

Rácz Ervin

NEMLINEÁRIS JELENSÉGEK VIZSGÁLATA
LÉZERPLAZMÁKBAN NAGY LÉZERINTENZITÁSOKON

Ph.D. értekezés

Témavezető:

Dr. Földes István, az MTA doktora

MTA KFKI Részecske- és Magfizikai Kutató Intézet

Szegedi Tudományegyetem - Kísérleti Fizikai Tanszék

Szeged

2005

Tartalomjegyzék

1. Bevezető	3
2. Tudományos előzmények, elméleti bevezető, célkitűzések	6
2.1. Ultrarövid lézerimpulzusok kölcsönhatása szilárdtesttel, a lézerplazmákat jellemző fontosabb paraméterek	6
2.2. Nagyobb lézerintenzitásokon jellemző néhány plazmajelenség	10
2.3. A Gauss-nyalábok és fontosabb paramétereik	17
2.3.1. Gauss-nyalábok fókuszálása	19
A fókuszolt átmérője	19
A fókusz hossza	20
A fókuszolt deviáció	21
2.4. Síkhullám fókuszálása, Airy-féle eloszlási kép	22
2.5. Célkitűzések	24
3. A KrF excimer-festéklézer rendszerrel végzett kísérletek elrendezései	25
3.1. A KrF excimer-festéklézer rendszer működésének rövid ismertetése . . .	25
3.2. Nyalábirány-ellenőrzés, monitorozás	27
3.3. A kisebb lézerintenzitással végzett kísérletekhez használt optikai elrendezés leírása	31
3.4. A nagyobb lézerintenzitással végzett kísérletekhez használt optikai elrendezés leírása	33
3.4.1. A parabolatükör beállításához használt elrendezés	34
3.4.2. A femtoszekundumos ultrarövid lézerimpulzus fókuszával kapcsolatos mérési eredmények	41
3.4.3. A céltárgyak helyzetének optimalizálása a fókuszpozícióhoz . . .	47
3.4.4. A vákuum-ultraibolya spektrométer elrendezés	48
4. A KrF excimer-festéklézer rendszerrel végzett kísérletek eredményei	55
4.1. Mérsékelt nagy intenzitással keltett szilárdtest lézerplazmákon visszaverődött femtoszekundumos lézerimpulzusok Doppler-eltolódásának vizsgálata	55

4.1.1.	A kísérlet leírása és eredményei	55
4.1.2.	A modell	59
4.2.	Felharmonikusok keltése szilárdtest céltárgyak felületén	64
4.2.1.	Maximális lézerintenzitás mellett, 45° -os beesési szögben – a tü- körszerű visszaverődés irányában – elhelyezett céltárgyakon tör- tént felharmonikus-keltési kísérletek	66
4.2.2.	A harmonikusok szögeloszlásának vizsgálata	70
	Kísérletek maximális lézerintenzitás mellett	70
	Kísérletek csökkentett lézerintenzitás mellett	72
4.2.3.	A harmonikusok polarizációs tulajdonságainak vizsgálata	74
4.3.	A harmonikus-keltéssel kapcsolatos kísérleti eredmények magyarázata	79
5.	A titán-zafír lézerrendszerrel végzett kísérletek elrendezései	84
5.1.	Az ATLAS lézerrendszerről	84
5.2.	A titán-zafír lézerrendszerrel végzett kísérletekhez használt kísérleti el- rendezés leírása	86
5.2.1.	A lyukkamera leírása	87
6.	Gyors elektronok keltésének és terjedésének vizsgálata $10^{19} \frac{W}{cm^2}$ léze- rintenzitás mellett	90
6.1.	Nagyintenzitású lézerimpulzusok előplazmákban való fűtési és ionizációs hatásának vizsgálata röntgen lyukkamerával	92
6.2.	Nagyintenzitású lézerimpulzusok által szilárdtest fóliákon keltett gyors elektronok szilárdtestben való terjedésének vizsgálata röntgen lyukka- merával	96
7.	Összefoglalás	103
8.	Summary	106
9.	Saját publikációk	109
9.1.	Referált folyóiratokban megjelent publikációk	109
9.2.	Konferencia-kiadványokban megjelent publikációk	110
9.3.	Konferencián elhangzott szóbeli előadások és egyéb konferencia-anyagok	111
	Köszönetnyilvánítás	112
	Irodalomjegyzék	114

1. fejezet

Bevezető

Plazmákról a mindennapi életben nem csak az oktatásban, hanem a médiában is egyre többet lehet hallani. A „plazma a negyedik halmazállapot” – szokták mondani, ami igaz is. Örvedetes, hogy manapság egyre többet kerül előtérbe a plazma fogalma, hiszen ha kitekintünk a minket is körülvevő Univerzumba, akkor megállapíthatjuk, hogy a látható Világegyetem anyagának igen jelentős része (kb. 99%-a) plazmaállapotban van. Ez a tény pedig megköveteli, hogy alaposan ismerjük meg és tanulmányozzuk az anyag ezen állapotát.

A XX. század elejéig egyáltalán nem vizsgálták a plazmákat, hiszen a plazmaállapot előállítása szinte lehetetlen volt, és még ma is komoly nehézségekbe ütközik. Az első vizsgálatok az alacsony nyomású ionizált gázok tulajdonságainak megismerésére irányultak, majd egyre többen kutatták a kisülési plazmákat. 1923-ig kellett várni, amíg elsőként LANGMUIR próbálta meghatározni a plazma fogalmát. Szinte már az 1960-as években, a lézerek megszületésével egyidőben látott napvilágot az az ötlet, amely szerint, ha a lézerek fényében nagy intenzitás lenne elérhető, akkor a lézerek alkalmasak lennének plazma keltésére. A lézerek rohamos léptékű fejlődésével ez a jóslat nemsokára valóra is vált és megszületett az akkor már javában létező plazmafizika egyik új ága: a lézerplazmák fizikája. Mára már a plazmafizika eljutott oda, hogy a fizikusok jelentős részét vonzza a „negyedik halmazállapot” iránti érdeklődés. Napjainkban ott tartunk, hogy valószínűsíthető módon a plazmafizika lehet az a tudományterület, amelynek segítségével néhány évtized múlva megszülethet az emberiség jövőbeli várható energiagondjait megoldó, a civilizáció számára szinte kimeríthetetlen energiát biztosító energiaforrás, a fúziós erőmű.

A magas hőmérsékletű sűrű plazma létrehozásának egyik lehetséges módja a nagyintenzitású lézerek nyalábjainak anyagokkal való kölcsönhatása. A lézerek által kibocsátott elektromágneses sugárzásban olyan nagy lehet az elektromos térerősség, hogy ennek értéke eléri, vagy meg is haladja az atomban a mag és az elektronok közötti elektromos térerősség értékét. A lézerfény képes ionizálni az atomokat és ezáltal ionizált gázt, mai szóhasználat szerint töltött részecskegázt kelteni. A nagyintenzitású

lézereknek anyaggal (atomokkal, klaszterekkel, molekulákkal) való kölcsönhatása során a lineáris folyamatok mellett sok nemlineáris folyamat is megjelenik. Azok a nemlineáris jelenségek, amelyekre eddig fény derült más kutatások irányába is utat nyitottak. Pl. egyik ilyen fontos jelenség-csoport a rövid hullámhosszú koherens röntgensugárzás keltése lett mind gáz, mind szilárdtest közegben. Ennek a jelenségcsoportnak az alapos ismerete az alkalmazott kutatások számára is rendkívül fontos lehet. Pl. élő sejtek, szövetek néhány nm hullámhosszúságú sugárzással történő diagnosztikája új utakat nyithat a biológia vagy az orvostudomány területén.

A leírtakból kiindulva, *céлом volt különböző intenzitású szubpikoszekundumos lézerimpulzusokkal szilárdtestek felületén keltett plazmákban előforduló néhány nemlineáris jelenség kísérleti úton történő tanulmányozása.*

A célkitűzésnek megfelelően dolgozatomban az alábbi felépítést követi:

A 2. fejezetben a témához kapcsolódó elméleti vonatkozásokat foglalom össze. Plazmafizikai alapfogalmakat, nemlineáris jelenségeket és a lézerfény fókuszálásához szükséges fogalmakat gyűjtöttem ide.

A 3. fejezet 3.1. alfejezetében a kísérleteimhez használt KrF excimer-festéklézer rendszer működését ismertetem, majd a következő 3.2. alfejezetben azon optikai elrendezést tárgyalom részletesen, amelyet a kísérleteimhez használt vákuumkamrákon kívül elhelyezett optikai asztalon építettem fel a lézernyaláb irányának ellenőrzésére. A 3.3. alfejezetben bemutatom a kisebb intenzitás (lencsés fókuszálás) mellett végzett kísérletekhez tartozó elrendezést, míg a 3.4. alfejezetben a nagyobb intenzitású (parabolatükörrel való fókuszálás) kísérletekhez tartozó alapelrendezést részletezem. A 3.4.1. alfejezetben külön kitérek a parabolatükör beállításához használt elrendezésre, míg a 3.4.2. alfejezetben a kapott lézerfókusz paramétereinek mérési eredményeit ismertetem. A 3.4.3. fejezetben a minták helyzetének a fókuszhoz való beállításának módszeréről beszélek. A 3.4.4. fejezet az általam megépített vákuum-ultraibolya spektrométer főbb paramétereit és kalibrációját mutatja be.

Dolgozatomban legnagyobb részében – a 4. fejezetben – részletesen, lézerintenzitás szerint rendszerezve ismertetem kísérleteim eredményeit. A fejezet a kisebb lézerintenzitáshoz tartozó eredményektől elindulva a nagyobb (relativisztikus) lézerintenzitásokon végzett kísérleteimhez tartozó eredményekig foglalja össze munkámat. Szó esik a szilárdtest lézerplazmákról visszaverődött femtoszekundumos lézerimpulzusok Dopplereltolódásának vizsgálatáról, amely lehetővé teszi a plazma abszorpciójának tanulmányozását is. Munkám jelentős részét a nagy (nagyobb, mint $10^{17} \frac{W}{cm^2}$) lézerintenzitás létrehozása mellett ezzel az intenzitással szilárdtestek felületén kelthető harmonikusok terjedési és polarizációs tulajdonságainak kísérleti vizsgálata tette ki. Megmutatom, hogy a harmonikus-keltés segítségével lehetséges volt a lézerplazma kritikus felülete geometriájának vizsgálata. A harmadik nagy egységben először a németországi Gar-

chingban használt ATLAS titán-zafír lézerrendszerről vázoló fel a legfontosabbakat (5.1. alfejezet), majd az 5.2. alfejezetben a kísérleteimhez tartozó mérési elrendezést ismertetem, említést téve az általam használt lyukkamera leírásáról. Végül a 6.2. alfejezetben bemutatom, hogy $10^{19} \frac{W}{cm^2}$ intenzitású lézerimpulzust előplazmába, vagy közvetlenül szilárdtest felületére fókuszálva miképpen voltak tanulmányozhatók az előplazmában keltett plazmacsatornák. Beszámolok röntgen lyukkamerával végzett méréseim azon eredményeiről, amelyek az előplazmából származó erős röntgen emisszió, illetve a lézer által keltett gyors elektronok szilárdtest belsejében való terjedésének irányában születtek.

Az 7. fejezetben az eredményeimet foglalom össze magyarul. Az angol nyelvű összefoglaló a 8. fejezetben található.

A 9. fejezet a munkám során összegyűjtött publikációkat tartalmazza. Ezt a fejezetet a Köszönetnyilvánítás és az Irodalomjegyzék követi.

Az értekezésben bemutatott eredmények a Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Tanszéke és a MTA KFKI Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet Plazmafizikai Főosztálya által közösen alapított Nagyintenzitású Lézerlaboratóriumban (HILL, High Intensity Laser Laboratory) és a németországbeli garchingi Max-Planck Kvantumoptikai Intézetben születtek.

2. fejezet

Tudományos előzmények, elméleti bevezető, célkitűzések

2.1. Ultrarövid lézerimpulzusok kölcsönhatása szilárdtesttel, a lézerplazmákat jellemző fontosabb paraméterek

Az első lézer létrehozása MAIMAN nevéhez és az 1960-as évhez köthető [1]. Azóta a lézerek nagy fejlődésen mentek keresztül. Az időben ultrarövid (piko-, ill. femtoszekundumos) fénycsomagokat kibocsátó impulzusüzemű lézerek jelentek meg. Ma már néhány femtoszekundum, [2, 3] sőt attoszekundum hosszúságú impulzusokat is előállítanak [4]. Ezek a lézerimpulzusok jó fókuszáló optikával (pl. parabolatükörrel) igen kis méretűre fókuszálhatók. Az ilyen lézerek révén a lézerek által kelthető elektromágneses terek térerőssége is nagyban megnőtt. A fentiek azt jelentik, hogy a lézerek nyalábjának fókuszálásával nagy fókuszált intenzitások érhetők el. A mára elért legnagyobb fókuszált intenzitás $10^{22} \frac{W}{cm^2}$ [5]. Már $10^{15} \frac{W}{cm^2}$ intenzitás esetén a fény elektromos térerősségének amplitudója $10^9 \frac{V}{cm}$ nagyságrendű. Ez az érték már nagyobb, mint az atomokban a mag és a külső elektronok között jellemző térerősség. Amennyiben egy ilyen nagy intenzitású lézerfény közvetlen kölcsönhatásba kerül valamely anyag (pl. szilárdtest) atomjaival, akkor a lézerfény az intenzitás növekedésével felfűti, megolvasztja, párolgásra készíti, majd ionizálja azt. Az elektronok kiszabadulnak a mag vonzásteréből és a nagy külső térerősség hatására messze távolodnak a magtól. A mag vonzásából így kiszabadult elektronok szabadnak tekinthetők, viselkedésüket az atommag jelentős mértékben nem befolyásolja [3]. A folyamat közben az atomok ionokká alakulnak. Azt mondjuk, hogy az így létrejött anyag *plazmaállapotban* van, tehát nagyintenzitású lézereknek szilárdtestekkel vagy gázokkal való kölcsönhatása során plazma kelthető. A plazma fogalmának definícióját először 1923-ban LANGMUIR adta meg. Ő a plazmát

ionizált gázként határozta meg. A tudomány fejlődésével és az idő múlásával a fogalom-meghatározás pontosabb lett. Ma azt mondjuk, hogy *plazmának nevezzük az ionok és elektronok – vagyis töltött részecskék – alkotta olyan kvázineutrális gázt, amely kifelé jellemzően kollektív viselkedést mutat*, azaz elég nagy távolságból nézve a rendszert, egyöntetű, semleges a viselkedése. A lézerek segítségével keltett plazmákat szokás *lézer-plazmáknak*, míg a szilárdtestek felületén keltett plazmákat *szilárdtest-lézerplazmáknak* nevezni. A plazmák legfontosabb paraméterei: a *sűrűség*, azaz a plazma ionjainak a száma (N_i) ionfajtánként; az *ionizációs fok*, ami azt jelenti, hogy a plazma összes alkotóelemeinek mekkora hányadát teszi ki az adott ionfajta ($\frac{N_i}{N_n}$). Ha ez a hányados kisebb, mint $10^{-2} - 10^{-3}$, akkor *gyengén ionizált*, ha $\frac{N_i}{N_n} \rightarrow \infty$, akkor *teljesen ionizált* plazmáról beszélünk. A plazma hőmérsékletét az alkotóelemek termikus mozgásából származtatjuk. A plazma *termodinamikai egyensúlyban* van, ha mindenfajta részecske olyan impulzussal rendelkezik, ami azonos hőmérsékletű Maxwell-eloszlásnak felel meg. Ennél az állapotnál gyakoribb a *részleges termodinamikai egyensúly*. Ebben az esetben a különböző plazmakomponensek különböző hőmérsékletű Maxwell-eloszlásúak. A plazmát *degeneráltnak* nevezzük, ha a részecskékhez tartozó Fermi-energia nagyobb, mint a termikus energia. Ekkor a plazma alkotóelemei Fermi-eloszlást követnek.

A plazmafizikusok számára fontos a plazma alapos ismerete, ezért a közeg leírására különböző egyszerűbb modelleket dolgoztak ki. Ezek közül a legegyszerűbb a *független részecske modell*. Ez a modell nem feltételez kölcsönhatást a részecskék között, a részecskék mozgása során nincs termikus sebesség szórás, továbbá az indukált áram és a töltés az egyes részecskékre vonatkozó értékek összegzésével áll elő. Egy másik véglet a plazmamodellek közül a *hidrodinamikai modell* (MHD, Magneto Hydro Dinamics) [6]. Ebben a modellben a plazma hidrodinamikai tulajdonságait és az elektromágneses elméletet alapul véve írják le a közeget, és nincs különbség ion, elektron stb. töltött részecskék között. A modellben lényeges fejlődést hozott a *két-folyadék modell* [6–9]. A modell a nevéből következően is két elektromosan töltött folyadék keverékének tekint a plazmát, mégpedig negatív töltésű elektronok és pozitív töltésű ionok alkotta elegynek. (Mivel a plazmafizikában a mennyiségek leírásakor a CGS mértékrendszert használják, ezért a továbbiakban én is ezt használom.) Mindkét folyadék ki kell elégítse – egydimenziós tárgyalásmód esetén, ahol a z -koordináta a változó – a

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \frac{\partial(n_j v_{jz})}{\partial z} = 0 \quad (2.1)$$

kontinuitási- és

$$n_j \left(\frac{\partial v_{jz}}{\partial t} + v_{jz} \cdot \frac{\partial v_{jz}}{\partial z} \right) = \frac{n_j q_j}{m_j} \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v}_j \times \vec{B} \right)_z - \frac{1}{m_j} \frac{\partial p_j}{\partial z} \quad (2.2)$$

mozgásegyenletet. Az egyenletekben a j -vel jelzett, q_j töltésű, m_j tömegű részecske sűrűsége n_j , átlagos sebességvektora $\vec{v}_j$, ennek a z -komponense pedig v_{jz} . Az időt t ,

a j -típusú folyadék nyomását p_j jelöli. $\vec{E}$ és $\vec{B}$ a részecskére ható elektromos tér-erősség és mágneses indukció vektorai, c a fény terjedési sebessége vákuumban. Az elektromágneses tér energiája általános esetben a következő alakot ölti:

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{1}{4\pi} \int_V (\vec{B} \cdot \dot{\vec{B}} + \vec{E} \cdot \dot{\vec{D}}) d\vec{r}, \quad (2.3)$$

ahol $\vec{D}$ a fény elektromos eltolódás vektorát, $\vec{r}$ a helykoordináta vektorát jelöli.

A p_j nyomás és az n_j sűrűség között az alábbi állapotegyenlet szerinti összefüggés érvényes:

$$\frac{p_j}{n_j^\gamma} = \text{konstans}. \quad (2.4)$$

$\gamma = \frac{2+f}{f}$ adiabatikus állapotok esetén, ahol f a szabadsági fokok számát jelöli. Ennek a modellnek a segítségével már magyarázat adható a hullámterjedésre vagy más jelenségekre pl. az instabilitások kialakulására is. A plazma pontosabb leírásához általánosabb kinetikus modellt is használnak.

A plazmaállapot alapos megismeréséhez fontos az elektronok és ionok sajátrezgéseiből származó hullámok ismerete is. Abban az esetben, ha a plazmára ható mágneses tér elhanyagolható, akkor két típusú longitudinális, a részecskék sajátrezgéséből származtatható plazmahullámról beszélhetünk. Az egyik a nagyfrekvenciás *elektron-plazmahullám* a másik pedig a kisebb frekvenciájú *ion-akusztikus hullám*. Az elektron-plazmahullám forrásaiként említhetők az elektronok mozgásából eredő nagyfrekvenciás töltés-oszcillációk. Az elektronok kollektív mozgásának sajátfrekvenciáját ω_p -vel jelölve *elektron-plazmafrekvenciának* vagy *Langmuir-frekvenciának* nevezzük és $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m}}$ képlettel számíthatjuk [10], ahol n_0 az elektronok koncentrációját, e az elektron töltését, m pedig az elektron nyugalmi tömegét jelöli. Az elektron-plazmahullám ω_L körfrekvenciáját az $\omega_L = \sqrt{\omega_p^2 + 3k_L^2 v_e^2}$ kifejezés segítségével határozhatjuk meg, amelyet a kontinuitási-egyenletből, a mozgásegyenletből, az állapotegyenletből és a plazmára felírt Maxwell-egyenletekből kaphatunk meg. Az ω_L -et megadó egyenletben v_e az elektronok termikus sebessége, k_L pedig a hullámszerű sűrűségperturbáció hullámszáma. Az elektron-plazmahullám körfrekvenciája közelítőleg egyenlő az elektron-plazmafrekvenciával. Fontos megjegyezni, hogy a plazmafrekvencia hőmérsékletfüggetlen mennyiség. Az ion-akusztikus hullám a nagyobb tömegű ionok rezgéséből származik. Ennek ω_i körfrekvenciája, hasonlóan az előbbihez a két-folyadék modell egyenleteiből határozható meg. Az erre a hullámra jellemző ion-akusztikus sebesség v_s nagysága a $v_s = \sqrt{\frac{ZT_e + 3T_i}{M}}$ módon számítható, ahol Z az adott anyag rendszáma, T_e az elektronok, T_i az ionok hőmérséklete elektronvoltban, M pedig az ionok tömege.

Azonban nem csak a plazmarészecskék sajátrezgéseiből származó hullámokról beszélhetünk. Fontos feladat annak a vizsgálata, hogy a plazma hogyan hat a nagyintenzitású lézerek által kibocsátott elektromágneses hullámokra. Ennek a folyamatnak a jellemzésében fontos szerep jut pl. az állandó sűrűségű *plazma dielektromos állandójának*, amely az ω_p elektron-plazmafrekvencia és ω a lézerfény körfrekvenciája segítségével határozható meg a következőképpen: $\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$. A plazma dielektromos állandóját GINZBURG definiálta elsőként [11]. Az ω és ω_p között, a Maxwell-egyenletekből származtatott hullámegyenletből megkapható, az állandó sűrűségű plazmákban felírt alábbi diszperziós reláció teremt kapcsolatot:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2, \quad (2.5)$$

ahol k a hullámszám. A hullám plazmabeli terjedésének az a feltétele, hogy a hullámszám vektor valós része nullától különbözzék. Így a (2.5) egyenlet miatt kijelenthető, hogy csak olyan ω körfrekvenciájú hullámok terjedhetnek a plazmában, amelyekre az $\omega > \omega_p$ feltétel teljesül. Az $\omega = \omega_p$ egyenlőséggel a fényhullámok plazmába való *behatolási mélysége* definiálható. Azt a felületet, ahol $\omega = \omega_p$ feltétel fennál, *kritikus felületnek* nevezzük. Az elektronok sűrűségét a kritikus felületen *kritikus sűrűségnek* mondjuk, és n_{cr} módon jelöljük.

Tegyük fel, hogy egy sík felületű szilárdtestre φ beesési szög alatt valamely λ hullámhosszú lézerfény esik, és a felületen plazmát kelt. Ekkor a plazma felületre merőleges irányú lineáris kiterjedését a *plazma skálahosszá*nak nevezzük és L -el jelöljük. Bizonyos egyszerűbb esetekben a felületen keltett plazmát egy síktükörnek tekinthetjük. Ebben az esetben a fény, a síktükörről való visszaverődés törvényének megfelelő módon terjed, tehát a plazmáról φ visszaverődési szög alatt verődik vissza. Ezt a visszaverődési irányt szoktuk *tükörszerű visszaverődési irány*nak, a tükörnek tekintett plazmát pedig *plazmatükörnek* nevezni. A lézerfény szilárdtestre való beesésekor fontos megemlíteni a lézer *polarizációját* is. Abban az esetben, ha a beeső lézerfény elektromos térerősség vektora a beeséskor, majd a visszaverődéskor a beesési síkban van, *p-polarizált lézerfényről*, míg ha hasonló feltételek mellett a lézer elektromos térerősség vektora merőleges a beesési síkra, akkor *s-polarizált lézerimpulzus*ról beszélünk. A p-polarizált lézerfényt szokás transzverzális mágneses (TM), az s-polarizáltat pedig transzverzális elektromos (TE) nyalábnak is nevezni.

Ha p-polarizált lézernyaláb nem merőlegesen esik be valamely szilárdtest céltárgy felületére és ott plazmát kelt, akkor az elektromos térerősségvektor töltéssűrűség-oszcillációt hoz létre a plazmában. Ennek eredményeképpen az elektromágneses energia egy része elektrosztatikus oszcillációs energiává alakul át. Ezt a jelenséget, – amelyet elsőként GINZBURG írt le – *rezonancia-abszorpciónak*, vagy más néven *lineáris módus-konverzió*nak nevezzük [11]. A térbeli sűrűségfluktuációk elektron-hullámok mellett ion-hullámokat is kelthetnek. Nagyintenzitású lézerfény valamely anyaggal való köl-

csönhatása során a beeső lézerfény, valamint a keletkezett elektron-plazmahullámok és ion-akusztikus hullámok összekeveredése várható, amelynek köszönhetően egyes hullámok felerősödnek, mások gyengülnek, ezáltal okozva instabilitásokat, nemlineáris jelenségeket a plazmában. Lézer-plazma kölcsönhatásokban, ha a plazma sűrű ($n = 10^{21} - 10^{23} \frac{1}{\text{cm}^3}$) és a gerjesztő lézer impulzushossza nem túl rövid (kb. $\tau = 1\text{ps}$), akkor az ütközéses ionizáció és az abszorpció folyamata dominál az elektronok atommag kötelékéből való kiszabadítása során [12–14]. Ekkor a plazma dielektromos állandója komplex és a korábbi formula módosul: $\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}$. Ebben a kifejezésben ν az elektronok ionokon való szóródásának mértékét kifejező *ütközési frekvencia* és i az imaginárius egység.

2.2. Nagyobb lézerintenzitásokon jellemző néhány plazmajelenség

Nagyintenzitású lézereknek szilárdtesttel való kölcsönhatása során keletkező lézer-plazmában érdekes fizikai jelenségek játszódhatnak le. Ilyenek pl. az abszorpció, a magas rendű harmonikus-keltés, az indukált szórás a plazmáról és a keltett elektron-hullámokról, a nemlineáris Thomson-szórás, a lézer frekvenciájának eltolódása plazma-hullámok és ionizációs frontok hatására, a lézer fűtési mechanizmusai, az önfókuszálás és relativisztikus önfókuszálás lézerek keltette plazmacsatornáknál. Dolgozatomban ezek közül a jelenségek közül hárommal foglalkoztam részletesebben kísérleti úton. Ezek:

- a plazmáról reflektált lézerfény Doppler-eltolódásának vizsgálata
- magas rendű harmonikus-keltés szilárdtestek felületén és a keletkezett felharmonikusok terjedési (irányfüggés, szögeloszlás) és polarizációs tulajdonságainak vizsgálata
- relativisztikusan nagy lézerintenzitás mellett a plazma fűtési mechanizmusainak és a plazma-elektronok anyagbeli terjedésének vizsgálata

A következőkben az említett jelenségekhez és kísérleteimhez tartozó legfontosabb előzményeket ismertetem.

A különböző hullámhosszú ultrarövid lézersugárzás abszorpcióját szilárdtestek felületén már nagyon sok csoport vizsgálta és publikálta [13, 15–19]. A téma iránti érdeklődést az is motiválta, hogy jobban megértsük a lézerfény-anyag kölcsönhatást (gondoljunk pl. a magas harmonikus keltésre vagy a gyorsan felépülő plazma-tükrökre). Amikor egy intenzív (néhány GW), ultrarövid (rövidebb, mint 1ps) lézerimpulzust szilárdtest felületére fókuszálunk, ott plazma keletkezik. Ennek a plazmának a sűrűsége

igen nagy, értéke a szilárdtest sűrűség nagyságrendjébe esik. A plazma hőmérséklete is magas, általában néhányszor $10 - 100\text{eV}$. A lézer-anyag kölcsönhatás közben a lézerimpulzus egy része abszorbeálódik, egy része pedig reflektálódik a sűrű és közben táguló plazmáról. A lézerenergia elnyelődött része tovább melegíti a plazmát. A beeső lézerfény visszaverődött része a reflexiót a plazma kritikus felületén szenved el, miközben a táguló irányban mozgó felület miatt a visszavert sugárzásban Doppler-eltolódás is végbemegy. A reflektált elektromágneses sugárzás Doppler-eltolódásának mérésével a forró plazma tágulásának dinamikája is tanulmányozható [20–22]. A Doppler-eltolódás mértékéből a plazma hőmérsékletére is következtethetünk, mert a lézerfény Doppler-eltolódása és a plazma hőmérséklete között összefüggés van (lásd részletesebben a 4.1.2. alfejezetben). Ha feltételezzük, hogy a különböző mintáknak más és más az abszorpciós együtthatója egy adott hőmérsékleten, akkor a mérések során különböző minták abszorpciós koefficienseit is lehet vizsgálni és az abszorpció folyamatára is következtetni lehet.

1990-ig viszonylag kevés számú kísérlet számolt be a nagyintenzitású szubpikuszekundumos lézerimpulzus plazmákon való abszorpciójának méréséről. MURNANE és munkatársai [23] 160fs -os, 616nm hullámhosszú lézerimpulzus reflexióját mérték a céltárgyakra való merőleges lézer beesés mellett, és úgy találták, hogy a reflexió kb. 75%-os volt. MILCHBERG és munkatársai [24] méréseiben p-polarizált 400fs impulzsidejű, 308nm -es lézerimpulzus esett alumínium minta felületére immár 45° -os beesési szög alatt és ők a keltett plazmán kb. 35%-os visszaverő-képességet mértek, tehát a plazmában bekövetkezett abszorpció növekedett a lézer beesési szögének emelésével. Az elméletek szerint az abszorpció függ a beesési szögtől és merőleges beesésnél nincs, vagy csak kevés abszorpció következik be. A $10^{15} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ intenzitás alatti tartományban az abszorpció főleg ütközéses. FEDOSEJEVS és csoportja [13] 250fs -os KrF lézerimpulzus alumínium, arany és réz céltárgyakon keltett nagy sűrűségű plazmában való abszorpcióját vizsgálta a céltárgyakra való merőleges lézernyaláb-beesés mellett a $10^{12} - 10^{14} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ intenzitás-tartományban, továbbá egy másik méréssorozatukban a lézerfény polarizációja és beesési szöge függvényében vizsgálták meg a lézerimpulzusok abszorpcióját a gerjesztő lézer céltárgyra eső $10^{14} - 2.5 \cdot 10^{15} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ intenzitás-tartományán belül. Azt találták, hogy a gerjesztő lézerimpulzus intenzitásának növekedésével a plazma reflexió-képessége is növekedett. Az abszorpció a minták anyagai atomszámának növekedésével nőtt. Nagyobb intenzitásokon már egyre inkább a rezonancia-abszorpció dominál a plazmában. *Munkám során célul tűztem ki szilárdtest lézerplazmákról visszaverődött ultraibolya lézerimpulzus Doppler-eltolódásának mérését, majd ebből igyekeztem következtetni a plazma abszorpciós mechanizmusára.*

A következő kiemelt pont a magas rendű harmonikus keltés és a harmonikusok vizsgálata. Kísérleteim során mindvégig szilárdtest felszínén keltettem harmonikusokat ezért ezekről beszélek röviden. A lézerfény-anyag kölcsönhatás során az anyag nemlineáris viselkedésének egyik megnyilvánulása a magas rendű felharmonikusok ke-

letkezése. A nagyintenzitású lézerek hatására keletkező plazma nemlineáris optikai tulajdonságokkal rendelkezik és ebben a közegben a rezgő elektronok mozgása szintén nemlineáris. Ez azt jelenti, hogy az így rezgő elektronok által kibocsátott sugárzás a gerjesztő alaphfrekvencia többszöröseivel rendelkező elektromágneses hullám komponenseket is tartalmazhat. Lézerplazmában a magas harmonikusok keletkezésének más magyarázata a következő: a gerjesztő elektromágneses hullám rezonancia-abszorpció révén elektron-plazmahullámot kelt. A keletkező elektron-plazmahullám körfrekvenciája megegyezhet a gerjesztő fény körfrekvenciájával. Ez a hullám nemlineáris módon csatolódhat az őt keltő fényhullámmal az alaphfrekvencia felharmonikusát eredményezve. A nagyintenzitású beeső lézerimpulzus nemlineáris sűrűségperturbációkat hozhat létre a plazmában. A magasabbrendű sűrűségperturbációk magasabbrendű áramsűrűségeket is jelentenek a kontinuitási egyenlet szerint. Ezek a magasabbrendű áramsűrűségek a felharmonikusok forrásai. A gerjesztő lézerek impulzushosszának rövidülése a szilárdtest felszínén keltett plazma méretének csökkenésével is jár. A vákuum-plazma határa – a plazma profilja – ezzel együtt lépcsőszerűvé válik. A plazma egyes elektronjai az igen meredek vákuum-plazma határfelület körül rezegnek. Ez a rezgés anharmonikus, mivel az elektron a rezgése során hol a plazmában, hol a vákuumban van. Az anharmonikusan rezgő elektronrendszer által kibocsátott sugárzási térben megjelennek a gerjesztő hullám felharmonikusai is.

