for ultrahigh temporal contrast ultraintense laser pulses," *Optics Lett.* 32, 3, 310 (2007).
- [109] G. Doumy, F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, P. Martin, P. Audebert, J. C. Gauthier, J.-P. Geindre, T. Wittmann, "Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses," *Phys. Rev. E* 69, 026402 (2004).
- [110] P. Martin, P. Monot, F. Doumy, S. Dobosz, M. Perdrix, F. Reau, P. D'Oliveira, F. Quere, P. Audebert, J.-P. Geindre, J.-P. Gauthier, T. Wittmann, "Utilization of a plasma mirror for the production of high-order harmonics from a planar surface," *Proc. SPIE* 5482, 1, 55 (2004).
- [111] T. Wittmann, J. P. Geindre, P. Audebert, R. S. Marjoribanks, J. P. Rousseau, F. Burgy, D. Douillet, T. Lefrou, K. Ta. Phuoc, J. P. Chambaret, "Towards ultrahigh-contrast ultraintense laser pulses—complete characterization of a double plasma-mirror pulse cleaner," *Rev. Sci. Instrum.* 77, 083109 (2006).
- [112] C. Thauray, F. Quéré, J.-P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Réau, P. D'Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks, Ph. Martin, "Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics," *Nat. Phys.* 3, 427 (2007).
- [113] G. Scott, V. Bagnoud, C. Brabetz, R. J. Clarke, J. S. Green, R. I. Heathcote, H. W. Powell, B. Zielbauer, T. D. Arber, P. McKenna, "Optimization of plasma mirror reflectivity and optical quality using double laser pulses," *New Journal of Physics*, 17, 033027 (2015).
- [114] L. Obst, J. Metzkes-Ng, S. Bock, G. E. Cochran, T. E. Cowan, T. Oksenhendler, P. L. Poole, I. Prencipe, M. Rehwald, C. Rödel, "On-shot characterization of single plasma mirror temporal contrast improvement," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 60, 5 (2018).
- [115] B. Gilicze, A. Barna, Z. Kovács, S. Szatmári, I. B. Földes, "Plasma mirrors for short pulse KrF lasers," *Rev. Sci. Instrum.* 87, 8, 083101 (2016).

- [116] Barna Angéla, *"Ultrarövid, ultraibolya lézerimpulzusok és magas harmonikusok diagnosztikája,"* PhD értekezés (2015)
- [117] EB Treacy, *"Optical pulse compression with diffraction gratings,"* IEEE J. Quantum Electron. QE-5, 454 (1969).
- [118] B. Gilicze, R. Dajka, I. B. Földes, S. Szatmári, *"Improvement of the temporal and spatial contrast of the nonlinear Fourier-filter,"* Opt. Express 25, 17, 20791 (2017).
- [119] J. W. Goodman, *"Introduction to Fourier Optics,"* Chap. 6. Roberts and Company (2005).
- [120] B. Gilicze, Z. Homik, S. Szatmári, *"High-contrast, high-brightness ultraviolet laser system,"* Opt. Express 27, 12, 17377 (2019).
- [121] T. Nagy, Peter Simon, *"Single-shot TG FROG for the characterization of ultrashort DUV pulses,"* Opt. Express 17, 10, 8144 (2009).
- [122] P. Simon, T. Nagy, S. Szatmári, *"Nonlinear spectral filtering of femtosecond pulses,"* Opt. Comm. 145, 1-6, 155 (1998).