Az 1970-es évek elején sikerült először szilárdtest lézerplazmában a gerjesztő lézert fény második felharmonikusát detektálni [25], majd észrevéve, hogy ez jó módszer a koherens, rövid hullámhosszú sugárzás keltésére, egyre többen kezdtek el foglalkozni a harmonikus-keltéssel és a harmonikusok tulajdonságainak (terjedés, polarizáció) vizsgálatával. Az 1970-es évek idusán EIDMANN és SIGEL olyan kísérleteket végzett, amelyekben a Nd:üveg lézer által szilárdtest lézerplazmában keltett második felharmonikus keletkezésének körülményeit vizsgálták [26]. A kísérletek fő célja a keltett második harmonikus polarizációjának a gerjesztő lézernyaláb polarizációjától való függésének tanulmányozása volt. Azt vették észre, hogy a beeső lézer p-polarizált komponense kelti a harmonikust, amely hasonlóképpen p-polarizált lett. Emellett pedig teljes térszögben észleltek harmonikusokat. CARMAN és munkatársai által 1981-ben, széndioxid-lézerrel végzett kísérletben [27] már a gerjesztő impulzus huszadik felharmonikusát is detektálták, és a harmonikusokat tükröszerű irányban észlelték. Az 1990-es években további újabb eredmények születtek: sikerült olyan lézerplazmákat létrehozni, amelyek L skálahossza összemérhetővé vált a gerjesztő lézer λ hullámhosszával. Ebben az esetben már a keletkező felharmonikusok tulajdonságai a keltő lézer és a plazma paramétereitől is függenek. Az ilyen típusú kísérleteket a keltő lézer paraméterei szerint két csoportba sorolhatjuk.

Az első csoportba tartoznak azok a kísérletek, ahol a gerjesztő lézer impulzusa rövid, azaz kb. 100 fs , vagy ennél is rövidebb [28–30]. Ezeket a méréseket titánzafír lézer segítségével végezték. KOHLWEYER és munkatársai [28] p-polarizált, 794 nm

hullámhosszú, 150fs impulzusidejű lézernyaláb fókuszálásával $10^{17} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ lézerintenzitás mellett alumínium céltárgyon a gerjesztő impulzus hetedik felharmonikusát figyelték meg. Kísérleteiket úgy is elvégezték, hogy a pumpáló lézerfény hullámhosszát egy frekvencia-kétszerező kristály segítségével megfelezték. Ebben az esetben a lézernyaláb intenzitás-kontrasztja (a lézernyaláb intenzitásának és a különböző, nem lézelésből (lézerműködésből) származó sugárzások intenzitásának az aránya) is javult. A rövidebb hullámhosszú lézernyalábbal végzett kísérleteik azt az eredményt mutatták, hogy a *harmonikus-keltés hatásfoka jobb lett*. A jobb hatásfok oka a jobb intenzitás-kontraszt volt, tehát kijelenthetővé vált, hogy a felharmonikus-keltés hatásfoka egyértelműen függ a lézerfény intenzitás-kontrasztjától. *Jobb kontraszt, nagyobb hatásfokú harmonikus-keltést eredményez*. A felharmonikusok keletkezése és a vákuum-plazma határfelület meredeksége között szoros összefüggést tételeztek fel. Kicsit hosszabb, 150fs -os impulzussal, $10^{17} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ lézerintenzitás mellett végeztek kísérleteket GIZZI és munkatársai [31]. Ők a keletkező második felharmonikus polarizációs tulajdonságait tanulmányozták. A gerjesztő lézer polarizációját egy polarizáció-forgató kristállyal változtatták. Tisztán p- és s-polarizált és kevert polarizációjú beeső lézerimpulzussal is dolgoztak. Eredményeik azt mutatták, hogy a keltett *harmonikusok intenzitása vegyes polarizációjú gerjesztés esetén volt a legnagyobb*, továbbá tiszta p-polarizált gerjesztő impulzus használatkor a detektált második harmonikus intenzitása két nagyságrenddel nagyobb volt, mint a tiszta s-polarizált beeső lézerrel végzett kísérletekben. $35 - 120\text{fs}$ impulzushosszú titán-zafír lézer p-polarizált nyalábjával 45. felharmonikust sikerült megfigyelnie TARASEVITCHnek és munkatársainak [32]. Esetükben 30nm alatt csak a páratlan rendű felharmonikusok voltak detektálhatók, továbbá megfigyelték, hogy a *harmonikusok hatásfoka erősen csökken a plazma skálahosszána növekedésével*. Összefoglalásképpen elmondható, hogy azokban az esetekben, amikor a gerjesztő lézer impulzushossza rövid (100fs körüli), akkor az elméleti jóslatokkal [33, 34] megegyezően a legnagyobb hatásfokkal a p-polarizált sugárzás keltett harmonikusokat és a harmonikusok csak a tükröszerű reflexiós iránynak megfelelő irányban terjedtek.

A második csoportba azok a kísérletek tartoznak, amikor a gerjesztő lézer impulzushossza nagyobb, azaz néhány 100fs . Ebbe a körbe tartoznak a Nd:üveg és az excimer (KrF) lézerekkel keltett harmonikusok vizsgálatai. Ez a kísérletcsoport két további csoportra bontható: ha a lézer intenzitása nagyobb, mint kb. $10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, vagy ha kisebb ennél az értéknél. A $10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ -nél kisebb fókuszált intenzitásokon pl. FÖLDES István és kollégái végeztek kísérleteket KrF hibrid excimer-festéklézer rendszer 248nm hullámhosszúságú nyalábját lencsével fókuszálva [35–38]. A gerjesztő impulzus 2. és 3. felharmonikusát detektálták p- és s-polarizált beeső lézerfény esetén is és a harmonikusok megtartották a keltő lézer polarizációját [39]. Esetükben a harmonikusok tükröszerű reflexiós irányban voltak megfigyelhetők. A kísérleti eredményként kapott polarizáció-tartási tulajdonság jól egyezett a rezonancia-abszorpcióra épülő modellek eredményeivel. Nd:üveg lézer 27ps impulzushosszú, 1053nm hullámhosszú p- és s-polarizált nyalábjai által keltett

harmonikusok konverzióját és szögeloszlását GANEEV és munkatársai [40] tanulmányozták $10^{13} - 10^{15} \frac{W}{cm^2}$ lézerintenzitás mellett. A csoport p-polarizált beeső lézernyaláb esetén a keltő fény második, harmadik és negyedik felharmonikusait detektálta. Tapasztalatuk szerint $10^{15} \frac{W}{cm^2}$ lézerintenzitás mellett a harmonikusok tükörszerű irányban terjedtek és a konverziós hatások $2 \cdot 10^{-8}$, 10^{-10} illetve $5 \cdot 10^{-12}$ volt a másod-, harmad-, illetve negyedrendű felharmonikusra.

A $10^{16} \frac{W}{cm^2}$ -nél nagyobb fókuszált intenzitások esetén p- és s-polarizált lézerrel is sikerült magas harmonikusokat kelteni [41–43]. CHAMBERS és munkatársai a Titania lézer 1ps-os, p-polarizált nyalábja segítségével keltett harmad- és negyedrendű harmonikusok keletkezését és terjedési tulajdonságait vizsgálták. A harmonikusok diffúz terjedést mutattak [41, 43], ami azt jelenti, hogy nem csak tükörszerű irányban, hanem más reflexiós irányokban is figyeltek meg harmonikus sugárzást. *Okként a plazma kritikus felületének fodrossá válását jelölték meg.* Szerintük, ezen a nagy intenzitáson a plazma kritikus felülete nem marad sík, hanem fodrossá, hullámossá válik, és erről a hullámos felületről értelemszerűen diffúz visszaverődést tapasztalhatunk. *A plazma kritikus felülete fodrossá válásának okát nem foglalmazták meg.*

A fentiekből is látható, hogy az egyes kutatócsoportok eredményei különbözőek a keletkező felharmonikusok terjedési és a polarizációs tulajdonságait illetően (pl. pum-páló lézernyaláb polarizációjától való függés). Emellett bőven maradt nyitott, illetve tisztázandó kérdés a nagyintenzitású lézerekkel szilárdtestek felületén keltett harmonikusok vizsgálatának területén. (Megjegyzendő, hogy felharmonikusok gázokban is kelthetők [44–47], azonban ez a folyamat nem jár plazma-keltéssel.)

Csoportunk véleménye szerint, CHAMBERS és munkatársai a KrF excimer lézerrel végzett kísérleteikben azért kapták eredményül a harmonikusok diffúz módon való terjedését, szóródását a plazma kritikus felületéről, mert a lézer impulzusai erős előimpulzusokat tartalmaztak. Az előimpulzusok, előbb elérve a szilárdtest felületét, mint a főimpulzusok, előplazmát keltettek a felületen. A főimpulzus így az előplazmával hatott kölcsön, nem pedig a szilárdtesttel, ezáltal teremtve más kísérleti feltételeket. Innen ered, hogy *célul tűztem ki a felharmonikus-keltés vizsgálatát nagy ($10^{16} \frac{W}{cm^2}$ -nél nagyobb) lézerintenzitásokon előplazma-mentes lézerrel.*

A fentiekén kívül más, érdekes jelenségek is lejátszódnak a plazmákban közepes intenzitású lézerrel való gerjesztés hatására. Ez az intenzitástartomány még elég kicsiny ahhoz, hogy klasszikus leírást alkalmazhassunk a folyamatokra, de viszont elég nagy ahhoz, hogy jelentős mértékben növelje a plazma ionizációs fokát optikai térionizáció révén. Az ionizáció hatására az elektron-sűrűség a fókusz középpontjában megnő, míg a fókuszon kívüli térrészben a sűrűség változatlan marad. Ez oda vezet, hogy a nyaláb középpontjában kisebb lesz a törésmutató. A törésmutató csökkenése viszont a fázissebesség növekedéséhez vezet, mivel $v_f = \frac{c}{\eta}$, ahol η a plazmabeli törésmutató, ami mindig kisebb mint 1, ha a plazmában az elektron-sűrűség a kritikus sűrűségnél kisebb. Ennek a folyamatnak a következtében a plazma szórólencseként viselkedik,

azaz defókuszálja, szórja a lézertényt. Ezt a jelenséget *ionizációs defókuszálásnak* nevezik. Növeljük a lézer intenzitását a relativisztikus határ fölé. Legyen E_0 az $\vec{E}(z)$ (tehát az elektromágneses térerősség vektor a terjedés z-irányába eső komponense) abszolút értéke a lézer-plazma határfelületen, ahol értelmezzük az intenzitásparaméter nevű mennyiséget a következő módon:

$$\mu = \frac{e}{2\pi mc^2} \lambda E_0. \quad (2.6)$$

Tudva, hogy a lézer intenzitása az $I = \frac{c}{8\pi} E^2$ formulával adható meg, ezt a (2.6) egyenletbe behelyettesítve és felhasználva, hogy $c = 3 \cdot 10^{10} \frac{cm}{s}$, $e = 4.8 \cdot 10^{-10}$ statcoulomb és $m = 9.1 \cdot 10^{-28}$ g, az intenzitásparaméter:

$$\mu = 10^{-9} \lambda [\mu m] \sqrt{I} \left[\frac{W}{cm^2} \right]. \quad (2.7)$$

Ismerve μ definícióját két tárgyalásmódot különböztetünk meg: ha μ intenzitásparaméter értéke eléri, vagy meghaladja az egységet, akkor relativisztikus effektusok játszódnak le a plazmában, emiatt relativisztikus tárgyalásmódot használunk a jelenségek leírására és relativisztikus folyamatokról beszélünk. (Pl. relativisztikus intenzitás stb.) Ha μ intenzitásparaméter kisebb az egységnél, akkor nemrelativisztikus elektrodinamikai tárgyalásmód segítségével írhatjuk le a jelenségeket és nemrelativisztikus folyamatokról beszélünk.

Amikor egy relativisztikus lézerimpulzust fókuszálunk a plazmába, akkor a nagy intenzitás, a lézertér erős rezgése miatt a nagy intenzitású helyen a plazma elektronjai nagy energiára tesznek szert. Ezek az elektronok – mivel relativisztikus lézerimpulzussal való kölcsönhatásban vettek részt – az energia növekedés miatt „nehezebbek lettek”. Esetükben relativisztikus tömegnövekedés következett be. A törésmutató a lézer tengelye mentén nő. E tényezők eredményeképpen – a lézertér optikai tengelyén, – a nagy intenzitású helyen egyfajta gyűjtőlencse-hatás alakul ki, amely önmagát fokozva erősödik. A jelenség miatt ezen a helyen a lézernyaláb átmérője tovább csökken, intenzitása tovább nő. Ezt az effektust *relativisztikus önfókuszálásnak* nevezik. Az a lézerteljesítmény-küszöb, amely felett a relativisztikus önfókuszálás dominál az ionizációs defókuszálás felett az alábbi formulával adható meg [48]:

$$P_{rf} = 2 \frac{m_e c^2}{e} \frac{4\pi \epsilon_0 m_e c^3}{e} \cdot \left(\frac{n_{cr}}{n_e} \right) = 17.4 GW \cdot \left(\frac{n_{cr}}{n_e} \right), \quad (2.8)$$

ahol $\frac{m_e c^2}{e} \approx 511 kV$ az elektron nyugalmi energiájához tartozó feszültség, $\frac{4\pi \epsilon_0 m_e c^3}{e} \approx 17 kA$ az Alfvén-áram [49]. Az Alfvén-áram az a maximális nagyságú áram, amely a vákuumon keresztül transzportálódhat. A relativisztikus önfókuszálás hatására a lézer

tengelye körül *plazmacsatornák* jöhetnek létre. Ezekről a csatornákról sok publikáció számolt már be [50–55]. A plazmacsatornák tanulmányozása fontos feladat, hiszen pl. a mikrorobbantásos lézeres fúzió gyors begyűjtásos módozatában e csatornáknak fontos szerep jut [53, 54]. Ezekben a stabil képződményekben a plazmabeli töltött részecskék gyorsulhatnak a lézerfény hatására a lézer beesésének irányában. Elektronok, protonok gyorsítása ilyen csatornákban sok kutatócsoport érdeklődésének áll ma is a középpontjában [53, 56]. Én is egyik *célomnak tekintettem nagy, relativisztikus intenzitású lézer és plazma kölcsönhatása során a plazma lézerrel való fűtési folyamatának tanulmányozását kísérleti úton.*

A lézerplazmákban előforduló nemlineáris jelenségek alapos megismerése nagyon fontos feladat. Egy alapos ok erre a már fentebb is említett lézeres fúzió [57, 58]. A lézerfúzióknak mára már többféle tervezett megvalósítási formája is ismert. Ezek közül az első és talán a legalapvetőbb a *direkt begyűjtású lézerfúzió*, vagy pontosabban a *direkt begyűjtású tehetetlenségi összetartású fúzió* (Direct-Drive Inertial Confinement Fusion). Az elv lényege vázlatosan a következő: egy gömbszimmetrikus deutérium-trícium kapszulát (ami a fúzió fűtőanyaga) a tér minden irányából szimmetrikusan, a kapszula felületére fókuszált lézernyalábokkal vagy röntgen-nyalábokkal sugároznak be. A besugárzás hatására bekövetkező abláció során a kapszula fala leválk, és ezzel egyidőben maga a pellet (céltárgy) összenyomódik [59]. A kapszula sűrűsége az összenyomódás következtében addig nő, míg el nem éri a termionukleáris fúzió begyűjtéséhez szükséges kritikus sűrűséget. A megfelelő sűrűségű állapot elérése után beindul a termionukleáris fúzió és a kapszula felrobban, eközben nagy mennyiségű energiát szabadítva fel a környezetében. Ezen elv továbbgondolásaként született meg az a vad ötlet, amit ma *gyors begyűjtású* (Fast Ignition) lézerfúzióknak neveznek. Ebben a sémában a kapszulát a direkt besugárzás mellett egy ultrarövid, szubpikoszekundumos, nagyintenzitású, jól fókuszált lézerimpulzussal is meglőnék. Ez az impulzus a kapszula felületén keltett plazmában a relativisztikus önfókuszálás révén keletkező plazmacsatornáknak relativisztikus sebességre gyorsítja fel a plazma elektronjait. Ezek a gyors elektronok pedig behatolva a kapszula belsejébe, – mint egy belső szikra – begyűjtják a fúziót [54, 60, 61]. A lézerfúzió e fajtájában tehát jelentős mértékben alkalmazást nyer a korábban említett plazmacsatornáknak gyorsított töltött részecskék fizikája. Ezért is olyan fontos az anyag lézerekkel való fűtési folyamatainak, a keletkező gyors elektronok terjedésének, energia-transzportjának tanulmányozása [62]. A lézerfúzió második módozata az *indirekt begyűjtású lézerfúzió* (Indirect-Drive Laser Fusion) [63]. Ebben az esetben a fúziós kapszulát egy nagy rendszámú anyagból (pl. arany) képezett üreg belsejében helyezik el, majd fókuszált lézer- vagy ionnyalábokkal sugározzák be az üreget képező anyag belső falát. A kölcsönhatás következtében a lézer- vagy ionnyaláb energiája nagy mértékben, jó hatásfokkal röntgensugárzássá konvertálódik, majd az így keltett röntgensugárzás közvetlenül kölcsönhat a fúziós kapszulával, fűti, majd robbantja fel azt.

Ma úgy tűnik, hogy az emberiség energiagondjait megoldó, a jövő egyik új energiaforrása a magfúzió és ennek egyik fajtája a lézerekkel indukált fúzió megvalósítása lehet. A lézerfúzió során keltett lézerplazmákban egyebek mellett az említett nemlineáris jelenségek is fellépnek, felléphetnek, így a fejezetben felvázolt nemlineáris jelenségek kutatása elengedhetetlen a lézerfúzió pontos megismerése és megvalósítása céljából.

2.3. A Gauss-nyalábok és fontosabb paramétereik

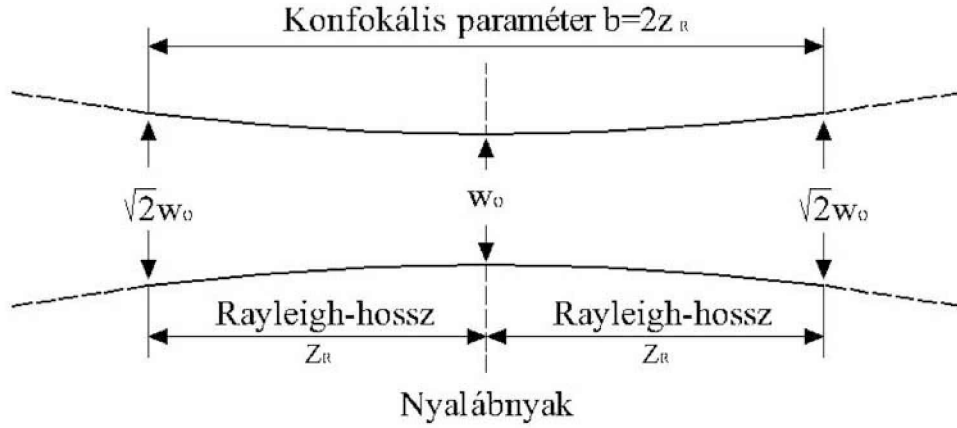
A homogén, lineáris, izotróp közegben (pl. szabad térben) z-irányban haladó monokromatikus, elektromágneses hullámban, – így pl. lézernyalábban – az elektromos- és a mágneses térerősségvektorok egymásra merőlegesen, egymást keresztezve, azonos fázisban rezegnek. Az angolból vett elnevezéssel, ezeket a hullámokat szokás *Transverse Electric- and Magnetic* hullámoknak, pontosabban a szóösszetételből képezett betűszóval *TEM* hullámoknak nevezni. Az ilyen hullámok két extrém példája a *síkhullám* és a *gömbhullám*. A síkhullám hullámfront normálisai (a sugarak) párhuzamosak a hullám terjedésének irányával. A gömbhullámok egyetlen pontból eredeztethetők, ezért a hullámfrontok normálisai a tér minden irányába divergálnak. Az olyan z-irányban tejedő hullámokat, amelyeknek a hullámfront normálisai kis szöget zárnak be a z-tengellyel *paraxiális* hullámoknak nevezzük. A paraxiális Helmholtz-egyenlet [64] egy fontos megoldása egy olyan optikai nyaláb-karakterisztika, melyet *Gauss-nyaláb*nak neveznek. Ebben az esetben a nyaláb energiája főként a nyaláb tengelyét körülvevő kis, hengeres térrészben összpontosul. Az intenzitás-eloszlás valamely transzverzális síkban egy olyan körkörösen szimmetrikus Gauss-függvény, amelynek középpontja a nyaláb tengelye. E függvény szélességének minimuma az ún. *nyalábnyak*nál van, majd a nyalábnyaktól távolodva a függvény szélessége erősen nő. A nyalábnyak közelében a hullámfrontok közel síkok, a nyaktól távolodva görbülni kezdenek, majd a nyaktól nagyon távol közel gömbi hullámfrontokká alakulnak. Elmondható, hogy ideális feltételek mellett egy lézert elhagyó fény Gauss-nyaláb. Kísérleteim során lézerekkel, lézerek nyalábjainak fókuszálásával is foglalkoztam, ezért szükséges röviden áttekinteni a Gauss-nyalábokra jellemző fontosabb paramétereket és azok jelenéseit.

A Gauss-nyalábok paraméterei az alábbiakban foglalhatók össze. (Az egyes mennyiségek matematikai levezetéseitől eltekintek, azokat lásd pl. [65].) Az 2.1. ábra segít a mennyiségek jelentésének megértésében.

A Gauss-nyaláb legkisebb átmérőjű része sugarának négyzete az alábbi módon adható meg:

$$w_0^2 = \frac{2z_R}{k} = \frac{\lambda z_R}{\pi}, \quad (2.9)$$

ahol z_R a Rayleigh-hossz, k a nyaláb hullámszáma ($k = \frac{2\pi n}{\lambda} = \frac{\omega n}{c}$) λ a hullámhossz. A *Rayleigh-hossz* kifejezhető a (2.9) egyenletből:



2.1. ábra. A Gauss-nyaláb nyakát jellemző mennyiségek, azok jelölései és jelentései.

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (2.10)$$

A Gauss-nyaláb azon tartományát, ahol $z \gg z_R$, *távoli zónának* (vagy Fraunhofer-régió), ahol $z \approx z_R$, azt *közeli zónának* (Fresnel-tartománynak) nevezzük (z a nyaláb terjedési irányába eső derékszögű Descartes-koordináta). A nyaláb sugarának négyzete:

$$w^2(z) = \frac{2}{kz_R} \cdot (z^2 + z_R^2) = \frac{2z_R}{k} \cdot \left[1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right], \quad (2.11)$$

vagy felhasználva a w_0 (2.9) egyenletbeli és z_R (2.10) egyenletbeli alakját, azt kapjuk, hogy

$$w^2(z) = w_0^2 \cdot \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]. \quad (2.12)$$

A nyaláb görbületi sugara a

$$R(z) = \frac{1}{z} \cdot (z^2 + z_R^2) = z \cdot \left[1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right] \quad (2.13)$$

alakban írható fel, azonban ha felhasználjuk z_R (2.10) egyenletben szereplő meghatározását, akkor (2.13) egyenlet az alábbi alakra hozható:

$$R(z) = z \cdot \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right]. \quad (2.14)$$

A Gauss-lézernyaláb egy másik fontos paramétere a *divergencia-szöge*. Ez:

$$\frac{\Theta}{2} = \frac{dw}{dz} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (2.15)$$

alakban adható meg, vagy szokás esetenként ennek kétszeresét, a

$$\Theta = \frac{2\lambda}{\pi w_0} \quad (2.16)$$

kifejezést a nyaláb divergencia szögének nevezni.

2.3.1. Gauss-nyalábok fókuszálása

A fókuszolt átmérője

Nagy intenzitással végzett lézerplazma-kísérletekben elengedhetetlen a lézernyaláb jó fókuszálása, ezáltal keltve nagy intenzitást a céltárgyak felületén. A fókuszált intenzitás meghatározásához ismerni kell a fókuszolt minimális átmérőjéhez tartozó keresztmet-szetét vagy felületét. Ennek a mennyiségnek a kiszámítása pedig a fókuszolt minimális átmérője – röviden a fókuszátmérő – ismerete nélkül lehetetlen.

Tekintsünk egy w átmérőjű, sík hullámfrontú, kollimált Gauss-lézernyalábot, amelyet valamilyen fókuszáló optika segítségével fókuszálunk (lásd 2.2. ábra). A fókuszáló optika D átmérőjére teljesüljön, a Gauss-nyalábok fizikájában ismert, ún 99%-os *feltétel*, azaz a kollimált nyaláb úgy világítsa ki az optikát, hogy a nyalábban tárolt energia 99%-a jusson át azon. Ebben az esetben az optika átmérőjére a $D = \pi w$ feltétel áll fent. A fókuszáló optika fókusztávolsága legyen f . Jelölje d_0 a fókuszálás során létrejött minimális átmérőjű nyalábrész átmérőjét, azaz a fókuszolt átmérőjét. Ebben az esetben a Gauss-nyalábokra érvényes elmélet szerint $d_0 = 2w_0$ és $f \approx z$ [65].

Egy most nem részletezett levezetés után a nyaláb minimális átmérőjű nyalábrészének átmérőjére az alábbi összefüggést kaphatjuk:

$$2 \cdot w_0 \approx 2 \cdot \frac{f}{D} \cdot \lambda. \quad (2.17)$$

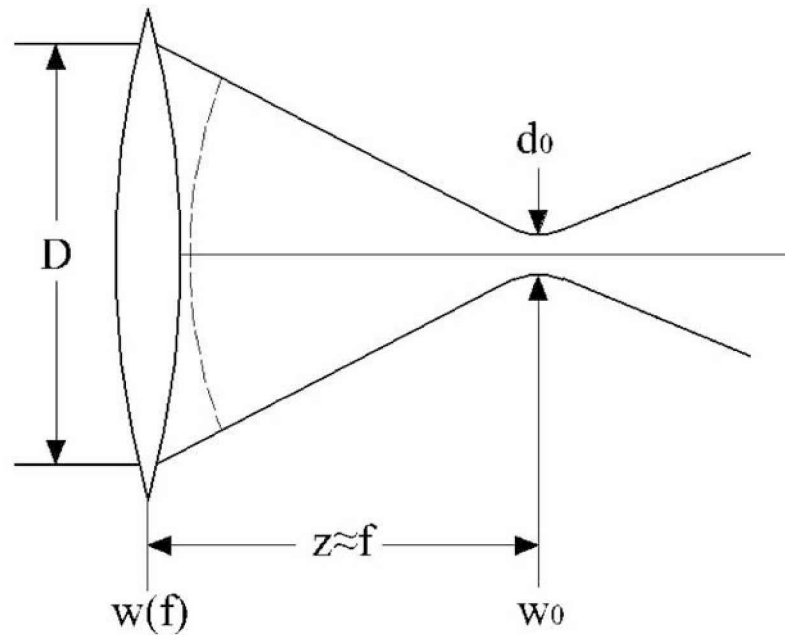
Az $\frac{f}{D}$ mennyiséget a fókuszáló optika *F-számának* (*F-number-jének*) nevezzük és $f^\# = F = \frac{f}{D}$ módon jelöljük. Így

$$2 \cdot w_0 \approx 2 \cdot F \cdot \lambda. \quad (2.18)$$

Végül ha figyelembe vesszük, hogy $2 \cdot w_0 = d_0$, akkor az egyenlet a

$$d_0 \approx 2 \cdot F \cdot \lambda = 2 \cdot \frac{f}{D} \cdot \lambda \quad (2.19)$$

végző formáját veszi fel, amellyel kiszámolhatóvá válik a fókuszáló optika által előállított fókuszolt d_0 átmérője. Abban az esetben, ha a lézernyaláb térbeli koherenciájának



2.2. ábra. A Gauss-nyaláb fókuszálása. A fókuszálást jellemző mennyiségeket és azok jelentéseit bemutató ábra.

rendezettségét az adott geometriai méreteknél megfelelően leíró, röviden fogalmazva, a nyaláb diffrakció-limitáltságát jellemző c tényezőjét is figyelembe vesszük, akkor a (2.19) egyenlet az alábbi alakúra módosul:

$$d_0 \approx 2 \cdot c \cdot F \cdot \lambda = 2 \cdot c \cdot \frac{f}{D} \cdot \lambda. \quad (2.20)$$

Itt tenni kell egy fontos megjegyzést: ha a fókuszáló optikát nem a 99%-os feltétel szerint világítja ki az arra beeső lézernyaláb, hanem a beeső Gauss-impulzus átmérője valamely d , amelyre $d < D$ (a fókuszáló optikát nem világítja ki teljesen a beeső impulzus), akkor a (2.20) egyenletben D helyett d szerepel.

A fókusz hossza

A szilárdtest céltárgykísérletek során, a céltárgy síkjának a nyaláb fókuszterületébe való pontos beállításához ismerni kell a Gauss-nyaláb fókuszának hosszát is. A fentebb leírtakból már nyilvánvaló, hogy a Gauss-nyaláb fókuszának hosszát a Rayleigh-hossz segítségével adhatjuk meg. Pontosabban attól függően változik az azt leíró formula [65], hogy a fókuszált Gauss-nyaláb a fókuszálása során milyen feltételeknek tesz eleget. Ha feltesszük, hogy a nyaláb az előző szakaszban megadott jelölésekkel az ott leírt feltételeket teljesíti (99%-os feltétel, $D = \pi w$), akkor a fókusz hosszát a

$$b = 2z_R \quad (2.21)$$

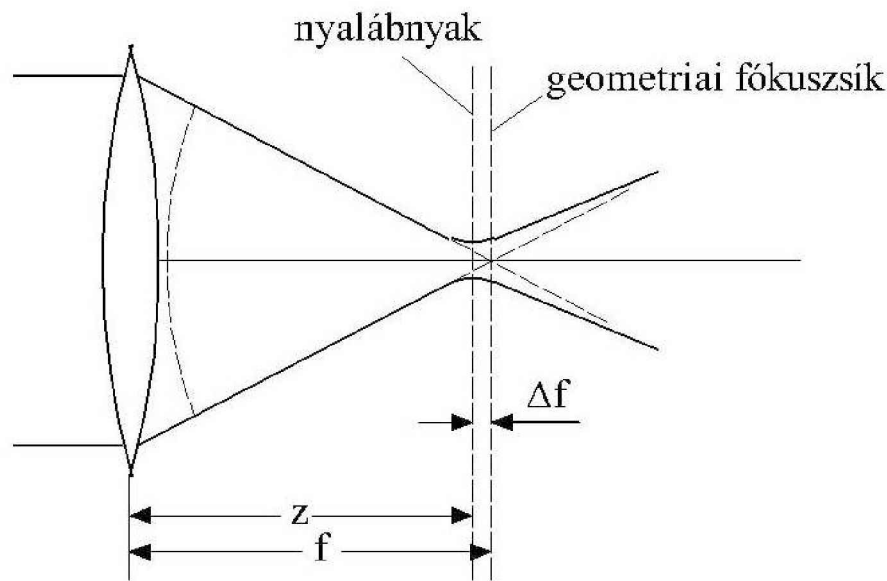
kifejezés adja meg. b -t konfokális paraméternek nevezik. (lásd a 2.1. ábrán.) A (2.21) egyenlet más alakokban is felírható [65]:

$$b = 2z_R \approx 2 \cdot \pi \cdot F^2 \cdot \lambda \approx \frac{\pi}{2} \cdot \left(\frac{d_0}{\lambda} \right)^2 \cdot \lambda \approx \frac{\pi}{2} \cdot \frac{d_0^2}{\lambda}. \quad (2.22)$$

Ha a fentebb megadott feltételek nem teljesülnek, akkor a fókuszált folt méretének egzakt meghatározásához korrekciókat kell alkalmazni.

A fókuszfolt deviáció

Amikor egy az előzőekben megadott feltételekkel rendelkező Gauss-lézernyalábot valamely ideális fókuszáló optika révén fókuszáljuk, akkor a fókusz az a hely, ahol egyrészt a nyalábfolt mérete minimális, másrészt maximális az energiasűrűség. Ez a hely nem esik tökéletesen egybe a geometriai optikából származó fókusz helyével. Az effektust reprezentálja a 2.3. ábra.



2.3. ábra. A fókuszfolt deviáció és az azt leíró mennyiségek jelentései.

Ezt a jelenséget nevezzük *fókuszfolt deviációnak*. De mit is jelent pontosabban ez a jelenség és mekkora a Δf mértéke?

Az 2.3. ábrán látottak segítségével könnyedén kiszámítható a kétféle fókusz távolság közötti eltérés nagysága. A 2.3. ábrán látható, hogy $z < f$. Legyen $f - z = \Delta f$.

Közvetlenül a lencse mögött a hullámfront görbületi sugara előállítható a Gauss-nyaláb elmélet és a geometriai optika kombinálásával, azaz a görbületi sugár a (2.13) egyenlet és ezen megfontolás szerint [65]:

$$R(z) = z \cdot \left[1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right] = z + \frac{z_R^2}{z} = f. \quad (2.23)$$

A (2.23) egyenlet mindkét oldalából kivonva z -t az egyenlőség jobboldalán éppen $f - z = \Delta f$ -et kapunk. Tehát

$$\Delta f = f - z = \frac{z_R^2}{z} \approx \frac{z_R^2}{f}. \quad (2.24)$$

Mivel a fókuszált nyaláb Rayleigh-hossza (z_R) normális esetben sokkal kisebb mint f , ezért a $\frac{z_R^2}{f} \rightarrow 0$. Ez azt jelenti, hogy e feltétel teljesülésekor a Δf fókuszolt deviáció elhanyagolható, azaz a geometriai optikában használt fókusz távolság jó közelítéssel egyezik z -vel, tehát a Gauss-nyalábok fókuszálásakor számolásokban alkalmazható.

2.4. Síkhullám fókuszálása, Airy-féle eloszlási kép

Tegyük fel, hogy egy egyenletes síkhullámot egy kör aperturájú fókuszáló optika segítségével egy foltba fókuszálunk. Ekkor a fókuszált folt alakja, eloszlása egy Airy-féle eloszlási mintát követ a fókuszáló optika fókusz síkjában. Azonban ennek a fókuszált foltnak a mérete és a fókusz hossza mégis ugyanolyan függést mutat a fókuszáló optika F -számától, mint azt a Gauss-nyalábok elméletében a (2.17) egyenletektől a (2.24) egyenletig felírt összefüggések leírták. Több részletes számítás is megmutatta, hogy az optikai tengely-irányú intenzitás csak nagyon csekély mértékben lesz nagyobb és az átlagos nyalábméret pedig elenyésző mértékben csökken a felírtakhoz képest [65]. Ezek pedig azt jelentik, hogy egy síkhullám – így egy lézerfény – fókuszálásakor a fókusz jellemző mennyiségek meghatározásában a Gauss-optikában felírt formulák jól használhatók.

Egyenletesen kivilágított, kör aperturájú optikával kivágott nyaláb fókuszálása során, a távoli zónabeli eloszlási mintát az általános Huygens-integrál megoldása adja a Bessel-függvény felhasználásával. Az eredmény a jól ismert Airy-lemez eloszlási minta lesz:

$$\tilde{u}(r, z) \approx i\pi N e^{-i\pi N(r/a)^2} \times \frac{2J_1(2\pi N r/a)}{2\pi N r/a}, \quad (2.25)$$

ahol, $\tilde{u}(r, z)$ az r és z koordinátáktól függő mező amplitudója, i az imaginárius egység, a a kör apertúra sugara, N a Fresnel-szám, amelyet az

$$N \equiv \frac{a^2}{(z - z_R)\lambda} \quad (2.26)$$

egyenlet definiál kör alakú apertura esetén, J_1 pedig az elsőrendű Bessel-függvény. (A $2J_1(x)/x$ függvényt az irodalomban szokás *jinc*(x) módon is jelölni.) Ennek az $\tilde{u}(r, z)$ függvény által meghatározott eloszlásnak egyetlen domináns középső főmaximuma van, amely kör keresztmetszetű apertura esetén a teljes energia kb. 86%-át tartalmazza. (Diffrakció-limitált fókuszálás.) Ezt a főmaximumot veszi körbe a maximumtól kifelé haladva a rendre fokozatosan gyengülő koncentrikus gyűrűk sorozata. Ezekbe a külső gyűrűkbe esik a teljes nyalábenergia megmaradó része (kb. 14%). Az eloszlási kép első zérushelye azon eloszlási maximum középpontú, r_1 sugarú kör mentén található, melynek r_1 sugarára teljesül az

$$\frac{r_1}{z} \approx \frac{1.22\lambda}{d} \quad (2.27)$$

összefüggés. A további egymást követő zérushelyek sugarának r_n értékét a J_1 elsőrendű Bessel-függvény egymást követő zérushelyei adják [65].

2.5. Célkitűzések

A tudományos előzmények, irodalmak megismerése után a munkám során az alábbi célok elérését tűztem ki magam elé:

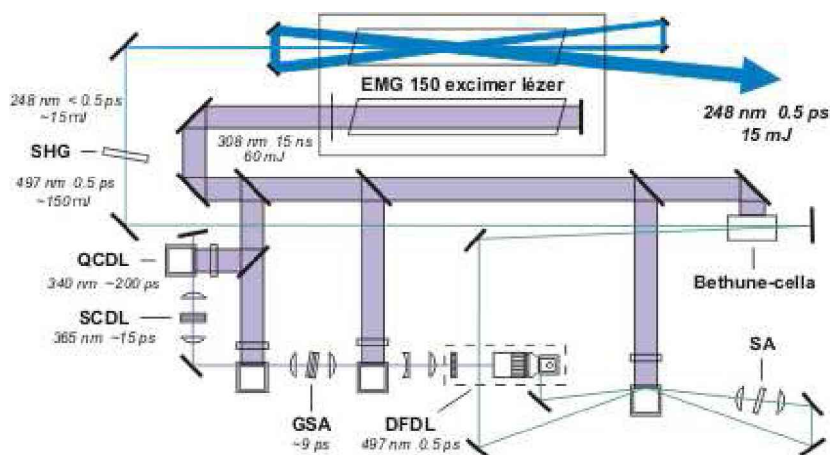
- Kísérleti úton kívántam megvizsgálni a kis-közepes lézerintenzitás segítségével szilárdtest céltárgyak felületén keltett lézerplazma abszorpciós tulajdonságait. A vizsgálathoz a lézerfény táguló plazmán bekövetkezett Doppler-eltolódását terveztem felhasználni, hiszen mérve és ismerve a lézerfény Doppler-eltolódását jellemezhetjük a plazma abszorpcióját.
- Célul tűztem ki, hogy KrF excimer-festéklézer rendszer nyalábjának jó optikai tulajdonságait kihasználva az impulzust a fizikai lehetőségek adta legkisebb átmérőjű foltba fókuszáljam, és ezzel a felületegységre eső lehető legnagyobb lézerteljesítményt érjem el. A fókuszáláshoz parabolatükör használatát terveztem.
- Fő célom volt, hogy a kelthető nagy lézerintenzitás segítségével, különböző szilárdtestek felületén keltett plazmában magasrendű felharmonikusokat állítsak elő p- és ha lehetséges s-polarizált beeső lézerfényvel is továbbá, hogy megvizsgáljam ezen harmonikusok irány szerinti terjedési és polarizációs tulajdonságait a gerjesztő impulzus céltárgyra eső intenzitásának és polarizációjának függvényében. Terveim között szerepelt a harmonikusok detektálását szolgáló, olyan Rowland-szerű elrendezésű vákuum-ultraibolya (VUV) spektrométer megépítése, kalibrációja, majd használata, melynek bontóeleme egy holografikus, reflexiós, toroidális rács, detektora pedig egy mikrosatornás lapka vagyis MCP (Micro Channel Plate).
- Egy összetett kísérletsorozatba bekapcsolódva igen nagy, relativisztikus lézerintenzitásokkal keltett szilárdtest lézerplazmában a céltárgy előtt és mögött elhelyezett röntgen lyukkamerával kívántam megvizsgálni a lézer plazmafűtési mechanizmusait és a plazma elektronjainak szilárdtestben való transzportját, a lézer impulzus által felgyorsított, majd a szilárdtest belsejében terjedő elektronnyaláb divergenciáját.

3. fejezet

A KrF excimer-festéklézer rendszerrel végzett kísérletek elrendezései

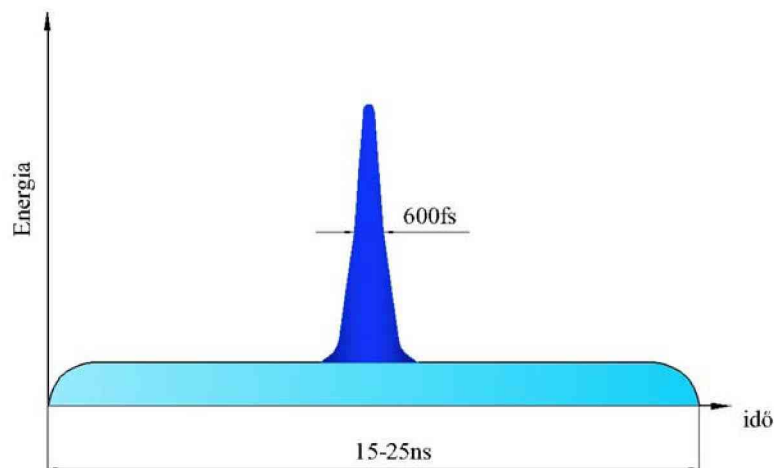
3.1. A KrF excimer-festéklézer rendszer működésének rövid ismertetése

A kísérletekhez egy Szatmári-típusú hibrid excimer-festéklézer rendszert használtam, amelyet *Szatmári Sándor* és kollégái fejlesztettek ki és építettek fel [66, 67]. A lézerrendszer felépítése a 3.1. ábrán látható. A következőkben röviden ismertetem a lézerrendszer működését.



3.1. ábra. A kísérletekhez használt KrF excimer-festéklézer rendszer felépítése. Az ábrán szereplő jelölések jelentései: QCDL=Quenched Cavity Dye Laser; SCDL=Short Cavity Dye Laser; GSA=Gated Saturated Absorber; DFDL=Distributed Feedback Dye Laser; SA=Saturated Absorber; SHG=Second Harmonic Generation kristály

A lézerrendszer alapvetően három fő részből áll. Az első fő alkotóelem egy XeCl excimer lézer, a második egy több festéklézerből álló festéklézer lánc és a harmadik pedig egy KrF excimer erősítő. A rendszer kezdő eleme a legtöbb excimer lézerhez hasonlóan $15 - 20\text{ ns}$ impulzushosszú lézerimpulzusokat szolgáltat 308 nm hullámhosszon. A nyaláb energiája $80 - 150\text{ mJ}$ (a lézerben lévő gázkeverék állapotától függően). A rendszerben a rövid impulzusokat a második fő összetevő, a kaszkád festéklézer-rendszer adja, melyet a XeCl excimer lézer nyalábja pumpál [68]. A festéklézer-rendszer egymást követő festéklézerek sorozata. A lánc első eleme az elfojtott rezonátorú festéklézer (*Quenched Cavity Dye Laser, QCDL*), ami az impulzusidőt kb. 200 ps -ra redukálja, majd ezt a rövid rezonátorú festéklézer (*Short Cavity Dye Laser, SCDL*) követi. Az impulzushossz ezután az elem után már csak kb. 15 ps . A festéklézer sorozat következő tagja a kapuzott telítődő abszorber (*Gated Saturated Absorber, GSA*). Ez az elem az impulzus hosszát tovább csökkenti kb. 9 ps -ra. Ezt a 9 ps -os impulzust használja fel a rendszer az elosztott visszacsatolású festéklézer (*Distributed Feedback Dye Laser, DFDL*) pumpálásához, amely a festéklézer-rendszer központi eleme [69]. Az aktív DFDL kimenetén 500 fs impulzusidejű, 496 nm hullámhosszúságú magimpulzus jelenik meg. A DFDL optimális működés esetén egy impulzusban egy magimpulzust bocsát ki. Ez azt jelenti, hogy a lézerimpulzus nem tartalmaz előimpulzust.



3.2. ábra. A KrF lézerrendszer egy impulzusának időbeli karakterisztikáját ábrázoló séma. A világoszölddel jelölt rész a KrF erősítő erősített spontán emisszióját (ESE), a sötétkék tartomány a kb. 600 fs hosszú rövid lézerimpulzust jelképezi.

Ezt követően a magimpulzust egy három elemű festékerősítő lánc kb. $200\mu\text{ J}$ -ra erősíti fel. A felerősített jel egy frekvenciakétszerező (*Second Harmonic Generation, SHG*) nemlineáris kristályon (*beta-barium-borát, BBO*) halad át, melynek során a nyaláb energiája $15 - 20\mu\text{ J}$ -ra csökken. A kristály a nemlinearitása révén blokkolja a nya-

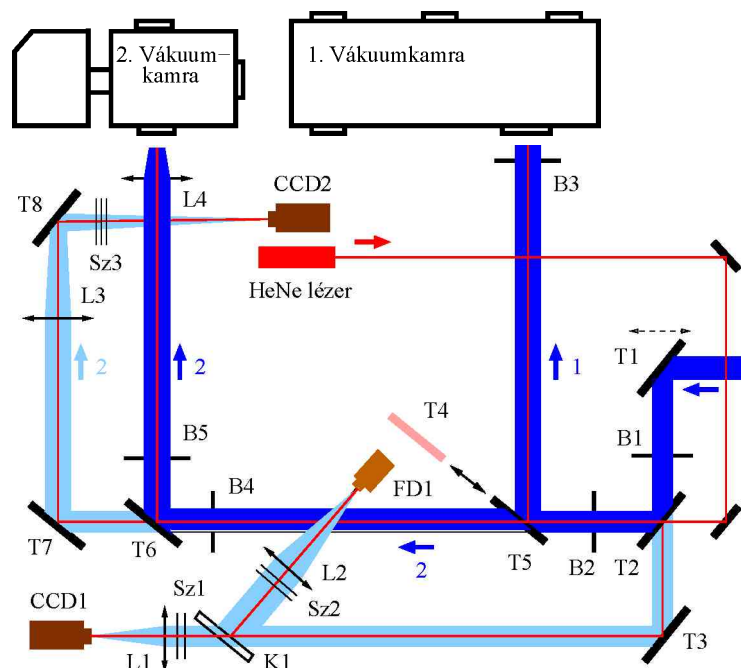
lábban esetlegesen még meglévő előimpulzust, előimpulzusokat. A most már 248nm hullámhosszú, előimpulzus-mentes nyalábot újra felerősítjük, egy döntött tengelyes elrendezésű (off-axis) KrF excimer erősítő segítségével, amely a lézerrendszer harmadik fő eleme. A KrF excimer erősítő közvetlen, direkt erősítéssel (*Direct Amplification*, DA) erősíti az impulzust, nem pedig csörpölt erősítési technikával (*Chirped Pulse Amplification*, CPA). Ez azt jelenti, hogy az erősítő kimenetén magában a nyalábban az esetlegesen *megjelenő előimpulzus egyetlen forrása a KrF erősítő erősített spontán emissziója (továbbiakban ESE)*. A telítésben működő erősítőn a nyaláb háromszor halad át, és végül a teljes rendszert, a következő paraméterekkel megadható impulzus hagyja el: a hullámhossz 248nm , az energia $15 - 25\text{mJ}$ (a KrF erősítő paramétereitől függően; pl. gázkeverék állapota) és az impulzusidő 600fs [67]. A nyaláb keresztmetszete $2.5 \times 3.7\text{cm}$ -es oldalhosszakkal rendelkező téglalap. A lézernyaláb időbeli karakterisztikájára jellemző, hogy az ultrarövid impulzus a $15 - 25\text{ns}$ széles KrF ESE sugárzás közepén helyezkedik el. Ezt vázolja a 3.2. ábra. Amikor szükségessé vált, az ESE szint alacsonyan tartását, a KrF erősítőbe az első ferde átmenet után behelyezett szűrke-szűrők segítségével biztosítottam. Azért az első átmenet után helyeztem el a szűrőt, mert egyrészt ezen a helyen még a nyaláb átmérője kisebb mint a szűrőké, másrészt az ezt követően az erősítőn való két ferde átmenet még nagyobb mértékben növeli az ESE-főimpulzus kontrasztot. Kihasználtam, hogy az erősítő telítődésben működött, azaz az ESE adott szűrésének mértéke sokkal kevesbé csökkenti az erősítőből kijövő ultrarövid impulzus energiáját. Az ESE csökkentése, blokkolása, eltűnése esetén a KrF excimer-festéklézer rendszer kimenetét tisztán a szubpikoszekundumos ultrarövid lézerimpulzus hagyja el, így mindenképpen fontos és szükséges az ESE sugárzás kellően alacsony szinten tartása.

3.2. Nyalábirány-ellenőrzés, monitorozás

Kísérleteimet vákuumban végeztem. Abból a célból, hogy a lézernyaláb vákuumkamrába történő vezetését pontosan beállíthatóvá tegyem, továbbá, hogy ez a beállítás jól és könnyen reprodukálhatóvá váljon, szükséges volt a vákuumkamrákon kívüli optikai asztalon egy alább részletezett optikai elrendezés megépítése. Ez az elrendezés eleget tett a kísérletek eredményes lebonyolításához szükséges és elégséges feltételeknek.

Felmerül a kérdés, hogy milyen feltételek, eszköz, vagy eszközök használata követelte meg a fent említett optikai elrendezés megépítését? Kísérleteimet, a céltárgyak felületén keltett kisebb, majd nagy fókuszált intenzitással végeztem különböző vákuumkamrákban. Viszonylag kis – néhányszor $10^{15} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ – intenzitás keltéséhez lencsés fókuszálást használtam. Nagy fókuszált intenzitás eléréséhez elkerülhetetlen a nyalábot – egy vákuumkamrában elhelyezett – parabolatükörrel fókuszálni a céltárgy felületére (az okokat részletesebben lásd később). A parabolatükör a számos jó sajátossága mellett azonban azzal a hátrányos tulajdonsággal is rendelkezik, hogy nagyon nehézkes a beál-

lítása. Egy további hátrány az, hogy a parabolatükörrel való jó fókusz előállítása igen pontos beállítást követel. Esetünkben ez azt jelenti, hogy a tükör már kb. 0.1 mrad szögű elállítódása is a fókuszátmérő kb. 25%-os növekedését eredményezi. (Pontos számításokat lásd később.) Ez épp elegendő indok volt arra, hogy a parabolatükör pontos és könnyebb beállíthatósága és a két vákuumkamra egymással párhuzamos használata érdekében szükséges legyen az alábbi optikai elrendezés felépítése egy a vákuumkamrán kívül elhelyezett optikai asztalon. A következőkben ezt a kísérleti elrendezést mutatom be.



3.3. ábra. A lézernyaláb-irány ellenőrző, monitorozó és energia mérő rendszer vázlata. Sötétkéssel a kísérleti helyekhez vezetett KrF lézernyalábot, világoskéssel az abból ki-csatolt kis energiájú nyalábrészt jelöltem. A lézernyaláb-irány ellenőrző rendszerben és az energia méréshez ezeket a kis energiájú nyalábokat használtam fel.

Az optikai asztalon felépített kísérleti elrendezés elvi sémája a 3.3. ábrán látható. A lézernyaláb az ábra jobb oldalán éri el elsőként a beeső nyaláb irányával párhuzamos eltolást lehetővé tevő eltolóasztalra felépített T1 dielektrikum tükört. Ezt a tükört befogó tükörtartó speciális tulajdonsággal rendelkezik. A tartó hátsó, a tükör síkjára merőlegesen mozgatható lapja támasztja meg a tükör hátoldalát, majd szorítja oda az optikát a tükörtartó elülső oldalához egy rugó segítségével. A tartó hátsó lapjának hártafelé húzásával a tartóban lévő optikai elem rögzítetlenné válik, ezáltal könnyen,

gyorsan megoldható a cseréje egy másik oda illő üveghordozóra. A csere után a tartó hátsó lapját ráengedve az új optikai elem hátoldalára, az újra rögzítetté válik. A tartóban elhelyezhető tükrök, üveghordozók olyan pontosan kerülnek a helyükre, hogy a csereművelet elvégzése előtt és után a beállítás pontossága megmarad, azaz a jó beállítások nem romlanak. Pontosabban egy-egy ilyen csereművelet után a lézernyaláb iránytartási pontossága a méréseim szerint 0.08 mrad . Arra a kérdésre, hogy miért volt szükség ilyen bonyolult felépítésű tükörtartóra, dolgozatomban egy későbbi részében adom meg a választ. Itt jegyzem meg, hogy az általunk használt tükörtartók mindegyikét mi terveztük meg az adott funkciójához, majd pedig az egyes darabokat a tanszéki műhelyben készítettük el. Nem vásárolt elemekből dolgoztunk, mert azok egyrészt drágábbak voltak, mint a darabok házi előállításának költségei, másrészt nekünk speciális felépítésű, sokszor kereskedelemben nem kapható mechanikák kellettek.

A T1 tükörről visszavert nyaláb keresztülhalad a B1 nyalábirány kijelölő aperturán. Ez az apertúra – hasonlóan a többi nyalábirány kijelölő blendéhez (B2, B3, B4, B5) – alumínium keretre ragasztott papírból kivágott ablak. Az ablak mérete pontosan egyezik a nyaláb keresztmetszeti méretével. A B1 blendén áthaladva a nyaláb a T2 kvarclemezzel hordozójú dielektrikum tükörre (továbbiakban: kvarctükrő) esik. Ennek a tükörnek nem 100% a reflexiója, hanem a tükörre beeső nyaláb energiájának néhány százaléka transzmittálódik a tükrön keresztül. Ebből következik, hogy tartója csak egy keret, tehát hátlappal nem rendelkezik. Erre a transzmittált nyalábrészre azért volt szükség, mert ezt a gyengébb nyalábot használjuk fel a közeli zónában felépített nyalábirány stabilitást (beam-pointing stability) ellenőrző rendszerünkben.

Ez az ellenőrző rendszer az $L1$ $f = 500\text{ mm}$ fókusz távolságú, $d = 5\text{ cm}$ átmérőjű síkdomború kvarclencséből és az ultraibolya fényre érzékeny CCD1-gyel jelzett panel-kamerából áll. A T2 tükrön keresztülhaladó lézervfény a T3 fordulótükrő segítségével jut az $L1$ lencsére, majd azt a lencsével fókuszáljuk a CCD1 kamera chipjére. A T3 tükrő helyzete rögzített. A CCD1 kamera által látott képet egy monitoron keresztül figyeltük. (Természetesen mód van a CCD1 kamerán látott kép számítógépen való rögzítésére is.) A kamerachip roncsolódásának elkerülése érdekében a nyalábenergia gyengítésére az $L1$ lencse után elhelyezett SZ1 szűrkeszűrő sorozatot használtam. Ezzel a közeli zónában kiépített nyalábirányt ellenőrző rendszerrel mód volt arra, hogy a T1 tükrő beállítását ellenőrizzük a következő módon: a jó tükrőpozícióhoz tartozó nyalábirány ellenőrző rendszerbeli monitoron látott fókuszolt helyzetét megjelöltem. Mivel a nyalábirányt ellenőrző rendszerben minden optikai elem helyzete rögzített, továbbá a rendszer a T2 tükrő esetleges kis elállítódására nem érzékeny, ezért ez a rendszer kizárólag azt a feladatot látja el, hogy a T1 tükrő beállítását ellenőrizze. Tehát, ha a T1 tükrő elállítódik, akkor a róla visszaverődött nyaláb helyzete megváltozik. Ennek eredményeképpen a nyalábirány ellenőrző rendszer monitorán látott folt helyzete is eltér az ideális helyzetéhez képest. A T1 tükrőt és az azt befogó tükörtartót tartó eltolóasztal eltolása (lásd 3.3. ábrán jelzett $\leftrightarrow$ irány), továbbá a tükörtartók csavarjainak állítása szükséges és

elégletes szabadsági fok ahhoz, hogy a T1 tükröt jól beállítsuk (azaz a monitoron a folt visszatérjen a megjelölt helyzetébe).

Ezek mellett ebbe a kicsatolt nyalábrészbe az L1 kvarclencse elé egy optikailag mindkét oldalán sík K1 kvarclapot is beépítettem (lásd 3.3. ábrán). Ennek segítségével újabb nyaláb kicsatolásra volt mód. Az így kicsatolt nyalábra felépítettem egy energia monitorozó rendszert. Az energia monitort összekalibrálva a fő nyaláb energiájával, módomb volt a kísérleteim alatt minden lézerlövés során mérni a lézernyaláb energiáját. Az energia monitorozó rendszerben az L2 $f = 160\text{mm}$ fókusz távolságú, $d = 5\text{cm}$ átmérőjű síkdomború kvarclencse fókuszálja a nyalábot az FD1-gyel jelzett ultraibolya hullámhosszra érzékeny fotodiódára. A rendszerben elhelyezett Sz2 szűrkeszűrő rendszerrel csökkenthető volt a dioda felületét érő fényintenzitás. A fotodióda jele elsőként egy peak-hold egységen át, majd egy analóg-digitál konverteren (ADC) keresztül jutott egy személyi számítógépbe. A számítógépbe érkező jeleket egy program segítségével numerikus karakterekké alakítottuk és kiírtattuk a számítógép monitorára. Az így kijelzett számokat és a mJ-ban mérhető energiaértékeket kalibráltam egymáshoz.

Most térjünk vissza a fő nyalárhoz és a T2 tükrökhöz. A T2 tükrőről visszavert fő nyaláb keresztülhaladva a B2 nyalábkijelölő apertúrán a T4-T5 optikai elemeket befogó bonyolult felépítésű tükrőtartóban elhelyezett elemek valamelyikére esik. Ez a tükrőtartó egy ún. csúszkás konstrukcióval működő eszköz. A csúszkán két tükrőtartót (és benne optikákat) helyeztünk el. A csúszka egyik végén egy optikailag sík ($\frac{\lambda}{10}$) felületi minőségűre polírozott üveghordozó, a másik végén pedig egy dielektrikum tükrő található meg a tartóban. A csúszka középső része üres. Ezzel a felépítménnyel ez az elcsúsztatható mechanika egy háromállású tartóvá vált. Nevezetesen, vagy a T4-gyel jelzett üveghordozó van a nyalábban, vagy kissé tolva a tartón a középső üres részen keresztül terjedhet a nyaláb az asztal másik végén elhelyezett T6 tükrő felé, vagy pedig ha ismét kissé tolunk a tartón, akkor a T5-tel jelzett dielektrikum tükrő kerül a nyalábra. A T4, T5 elemekről visszaverődve terjedhet a nyaláb az 1. vákuumkamra felé. A középső – üres – helyzetben a nyaláb a T6 tükröt éri el majd erről a tükrőről visszaverődve a lézerfény a 2. vákuumkamrába juthat. Tehát a csúszkás tükrőtartó elmozdításával mód van arra, hogy néhány másodperc alatt váltsunk az 1. és 2. vákuumkamra használatára, azaz különböző kísérletek között. Azonban másra is jó a tartó középállása.

A T6 tükrő olyan tulajdonságú, hogy a ráeső nyaláb energiájának kb. 1%-a transzmittálódik a tükrön keresztül. Ezzel az átmenő nyalábrésszel lehetőségem volt egy második nyalábirány ellenőrző rendszert felépíteni, most már a távoli zónában. Ennek a második rendszernek a részei a T7 és T8 tükrök, az L3 síkdomború kvarclencse (fókusz távolsága $f = 1000\text{mm}$, átmérője $d = 5\text{cm}$) és a CCD2 panelkamera. Ezek az elemek rögzített befogókban vannak. Amikor a CCD2 kamera chipjén elmozdult az odafókuszált nyaláb, akkor ennek oka a T1 vagy a T2 tükrő hibás beállítása, mert a rendszer a T6 tükrő elállítódására nem érzékeny. Annak megállapítása, hogy a folt

elmozdulását a T1 vagy a T2 tükör rossz helyzete okozza, egyszerű. Ugyanis, mint az fentebb olvasható, a T1 helyzetét a közeli zónában felépített nyalábirány kijelölő rendszerrel ellenőrizni tudjuk. Ha ott elmászott a CCD1-re fókuszált folt, akkor a T1 tükör elállítódott, azt vissza tudjuk állítani jó pozícióba. Ha ezek után a CCD2 kamera chipjén továbbra sem ideális a folt helyzete, – amit hasonlóan a CCD1 képéhez, monitoron követünk, vagy számítógépen rögzíthetünk – akkor a T2 tükör elállítódása a hiba oka. A T2 tükörtartó csavarjainak állításával a kép a CCD2 kamerán ideális pozícióba állítható.

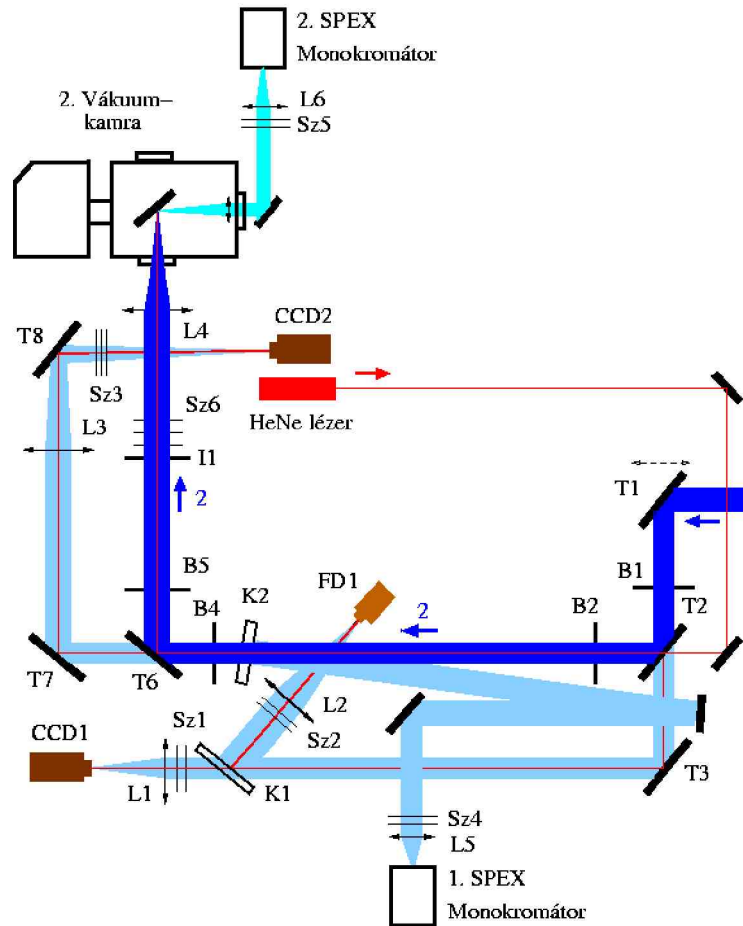
Az ultrarövid impulzushosszú, ultraibolya hullámhosszú KrF lézernyalábbal nehézkes dolgozni, nehézkes vele a rendszer beállítása. Ezért abból a célból, hogy a fent leírt rendszer alapbeállítását könnyebben elvégezhessem, egy erős, jól láttatható nyalábbal rendelkező hélium-neon gázlézer (ábrákon: HeNe) nyalábját fűztem fel a T2-T6 tükrök között terjedő KrF impulzus optikai tengelyére (amit a 3.3. ábrán a piros vonal reprezentál). Könnyű látni, hogy ez egyben azt is jelenti, hogy a hélium-neon lézer nyalábja együtt fut a T4, vagy a T5 üveghordozóról, vagy a dielektrikum tükörről visszavert – az 1. vákuumkamra felé terjedő – KrF impulzus optikai tengelyével is. Tehát minden további beállítást megkönnyít a hélium-neon lézer használata.

A fentebb leírt beállítások elvégzésével elérhető, hogy a lézernyaláb a vákuumkamrákban való kísérletekhez elengedhetetlenül fontos parabolatükör pozíciójához (1. vákuumkamrában) vagy az L4 fókuszáló síkdomború kvarclencse pozíciójához (2. vákuumkamra előtt) jól beállítható legyen, ezen kívül a jó beállítás gyorsan és könnyen reprodukálhatóvá váljon.

3.3. A kisebb lézerintenzitással végzett kísérletekhez használt optikai elrendezés leírása

Kísérleti munkám fontos része volt a viszonylag kis – néhányszor $10^{15} \frac{W}{cm^2}$ – intenzitással keltett lézerplazma vizsgálata. A kis lézerintenzitással végzett kísérletekhez a 3.3. ábrán látható 2. vákuumkamrát használtam. A 3.3. ábra elrendezését kiegészítettem a kísérletekhez használt összetevőkkel. A kamrákon kívüli optikai asztalon felépített, a méréshez használt (kiegészített) elrendezést a 3.4. ábra mutatja részletesen.

Ezekhez a kísérletekhez a fókuszálást egy a kamrán kívüli optikai asztalon elhelyezett és a 3.3. ábrán L4-gyel jelzett 330mm fókusz távolságú, F/10-es síkdomború kvarclencsével végeztem. A lencsével képzett fókusz a vákuumkamrában elhelyezett céltárgyra esett. A céltárgy és az azt tartó és mozgató mechanika úgy helyezkedett el a vákuumkamrában, hogy a céltárgyról visszaverődött fény a kamra jobb oldali kvarcablakán kicsatolhatóvá és ezáltal a kamrán kívül vizsgálhatóvá vált (lásd 3.4. ábrán). A céltárgyat tartó és mozgató mechanika a céltárgyat függőleges síkban mozgatta vízszintes és függőleges irányban. Erről a mozgatásról két léptetőmotor gondoskodott,



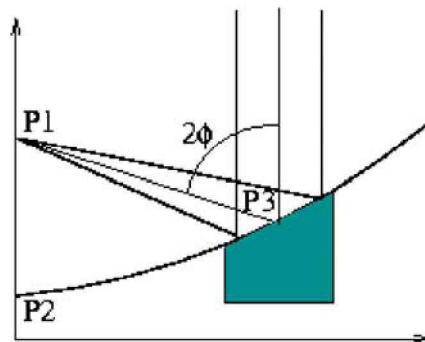
3.4. ábra. A kis lézerintenzitással végzett kísérletekhez használt módosított alapelrendezés. Sötétkékekkel a fő KrF lézerimpulzust, világoskékekkel az abból kicsatolt nyalábrészeket jelöltem. A KrF impulzus referencia-spektrumát az 1. SPEX, a céltárgykísérletből származó spektrumot a 2. SPEX monokromátorral rögzítettem.

amelyeket egy személyi számítógép segítségével egy elektronikán keresztül vezéreltem úgy, hogy minden lézerlövés a céltárgy friss felületelemét érte. Ebben az elrendezésben a mintákra beeső lézernyaláb beesési és visszaverődési szöge egyaránt 45° volt. A kamra jobb oldali ablakán kicsatolt sugárzást egy a vákuumkamrában, az ablak előtt elhelyezett 160mm fókusztávolságú síkdomború lencsével tettem párhuzamossá. A céltárgyról reflektálódó, így párhuzamossá tett nyalábot, a vákuumkamrán kívüli nyalábterelő optikák (dielektrikum tükrök) segítségével vezettem az 3.4. ábrán látott 2. SPEX monokromátor belépő részéhez. E monokromátor segítségével vizsgáltam a kicsatolt sugárzás spektrumát. A 2. SPEX monokromátor lineáris diszperziója $0.0087 \frac{\text{nm}}{\text{pixel}}$ (diódasor pixel) volt harmadrendben használva a monokromátort. A monokromátor

belépő rése előtt a belépő nyaláb szűrésére az Sz5-tel jelölt szűrkeszűrőket használtam. Hasonlóképpen szűrkeszűrők segítségével (Sz6) és az L4 fókuszáló lencse helyének változtatásával a 2. vákuumkamrába belépő nyaláb intenzitását lehetett módosítani. Mivel a rendelkezésre álló szűrkeszűrő sorozat átmérője (30mm) kisebb volt, mint a teljes lézernyaláb átmérője, ezért a szűrők elé a 3.4. ábrán I1-gyel jelzett íriszblendét építettem be a szűrőket elérő nyaláb aperturájának csökkentésére. A kis intenzitással folytatott lézerplazma kísérletek végzésekor folyamatosan (lövésről-lövésre) monitoroztam a 2. vákuumkamrába belépő lézernyaláb spektrumát. (Ennek okáról később tesztek említést.) Ehhez az optikai asztalon haladó nyalábból kicsatoltam egy nyalábrészt a T6 kvarctükör előtti optikailag sík felületű K2 kvarclap segítségével. Ezt a kicsatolt nyalábrészt az 1. SPEX monokromátorba (rácsa 1200l/mm 264nm -re blézelt) vezettem, így monitorozhatóvá vált a plazmát gerjesztő lézernyaláb spektruma is.

3.4. A nagyobb lézerintenzitással végzett kísérletekhez használt optikai elrendezés leírása

Nagy fókuszált lézerintenzitás eléréséhez, a lézernyaláb fókuszálásához egy Janos Technology Inc.-től származó F/2-es, döntött tengelyű (off-axis) parabolatükört használtam. A parabolatükör alumínium tömbből készült, tükröző felülete MgF_2 -dal bevont alumínium. A parabolatükör jellemző paramétereit a 3.5. ábra szemlélteti és a 3.1. táblázat foglalja össze [70].



3.5. ábra. A döntött tengelyű (off-axis) parabolatükör geometriai tulajdonságai [70]. $P1$: a tükör fókuszpontja, $P2$: a tükör felületét leíró forgási paraboloid (síkmetszetben parabola) talppontja, $P3$: a tükör középpontja, 2ϕ : a lézernyaláb beesési szögének kétszerese, $P1P2$: a tükör elméleti fókusz távolsága, $P1P3$: a tükör effektív fókusz távolsága. (A tükör paramétereinek értékeit lásd a 3.1. táblázatban.)

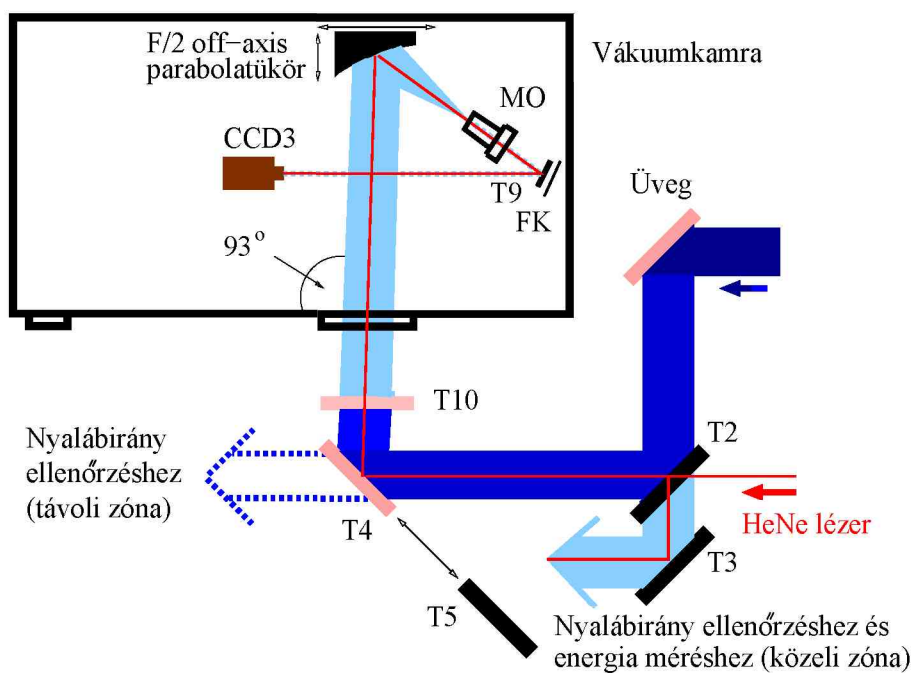
A következő szakaszban a parabolatükör beállításához használt elrendezés részletes leírásáról lesz szó.

Anyaga	Átmérő (D) [mm]	Fókusz- távolság (P1P2) [mm]	Effektív fókusz-távolság (f=P1P3) [mm]	Reflexió szöge (2ϕ) [°]	Visszaverő- képesség (200 – 800nm) [%]
alumínium MgF_2 bevonattal	50	75	100.45	60	> 85%

3.1. táblázat. A fókuszáláshoz használt ferde beesésű (off-axis) konkáv parabolatükör adatai [70].

3.4.1. A parabolatükör beállításához használt elrendezés

A vákuumkamrában elhelyezett parabolatükör beállításához és a fókusz átmérőjének meghatározásához az 3.6. ábrán vázolt kísérleti elrendezést építettem fel.



3.6. ábra. A parabolatükör beállításához és a fókusz átmérőjének meghatározásához használt kísérleti elrendezés. Az ábrán jelölt fontosabb elemek jelöléseinek jelentései: MO: mikroszkóp objektív, T2, T10: kvarc hordozójú dielektrikum tükrök, T3, T5: dielektrikum tükrök, T4: üveghordozó, T9: ultraibolya-érzékeny Al tükör, FK: fonálkereszt.

Az 1. vákuumkamrán kívüli optikai asztalon a jól beállított irányban terjedő nyaláb

a 3.3. ábrán jelzett T5 tükörről visszaverődve a B3 iránykijelölő apertúrán áthaladva a B3 blende mögötti kvarcablakon keresztül lép be a vákuumkamrába. A helyes beállítás szerint a kamrába belépő lézernyaláb optikai tengelye és a belépő kvarcablak szimmetriatengelye 3° -os szöget zár be egymással, vagy másképpen, a 3.6. ábrán jelzett szög 93° -os. A kamrában terjedő nyaláb elsőként a vákuumkamra hátsó fala előtt elhelyezett parabolatükört éri el.

Az előző alfejezetben már emítést nyert, hogy a parabolatükör beállítása nehézkes, ezért kollégáimmal olyan rendszert terveztünk majd építettem fel, amely maximálisan segíti a parabolatükör beállítását. Ennek a rendszernek egyik fő eleme maga a parabolatükör tartója, amelyet ugyancsak mi terveztünk és készítettünk el az RMKI műhelyében. A tartó – és benne természetesen a tükör – öt független szabadsági fok mentén állítható. Ezen szabadsági fokok rendre a következők:

1. Eltolás a parabolatükörre beeső lézernyaláb optikai tengelyével párhuzamos irányban (x-irányú eltolás)
2. Eltolás a parabolatükörre beeső lézernyaláb optikai tengelyére merőleges síkban, vízszintes irányban (y-irányú eltolás)
3. Parabolatükör elforgatása a tükör középpontján átmenő függőleges tengely körül (z-tengely körüli forgatás)
4. Parabolatükör elforgatása a tükör középpontján átmenő vízszintes (y-nal párhuzamos) tengely körül (y'-tengely körüli forgatás)
5. Parabolatükör elforgatása a tükör középpontján átmenő vízszintes (x-el párhuzamos) tengely körül (x'-tengely körüli forgatás)

Ezek a beállítási lehetőségek szükségesek és éppen elegendők a tükör megfelelő beállításához. A parabolatükörről visszavert nyaláb helyes irányának kijelölését segíti a vákuumkamra jobboldali fala előtt rögzített FK fonálkereszt és az ultraibolya lézer nyalábjának tengelyére felfűzött hélium-neon lézernyaláb is, ugyanis a durvább beállítások a hélium-neon lézer nyalábjával könnyebben elvégezhetők. Felmerülhet a kérdés, hogy miért használok a nagy fókuszált intenzitás keltéséhez lencse helyett parabolatükört? Egy lencse, mint fókuszáló optika sokkal könnyebben kezelhető lenne, de céljaink eléréséhez két okból sem használható.

1. Az egyik ok az, hogy egy parabolatükör használata esetén, sem szférikus-, sem kromatikus aberráció nem lép fel, ami miatt a fókuszátmérő általában kisebb, mint egy lencsénél.
2. A másik ok szerint egy lencse esetén a fény behatol a lencse közegébe (refraktív optika), míg a parabolatükörnél nem (reflexív optika). Azaz egy lencse használatakor a fény lencsén való áthaladása után a nyaláb fázis- és csoportsebessége nem

lesz egyenlő, mivel a fókuszálódó elektromágneses hullám a lencse közegében is halad. A kétféle sebesség különbözősége miatt, a lencse közegében az amplitúdófront deformálódik, ez pedig az impulzusidő meghosszabbodásához vezet. Az impulzushossz és az intenzitás fordított arányosságban áll egymással, tehát a nagyobb impulzusidő kisebb fókuszbeli intenzitást eredményez. Az impulzushossz további növekedéséhez hozzájárul még a csoportsebesség diszperziója is. Így e két effektus együtt, az impulzushossz meghosszabbodásához, azaz az intenzitás csökkenéséhez vezet.

Egy parabolatükör beállítása nehezebb, mint egy lencséjé. Ez azt jelenti, hogy a parabolatükörrre eső lézernyaláb optikai tengelye egyenesének és a parabolatükör ún. optikai tengelyének (a tükör hátlapjának szimmetria-tengelye) nagyon pontosan egybe kell esnie. Tulajdonképpen ezt kell elérni a jó beállításhoz. Ha a tükörrre beeső nyaláb optikai tengelye és a tükör optikai tengelye valamely $\Delta\Phi \neq 0^\circ$ -os szöget zár be egymással, akkor a fókuszálás során asztigmatizmus lép fel, amelynek következtében a fókuszátmérő megnő, tehát a fókuszbeli intenzitás csökken. Nevezzük a fenti $\Delta\Phi$ szöget *elállítódási szög*nek. Ha a nyaláb ferdén ($\Delta\Phi \neq 0^\circ$) esik be a parabolatükörrre, akkor a parabolatükörrre beeső nyaláb két egymásra merőleges (vízszintes és függőleges) síkját tekintve, a tükör felületének egyik ilyen síkkal való metszetét nagyobb görbületű vonalak határolják, mint a másik síkkal való metszetét. Tehát az első síkban levő sugarak a tükörhöz közelebbi pontban egyesülnek, mint a második síkban lévők. E szerint pedig két képvonal jön létre, melyeket fókuszvonalaknak is nevezünk. Az egyik fókuszvonal a tükörrre beeső nyaláb középső- vagy fősugarának beesési síkjában az ún. meridiánsíkban, míg a másik fókuszvonal pedig az erre a síkra merőleges és a fősugáron átmenő ún. szagittális síkban van. Létezik egy összefüggés, amely egy fókuszálódó Gauss-lézernyaláb esetén leírja a kapcsolatot a fókuszátmérő növekedése és a $\Delta\Phi$ elállítódási szög között. Ebben az összefüggésben $\Delta\Phi$ -t radiánban kapjuk meg [71].

$$\Delta\Phi = \pm \frac{\pi w_0^2}{\lambda f_0 t g \Phi} \cdot \sqrt{\left(\frac{w_A}{w_0}\right)^2 - 1}, \quad (3.1)$$

ahol

w_0 : optimális beállítás esetén a fókuszált Gauss-lézernyaláb fókuszsíkbeli sugara.

w_A : nem optimális beállítás esetén a fókuszált gauss-lézernyaláb fókuszsíkbeli sugara.

λ : a sugárzás hullámhossza. (Esetünkben $248nm$)

f_0 : a parabolatükör effektív fókusz távolsága. (Lásd 3.5. ábrán a P1P3 távolságot.) (Esetünkben $100.45mm$)

Φ : a lézernyaláb beesési szöge. (Esetünkben 30° .)

Ha ismerni fogjuk a parabolatükör által előállított optimális fókusz átmérőjét, akkor megmondható lesz, hogy mekkora az az elállítódási szög érték, amely esetén még a

fókusz, – pontosabban a fókuszátmérőt, – méréshez elfogadhatónak tekintjük. Tegyük fel, hogy 25%-os fókuszátmérő növekedést, mint beállítási hibát még éppen elfogadhatónak tekintünk. A várható fókuszfolt átmérőt és az átmérő 25%-os növekedéséhez tartozó $\Delta\Phi$ elállítódási szöget számítással megbecsültem. A fontosabb szükséges adatok: a lézernyaláb hullámhossza $\lambda = 248nm$, a tükörrre eső nyaláb keresztmetszete $23 \times 35mm$ -es oldalhosszakkal rendelkező téglalap, feltételezzük, hogy a nyaláb diffrakció-limitált, így $c = 1.22$ és a parabolatükör effektív fókusz távolsága $f = 100.45mm$. Ezekkel az adatokkal az (2.20) egyenlet felhasználásával a szubpikuszekundumos lézerfény fókuszálása révén kapott fókuszfolt várható átmérője:

$$\underline{\underline{d_{0(szam)}}} \approx 2 \cdot c \cdot F \cdot \lambda = 2 \cdot c \cdot \frac{f}{d} \cdot \lambda = 1.736 \cdot 10^{-6}(m) = \underline{\underline{1.736(\mu m)}}. \quad (3.2)$$

Ezen a ponton két fontos megjegyzést kell tennem:

- (a) A (3.2) egyenlet és (2.20) egyenlet nem teljesen azonos. (3.2) egyenletben D parabolatükör átmérő helyett d lézernyaláb átmérő szerepel és $d < D$, mert a lézernyaláb nem világítja ki teljesen a parabolatükör felületét. Ekkor a fókuszált folt átmérőjét d -ből kell származtatni. Lásd az (2.20) egyenletet követő megjegyzést.
- (b) $d = 23mm$ -es nyalábkeresztmetszet oldallal, mint a másik irányú nyalábátmérővel számolva, a fókuszfolt másik irányú átmérője $d_0 = 2.642 \cdot 10^{-6}m = 2.642\mu m$ -nek adódik.

A számított fókuszátmérő ismeretében már a (3.1) egyenlet segítségével megmondható, hogy mekkora elállítódási szög engedélyezett a beállítások során. Tekintsük azt a már fentebb megszabott feltételt, miszerint a beállítás során a fókuszfolt átmérőjének 25%-os növekedését még engedélyezzük. Ezt figyelembe véve és adatainkat a (3.1) egyenletbe helyettesítve $\Delta\Phi$ -re a következőt kapjuk:

$$\underline{\underline{\Delta\Phi}} = \pm \frac{\pi w_0^2}{\lambda f_0 t g \Phi} \cdot \sqrt{\left(\frac{w_A}{w_0}\right)^2 - 1} = \underline{\underline{0.00012(rad) = 0.12(mrad)}}. \quad (3.3)$$

($d = 23mm$ -es nyalábkeresztmetszet oldalhoz tartozó fókuszátmérővel számolva $\Delta\Phi = 0.29mrad$ adódik.) Tehát a beállítások során maximálisan $\pm 0.12(mrad)$ (ill. $\pm 0.29(mrad)$) elállítódási szög engedélyezett, ha a fenti feltételeket betartjuk.

A parabolatükör beállításához használt elrendezés megépítése után a rendszerben található mechanikai alkatrészek pontosságát kísérletileg is ellenőriztem. Mérésekkel meghatároztam a $\Delta\Phi$ értéket, ami egyben a rendszer mechanikai elemeinek pontosságáról is ad információt. Méréseimből $\Delta\Phi_{mert} = 0.07mrad$ adódott. Ez az adat kisebb, mint a számított érték, tehát a tükörtartó kellően pontos beállítást biztosít az iránydiagnosztika révén. A kapott szögértékek igen kicsinyek, így igazolást nyert az a korábban

elhangzott állítás, amely szerint a parabolatükör pontos beállítása igen nehéz feladat. Mindezeket figyelembe véve kijelenthető, hogy kísérleteim precíz elvégzéséhez nagyon fontos lépés volt ezt a számítást is figyelembe véve a megfelelő pontosságot tudó, a parabolatükör beállítását segítő optikai elrendezés megtervezése majd felépítése. Miután a parabolatükört optimálisan beállítottam, a parabolatükör optikai tengelyét az iránydiagnosztikák segítségével rögzítettem, vagyis az optikai tengely helyzetét megjelöltem. Minden kísérlet előtt a beeső lézernyalábot tulajdonképpen az iránydiagnosztikák segítségével „ráfűztem a parabolatükör optikai tengelyére”, a parabolatükör mozdítása nélkül. Ez a beállítás egyszerű és jól reprodukálható, ami nagyon lényeges. Így a céltárgykísérleteim során nem volt szükség minden alkalommal a parabolatükör újraállítására.

Honnan tudjuk, mikor optimális a parabolatükörrel keltett fókusz, vagyis a tükör beállítása? Erre a kérdésre akkor adhatjuk meg a választ, ha a parabolatükör által keltett fókuszt – a tükör állítása közben – folyamatosan figyeljük, és amikor a fókuszt optimálisnak látjuk, akkor tekinthetjük a parabolatükört beállítottnak. A fókuszt egy erre a célra készített 248nm hullámhosszra optimalizált és korrigált négylencsés CaF_2 mikroszkóp objektív segítségével (3.6. ábrán MO) képeztem le egy ultraibolya hullámhossztartományra érzékeny – lineáris érzékenységű – CCD kamera chipjére. A leképező mikroszkóp fókusz távolsága $f = 13.212\text{mm}$, nagyítása 56-szoros, a lencsék átmérője $D = 6.200\text{mm}$, a CaF_2 lencsék törésmutatója $n = 1.467873$ [74]. Az objektívet tükörtartóba fogtam be, amely a lencserendszer kétirányú döntéséről gondoskodott, emellett lehetőség volt a beeső lézernyaláb irányával párhuzamosan és erre az egyenesre merőleges síkban való eltolásra is. Tehát ez a befogó rendszer is öt független szabadsági fok mentén volt állítható. A mikroszkóp objektív 753mm-es képtávolsága miatt a kamrába egy T9-cel jelzett fordító tükröt kellett beépítenem, amelynek segítségével a leképezett fókuszolt könnyen a CCD kamerára volt állítható. A méréshez használt CCD egy HAMAMATSU C7040 típusú kamera volt [72]. A 16 bites kamera rendszer egy nem hűtött Hamamatsu C7040 típusú detektor fejet [72], egy S7030-0908 típusszámú CCD kép szenzort, és egy C7557 típusszámú MCD kontrollert kiolvasó elektronikát foglal magába [73]. A chip függőlegesen 256, vízszintesen 532 pixelt tartalmaz, ebből az aktív pixelek száma függőleges irányban 250, vízszintes irányban 512. A chip aktív felülete $6.000\text{mm} \times 12.288\text{mm}$ (függőleges $\times$ vízszintes). Egy pixel mérete $24\mu\text{m} \times 24\mu\text{m}$ [72, 73]. A kamera chipjén látott fókuszolt képet számítógép segítségével rögzítettem tiff képformátumban.

Még egy fontos dologra figyelnem kellett a fókuszolt átmérőt meghatározó és a parabolatükör beállítását optimalizáló leképezés során: a lézerfókusz közelsége és ebből következően a nagy fókuszolt intenzitás miatt ne érje roncsolás a mikroszkóp objektív CaF_2 lencséit. Ezért az ultrarövid KrF impulzus energiáját szükséges volt olyan mértékben gyengíteni, hogy a fókuszbeli intenzitás már ne roncsolja a CaF_2 lencséket. Az energia gyengítését nem volt szabad hagyományos szűrők (szűrkeszűrők) segítségével

végezni, mert azok felületének rossz minősége elrontotta volna a jó optikai nyalábminőségű – síkhullám hullámfrontú – excimer lézernyalábot és ezzel a fókuszálás minőségét is, ami azt jelentette volna, hogy az ideálisnál jóval nagyobb átmérőjű és közel sem optimális intenzitáseloszlású fókuszot kaptunk volna. Ez pedig az elérhető fókuszbeli intenzitás csökkenésével járt volna. Mindezek elkerülése miatt a KrF nyalábot nem szűrőkkel, hanem a vákuumkamrán kívüli optikai asztalon a nyalábutakba helyezett $\frac{\lambda}{10}$ símaságú felületi minőségűre polírozott üveghordozókról való sorozatos visszaverődésekkel és ugyancsak a nyalábútba tett kvarchordozójú dielektrikum tükrön való transzmisszió segítségével gyengítettem, kihasználva a kvarchordozójú dielektrikum tükrök kb. 1%-os transzmisszióját és ismerve azt a tényt, hogy egy hordozó felületéről a rájuk eső nyaláb energiájának csupán néhány %-át tartalmazó energiájú nyaláb verődik vissza. (Lásd a 3.6. ábrán feltüntetett T1 cserélhető és T4 üveghordozókat, továbbá a T10 kvarchordozójú dielektrikum tükröt.) Ezek ismeretében már érthető, miért volt szükség az 3.3. ábrán megjelölt T1 és T4-T5 optikai elemeket tartó bonyolult tükrőtartókra. A T1 tartóban egy mozdulattal kicserélhető a dielektrikum tükrök a gyengítésre használt üveghordozóra, és a T4-T5 csúszkás konstrukciójú tartó esetén gyengítéskor a T4 üveghordozó egy mozdulattal a nyalábútba tolható. Ezeken kívül a T4 hordozó után a nyalábba, a nyaláb optikai tengelyére közel merőlegesen betett T10 kvarctükrök (hátsó felülete is $\frac{\lambda}{10}$ optikai minőségűre polírozott) a rendszer harmadik olyan eleme, amely a KrF impulzus energiájának optikailag jó minőségű redukálásáról gondoskodik. Ezen elemekről való egymást követő reflexiók, majd a transzmisszió során a lézernyaláb hullámfrontja nem szenved torzulást és ezek az elemek elegendő nyalábenergia-gyengítést biztosítottak ahhoz, hogy a mikroszkóp objektív CaF_2 lencsége ne roncsolódjanak az azokat érő lézerintenzitás hatására [75–78]. Az alábbiakban megadom az előzetes számításokból kapott fókuszbeli várható intenzitás értéket, majd pedig az egyes gyengítési lépésekben a fókuszot leképező mikroszkóp objektív első lencséjét érő intenzitás értékeket.

Az első lépésben a (3.2) egyenletben adódott fókuszátmérő és a lézerfény szükséges paraméterei segítségével kiszámítottam a fókuszban várható intenzitást. A lézer energiáját $E = 15mJ$ -nak, impulzushosszát a vákuumkamránál $\tau = 700fs$ -nak tekintem. Figyelembe véve, hogy a fókusz kör keresztmetszetű, akkor a területe $A = \left(\frac{d_0}{2}\right)^2 \cdot \pi$ módon számítható. A fókusz síkbeli intenzitás a jelöléseinkkel: $I = \frac{E}{A \cdot \tau}$. Tekintettel kell még lenni arra, hogy a diffrakció-limitált fókusz Airy-féle eloszlásába, a főmaximumon belül maximálisan a teljes energia kb. 86%-a eshet [65]. Emellett vegyük úgy, hogy az eloszlás főmaximuma félértékszélességén belülre (fókuszfolt átmérőhöz tartozó szélesség) a teljes főmaximumbeli energia kb. 50%-a eshet (becsléshez elegendő). Így

$$\underline{\underline{I_{szam}}} = \frac{E}{\left(\frac{d_0}{2}\right)^2 \cdot \pi \cdot \tau} \cdot 0.86 \cdot 0.50 \approx 3.89 \cdot 10^{17} \frac{W}{cm^2}. \quad (3.4)$$

Ezt követően számítások útján megbecsültem, hogy mekkora intenzitás éri a fókuszot

leképező mikroszkóp objektív fókuszhoz legközelebb eső CaF_2 lencsáját. A számolás elve a következő volt:

Legyen a parabolatükörre beeső nyaláb energiája E , impulzushossza τ , keresztmetszetének területe A_0 , és az ezekkel a paraméterekkel kifejezett intenzitása $I_0 = \frac{E}{A_0 \cdot \tau}$. A fókusz után a táguló nyalábútba tett mikroszkóp objektív lencsájének lézerefény által kivilágított felülete legyen A_1 , a lézernyaláb energiája és impulzushossza ezen a helyen is E és τ . A lencsét érő intenzitás $I_1 = \frac{E}{A_1 \cdot \tau}$. E két intenzitásra vonatkozó összefüggésből a lencsét érő intenzitás kifejezhető, mint $I_1 = \left(\frac{A_0}{A_1}\right) \cdot I_0$.

A nyaláb keresztmetszete a tükör előtt $A_0 = 2.3cm \times 3.5cm = 8.05cm^2$. Az A_0 keresztmetszetű nyaláb intenzitása $I_0 \approx 2.66 \cdot 10^9 \frac{W}{cm^2}$. A mikroszkóp objektív első lencséje kb. $10mm$ -re van a fókusztól, mint tárgytól, és a lencse felülete (amit a sugárzás ér) $A_1 = 0.02cm^2$. Ezeket figyelembe véve a mikroszkóp objektív fókuszhoz legközelebb eső lencsáját érő intenzitás:

$$\underline{\underline{I_{lencse}}} = \left(\frac{A_0}{A_1}\right) \cdot I_0 \approx \underline{\underline{1.07 \cdot 10^{12} \frac{W}{cm^2}}}. \quad (3.5)$$

A CaF_2 roncsolási határa az általunk használt lézerimpulzus esetén kb. $10^{11} \frac{W}{cm^2}$ [79,80], ami kisebb, mint a lencsére eső számított intenzitás. Ez azt jelenti, hogy ha az energia gyengítése nélkül fókuszált nyaláb után tennénk be az objektívet a nyalábútba, akkor annak a fókuszhoz legközelebb eső lencséje roncsolódna a rá jutó intenzitás hatására. Ezekből következően a lézernyaláb energiáját legalább egy nagyságrenddel gyengíteni kell, mégpedig a korábbiakban már leírt módon és feltételeket megtartva.

Ezek után kiszámítottam, hogy mekkora intenzitás jut a lencsékre, ha alkalmazom a gyengítéseket. Ha a parabolatükörre eső nyaláb útjába azt a mindkét oldalán optikai minőségűre ($\frac{\lambda}{10}$) polírozott kvarchordozójú dielektrikum tükröt helyezünk, amelynek transzmissziója $T = 1.3\%$, akkor a parabolatükörre eső nyaláb intenzitása az alábbiak szerint változik: $I_0^{(1)} = I_0 \cdot 0.013$. Ezt és a (3.5) egyenletet figyelembe véve a mikroszkóp lencsáját érő intenzitás ebben az esetben:

$$\underline{\underline{I_{lencse}^{(1)}}} = \left(\frac{A_0}{A_1}\right) \cdot I_0 \cdot 0.013 = I_{lencse} \cdot 0.013 \approx \underline{\underline{1.39 \cdot 10^{10} \frac{W}{cm^2}}}. \quad (3.6)$$

Ez az érték pedig már kisebb, mint a CaF_2 roncsolási határa, azaz *ez a gyengítés szükséges és már elégséges is ahhoz, hogy a fókuszolt leképezéséhez használt mikroszkóp objektív lencséit megóvjam a ráeső lézerefény intenzitása miatt az azt érő károsodásoktól.*

Korábban már említést nyert, hogy az optikai rendszerünket úgy építettem fel, hogy esetlegesen még további két nyalábenergia-gyengítési lehetőségre is sor kerülhessen, a nyalábútba helyezett és tölt polírozott üveghordozókról való visszaverődések által. Erre

azért is szükség van, mert beállításkor a lencserendszer fókuszról való távolságát változtatom, és a fókusz 10mm -nél közelebb is kerülhet az objektív első lencséjéhez. Azaz a lencsére a számítottnál nagyobb lézerintenzitás is eshet. Az alábbiakban megadom, hogy kb. mekkora a mikroszkóp objektív fókuszhoz legközelebb eső lencsét érő intenzitás, ha a fent leírt $T = 1.3\%$ transzmissziójú kvarc tükör mellett először az egyik üveghordozó, majd a másik üveghordozó is a nyalábútba kerül. A számolásoknál figyelembe vettem, hogy ha egy üvegfelületre beeső nyaláb energiája E , akkor az onnan visszaverődött nyalábé $E \cdot 0.04$. Az első esetben:

$$\underline{\underline{I_{lencse}^{(2)}}} = \left(\frac{A_0}{A_1} \right) \cdot I_0 \cdot 0.013 \cdot 0.04 \approx \underline{\underline{5.56 \cdot 10^8 \frac{W}{cm^2}}}. \quad (3.7)$$

Míg a második esetben, ha mind a két üveghordozó is a nyalábútban van:

$$\underline{\underline{I_{lencse}^{(3)}}} = \left(\frac{A_0}{A_1} \right) \cdot I_0 \cdot 0.013 \cdot 0.04 \cdot 0.04 \approx \underline{\underline{2.22 \cdot 10^7 \frac{W}{cm^2}}}. \quad (3.8)$$

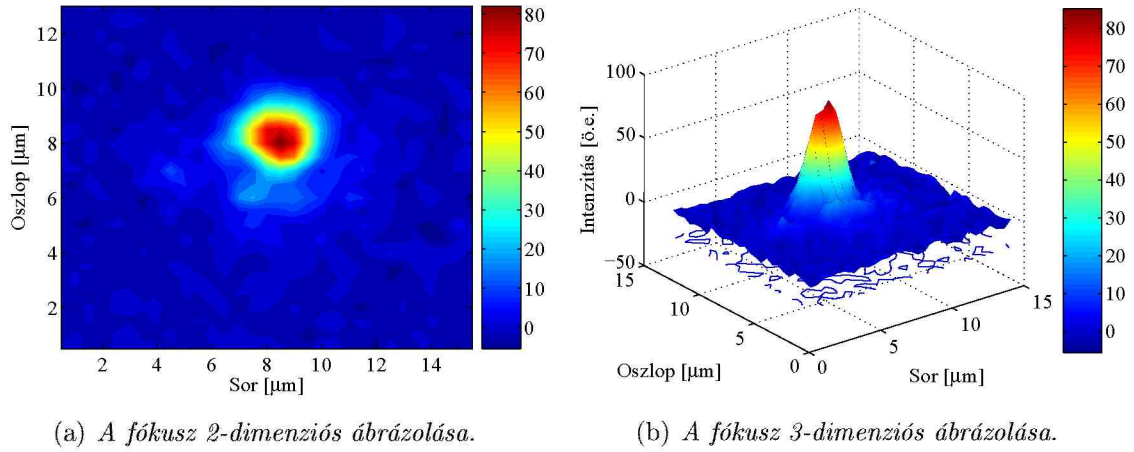
A fent leírt rendszer segítségével gyengített ultrarövid KrF lézerimpulzus parabolatükörrel keltett fókusza folyamatosan figyelemmel kísérhető volt. A parabola sikeres beállítása után pedig a CCD kamerára leképezett fókuszolt, – mint a CCD által „látott kép” – számítógépre elmenthető, majd későbbi elemzésekre felhasználhatóvá vált.

3.4.2. A femtoszekundumos ultrarövid lézerimpulzus fókuszával kapcsolatos mérési eredmények

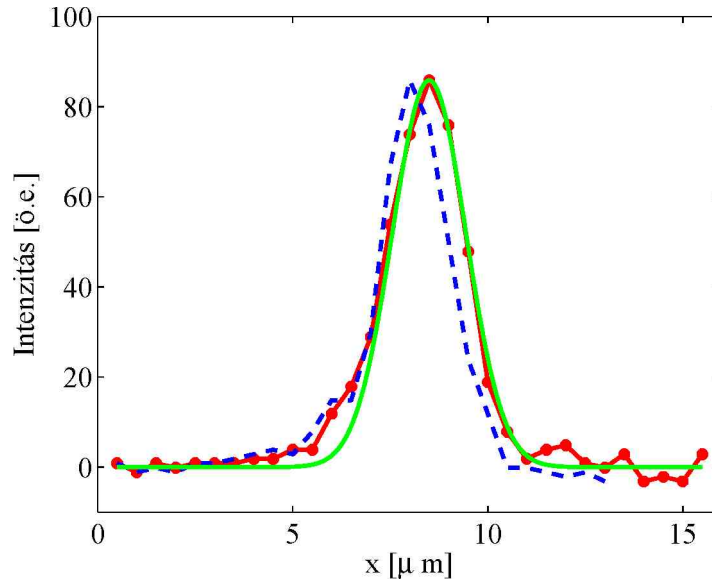
A rögzített kép számítógépen való feldolgozásával lehetőségem volt a fókuszsíkbeli energiaeloszlás, majd abból pedig a fókuszátmérő meghatározására. Az eredmények értékelése során a leképezés nagyításának figyelembe vételével a kamerachip monitoron megjelenő pixeleinek méretét mikrométerekké konvertáltam. A 3.7. ábra (a) része a fókuszolt síkbeli, (b) része pedig térbeli intenzitás-eloszlását mutatja.

A színes ábrán vörös színárnyalatokkal a nagyobb-, kékes színárnyalatokkal a kisebb intenzitású részleteket skálázta a program. A 3.7. ábra (a) részén jól látható, hogy a folt kissé ellipszis alakú. Ez a karakterisztika szükségessé tette a fókusz intenzitás-eloszlásának két, egymásra merőleges irányú metszetben való vizsgálatát. Ezt a két irányt a kép sorai (x) és oszlopai (y) irányai jelölték ki. Ennek megfelelően elkészítettem a fókusz ezen két irányú intenzitás-eloszlás metszetét és a metszetből meghatároztam a folt adott irányokba eső átmérőjét. Foltátmérőként a fókusz Airy-féle eloszlása főmaximumának félérték-szélességét tekintettem. A fentebb mutatott fókuszolt x- és y-irányú intenzitás-metszeteit mutatja a 3.8. ábra.

Az ábrán piros folytonos vonal jelöli a sorirányú, kék szaggatott vonal pedig az oszlopirányú intenzitás-metszetet. A vízszintes tengelyen a sor- illetve oszlopirányú



3.7. ábra. (a), (b) A KrF lézerfókusz folt intenzitás-eloszlásának 2- (a) és 3-dimenziós (b) ábrázolása. Az (a) ábráról látható, hogy a fókuszfolt nem tökéletesen kerek, hanem kissé vízszintesen elnyúlt, ellipszis alakú.



3.8. ábra. A fókuszfolt pixelsor (x -irány és piros folytonos vonal) és pixeloszlop (y -irány és kék szaggatott vonal) irányú intenzitás metszetei a pixelsor irányú eloszláshoz számított Gauss-függvénnyel (zöld görbe). Az ábra vízszintes tengelyén a sor- ill. oszlop-irányú méretet tüntettem fel.

kiterjedést, méretet tüntettem fel μm -ben. A $23\text{mm} \times 35\text{mm}$ **keresztmetszetű KrF lézernyaláb vákuumbeli fókuszátmérőjének** $(2.3\mu\text{m} \pm 0.5\mu\text{m}) \times (2\mu\text{m} \pm 0.4\mu\text{m})$ (vízszintes $\times$ függőleges méret) adódott. Ezek az eredmények is jelzik, hogy

a folt kissé ellipszis keresztmetszetű. Az átmérő alapján meg tudtam határozni a lézernyaláb térbeli, vagy keresztirányú koherenciájának mértékére utaló mennyiséget. Azt kaptam, hogy **a nyaláb kb. 1.1-szeresen volt diffrakció-limitált**. Mivel a lézer fókuszfoltjának átmérője a CCD kamerán kb. 5 pixelnek felelt meg és maga a teljes folt sem volt sokkal nagyobb, ezért a fókuszfoltot jobban felbontani nem tudtam.

A folt elemzése során arra is kíváncsi voltam, hogy a 3.8. ábrán is látható első ránézésre Gauss-szerű intenzitás-metszetek mennyire követik a tényleges Gauss-eloszlást. Ezért az egyes intenzitás metszetekre a mért eloszlás félértékszélességével és eloszlás-maximumával rendelkező Gauss-függvényt számítottam, majd rajzoltam fel. Példaként egy ilyen számított (nem illesztett) Gauss-függvényt mutat a 3.8. ábra zöld színnel kihúzott görbéje. Ez a görbe a sorirányú (x-irány és az ábrán piros vonal) intenzitás-profilhoz készült. Jól látható, hogy a két görbe igen jól együtt fut még annak ellenére is, hogy nem illesztett Gauss-görbét ábrázoltam. Ez az eredmény azt mutatja, hogy a mért intenzitás-eloszlások profilja igen jó közelítéssel Gauss-eloszlást mutat.

Ezt követően a mért háromdimenziós intenzitás-eloszlási képet felhasználva meghatároztam, hogy a beeső lézerenergia hány százaléka esik a fókuszfolt főmaximumának félértékszélességen belül eső részébe. Ennek a problémának a megoldása ekvivalens azzal, hogy tulajdonképpen meg kell határozni a háromdimenziós intenzitás-eloszlás félértékszélességéhez tartozó intenzitás háttérzaj síkja feletti felület alatt bezárt térfogatot, továbbá a teljes folt eloszlási kép háttérzaj síkja feletti burkolófelülete alatti térfogatot, majd ezt a két értéket el kell osztani egymással. Ezt követően megkapjuk a keresett energia hányadot százalékban. A térfogatok meghatározása a CCD kép pixelmátrixa diszkrét adataival való integrálást jelentett. Ezt az értékelési elvet követve a mérésekből az adódott, hogy **a folt félértékszélességén belül a teljes lézerenergia $36 \pm 1\%$ -a jutott**. A feltüntetett hiba a mérések értékelésekor a területarányok számításakor adódott eltérésekből ered.

A fentiek mellett a mért fókuszfolt-eloszlásokat felhasználva kiszámítottam, hogy a teljes lézerenergia hány százaléka esik az eloszlás teljes főmaximumán belüli részre. A főmaximum széleinek azokat a pontokat tekintettem, ahol az érték elsőként eléri a háttérzaj mértékét. Itt jegyzem meg, hogy az eloszlások elemzése során azokban nem voltak felfedezhetők a külső Airy-féle gyűrűk. A mérésekből azt kaptam, hogy **a teljes lézerenergia kb. 77%-a esett az Airy-féle eloszlási minta főmaximumán belülre** [76]. Ha ezt az értéket összehasonlítjuk a diffrakció-limitált fókuszra adódó értékkel (ami 86%, lásd a 2.4. alfejezetben), akkor azt mondhatjuk, hogy a mért értékkel igen jól megközelítettem az elméletileg kapható eredményt. Ez azt is jelenti, hogy *a parabolatükör beállítása jól sikerült, a fókuszálás jó, szép, közel diffrakció-limitált fókuszfoltot kaptunk*.

Ha a kapott fókuszátmérő értékét összehasonlítjuk a (3.2) egyenletben kapott $1.736\mu\text{m}$ -es számított értékkel, az mondható el, hogy a mért fókuszátmérő maximum kb. 33%-kal növekedett a számított értékhez képest. Ez azt jelenti, hogy a várakozások-

nak megfelelően, nagyobb fókusztávolságot kaptunk kísérleti úton, mint a mérést megelőző becslésekből. A mért és a számított fókusztávolság közötti eltérésnek több oka lehet: pl. a használt lézernyaláb nem ideális Gauss-nyaláb és ezeken kívül a parabolatükör felülete sem tökéletes. Ezek okozhatnak fókusztávolság növekedést a számított értékhez képest. Valószínűsíthető, hogy a fókusztávolság növekedéséhez a legfőbb járulékat a parabolatükör felületi hibái adják. (Ehhez további bizonyítékot lásd alább.)

A fókusztávolság kísérletből nyert méretének ismeretében a (3.4) egyenlet alapján, most már könnyen kiszámítható, hogy mekkora a nyaláb fókusztávolságkor kapott vákuumbeli intenzitás. Adatainkat felhasználva:

$$\underline{\underline{I_{mert}}} = \frac{E}{\left(\frac{d_{1(mert)} \cdot d_{2(mert)}}{2}\right) \cdot \pi \cdot \tau} \cdot 0.36 \approx \underline{\underline{2.2 \cdot 10^{17} \frac{W}{cm^2}}}. \quad (3.9)$$

Emlékezzünk arra, hogy az (3.4) egyenlet alapján számított, becsült fókusztávolság intenzitás $I_{szam} = 3.89 \cdot 10^{17} \frac{W}{cm^2}$ volt. Az I_{mert} és I_{szam} közötti eltérés két fő oka az, hogy a két esetben más volt a fókusztávolság, továbbá a parabolatükör hibái is csökkentették a fókusztávolság teljesítményt.

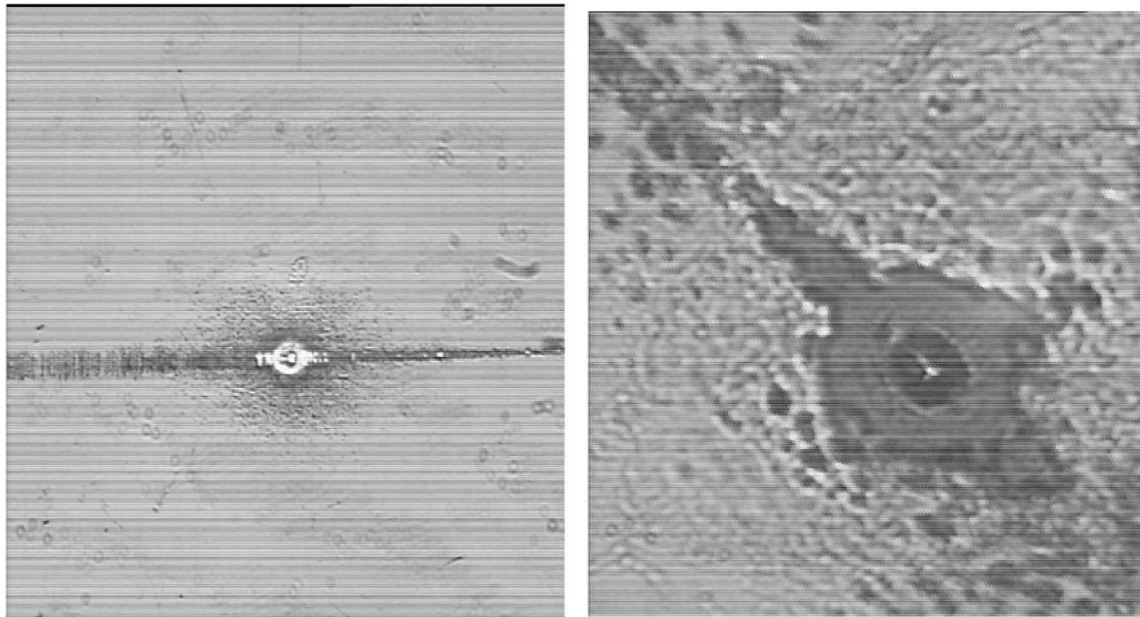
Figyelembe véve, hogy a lézernyaláb céltárgy síkjára való beesési szöge 45° , a vákuumban kör vagy kissé ellipszis keresztmetszetű fókusztávolság a céltárgy síkjára való beeséskor ellipszissé torzul. Ennek figyelembevételével a céltárgyon lévő I_{target} intenzitás csökken. Értéke:

$$\underline{\underline{I_{target}}} \approx \underline{\underline{1.5 \cdot 10^{17} \frac{W}{cm^2}}}. \quad (3.10)$$

Ez az érték így is közel két nagyságrenddel nagyobb, mint korábbi kísérleteinkben volt.

Fentebb szó volt arról, hogy a kísérletekben kapott fókusztávolság növekedett a számított értékhez képest és ennek fő oka a parabolatükör felületének nem tökéletes volta. Az általam használt parabolatükör felületét alumínium tömbből való marás segítségével alakították ki, gyémánt esztergaként használva. A megmunkálás módszere miatt a tükrök felületében körkörös, ún. abroncs-struktúra maradt vissza még a tökéletes polírozás ellenére is. Ez az abroncs-struktúra a tükrőről való visszaverődéskor a visszavert fény szóródását okozza. Ezt a jelenséget más csoport kísérleteiben is megfigyelték [71]. Ennek eredményeképpen a fény a fókusztávolságban is kissé szórt lesz. Erre bizonyítékot szolgáltatott a céltárgyra való lézerlövés után visszamaradt kráter körüli anyagréteg szerkezete. A 3.9. ábrán üveghordozóra felvitt alumínium céltárgyon, egy lövés után megjelent tipikus krátert és a kráter körül kialakult struktúrát láthatunk.

A bemutatott kráter sokkal nagyobb, mint a fókusztávolság, egy kráter átmérője kb. $100\mu m$. A kráter a hidrodinamika elvei szerint alakult ki a lézer impulzushosszával nagyobb időskálán. A lézerimpulzusból abszorbeált energia kis adagokban elraktározódik a céltárgy anyagában, majd az anyag az adott helyen felmelegszik. A melegedés



(a) A lézerlövés nyoma az üvegre párologtatott alumínium céltárgyon. (Mikroszkóp alatt készült felvétel.) (b) A lövési kráter és közvetlen környéke. (Mikroszkóp alatt készült felvétel.)

3.9. ábra. (a), (b) Lövési kráterek alumínium céltárgyon. A lövési nyomok közepein lévő ellipszis alakú foltok a lézerfókusz nyomai a mintán. Ezek fehér közepe az intenzív forró fókusz helye. A foltot körülvevő sötét pontok a kráter köré kiszórt anyagmaradványok. Az (a) ábrán látható majdnem vízszintes csík a tükör által okozott szárny-struktúra nyoma a mintán.

hatására a kis területen megnő a nyomás és a nagy nyomás hatására az anyag kirobban a helyéről, ezzel kis krátert hagyva maga után. Ezt a jelenséget „pontrobbanásnak” is nevezik. A kráter és a fókusz átmérője nem áll közvetlenül kapcsolatban egymással. A fent leírt tükörfelületi abroncs-struktúra miatt, a fókuszban szóródott impulzus a céltárgy kráter melletti területének összetöredezettségéhez vezet. Az összetöredezett anyagrész apró sötétebb foltok formájában jól kivehető a 3.9. ábra (a) és a nagyított (b) képen is. A 3.9. ábra (a) és (b) képen is felfedezhető a lézer folt közepén elterülő sötétebb árnyalatú korong közepén látható kis, éles világos pont, amely a fókusz legforróbb részének nyoma a mintán.

Ez a töredezettség a kráter mellett mindkét oldalirányban húzódó „szárnyak” alakjában is mutatkozik. Ezek a hosszú, szárny formájú foltok a kráter méretéhez képest igen nagyok (lásd a hosszú, majdnem vízszintes sötét csíkot a 3.9. ábrán), azonban energetikailag jelentéktelenek. Ez alatt azt kell érteni, hogy a szárnyakba a lézerenergiának csak elenyésző hányada esik, amit a fókuszfolt kísérleti elemzése során ellenőriztem. A céltárgykísérletek során vigyázni kellett arra, hogy ezek a lövési struktúrák ne fedjék át egymást. Abból a célból, hogy ezeknek a struktúráknak az átlapolódását elkerüljük,

egy számítógép által vezérelt céltárgymozgató mechanikát használtam. A céltárgymozgató révén a lézer lövésről-lövésre a minta mindig új felületelemét érte. Ezen kívül, a szárnystruktúra méretének csökkentésére a lézersugár „szárnyait” közvetlenül a céltárgy előtt elhelyezett apertúra ernyő segítségével blokkoltam, kitakarva ezzel a fókuszon kívülre szóródott fény nagy részét.

A nagyintenzitású fókusz paramétereinek ismeretében a következő lépésben sor kerülhetett a lézer KrF erősítőjéből származó ESE fókuszálhatóságának vizsgálatára. Ezt ismertetem a következőkben.

A korábbiakban már említett és a femtoszekundumos impulzus fókuszálásához használt kísérleti elrendezést felhasználva megvizsgáltam a KrF erősítőből származó ESE fókuszálhatóságát. Meghatároztam az ESE fókusz átmérőjét, majd pedig a fókuszált intenzitást. Erre a vizsgálatra azért volt szükség, hogy meg tudjam mondani, mekkora a mérések során az intenzitás-kontraszt, tehát a femtoszekundumos nyaláb fókuszálása során nyert intenzitás és az ESE fókuszálásával adódott intenzitás hányadosa. A nagy intenzitás-kontraszt szükséges feltétele a jó lézerplazma kísérletek végrehajtásának.

A mérés folyamán csak a KrF erősítőből származó ESE-t fókuszáltam. Ehhez a lézerrendszerben kitakartam a KrF erősítőbe jutó femtoszekundumos nyalábot, így a lézer kimenetén csak az erősítőből származó ESE jelent meg, amivel dolgozhattam. Mivel az ESE intenzitása jóval kisebb, mint a femtoszekundumos főimpulzusé, az ESE fókuszának leképezése során a korábban használt gyengítések nem volt szükség. (Az ESE impulzus intenzitása a leképező mikroszkóp objektív lencséjén jóval a MgF_2 korábban már említett roncsolási küszöbe alatt maradt (ezt a kísérletek előtt számolással ellenőriztem)).

A mérési eredmények azt mutatták, hogy az $E_{ESE} = 1mJ$ energiájú, $\tau_{ESE} = 15ns$ impulzusidejű *ESE impulzus fókuszfoltjának átmérője*, $d_{ESE} \approx 0.5mm$. Ezzel az értékkel számolva az ESE fókuszbeli intenzitása:

$$\underline{\underline{I_{ESE}}} \approx \frac{E_{ESE}}{A_{ESE} \cdot \tau_{ESE}} \approx 10^7 \frac{W}{cm^2}. \quad (3.11)$$

Ez az érték hasonló ahhoz, mint ami a korábbi, kisebb fókuszált intenzitással végzett kísérleteink során jellemző volt. A kapott eredményeimet felhasználva, *az intenzitás-kontraszt*:

$$\frac{I_{target}}{\underline{\underline{I_{ESE}}}} \approx \frac{1.5 \cdot 10^{17} \frac{W}{cm^2}}{10^7 \frac{W}{cm^2}} = \underline{\underline{1.5 \cdot 10^{10}}}. \quad (3.12)$$

A KrF excimer-festéklézer rendszer nyalábjának fókuszálása során végzett kísérletek eredményeit összefoglalva az alábbiak mondhatók el:

Szubpikoszekundumos KrF lézerimpulzust parabolatükörrel fókuszáltam. A kísérletből kapott fókuszfolt részletes elemzésével megállapítottam a folt

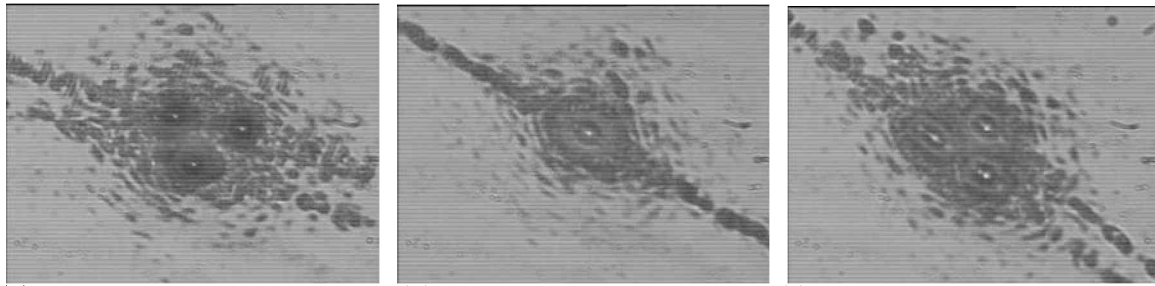
legfontosabb paramétereit. Az átmérő $2.3\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$ -nek adódott, a folt félértékszélességén belül a teljes lézerenergia $36 \pm 1\%$ -a, míg az Airy-eloszlás teljes főmaximumába az összes energia kb. 77% -a esett. A fókuszbeli intenzitás vákuumban $2.2 \cdot 10^{17} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, a céltárgyon $1.5 \cdot 10^{17} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ volt. Ezek az értékek úgy két nagyságrenddel nagyobbak, mint régebbi – lencsés fókuszálással végzett – kísérleteinkben. A korábbi, gyűjtőlencsével történt fókuszáláshoz képest azonban nem növekedett ESE intenzitás. Mindezek eredményeképpen az intenzitás-kontraszt a korábbi kísérleteinkre jellemző értéknél két nagyságrenddel lett nagyobb. [75–77, 81].

3.4.3. A céltárgyak helyzetének optimalizálása a fókuszpozícióhoz

A céltárgykísérletekhez elengedhetetlenül szükséges volt a céltárgy síkjának a fókuszhoz történő pontos beállítása. Ez azt jelenti, hogy a minta síkját igen pontosan össze kellett hoznam a fókuszsíkkal, mert csak így volt biztosítható a céltárgy felületén a nagy intenzitás. A következőkben a Hartmann-lemezes mérési technikáról teszek említést, amely segítette a céltárgyak síkjának a fókuszpozíciójához való „durva” beállítását.

Az egyik legelterjedtebb módszer, a céltárgyak pozíciójának fókuszhoz történő optimalizálásához, a *Hartmann-lemez segítségével való pozíciókeresés*. Ennek a sokak által igen jól ismert fókuszhelyzet keresési módszernek a lényege a következő: a vákuumkamrába belépő téglalap keresztmetszetű lézernyalábból három, kb. 5mm átmérőjű, kör keresztmetszetű nyalábrészt vágunk ki úgy, hogy a három nyaláb egy háromszöget alkotva (a háromszög három csúcspontját reprezentálva) jusson a fókuszáló optikára, esetemben a parabolatükörré. A fókuszáló optika fókuszálja a három nyalábrészt. Nyilvánvaló, hogy a fókuszbán a három nyaláb egy ponttá fókuszálódik, azonban a fókuszelőtt és után is három nyalábrész terjed azzal a különbséggel, hogy a fókuszelőtt és után a nyaláb által alkotott háromszög pozíciója ellentétes. (A fókuszelőtt a háromszög a feje tetejére fordul.)

Ha a céltárgyat a nyaláb terjedésével párhuzamosan lövésről-lövésre mozgatjuk, akkor a fókuszálás révén a céltárgyon hagyott fókuszkáterek geometriájának segítségével a fókuszpontos helye meghatározható. A céltárgy helyzetének függvényében mérjük, majd ábrázoljuk az egyes mintapozíciókhoz tartozó kráterpontok közepeinek távolságát. (A lövés kráterek mikroszkóp alatt szépen láthatók.) Ha a kráterek által meghatározott háromszög elhelyezkedése fordul, akkor a távolságokat negatív előjellel vesszük figyelembe. Itt jegyzem meg, hogy amennyiben a lézerimpulzus ESE tartalma nagy, abban az esetben nagyobb lövés krátereket kapunk, mivel az ESE fókuszálhatósága lényegesen rosszabb, mint a szubpikoszekundumos, rövid impulzusé. Az ábrázolt mérési pontokra egyenest illesztve, az egyenes vízszintes-tengely metszete adja meg a fókuszhelyét a céltárgy mozgatása során. A beállítás pontosságát a céltárgy eltolási



(a) A céltárgy a fókusz előtt van. (b) A céltárgy a fókuszban van. (c) A céltárgy a fókusz mögött van.

3.10. ábra. (a), (b), (c) Lövési kráterek alumínium céltárgyon Hartmann-lemezes mérőssorozat után. A sötét foltok közepein megjelenő kis fehér pontok a nyalábrészek fókuszai. Az (a) és a (c) ábrákon jól látszanak a fókuszok által hagyott háromszögek csúcspontjai és a három pont által alkotta háromszög pozíciójának fordulása. A (b) ábrán a három nyalábrész egy ponttá fókuszálódott.

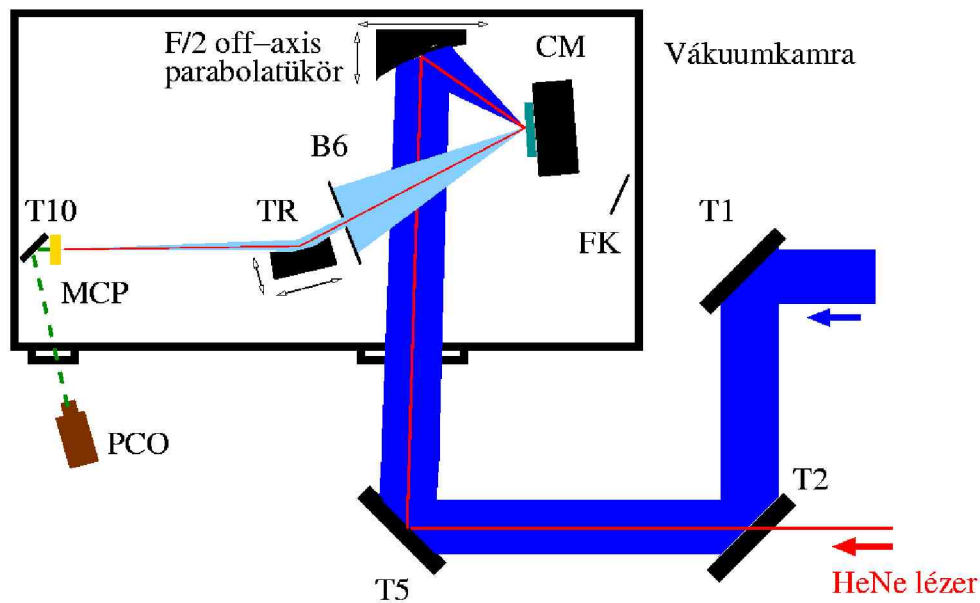
pontosságának mértéke (eltolóasztal mikrométer orsójának skálázása), a lövési kráterek középpontjai távolságának mikroszkóp alatti leolvasási pontossága határozza meg. (Nagy ESE tartalom esetén a kráterek nagyobb mérete miatt ez a leolvasás nagyobb hibával tehető csak meg.) A eredmények azt mutatták, hogy ezen beállítás pontossága kb. $\pm 20\mu m$. Ez túl nagy hiba a fókusz Rayleigh-hosszána értékéhez képest, ezért a beállítás pontosságát javítani kellett más olyan módszer segítségével, amelyről egy későbbi fejezetben lesz szó. Az 3.10. ábra egy Hartmann-lemezes mérésakor keletkező lövési kráter-sorozatot mutat alumínium céltárgy felületén. Az (a) ábrán a céltárgy síkja a fókusz elé, a (b) ábrán a céltárgy síkja a fókuszra, míg a (c) ábrán a céltárgy síkja a fókusz mögé esett.

3.4.4. A vákuum-ultraibolya spektrométer elrendezés

Az elrendezés három fő eleme: maga a minta, pontosabban annak felületén keltett plazma forrás, a spektrométer-rács és a detektor. Ebben az alfejezetben erről a három komponensről esik szó ebben a sorrendben. A fejezet végén a spektrométer kalibrációját ismertetem.

Az ideális fókusz beállítása után kerülhetett sor a szilárdtest céltárgyakon történt kísérletek elvégzésére. A céltárgykísérleteket a 3.11. ábrán látható elrendezés segítségével végeztem.

A parabolatükör által fókuszált lézernyaláb a CM céltárgymozgató mechanikába befogott céltárgyak felületét érte. A minták 5cm átmérőjű float üvegre felvitt anyagok voltak. (Részletesebben lásd később). Kísérleteimben minden lézerlövés a céltárgy



3.11. ábra. A vizsgálatokhoz használt vákuum-ultraibolya (VUV) spektrométer elrendezés. Az ábra jelölései szerint CM a céltárgymozgató mechanikát, B6 a rács előtt elhelyezett blendét, TR a holografikus reflexiós toroidális rácsot és MCP a detektorként használt mikrocsonatornás lapkát jelentik. A PCO kamera az MCP foszforernyőjén való felvillanásokat rögzítette. A tükör és a rács melletti nyilak a lehetséges mozgatások irányait szimbolizálják.

friss felületelemét világította meg. Ennek eléréséhez szükséges volt a céltárgy forgatása minden lézerlövés után. Miután a céltárgy egy teljes kört fordult, a mechanika tolóasztala vízszintes irányban tolt egy kicsit a mintán és újabb friss kör kezdődhetett a targeten, most már kisebb sugáron, és így tovább. Tehát a lövések koncentrikus körök rajzolatában haladtak a céltárgy szélétől a körlap középpontja felé. A céltárgymozgató mechanika eltolóasztalon állt, ezáltal lehetőség volt a céltárgy eltolására a felületére merőleges irányban is akár vákuum alatt, tehát kísérletek végzése közben. Ezt a műveletet az eltolóasztal mikrométerorsójára erősített mechanikai vákuumátvezetés segítségével hajtottam végre. A minta ilyen irányú pontos eltolására azért volt szükség, mert a minta függőleges síkját a fókusz nyalábnyak-tartományába (konfokális paraméter) kellett állítani, figyelembe véve, hogy a fókusz Rayleigh-hossza a becslésnek használt számítás szerint, diffrakció-limitált Gauss-nyalábra:

$$z_{0(szam)} = \underline{\underline{z_{R(szam)}}} = c \cdot \pi \cdot \left(\frac{f}{d}\right)^2 \cdot \lambda = \underline{\underline{7.83\mu m}}. \quad (3.13)$$

($d = 23mm$ -es nyalábkeresztmetszet oldallal, mint nyalábátmérővel számolva a Rayleigh-hossz: $z_{0(szam)} = 18.13\mu m$ -nek adódik.)

A céltárgymozgató mechanika vezérlése (mozgatása) számítógéppel történt, egy általam írt program segítségével. A mozgató mechanika mintát befogó feje a három beállítócsavarja révén lehetővé tette a céltárgy síkjának a céltárgyra beeső lézernyaláb optikai tengelyére való merőlegessé állítását $3\mu m$ -en belüli pontossággal. Ezáltal biztosítható volt, hogy a céltárgy függőleges síkja mindvégig a fókusz konfokális tartományán belül mozogjon.

A céltárgyról a nyaláb 45° -os tükörszerű visszaverődési iránynak megfelelő szögben terjedt, majd érte el a vákuum ultraibolya spektrométer bontóelemét a *Jobin-Yvon*-féle holografikus toroidális reflexiós rácsot [82]. A nagy kúpszögű visszavert sugárzásból a rácsra nem eső felesleges részt kitakartuk. A rács fontosabb paramétereit a 3.2. táblázat tartalmazza.

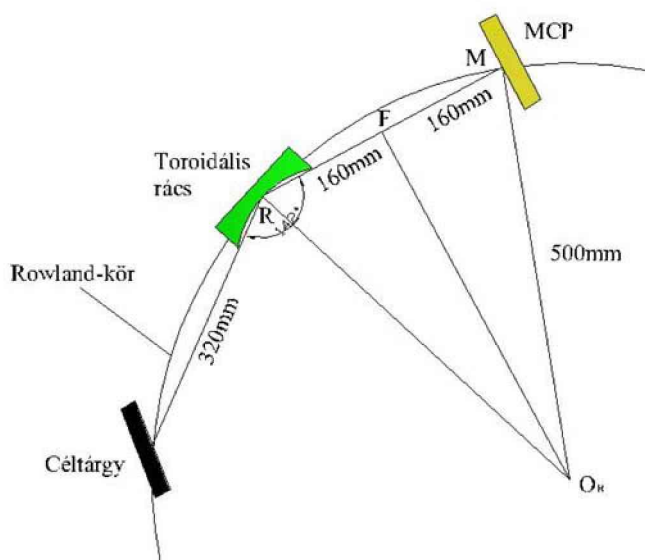
Spektrális tartomány Å	Maximális hatásfok Å	Vonalak száma /mm	Felbontóképesség (teljes apertura) Å	Diszperzió Å/mm
200 – 1500	350	550	4	20

3.2. táblázat. *A holografikus toroidális rács adatai.*

A rácsot befogó és forgató mechanikát szintén mi terveztettük, majd készítettük el. Ezt a mozgató mechanikát x-y asztalra építettem fel, ezáltal biztosítva a rács pontos beállíthatóságát. A toroidális reflexiós rács a spektrométerben 1:1 módon pontot-ponttá képezett, tehát a spektrométer karjainak hossza mindkét kar esetén azonos volt, nevezetesen $320mm$.

A spektrométerünk detektora egy foszforernyővel ellátott dupla mikrocatornás lapka (microchannel-plate, MCP). A detektor üzemeltetéséhez szükséges magasfeszültséget nagyfeszültségű vákuumátvezetések és alkalmas kábelek segítségével kötöttük össze a detektor vákuumkamrán belüli kivezetéseivel és a kamrán kívüli nagyfeszültségű tápegységekkel. Az MCP detektor foszforernyőjén látott felvillanásokat egy PCO típusú CCD kamera segítségével követtük nyomon. A kamerán látott képek személyi számítógéppel rögzíthetők voltak. Az MCP feszültségét a kísérletek alatt a különböző beesési szögek (lásd később részletesen) és a különböző lézerintenzitások esetén változtatni kellett. Amikor már nagyon gyenge harmonikus jeleket detektáltam, az MCP érzékenységének növelése miatt a feszültséget is emelni kellett, figyelve arra, hogy nagyobb

feszültségen nagyobb a zaj is. Az MCP feszültségét az 1200 – 1650V intervallumban változtattam. A detektor feszültségének változtatása miatt az MCP-t feszültségre kalibráltam. Ezt a mérést a detektált harmonikus csúcsok, majd spektrumvonalak spektrális intenzitásainak segítségével végeztem el úgy, hogy az adott spektrális tartományt az MCP-re adott többféle feszültség esetén is felvettem. Ezt a fontos kalibrációt az eredmények értékelésekor figyelembe vettem. Az alábbiakban részletezem az általam felépített vákuum-ultraibolya spektrométer (továbbiakban VUV spektrométer) abszolút hullámhossz kalibrációját. A VUV spektrométer szerkezeti rajzát a 3.12. ábra mutatja.

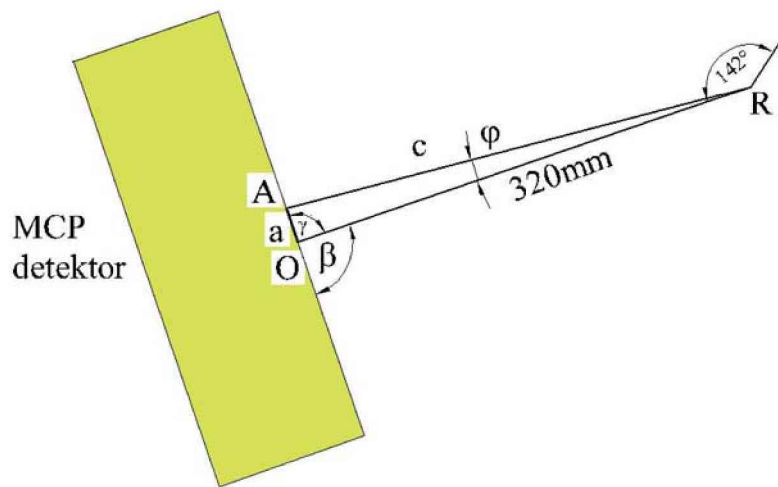


3.12. ábra. A kísérletekhez használt Rowland-körre felépített vákuum-ultraibolya spektrométer szerkezeti rajza.

A spektrométer bontóelemét, a holografikus, reflexiós, toroidális rácsot egy léptetőmotor által meghajtott áttétel-mechanika segítségével forgattuk el függőleges tengelye körül. A mechanika forgásával járó paraméterek (pl. egy motorlépéshez tartozó elfordulás szöge) ismeretlenek voltak. Mivel a VUV spektrométer újonnan épült, ezért szükséges volt annak abszolút hullámhosszra vonatkozó kalibrációja. A kalibrációhoz méréseket kellett végezni, természetesen vákuumban. Mindez azt jelenti, hogy céltárgyakra lőttem a jól fókuszált lézerrel, és a céltárgyon keltett plazma spektrumát vizsgáltam a spektrométerrel. Céltárgyként üveglemezre párologtatott 500nm vastag alumínium, majd 270nm vastag szén rétegeket használtam. A VUV spektrométer kalibrációjakor tehát a következő kérdésekre kerestem a választ:

1. Egy lépés a rácsot forgató léptetőmotorral, hány fokos rácselfordulásnak felel meg? Ennek a kérdésnek a megválaszolásához nyújt segítséget a következő kérdésre adott válasz: adott számú motorlépés a rácsot forgató léptetőmotorral, hány pixel eltolódásnak felel meg a PCO kamerával rögzített képeken?
2. A PCO kamerán látott spektrum esetén, a képeken 1 pixel hány Å spektrális hullámhossznak felel meg?

A kérdésekre adott válaszok a következők: (elsőként az 1. pontban leírt második kérdésre adom meg a választ, mert ennek segítségével válaszolható majd meg az 1. pontbeli fő kérdés.) A megértést segíti a 3.13. ábra.



3.13. ábra. A VUV spektrométer kalibrációjának számolását szemléltető ábra.

1. Ezt a kalibrációt a rács által alkotott spektrum 0. rendjének segítségével végeztem el. Tegyük fel, hogy alaphelyzetben a rácsról visszaverődött 0. rend helye a PCO kamera által mutatott képeken a 3.13. ábrán jelölt O pozícióba esik. Forgassuk el a rácsot a rácsforgató mechanika segítségével 100 motorlépéssel. Ekkor a képen a 0. rend pozíciója megváltozik, átkerül az A pozícióba (lásd 3.13. ábra). A kérdés az AO szakasz hossza pixelben? A mérésekből az AO szakasz hosszára 50 pixel adódott. Ez tehát azt jelenti, hogy *100 motorlépés a rácsot forgató motorral 50 pixel eltolásnak felel meg a PCO kamerával rögzített képeken.*
2. Az első pontbeli fő kérdés megválaszolásához tekintsünk ismét a 3.13. ábrát. A β szög nagysága 90° , mivel az MCP síkját merőlegesen állítottam be az arra beeső 0. rendre. Ezt követően triviális, hogy γ szintén 90° , mivel γ kiegészítő

szöge β -nak. A 3.13. ábrán az AOR háromszögben az a oldal hosszát mm-ben nem ismerjük. Ahhoz, hogy ezt megkapjuk a felépített elrendezéssel leképeztem egy MCP foszforernyőjéhez helyezett mm-skálát a PCO kamera chipjére. Ezáltal megválaszolhatóvá vált az alábbi kérdés: a kamerán látott képen, az MCP foszforernyőn 1mm távolság, hány pixelnek felelt meg? A mérések szerint 1mm az MCP foszforernyőjén 29 pixel volt. Tudva, hogy 100 rácsmotor lépésre számolva a 3.13. ábra AOR háromszögében az a oldal hossza 50 pixel, így a fentiek miatt $a = 1.724\text{mm}$. Az spektrométerkar hossza $OR = 320\text{mm}$. Mindezek ismeretében az AOR derékszögű háromszögben könnyen megkapható a c oldal hossza és a φ szög nagysága. A számolások elvégzése után $c = 320.004644\text{mm}$ és $\varphi = 0.31^\circ$ adódik. Tehát 100 lépés a rácsot forgató léptetőmotorral $\varphi = 0.31^\circ$ rács szögelfordulásnak felel meg. Mivel a rácsforgató mechanika lineárisan forgat, ezért 1 lépés a rácsot forgató léptetőmotorral, 0.0031° -kal forgatja el a rácsot.

3. Az utolsó kérdés megválaszolása talán a legfontosabb. Ezt a kalibrációt két módszerrel is elvégeztem. Az első módszerben számolás útján, a második módszerben egyes felvett mérési spektrumok ismerős spektrumvonalainak távolsága alapján (Pl. a szén VUV spektruma igen jellegzetes, jól felismerhető spektrumvonalainak segítségével). A számítás segítségével elvégzett kalibráció esetén, a valamely adott szögű rács-elforgatásra felírt rács egyenletből kiindulva, majd felhasználva a rácsforgató mechanika jellemzőit (pl. egy motorlépés mennyivel forgatja el a rácsot) – az itt most nem részletezett – számolások után megkapható, hogy $\lambda = 1244\text{\AA}$ spektrális hullámhossz eltolódásnak (ami az alkalmazott 248.8 nm gerjesztő KrF lézerhullámhossz második felharmonikusa) a rácsot elforgató léptetőmotorral tett 2325 motorlépés felel meg. Az előző pontokban leírt kalibrációs lépéseket felhasználva tudjuk, hogy ha 100 léptetőmotor lépés 50 pixel a kamera képén, akkor 2325 léptetőmotor lépés 1162.5 pixelnek felel meg. Továbbá, ha tehát 1162.5 pixelnyi tartomány $1244\text{\AA}$ hullámhossztartományt fog át, akkor 1 pixel $1.0701\text{\AA} \approx 1.0\text{\AA}$ -nek felel meg a PCO kamerán látott spektrumokon. Más szóval kifejezve 2 motorlépés $1\text{\AA}$ eltolódást jelent. Ezt az értéket a második módszer – az ismert spektrumvonalak távolságával történt hullámhossz kalibráció – megerősítette.

A spektrométer lineáris, hiszen a rács elfordulási szöge és a kép detektoron való elmozdulása között, továbbá ez utóbbi és a spektrális hullámhossz között is lineáris kapcsolat van. Azaz a hullámhossz kalibráció lineáris. Fontos megjegyezni, hogy a felépített spektrométer elrendezés nem teljesen felel meg a hagyományos, jól ismert Rowland-körös spektrométer elrendezéseknek. Esetünkben a detektorfelület síkjának középpontja a Rowland-körre esik ugyan, azonban a detektor felületének síkja nem érintője a Rowland-körnek a spektrométer kar végpontjában. A spektrométer kar végpontja egybeesik a detektor felületének középpontjával, továbbá rajta van a Rowland-körön

is. Érvényes ezek után az, hogy detektor felületének síkja merőleges a spektrométer képpoldali karjának egyenesére (lásd a 3.13. ábrát). Ez a felállás azt eredményezte, hogy a spektrum nem volt éles a detektor teljes felületén, hanem csak a detektor felületének síkja és a spektrométer kar egyenesének képzeletbeli metszéspontja környezetében. Ettől a képzeletbeli metszésponttól távolodva, a léképezés romlásával a spektrum egyre életlenebb volt. Pontosabban fogalmazva a spektrum kb. 15nm spektrális hullámhossztartományon belül volt éles. A léképezés romlása azt jelentette, hogy a metszésponttól távol a számított hullámhossz kalibráció nem volt figyelembevehető („kissé elcsúszott a spektrum a hullámhossz skálán”). Azaz ezt az effektust a spektrométer kalibrációjakor is figyelembe kellett venni. A kísérletekben kapott VUV spektrumok értékelését ezzel a korrekcióval végeztem.

Harmonikus rendje	Hullámhossz [nm]	Rácslépés [db]
2.	144.40	2325
3.	82.93	1150
4.	62.20	1162
5.	49.76	930

3.3. táblázat. A VUV spektrométer rács elforgatásának mértéke (rácslépés [db]) a 0. rendtől az egyes harmonikus hullámhosszakig.

A 3.3. táblázatban összefoglalom, hogy a fentieket felhasználva, hány léptetőmotor lépéssel kellett a rácsot a 0. rend pozíciójától elforgatni ahhoz, hogy az egyes KrF harmonikus rendek az MCP mindig ugyanazon pontjára kerüljenek, mint ahova a 0. rend esett.

4. fejezet

A KrF excimer–festéklézer rendszerrel végzett kísérletek eredményei

4.1. Mérsékelten nagy intenzitással keltett szilárdtest lézerplazmákon visszaverődött femtoszekundumos lézerimpulzusok Doppler-eltolódásának vizsgálata

Különböző hullámhosszú ultrarövid lézersugárzás abszorpcióját szilárdtest mintákon már sokan tanulmányozták [13, 15–19] pl. a lézerfény–anyag kölcsönhatás (magas harmonikusok keltése, plazmatükrözés jelenség) jobb megértése céljából. A céltárgyakra besugárzott lézerfény visszaverődött része a plazma mozgó kritikus felületén Doppler-eltolódást szenved. A reflektált lézerfény-komponens Doppler-eltolódásának mérésével a forró plazma tágulásának dinamikája tanulmányozható [20–22]. A Doppler-eltolódás viszonylag egyszerűen mérhető meg spektrométer segítségével. Célul tűztem ki, hogy megvizsgáljam különböző szilárdtest lézerplazmákból származó ultrarövid KrF lézerimpulzus Doppler-eltolódását. Ebben a fejezetben vizsgálatunk eredményeit mutatom be.

4.1.1. A kísérlet leírása és eredményei

Kísérleteink során a gerjesztő KrF lézerimpulzus lencsével való fókuszálásával $5 \cdot 10^{14} - 5 \cdot 10^{15} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ intenzitások közötti értékekkel a céltárgyak felületén lézerplazmát keltettünk. Céltárgyakként üvegre felvitt alumínium, polisztírol és arany, továbbá üveg szolgáltak. Kísérleteink elvégzését az a jól ismert kapcsolat motiválta, hogy összefüggés van a plazmáról reflektált impulzusok Doppler-eltolódása és a plazma hőmérséklete között. Feltéve, hogy a különböző anyagú céltárgyak plazmái adott hőmérsékleten kü-

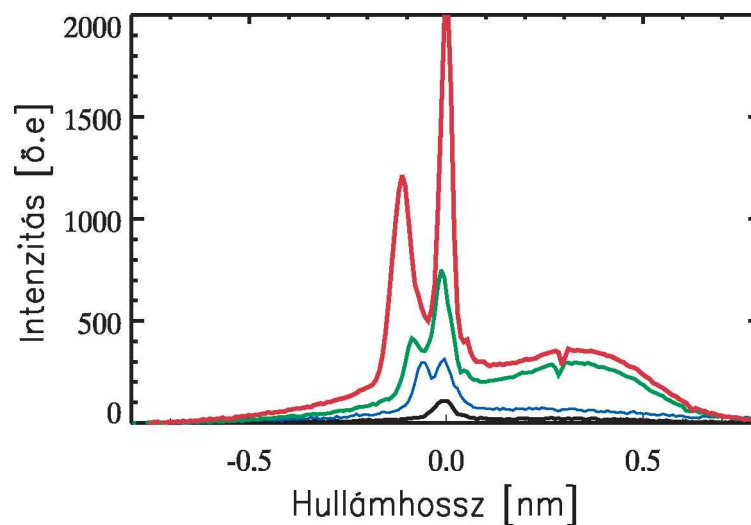
lönböző abszorpciós koeficiensekkel rendelkeznek, a plazmák adott iránybeli abszorpciójának meghatározása tulajdonképpen visszavezethető a plazmáról visszaverődött sugárzás Doppler-eltolódásának mérésére. (Részletesen lásd később a 4.1.2. alfejezetben.) Ezen indirekt eljárás segítségével közvetve van módunk meghatározni a plazmák abszorpcióit és hőmérsékletét. Ezeknek a mennyiségeknek az ismerete révén pedig fontos plazmaparamétereket ismerhetünk meg.

Kísérleteimhez gerjesztő impulzusként a 700 fs impulzusedejű, $10 - 15\text{ mJ}$ energiájú, 248 nm hullámhosszú KrF excimer-festéklézer rendszer nyalábját használtam [67]. Ennek a rendszernek a $23 \times 35\text{ mm}$ keresztmetszetű nyalábját F/10-es síkdomború kvarclencsével fókuszáltam. A belépő lézerfény 45° -os beesési szög alatt világította meg a minták felületét. A vákuumkamrába belépő fény útjába íriszblendét helyezve a nyalábkeresztmetszet csökkenése miatt a maximális lézerintenzitás a céltárgyak felületén kb. $5 \cdot 10^{15} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ volt. A lézerfény útjába tett szűrkeszűrők betételével, vagy a fókuszáló lencse helyének változtatásával csökkentettem az intenzitást egészen kb. $5 \cdot 10^{14} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ -ig. A KrF erősítő erősített spontán emissziója (ESE) a lézerrendszer előimpulzusainak egyetlen forrása. Kísérleteim során az ESE intenzitását a céltárgyon mindvégig $10^7 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ alatt tartottam [83]. Ez azért fontos, mert ez az intenzitás már nem kelt plazmát a céltárgy felszínén, hanem ezen az intenzitáson, – mint azt a korábbi tömegspektroszkópiás vizsgálatok kimutatták – csak fotoabláció illetve fotoionizáció következik be [83]. Mivel ekkor nem keletkezik plazma, ezért a szubpikuszekundumos lézerimpulzus magával a szilárdtesttel hat kölcsön, ezáltal teremtve tiszta kísérleti feltételeket. A gerjesztő lézerimpulzus a minta síkjához képest p-polarizált volt, ami azt jelenti, hogy ekkor a lézerfény elektromos térerősségvektora a beesési síkba esett.

A 3.4. ábrán látható, hogy a főnyalábból egy nyalábrészt egy kvarclap segítségével kicsatoltam. Azt a gyenge, kicsatolt fényt egy SPEX monokromátorba vezetve spektrálisan monitoroztam a gerjesztő impulzust. Másképp fogalmazva egy – a méréshez használt – referencia-nyalábot állítottam elő, ugyanis ezzel a referencia-nyalábbal a reflektált, mérendő nyaláb spektrumát (mint Doppler-eltolódott spektrumot, amit egy másik spektrométerrel vizsgáltam) könnyen és jól össze tudtam hasonlítani. A méréshez használt két spektrométert kalibráltam egymáshoz. A kalibrációhoz a főnyalábot a vákuumkamrába való belépése előtt annyira legyengítettem, hogy az a céltárgyak felületéről, annak roncsolása nélkül, mint síktükörről visszaverődve juthasson a 3.4. ábrán jelölt 2. SPEX monokromátorba. Az 1. SPEX monokromátor kalibrációját ebben a beállításban együtt végeztem a 2. SPEX kalibrációjával. A két felvett spektrum közvetlenül összehasonlítható volt. A SPEXekben a spektrumokat egy-egy egydimenziós Hamamatsu diódasor és egy kiolvasó elektronika segítségével személyi számítógépben rögzítettem, így a felvett spektrumok könnyen analizálhatóvá váltak.

A céltárgyra beeső lézerfény intenzitásának függvényében referencia- és plazmáról reflektált sugárzási spektrumokat rögzítettem. Néhány ilyen, különböző lézerintenzitásokon felvett mért spektrumot mutat be a 4.1. ábra. Ennek megfelelően a leginten-

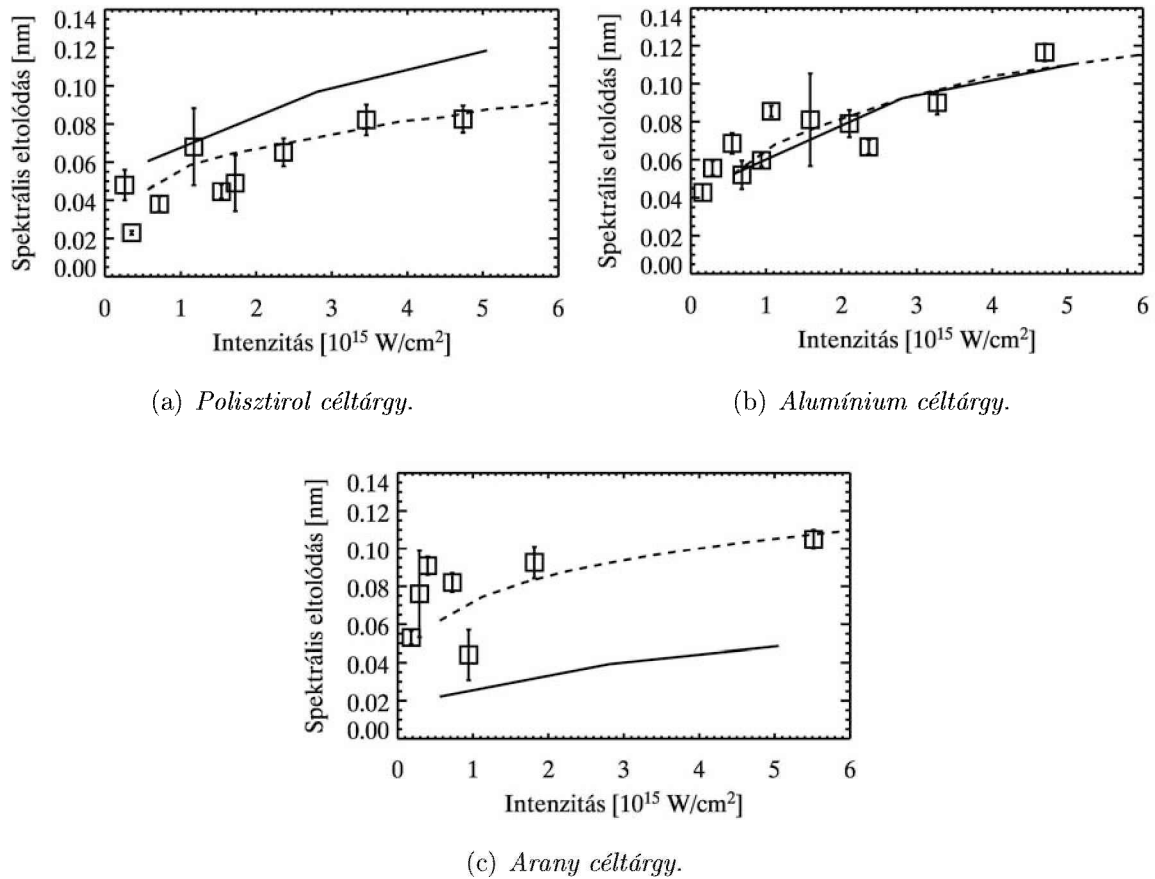
zívebb csúcsokkal rendelkező görbe (piros színnel kihúzott) tartozik a legnagyobb és a legkisebb amplitúdójú (fekete vonallal jelölt) pedig a legkisebb gerjesztő lézerintenzitáshoz. Az ábráról látható, hogy **a lézerintenzitás növekedésével a felvett jelek erőssége, intenzitása is növekszik**. Mint az a görbék alakjaiból látszik, vannak kétcsúcsú spektrumok az ábrán. A spektrumokon a 0nm -hez tartozó, nem eltolódott csúcs a gerjesztő lézer alaphullámhosszának felel meg, ami a mintáról származó szórt fény miatt jelent meg. A másik csúcsok a Doppler-eltolódott csúcsok. A plazma kritikus felületén bekövetkezett Doppler-eltolódás mértéke a rövidebb hullámhosszak felé történt, ami a várt módon jelezte számunkra, hogy a plazma a megfigyelés irányába tágult. (A 4.1. ábrán a vízszintes tengely negatív beosztásai jelzik a rövidebb „kék”, míg pozitív értékei pedig a hosszabb „vörös” hullámhosszak felé való eltolódást nm-ben. A 0 pozíció 0nm eltolódást jelent.)



4.1. ábra. Néhány, különböző lézerintenzitásoknál felvett Doppler-eltolódást mutató spektrum. Feketével a legkisebb, pirossal a legnagyobb intenzitású lézerimpulzushoz tartozó spektrumok láthatók. A hullámhossz negatív beosztásai a rövidebb hullámhosszak felé, pozitív beosztásai a hosszabb hullámhosszak felé való spektrális eltolódást jelentik.

Az eredmények vizsgálatakor azt is észrevettük, hogy **minél nagyobb volt a lézer intenzitása, annál nagyobb volt a spektrális eltolódás mértéke**. Ez látható a 4.1. ábrán is és a 4.2. ábrán részletesen ábrázoljuk.

A 4.2. ábrán külön ábrázoltuk a detektált hullámhossz-eltolódásokat a lézerintenzitások függvényében minden a vizsgálatban résztvett céltárgy esetén. Az 4.1. ábrán is látott spektrumokon való két spektrumvonal spektrális maximumainak helyei közötti különbséget, mint spektrális eltolódást vettük figyelembe az eredmények értékelésekor. A 4.2. ábrán minden mérési pont az egyes mérések spektrális eltolódásainak átlagait,



4.2. ábra. (a), (b), (c), A spektrális eltolódások a lézerintenzitás függvényében különböző céltárgyakon. A folytonos és szaggatott vonalak számított Doppler-eltolódások.

míg a hibasávok pedig az egyes mérési átlagok hibáit jelentik. Az ábrákon a folytonos és a szaggatott vonallal kihúzott görbék a modellből számított Doppler-eltolódás görbék. (Részletes magyarázatot lásd később.) A 4.2. ábrán látható pontokból két fontos következtetés vonható le:

1. A fókuszált intenzitás változtatásának két különböző módját alkalmaztam: a lézer energiájának csökkentését, illetve a fókuszáló lencse helyzetének változtatását. A változtatott lézerintenzitás függvényében ábrázolt Doppler-eltolódások, mint mérési eredményt jelző pontok halmaza azonban nem különült el két részre. Ez az eredmény nem triviális, mivel az első esetben a teljes elnyelt energia változott, de a fókusz átmérője és az intenzitás-eloszlás a céltárgy felületén nem. A második esetben az elnyelt energia állandó volt, de a kölcsönhatási felület a céltárgyon pontról-pontra változott. Az eredmények azt mutatták, hogy a Doppler-eltolódásokat tekintve a kétféle intenzitás változtatási módszer egyenértékű.
2. Polisztirol céltárgyon mértük a legkisebb Doppler-eltolódásokat, ezen kívül alu-

mínium és arany minták felületén nagyon hasonló Doppler-eltolódás értékeket kaptunk, holott az anyagok relatív atomtömegeiben hétszeres a különbség ($M_{Al} = 27, M_{Au} = 197$).

A polisztirol legfőbb alkotóeleme a szén, ezért a háromféle minta közül a legnehezebb az arany. Azt várnánk, hogy adott, azonos lézerimpulzusok esetén való kölcsönhatás eredményeképpen a legnehezebb elemnek lesz a legkisebb a Doppler-eltolódása, mivel a lézerimpulzus ekkor nagyobb tömegű anyagot melegít fel. Méréseink során nem ezt tapasztaltuk.

Abból a célból, hogy mélyebb betekintést nyerhessünk a folyamatba, kollégáimmal egy egyszerű modellt állítottunk fel a jelenség leírására. *A modell alapja az ütközési abszorpció.* A modellben a [13] által leírtakra támaszkodtunk nevezetesen, hogy femtoszekundumos lézerimpulzusok abszorpciójakor, mérsékelt nagy fókuszált intenzitások esetén ($2 - 3 \cdot 10^{15} \frac{W}{cm^2}$) az abszorpció folyamatában az ütközéses abszorpció a domináns folyamat. A modellünk fejlesztése közben mindvégig szem előtt tartottuk, hogy a lézerfény abszorpciójakor, nagyobb lézerintenzitásokon ($\approx 10^{16} \frac{W}{cm^2}$) már a rezonancia abszorpció játszik kulcsszerepet [29]. A következőkben az általunk fejlesztett modellt mutatom be.

4.1.2. A modell

A lézerfényt a céltárgyakra fókuszálva, azok felületén plazma keletkezik. A lézerimpulzus és a szilárdtest céltárgy közötti kölcsönhatási idő kevesebb, mint $1ps$. Ez azt jelenti, hogy a keletkezett és egyben táguló plazmának, – ami eközben kissé hígul és hül – nincs elég ideje jelentős mértékben kitágulni. Ezért feltételezhetjük, hogy esetünkben a *forró és sűrű plazma-közelítés* érvényes. Továbbá a nagy részecskeszám-sűrűség miatt ($\approx 10^{29} m^{-3}$ – szilárdtest sűrűség) a plazmánk *lokális termodinamikai egyensúlyi* (továbbiakban: LTE) *állapotban* van. Az LTE-re vonatkozó feltételek szerint, az elektron sűrűség nagyobb, mint $1.6 \cdot 10^{18} \sqrt{T} (E_{ion}^Z)^3 m^{-3}$ [84]. Itt Z az ionok töltése, E_{ion}^Z az ionizációs potenciál eV-okban és T pedig a hőmérséklet kelvinben. E szerint az elektronsűrűségre becslés adható. A mért Doppler-eltolódások azt mutatták, hogy a kísérleti közegünkben a plazma hőmérséklete $100eV$ körül volt (lásd majd (4.7) egyenletet). A rezgő elektromágneses térben az elektronok kinetikus energiája (amelyet kísérleti feltételeinkre számítottunk) többszörösen meghaladja a céltárgyakként használt anyagok ionizációs energiáit. Tehát átlagban tekintve a minta atomjai ionizáltak lesznek, így az igen magas részecskesűrűség miatt az elektronsűrűség is bőven a szükséges határ felett van.

Nyilván jobb közelítések is léteznek, mivel az $1ps$ időtartam nem elegendő ahhoz, hogy kiegyenlítse az elektron- és ionhőmérsékleteket (a lézerenergia jut el az elektronokhoz). Mivel célunk az volt, hogy kísérletünkhöz olyan modellt szerkesszünk, ami

egyszerűen használható, így feltettük, hogy az ionhőmérséklet egyenlő az elektronhőmérséklettel. Ez a megkötés csak nagyon kevésbé befolyásolja a számított Dopplertolódások gerjesztő lézerintenzitásoktól való függését.

Az energia-megmaradás (4.1) egyenlete egy általános kifejezést ad a lézerenergia-abszorpció folyamatára:

$$E_{absz} = E_{kin} + E_{ioniz}, \quad (4.1)$$

ahol $E_{absz} = E_{lezer} \cdot A$, E_{lezer} a lézer energiája, A az abszorpciós koefficiens, E_{kin} az elektronok és az ionok kinetikus energiájának összege és E_{ioniz} az az energia, ami ahhoz szükséges, hogy a plazmát valamely Z_{eff} átlagos töltésűre ionizálja. A fent említett közelítésekben a lézerenergia szilárdtest plazmához való csatolódásának hatásfoka a ν elektron-ütközési frekvenciától függ [85, 86]. Folytatva a modellépítés gondolatsorát, a plazma R visszaverőképessége kifejezhető a plazma n komplex törésmutatója segítségével az alábbi módon:

$$R = \left| \frac{a-1}{a+1} \right|^2 = 1 - A. \quad (4.2)$$

Az összefüggésben

$$a = \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}{\cos \varphi}, \quad (4.3)$$

φ a lézernyaláb céltárgyra való beesési szöge. A törésmutató a következő alakban írható fel:

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_L \cdot (\omega_L - i\nu)}. \quad (4.4)$$

Az ω_{pe} és ω_L jelölések rendre a plazma-elektron frekvenciát és a lézer frekvenciát jelentik. A ν elektron-ion ütközési frekvenciát az alábbi összefüggés alapján határozhatjuk meg [87]:

$$\nu = \frac{4}{3} \cdot (2\pi)^2 \cdot \frac{Z_{eff} \cdot e^4 \cdot m_e \cdot n_e}{(m_e \cdot k_B \cdot T_e)^{\frac{3}{2}}} \cdot \log \Lambda. \quad (4.5)$$

Ebben a formulában az egyes jelölések a következőket jelentik: e egy elektron töltése, m_e egy elektron tömege, k_B a Boltzmann-állandó, $\log \Lambda$ a Coulomb-logaritmus, Z_{eff}, n_e, T_e pedig rendre a plazmát alkotó részecskék effektív vagy átlagos ionizációs

foka, a plazmabeli elektronsűrűség és az elektronhőmérséklet. A Coulomb-logaritmus értékét a [85]-ben adott formula alapján számítottuk ki.

A Z_{eff} , n_e és T_e értékei kiszámíthatók a plazma modell (esetünkben tehát az LTE) alapján. Ebben a közelítésben az egymást követő töltött állapotok sűrűsége n_Z és n_{Z+1} a Saha-egyenlet [88] által meghatározott módon kerül egymással relációba az alábbi módon:

$$\frac{n_e \cdot n_{Z+1}}{n_Z} = 6.0 \cdot 10^{21} \cdot \frac{g_{Z+1} \cdot T_e^{\frac{3}{2}}}{g_Z} \cdot \exp\left(-\frac{I_Z}{T_e}\right) \text{ cm}^{-3}. \quad (4.6)$$

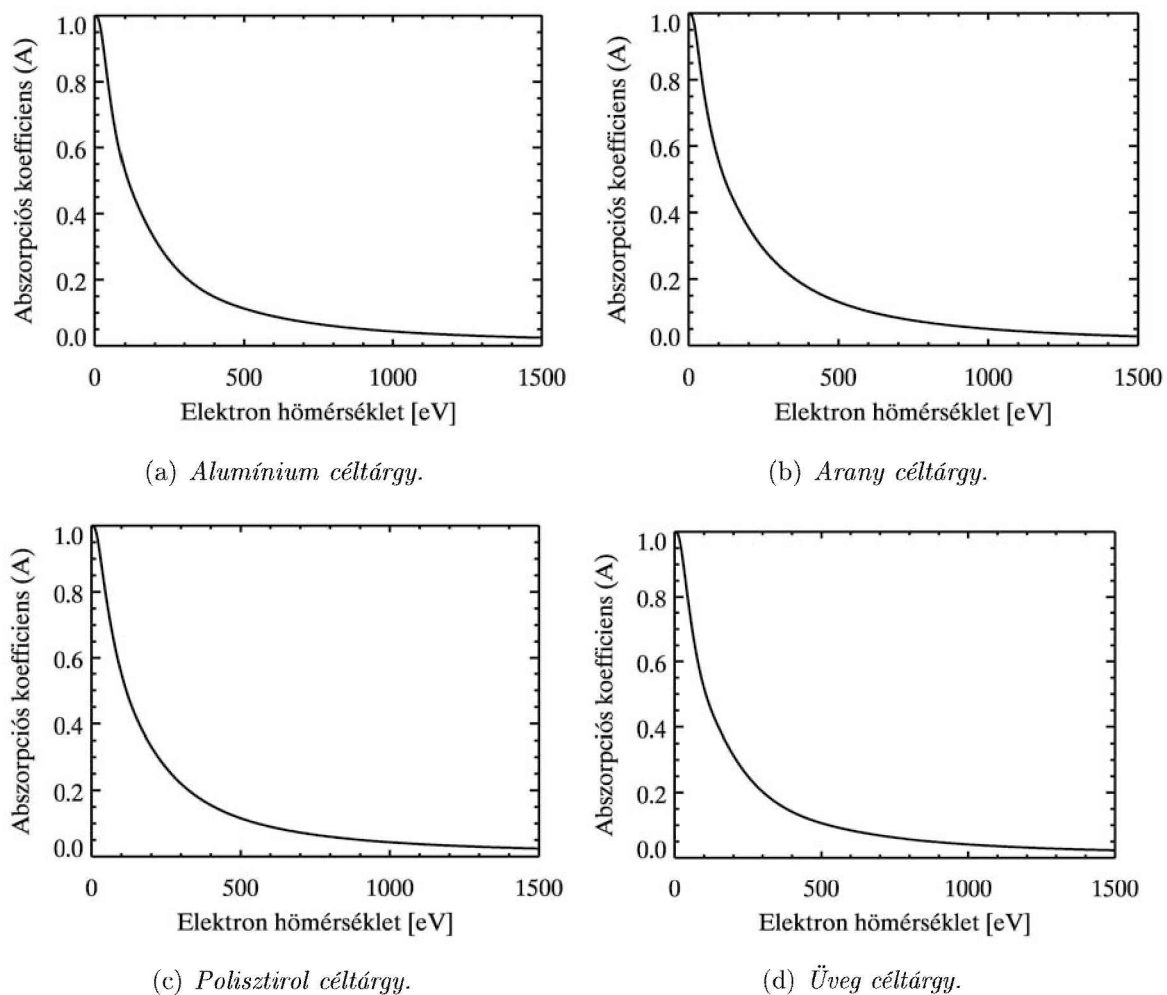
Itt g_Z és g_{Z+1} a statisztikai súlyok és I_Z pedig a Z töltésű ion és T_e hőmérsékletű elektron ionizációs potenciálja elektronvoltokban. Ha felírjuk a (4.6) egyenletet az adott ion minden lehetséges töltésállapotára, akkor egy olyan egyenletrendszert kapunk a (4.1) egyenlet – (4.6) egyenletek között, amelyet megoldva megkapjuk azt a T_e elektronhőmérsékletet, amely kielégíti az (4.1) egyenletet. Az elektronhőmérsékletből elsőként az ion hangsebesség határozható meg, majd pedig az ion hangebességéből a Doppler-eltolódás mértéke az alábbi (4.7) egyenletből számítható

$$\Delta\omega = \omega_L \cdot \frac{c_{hang}}{c} = \omega_L \cdot \frac{\sqrt{\gamma \cdot Z_{eff} \cdot k_B \cdot \frac{T_e}{m_i}}}{c}. \quad (4.7)$$

Ebben az egyenletben c a fénysebesség, c_{hang} az ion hangsebesség, γ az adiabatikus állandó (esetünkben $\gamma = \frac{5}{3}$) és m_i az iontömeg.

A 4.3. ábra a (4.6) egyenlet önkonzisztens megoldása révén számított A abszorpció együtthatók értékeit mutatja az elektron hőmérséklet függvényében alumínium, arany, polisztirol és üveg céltárgyak esetén. Az ábrákról jól látható, hogy az elektronhőmérséklet növekedésével az abszorpció gyorsan csökken, ugyanis az elektron-elektron ütközések frekvenciája is csökken.

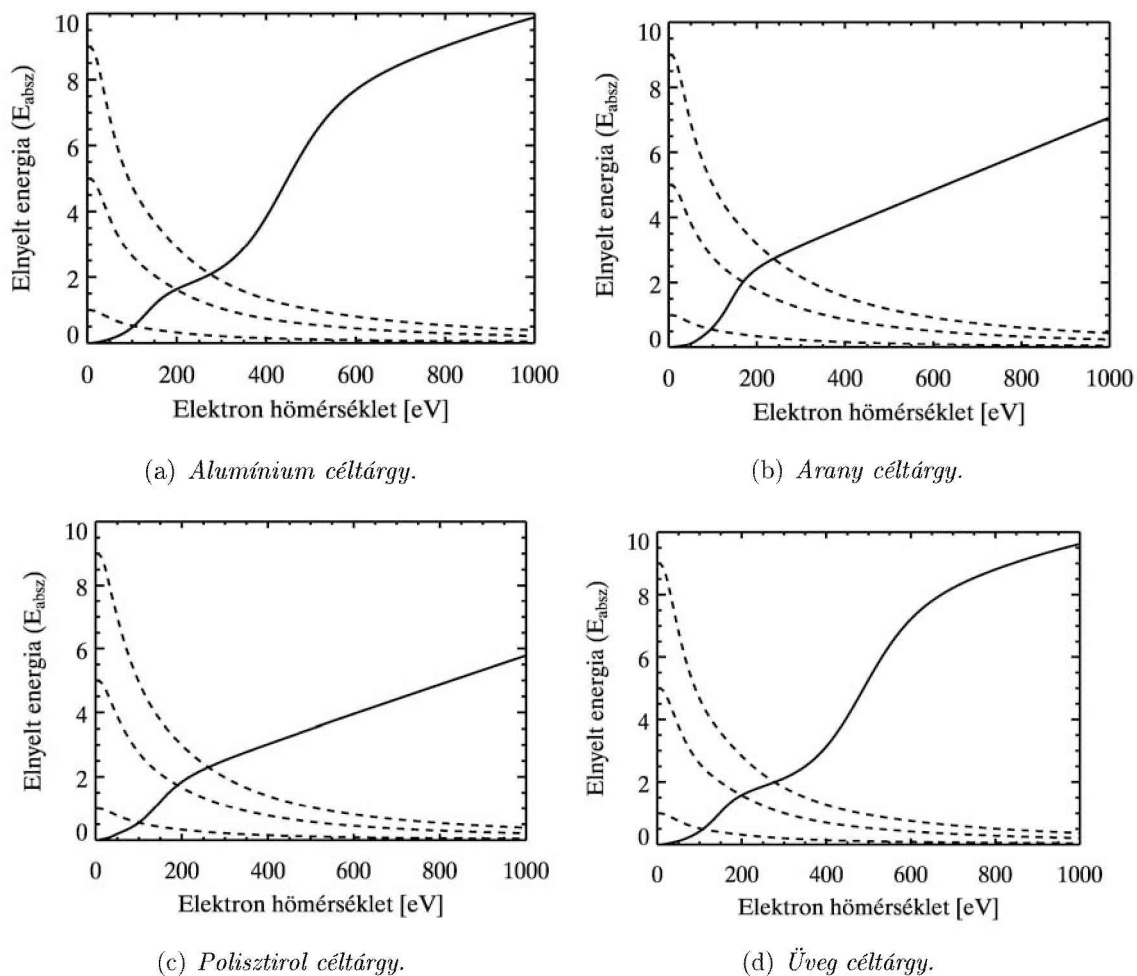
A modell elején az E_{absz} kétféle kifejezési módját használtuk. Ha azonos grafikonon ábrázoljuk az így kétféle módon felírható E_{absz} -t, azaz az ionizációs és kinetikus energiák összegét $E_{absz} = E_{kin} + E_{ioniz}$ -t, és a kísérletekben használt lézer energiákhoz tartozó elnyelt energiákat $E_{absz} = E_{lezer} \cdot A$ -t az elektron hőmérséklet függvényében, akkor az E_{absz} -t így leíró görbék metszéspontjának vízszintes koordinátája a (4.1) egyenlet azon megoldását adja meg, amely kielégíti a (4.1) egyenlettel a (4.6) egyenletekig felírt összefüggéseket. A 4.4. ábra ezeket a görbéket ábrázolja és a megoldásokat szemlélteti a kísérletekben használt anyagokra. Az ábrákon folytonos vonallal jelöltem a kinetikus és ionizációs energiák összegét leíró görbét, szaggatott vonallal pedig az $E_{absz} = E_{lezer} \cdot A$ kifejezésnek eleget tevő megoldásokat, rendre az $1mJ$, $5mJ$, $9mJ$ bemenő lézer energiák esetén. A legkisebb energiához a legalsó, a legnagyobbhoz a legfelső görbe tartozik.



4.3. ábra. (a), (b), (c), (d) A modellből számított abszorpciós együtthatók a plazma elektron hőmérséklete függvényében, a feltüntetett céltárgyak használata esetén.

Vegyük újra szemügyre a 4.2. ábrát. A 4.2. ábrán a mérési pontok mellett a modellből számított Doppler-eltolódásokat is ábrázoltam a lézer céltárgyra eső intenzitása függvényében. Az ábrákon ezeket a számított görbéket folytonos vonallal húztam meg.

Megvizsgálva a 4.2. ábrán látható folytonos vonalakat azt vehetjük észre, hogy a polisztirolra számított Doppler-eltolódások felülbecsülték, míg az aranyra vonatkozó Doppler-eltolódások alulbecsülték a mért értékeket. Kíváncsiak voltunk, hogy a számított A értékek mennyivel térnek el a mért értékektől, ezért a számított eredményeket elkezdtuk változtatni, tehát az egyes minták esetében növelni vagy csökkenteni kezdtük az A abszorpciós együttható értékét mindaddig, amíg a belőlük adódott Doppler-eltolódás értékek a lehető legjobban meg nem közelítették a mért értékeket. A 4.2. ábrán látható szaggatott vonalak az ilyen számolások során (tehát az önkényesen változtatott abszorpciós együtthatókkal) adódott legjobb közelítéssel előálló Doppler-eltolódás



4.4. ábra. (a), (b), (c), (d) A modellben felírt (4.1) egyenlet megoldásait reprezentáló görbék. Az $E_{absz} = E_{kin} + E_{ioniz}$ görbéket folytonos, az 1mJ, 5mJ, 9mJ (az ábrán rendre egymás felett) lézer energiákhoz tartozó $E_{absz} = E_{lezer} \cdot A$ görbéket szaggatott vonallal jelöltem.

eredményeket mutatják. Ezekből a görbékéből a következőket állapíthattuk meg: arany minta esetén az *abszorpciós együtthatót növelni* kellett (mesterségesen húszszorosára növeltük az abszorpciós együttható értékét), míg polisztirol céltárgy esetében a *reflexiót kellett növelni*, (ami az abszorpciós együttható negyedére való csökkentését jelentette). Alumínium mintánál az abszorpciós együtthatót nem kellett megváltoztatni, mert a számított és mért Doppler-eltolódások esetén az illesztés hibája eleve minimális volt. Ezeknek a tulajdonságoknak a fizikai magyarázata részemről még nem teljesen ismert. Mint azt már korábban említettem a $2 - 3 \cdot 10^{15} \frac{W}{cm^2}$ intenzitásokig az abszorpció főleg ütközéses [13]. Ezt a kísérletekben kapott eredmények alátámasztották, mert az *ütközéses abszorpción alapuló modell jól közelítette a kísérleti eredményeket*. $10^{17} \frac{W}{cm^2}$

intenzitások körül a rezonancia abszorpció és az ütközési abszorpció együttesen játszanak szerepet [19] a fényelnyelés mechanizmusában, így mindkét jelenségnek együtt kell megmagyaráznia a kísérletek eredményeit. Úgy gondoljuk, hogy a mi esetünkben, mérsékelt intenzitásokon, arany céltárgy esetén a rezonancia abszorpció egyre inkább növekvő szerepet játszik az ütközési abszorpcióval való összehasonlításban.

Méréseimet három különböző anyag Doppler-eltolódásának kísérleti vizsgálatára összpontosítottam. Egy könnyű, egy közepes és egy nagy relatív atomtömegű anyagot vizsgáltam részletesen. Kísérleteimből származó spektrumok vizsgálata megmutatta, hogy nagyobb lézerintenzitások nagyobb Doppler-eltolódásokat keltenek a minta anyagától függetlenül. Egy egyszerű ütközési abszorpcióra és a LTE-ra alapuló modell segítségével a Doppler-eltolódásokból az egyes mintákra vonatkozó abszorpciós együtthatókat is meghatároztuk az elektronhőmérséklet függvényében. Ezeknek az együtthatóknak az ismerete fontos információt nyújt a plazma abszorpciós mechanizmusairól. Méréseim során azt találtam, hogy a nagyobb atomtömegű anyagok irányában a femtoszekundumos lézerimpulzus abszorpciós hatásfoka ezeken az intenzitásokon növekszik [89]. Más szerzők nagyobb (néhányszor $10^{18} \frac{W}{cm^2}$) intenzitás mellett végzett kísérleteik eredményei kapcsán arról számoltak be, hogy az abszorpció csökken a növekvő atomtömeg függvényében [90]. A trendekbeli különbség oka újra csak a rezonancia abszorpciónak a folyamatokban betöltött egyre növekvő szerepe lehet.

4.2. Felharmonikusok keltése szilárdtest céltárgyak felületén

A femtoszekundumos KrF excimer-festéklézer rendszer nyalábjának fókuszálása során több, mint $10^{17} \frac{W}{cm^2}$ intenzitást értem el. Munkám egyik célja volt, hogy ezzel a nagy lézerintenzitással, különböző szilárdtest céltárgyak felületén lézerplazmát keltve, minél magasabbrendű felharmonikusok figyeljek meg, majd pedig ezen harmonikusok terjedési és polarizációs tulajdonságait kísérleti úton megvizsgáljam. Ebben a fejezetben a felharmonikusok keltésével, detektálásával kapcsolatos kísérleti eredményeimet foglalom össze.

A bevezetőben ismertetetteknek megfelelően, ultraibolya lézerrel szilárdtest céltárgyak felületén felharmonikusok kelthetők [35,91]. A lézerimpulzus által keltett szilárdtest lézerplazma sugárzási terében megfigyelhetők a keltő lézer hullámhosszának felharmonikusai is. Ehhez a megfigyeléshez a lézerplazma vákuum-ultraibolya spektroszkópiájára van szükség. A kísérleteim során keletkezett harmonikusokat a 3.4.4. fejezetben részletesen bemutatott, általam megépített vákuum-ultraibolya (VUV) spektrométer segítségével figyeltem meg. Mint az a 3.4.4. fejezetben olvasható, a céltárgyak felületén

keltett lézerplazma spektrumát egy reflexiós, holografikus, toroidális rács segítségével bontottam fel. A rács 1:1 módon képezte le a plazmát spektrométer detektorára, a hátulján foszforernyővel bevont dupla MCP-re, majd a foszforernyőn felvillanó látható fényt egy CCD (PC0) kamera segítségével figyeltem meg és későbbi analízis céljából egy személyi számítógép segítségével tároltam a CCD-n látott képet.

A kísérlet paraméterei a következők voltak:

- Céltárgyakként 5cm átmérőjű float üvegekre – mint hordozókra – felvitt 500nm vastag alumínium, 500nm vastag bór és 270nm vastag szén rétegek szolgáltak. Céltárgyaim megválasztását az anyagok ultrabolya spektrumvonal-szerkezete vezette. Ez azt jelenti, hogy mindig olyan anyagot kellett mintának választani, amelyiknek nincs spektrumvonala a harmonikus hullámhosszakon és ha lehet, annak közelében sem.
- A kísérleteket, a céltárgyra beeső, annak felületi síkjához képest p-és s-polarizált lézerimpulzussal is elvégeztem. A lézerfény polarizációs síkjának elforgatásáról a lézerbe, a frekvenciakétszerező BBO kristály után, egy elforgatható tartóba beépített $\frac{\lambda}{2}$ -es hullámlemez gondoskodott. A kristály befogójának konstrukciója eredményeképpen a lézerfény polarizációs síkját gyorsan, szinte egy mozdulattal tudtam változtatni.
- A kísérleteket kb. $4 \cdot 10^{-6}\text{mbar}$ nyomás mellett végeztem. Ezt a nyomást a vákuumkamrában egy elővákuum-szivattyúból és egy turbomolekuláris-szivattyúból álló vákuumrendszerrel biztosítottam.
- A céltárgyakra eső minden lézerlövés energiáját egy a 3.2. fejezetben már ismertett módon, fotodiódával figyeltem és rögzítettem. Ezzel az eljárással minden spektrumhoz ismertté vált az azt keltő lézerimpulzus energiája.
- A lézerfény céltárgyra való beesési szögeit is változtattam a kísérletsorozatban. Háromféle beesési szög mellett végeztem kísérleteimet: a 45° -os beesési szög felelt meg a céltárgyról való tükörszerű visszaverődési iránynak. Ez azért fontos, mert ehhez a beesési ill. visszaverődési szöghöz építettem fel a spektrométert. Azaz a spektrométer belépő karjának egyenesbe egybeesett a céltárgyról, a 45° -os beesési szögnek megfelelő visszaverődés irányában haladó nyalábbal. A másik két beesési szög 42° és 36° volt. (Beesési szög + megfigyelési szög = 90% .) Ezekre a beesési szögekre a keltett harmonikusok irányfüggő terjedésének vizsgálatához volt szükség.
- Kísérleteim során változtattam a céltárgyra beeső lézerimpulzus intenzitását is. Ezt a mintára eső nyaláb aperturájának változtatásával (fokozatos csökkentéssel) értem el. Az apertúra csökkentésére hivatott íriszblendét az optikai aszta-

lunkat még el nem érő lézernyalábba helyeztem el, így a csökkentett keresztmetszetű nyaláb energiáját tudtam mérni az elrendezésemmel. Meg kell jegyezni, hogy az intenzitás változtatását azért nem a teljes keresztmetszetű lézerimpulzus energiájának szűrésével biztosítottam, mert a laboratóriumunkban nem állt rendelkezésre olyan nagy átmérőjű, jó minőségű szűrő, melynek használatával a lézernyaláb impulzus- illetve fázisfrontja ne romlott volna. A nyaláb optikai minőségének elromlása a fókuszálás romlásához, vagy másképpen fogalmazva a céltárgyon lévő intenzitás csökkenéséhez vezetett volna. A kísérletek során használt apertura méretek az alábbiak voltak: $23\text{mm} \times 35\text{mm}$ -es téglalap keresztmetszetű teljes nyaláb, 20mm , 14mm , 12mm átmérőjű, kör keresztmetszetű nyaláb.

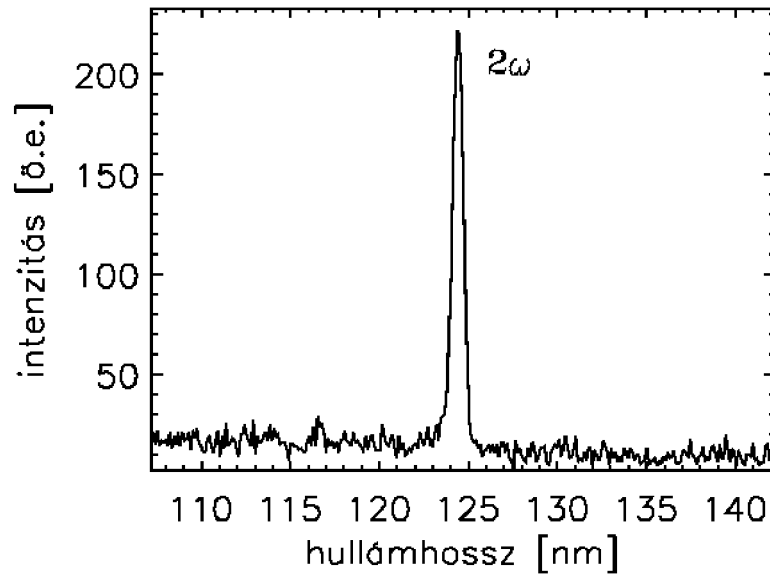
A harmonikus-keltési kísérletek megkezdése előtt el kellett végezni a VUV spektrométer abszolút hullámhosszra vonatkozó kalibrációját. Ehhez segítségemre voltak a spektrométer használatához elvégzett számítások (lásd a 3.4.4. alfejezetben) és a felhasznált céltárgyak ismert spektrumvonalai ill. spektrumvonal szerkezete, amelyek megtalálhatók pl. a [92] hivatkozásban megadott cím alatt.

4.2.1. Maximális lézerintenzitás mellett, 45° -os beesési szögben – a tükröszerű visszaverődés irányában – elhelyezett céltárgyakon történt felharmonikus-keltési kísérletek

Maximális lézerintenzitás mellett, 45° -os beesési szögben elhelyezett céltárgyak esetén, a céltárgyra beeső p - és s -polarizált lézernyalábbal, mindhárom céltárgyat használva, a VUV spektrométerrel egylovéses harmonikus spektrumokat rögzítettem. Példaként néhány jellemző spektrumot, az alábbiakban mutatok be:

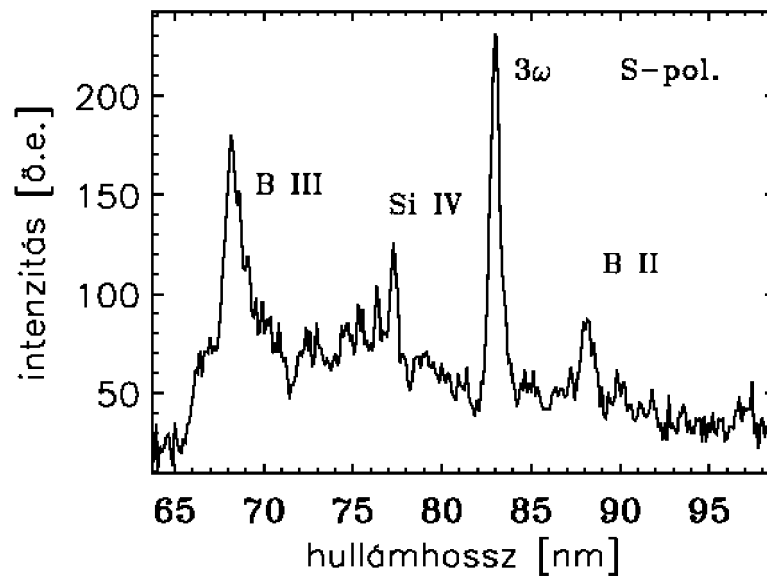
Igen intenzív második harmonikust figyeltem meg mindhárom céltárgyon. A céltárgyválasztásnak köszönhetően nem találhatók spektrumvonalak a második harmonikus vonala közelében, így a harmonikus azonosítása egyszerű volt. (A 4.5. ábrán jól látszik, hogy nincsenek spektrumvonalak az alumíniumon keltett második harmonikus környezetében.) Az ábra szép, tisztán csak 2ω spektrumot mutat.

A 4.6. ábra a céltárgy síkjához képest s -polarizált beeső lézerimpulzussal, bór céltárgyon keltett harmadik harmonikust és annak spektrális környezetét mutatja a $64 - 99\text{nm}$ hullámhossz-tartományban. Az ábrán a szép harmadik harmonikus csúcs körüli bór spektrumvonalak mellett szilícium spektrumvonalakat is felfedezhetünk. A szilícium vonalak megjelenése fontos információval szolgál. Szilícium spektrumvonalak csak a bór hordozójáról, az üvegből származhatnak. Ezen vonalak megjelenése arra enged következtetni, hogy a plazmakeltés során maga az üveghordozó anyaga is gerjesztett volt. Milyen mechanizmus gerjeszti az üvegben található szilícium atomokat? Erre a kérdésre a kísérleti eredmények magyarázatát tárgyaló fejezetben adom meg a választ azon szimuláció eredményeinek felhasználásával, amelyeket Klaus Eidmann (Garching,

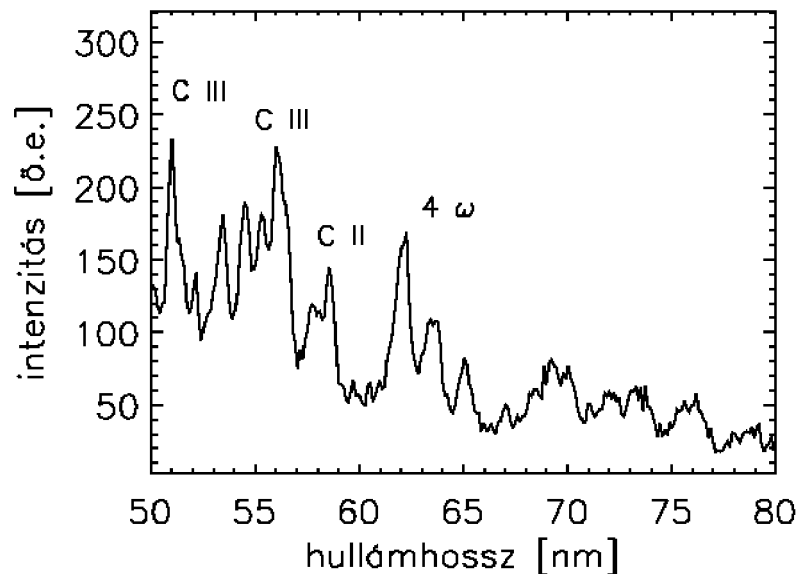


4.5. ábra. *P*-polarizált lézerrel alumínium céltárgyon keltett második harmonikus spektruma.

MPQ) végzett el a kísérleteimhez. A harmadik harmonikus jele egyébként szignifikáns módon van jelen a bór spektrumvonalai között, amelyek a valóságban időben később, a rekombinálódó plazmából származnak [28].



4.6. ábra. *S*-polarizált lézerrel, bór céltárgyon keltett harmadik harmonikus spektruma.



4.7. ábra. *P*-polarizált lézerrel, szén céltárgyon keltett negyedik harmonikus spektruma.

A 4.7. ábra szén céltárgyon, a céltárgy síkjához képest *p*-polarizált gerjesztő lézerfénnyel keltett 62nm-en megjelenő negyedik felharmonikust és az 50 – 80nm közötti szén spektrumot mutatja. Látható, hogy a harmonikus csúcs már nem olyan intenzív, mint az alacsonyabb rendű harmonikus csúcsok voltak. Bárhogy is leromlottak a fontos kísérleti paraméterek, beállítások, (pl. rossz fókuszálás miatti kisebb intenziás, vagy a céltárgy síkjának kikerülése a fókusz konfokális tartományából) a negyedik harmonikus kimutatása nem volt lehetséges. Nem detektáltam negyedik felharmonikust, ha a céltárgyra eső intenzitást csökkentettem. Másképpen fogalmazva, a negyedik felharmonikus keltéséhez és detektálásához igen pontos kísérleti beállításokra, maximális lézerintenzitásra volt szükségem. Hasonlóképpen volt ez a harmadik felharmonikus detektálásával csoportunk korábbi, kisebb lézerintenzitással ($5 \cdot 10^{15} \frac{W}{cm^2}$, lencsés fókuszálás) végzett harmonikus-keltési kísérleteiben [35].

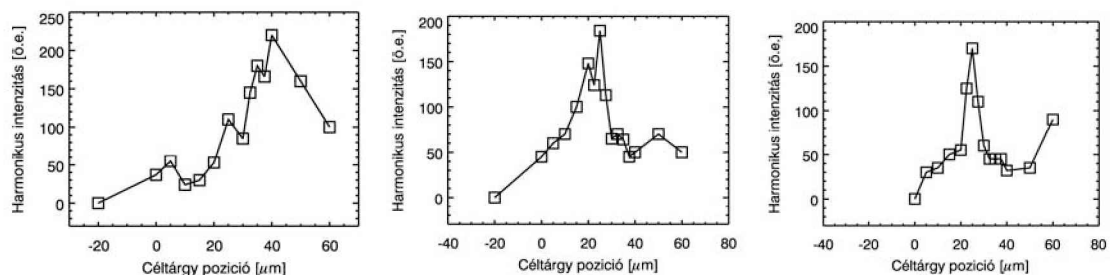
A részfejezethez tartozó eredményeket összefoglalva a következők mondhatók el:

Maximális, azaz kb. $1.5 \cdot 10^{17} \frac{W}{cm^2}$ lézerintenzitást elérve a beeső lézerfénnyel 45° -os beesési szöget bezáró (a VUV spektrométer elrendezéséhez viszonyított tükörszerű reflexiós irányba beállított) alumínium, bór és szén céltárgyakon, a minták síkjához képest mind a *p*-, mind az *s*-polarizált beeső lézerfény igen intenzív második és harmadik felharmonikusát detektáltam. Negyedik harmonikust is sikerült megfigyelnem szén céltárgyat használva. A kísérletek során kiderült, hogy a negyedik harmonikus kisebb intenzitásokon eltűnt.

Itt még szót kell ejteni arról, hogy a detektált második harmonikus segítségével

módom volt a minta síkjának a fókuszsíkhöz való beállításán javítani. A 3.4.3. alfejezetben már szó esett arról, hogy minden mérés előtt a céltárgy síkját a fókusz konfokális tartományán belülre kellett állítani. Erre a beállításra első közelítésben a Hartmann-lemezes fókuszpozíció keresést használtam, azonban ezzel a módszerrel nem sikerült mindig kellő pontossággal beállítani a minta pozícióját. A beállítás pontosítására egy másik módszer is lehetőséget adott, nevezetesen a második felharmonikust hívtam segítségül a beállításhoz.

A céltárgy síkjának a fókuszsíkhöz való optimalizálására szolgáló nevezett módszer, a kísérletek során detektált *második felharmonikusok spektrális intenzitásai amplitudóinak vizsgálata a céltárgy sík pozícióinak függvényében*. A módszer lényege az, hogy valamely alkalmas céltárgyon második felharmonikust keltünk, majd feljegyezzük a harmonikus csúcs intenzitás amplitudóját. Ezt a mérést megismételjük a céltárgy síkjának eltolásai mellett. A mérésorozat végén ábrázolva a harmonikus csúcs amplitudóit a minta egyes pozícióinak függvényében, optimalizálható a minta pozíciója. A céltárgy helye ott optimális, ahol az ábrázolt harmonikus amplitúdó értékeknek maximuma van, hiszen a felharmonikus-keltés erősen gerjesztő intenzitás-függő jelenség. Megjegyzem még, hogy azért használtam ehhez a módszerhez a második harmonikust, mert az könnyen előállítható volt, könnyű volt vele kísérletezni. Ez a módszer alkalmas volt magának a fókuszálásnak az ellenőrzésére is azáltal, hogy a felvett görbék milyen jellegű eloszlást mutatnak. Jó fókuszálás esetén (pontoszerű fókuszolt) a kísérletben felvett görbe egy maximummal rendelkező eloszlás, rossz fókuszálás esetén (pl. asztigmatizmus során, amikor a folt egymásra merőleges szagittális és meridionális fókuszsíkokkal rendelkezik) ennek az eloszlásnak több maximuma van.



(a) Első mérésorozat eredményei. (Rossz fókusz-beállítás.) (b) Újabb mérésorozat eredményei a fókuszálás javítása után. (c) Utolsó mérésorozat eredményei optimalizált fókuszálás mellett.

4.8. ábra. (a), (b), (c) A céltárgy pozíciója és a fókuszálás optimalizálása alumínium céltárgyon keltett második felharmonikus spektrális intenzitása segítségével.

Példaként a 4.8. ábrán egy ilyen mérésorozat eredményeit mutatom be. Ez a mérésorozat alumínium céltárgyon készült a fentebb leírt módon. A vízszintes tengelyen lévő skála 0-val jelzett pozíciója a céltárgy azon helyzetét jelenti, ahol az adott mérésorozat elkezdődött. Ezen a skálán a pozitív értékek jelzik a céltárgy fókusz felé történő

elmozdulását, (azaz ekkor a fókusz a céltárgy síkja mögé került) míg a negatív értékek pedig a céltárgy fókusz mögé történő elmozdulását, (azaz ekkor a fókusz a céltárgy síkja elé került). Az 4.8. ábra (a) részábráján az induló, kezdő mérés eredményei láthatók. Erről a részábráról leolvasható, hogy a második felharmonikus amplitúdója a céltárgy $+40\mu m$ -es állásánál maximális. Ez tűnik tehát a minta optimális helyének. Látszik az ábrából az is, hogy a görbe egy fő maximummal rendelkezik, de $+25\mu m$ -nél egy másik, jóval kisebb amplitudójú lokális mellékmaximum is található. Ez azt jelenti, hogy a fókuszálás nem elég jó (pl. a fókuszolt nem kerek, hanem kissé asztigmatikus), azon javítani kell. Javítva a fókuszáláson (állítva a szükséges tükrökön) megismételtem a mérést. Ennek a második mérésnek az eredményét mutatja be a 4.8. ábra (b) ábrája. Ezen a részábrán az látszik, hogy az ábrázolt második harmonikus amplitúdók maximuma a $+25\mu m$ -es céltárgy helyzetéhez esik. Ez az optimálisnak látszó minta pozíció. Azonban $+20\mu m$ -nél ismét jelen van egy lokális mellékmaximum, de ez már „csak” $5\mu m$ -re van a főmaximumtól. Ez azt jelenti, hogy a fókuszálás még mindig nem tökéletes, de az előző méréshez képest javult. Ismét javítva a fókuszon, újra megismételtem a mérést. Ennek eredményeit mutatja a 4.8. ábra (c) részábrája. Itt jól látszik, hogy a görbe csak egyetlen maximummal rendelkezik, nincsenek lokális maximumok. Ez azt jelenti, hogy a fókuszálás optimális. Megfigyelhető továbbá, hogy a harmonikus amplitúdók maximuma $+25\mu m$ -es céltárgy helyzetnél van, tehát itt van a target optimális helye is. Megjegyzem még, hogy az 4.8. ábra mérési pontjainál azért nem tüntettem fel hibásávokat, mert minden méréssorozat minden céltárgy pozíciójánál csak egy második harmonikus eloszlás felvétele és vizsgálata történt. Egy targetpozícióhoz több lövés nem volt, mert egyrészt takarékoskodnom kellett a céltárgyon lévő friss helyek mennyiségével, hiszen figyelembe kellett venni, hogy ez csak a főkísérletek jó beállítását szolgáló kiegészítő mérés, másrészt pedig a főkísérletek mérési tapasztalatai azt mutatták, hogy a jó beállításhoz, egy céltárgy pozícióhoz, ezek az 1-1 lövések elegendőek voltak.

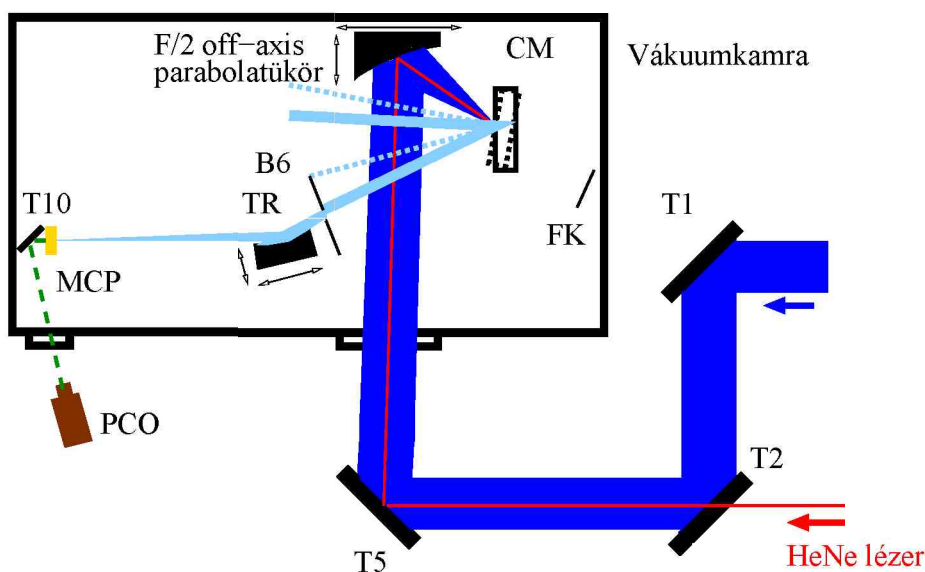
4.2.2. A harmonikusok szögeloszlásának vizsgálata

Kísérletek maximális lézerintenzitás mellett

A bevezetőben olvasható volt, hogy azoknál a csoportoknál, akik néhányszor $100fs$ -nál hosszabb impulzushosszú lézerek segítségével $5 \cdot 10^{15} \frac{W}{cm^2}$ intenzitásnál jóval nagyobb intenzitás mellett végezték harmonikus-keltéssel és azok vizsgálatával kapcsolatos kísérleteiket azt tapasztalták, hogy mind p- mind s-polarizált beeső lézerfény esetén, egy határintenzitás felett (ami jellemzően $10^{16} \frac{W}{cm^2}$), a keltett harmonikusok a céltárgyak előtti feltérben diffúz szórást mutattak [35, 36, 41–43, 93]. Ez azt jelenti, hogy a tükröszerű iránytól eltérő irányban is mutattak ki harmonikusokat. Céлом volt az, hogy megvizsgáljam, vajon detektálhatók-e harmonikusok a 45° -os lézer beesési szögeknek megfelelő tükröszerű terjedési iránytól különböző irányokban is, ha a keltő lézer

előimpulzus-mentes. Ez a részfejezet e méréseimet és azok eredményeit foglalja össze.

A céltárgyak beállítása a 42° -os és 36° -os beesési szögeknek megfelelően történt. Mivel az F/2-es parabolatükör használata miatt a céltárgyak felületéről a fény nagy kúpszögben verődik vissza, ezért a VUV spektrométerbe jutó szórt fény csökkentésére a céltárgy és a toroidális rács közé, a céltárgytól számított 230mm -re egy 6mm átmérőjű blendét helyeztünk el. Mindez a 4.9. ábrán is látható (B6 blende). Ezen blende rögzített pozíciója és a céltárgy függőleges tengely körüli kiforgatási lehetősége lehetővé tette számomra a harmonikusok szögeloszlásának vizsgálatát.



4.9. ábra. A 42° -os (folytonos vonallal) és 36° -os (szaggatott vonallal reprezentált) beesési szögekhez kifordított céltárgyakkal végzett mérések kísérleti elrendezését ábrázoló séma. (Az ábrán alkalmazott jelölések, rövidítések jelentései megegyeznek a 45° -os lézer beesési szöghöz tartozó mérési elrendezésben bemutatottakkal (3.11. ábra).)

A kísérletek azt az eredményt mutatták, hogy *maximális lézerintenzitás mellett, p- és s-polarizált gerjesztő lézerfény használata esetén, a 48° -os és 54° -os visszaverődési szögekben is figyeltem meg 2ω és 3ω sugárzást.*

Ez az eredmény arra ösztönzött, hogy tovább végezzem kísérleteimet, megvizsgálva azt, hogy amennyiben csökkentem a lézer intenzitását a céltárgyak felületén, kimutathatók-e harmonikusok a nem tükörszerű irányokban is?

Kísérletek csökkentett lézerintenzitás mellett

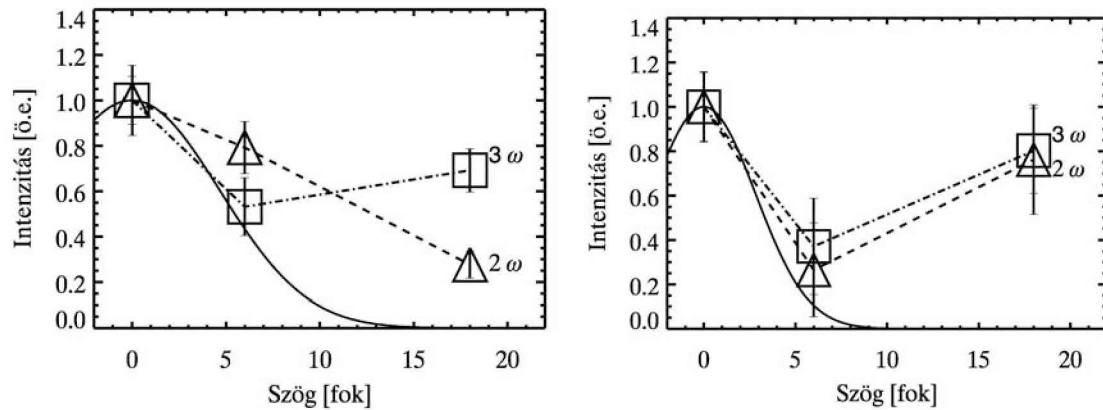
Ezeket a kísérleteket az alábbi kísérleti feltételek teljesülése mellett hajtottam végre:

- Kísérleteimet az előző fejezetben már említett 20mm , 14mm , 12mm átmérőjű kör keresztmetszetű lézernyalábok segítségével végeztem.
- A 36° -os beesési szögben elhelyezett céltárgyak esetén, 12mm átmérőjű belépő lézerfény használatakor a VUV spektrométer rácsa előtti blende a céltárgyról visszaverődött fény nyalábkúpján már kívülre esett. Ugyanilyen feltételek mellett, de 14mm -es fénynyaláb átmérőnél, a visszavert nyaláb kúpja ugyancsak a blendén kívülre esett, de a kúp alkotója éppen érintette a blende szélét. 20mm átmérőjű nyaláb használata esetében a VUV rács előtti blende a visszavert nyaláb kúpjának belsejébe esett.
- A spektrométer rácsa előtti B6 blende és a céltárgy síkjának távolsága 230mm . A blende aperturájának átmérője 6mm volt.
- Céltárgyakként – hasonlóan mint korábban – üvegre felvitt 500nm vastag bór és alumínium, továbbá 205nm vastag szén rétegeket használtam.
- A keltő lézer polarizációja a céltárgy síkjához képest p-, majd s-polarizált volt.

Méréseim során az alábbi eredményeket kaptam:

Kísérleteim hasonló eredményeket adtak, mint amit CHAMBERS és kollégái kaptak korábban [43], azonban az én kísérleteimben *a gerjesztő lézerfény nem keltett előplazmát a főimpulzus előtt, míg az említett csoportnál erős előimpulzusok előzték meg a főimpulzust.* CHAMBERSék megfigyelései szerint [43] a diffúz harmonikus terjedés kb. $10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ intenzitás-küszöb felett kezdődik. **A harmonikusok szögeloszlásának vizsgálatakor, mindkét beesési szögben, minden vizsgált gerjesztő lézerintenzitáson, p- és s-polarizált beeső lézerfény esetén a keltő lézer hullámhosszának második és harmadik felharmonikusát is detektáltam. 45° -tól eltérő – a tükröszerű visszaverődési irányon kívül eső – szögekben negyedik harmonikus nem volt megfigyelhető.**

Az 4.10. ábra a vizsgálatok eredményeiből mutat példát alumínium minták használatakor, p-polarizált gerjesztő lézerfény esetén. Az (a) ábrához tartozó lézerintenzitás maximális (teljes nyaláb fókuszálódik), míg a (b) esetben a lézernyaláb átmérő 14mm volt. Ezekhez az esetekhez $1 \cdot 10^{17} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ és $5 \cdot 10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ fókuszált keltő intenzitás tartozik. A különböző beesési szögeknél a mért harmonikusok intenzitásai összehasonlíthatók a tükröszerű irányban visszaverődött, torzítás-mentes lézerfény Gauss-eloszlásával. Ezek az eloszlások a 4.10. ábra (a) és (b) részén folytonos vonalakkal vannak jelölve. A mérési eredmények (harmonikus spektrális intenzitások) normálva vannak az adott eset 45° -os tükröszerű irányban mért értékeihez. Mindezek mellett a tükröszerű irányba eső



(a) A maximális nyalábkeresztmetszethez, azaz (b) 14mm átmérőjű nyalábbal $I = 5 \cdot 10^{16} \frac{W}{cm^2}$ lé-
 $I = 10^{17} \frac{W}{cm^2}$ lézerintenzitáshoz tartozó mérések zerintenzitás mellett végzett mérések eredményei.

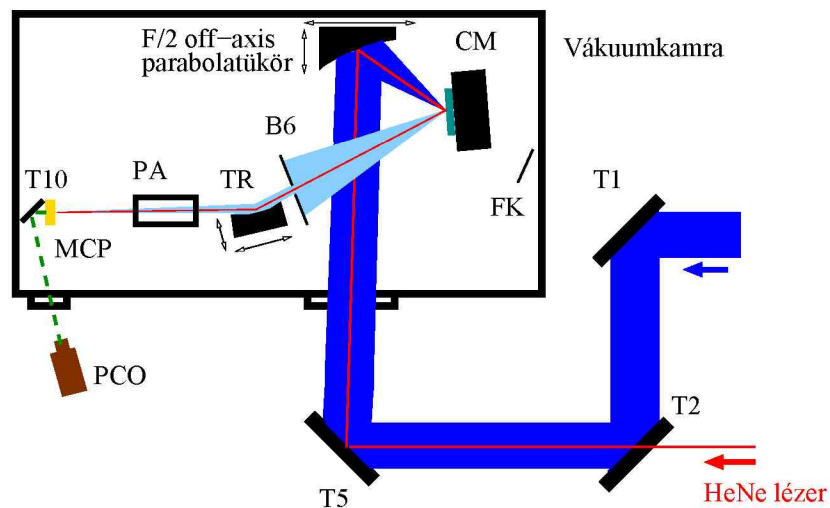
4.10. ábra. (a), (b) A 45° -os, 42° -os és 36° -os beesési szögek esetén megfigyelt harmonikusok relatív intenzitásai a 45° -os szögben megfigyelt harmonikusok spektrális intenzitásához viszonyítva alumínium céltárgyon p-polarizált beeső lézernyaláb mellett. A folytonos vonallal jelölt Gauss-eloszlások az adott feltételbeli beeső lézernyaláb átmérőhöz tartozó, a mintáról 45° -os irányban visszaverődött torzításmentes lézernyaláb eloszlásai a spektrométer belépő blendéjének síkjában. A vízszintes tengelyen a spektrométer kar és a mintáról visszaverődött lézernyaláb optikai tengelye által bezárt szöget jelöltem ($0^\circ \Leftrightarrow 45^\circ$, $6^\circ \Leftrightarrow 42^\circ$, $18^\circ \Leftrightarrow 36^\circ$ megfeleltetésekkel).

mérési eredmények a jobb összehasonlíthatóság miatt 1-re normáltak. A feltüntetett hibásávok a mérési eredmények szórásait jelentik. A 4.10. ábra (a) és (b) részének vízszintes tengelyein a spektrométer tárgyoldali karja és a mintáról minden esetben visszaverődött lézernyaláb 0. rendje (optikai tengelye) iránya által bezárt szöget tüntetem fel. Ez azt jelenti, hogy a lézerimpulzus mintára való 45° -os beesési szöge esetén ez a két irány együtt fut, azaz egy egyenesbe esik, ezért ehhez az esethez a vízszintes tengelyen jelölt 0° -os szögérték tartozik. Hasonló megfontolásokkal a 42° -os lézer beesési szöghöz a vízszintes tengely 6° beosztása, és a 36° -os lézer beesési szöghöz a vízszintes tengely 18° beosztása rendelhető hozzá. A 4.10. ábrán látszik, hogy nem csak tükörszerű irányban figyeltem meg harmonikusokat, hanem a céltárgyról visszavert lézernyaláb fénykúpján kívül is. A mért eloszlások egy érdekes tulajdonsága az, hogy a **céltárgyról visszaverődött lézer fénykúpján kívül a 3ω sugárzás intenzitása nagyobb, mint a 2ω -é**. Erre az eredményre az elvégzett kísérleteim és a szimulációk segítségével sem találtam magyarázatot.

Az eredmények azt igazolják, hogy mind a 2ω , mind a 3ω sugárzás erős diffúz komponensei figyelhetők meg p- és s-polarizált gerjesztő lézernyaláb esetén is. Röviden fogalmazva: a harmonikusok a céltárgy előtti féltérben a vizsgálat sík-

jában diffúz módon terjedtek. Ez azt jelenti, hogy a korábban $5 \cdot 10^{15} \frac{W}{cm^2}$ intenzitás mellett keltett harmonikusok tükörszerű terjedése [35] az intenzitás növekedésével megváltozott. Kijelenthető, hogy $10^{16} \frac{W}{cm^2}$ gerjesztő intenzitás felett a harmonikusok terjedésének diffúz viselkedése vált dominánssá, alacsonyan tartott ($I_{ESE} \leq 10^7 \frac{W}{cm^2}$) lézer-előimpulzus szint mellett is. Megfigyeléseim azt mutatták, hogy a harmonikusok keltés diffúz tulajdonsága $248nm$ hullámhosszúságú impulzussal, $0.5 - 1ps$ impulzusidő mellett, $10^{16} \frac{W}{cm^2}$ küszöbintenzitás felett egy belső – a plazmában lejátszódó – effektus következménye és nem a gerjesztő lézerek előimpulzusai okozzák. Feltételezhetően egy nem sík, hanem modulált felületről való szórás történt.

4.2.3. A harmonikusok polarizációs tulajdonságainak vizsgálata



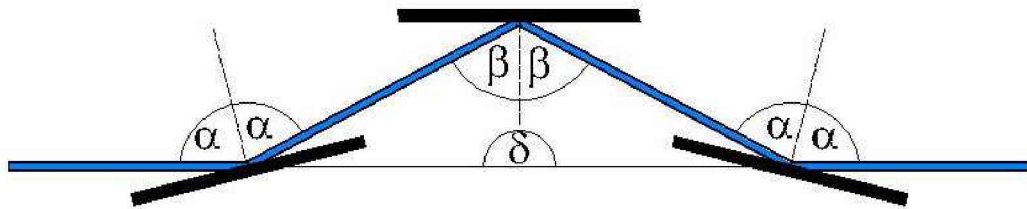
4.11. ábra. A harmonikusok polarizációs tulajdonságainak vizsgálatára összeállított mérési elrendezés. Az elrendezés majdnem megegyezik a 3.11. ábrán már bemutatott spektrométer elrendezéssel azzal a kis különbséggel, hogy a harmonikusok polarizációjának vizsgálata céljából a vákuum-ultraibolya spektrométer képpoldali karjába egy PA-val jelzett három-tükörös polarizációs analízátort építettem be.

Szilárdtest céltárgyak felületén a gerjesztő lézer felharmonikusainak megfelelő 2ω , 3ω és 4ω sugárzást sikerült keltetni, majd vizsgálni a 2ω és 3ω sugárzás szögeleszlását. Csoportunk a kis intenzitás mellett végzett korábbi kísérletei során vizsgálta

a harmonikusok polarizációs tulajdonságait is a keltő lézer polarizációjának függvényében. Ezek a kísérletek azt az eredményt adták, hogy a harmonikusok megtartották a keltő lézer polarizációját, tehát p-polarizált beeső lézernyaláb esetén a 2ω és 3ω is p-polarizált volt, míg s-polarizált lézernyalábra s-polarizált 2ω és 3ω sugárzás volt megfigyelhető [35, 39]. A kérdés most az, hogy kb. két nagyságrenddel nagyobb gerjesztő intenzitás használata esetén, a diffúzan szórt harmonikusoknak megmarad-e a polarizációt tartó tulajdonsága? Az eddigi eredmények ismeretében az a válasz sejthető erre a kérdésre, hogy *nem*, mert a harmonikus rendek szóródásával valószínűsíthető a polarizációk keveredése is az egyes harmonikus rendekben.

A kérdés megválaszolására a 4.11. ábrán vázolt kísérletet építettem fel, mellyel célom volt a keltett harmonikusok polarizációs tulajdonságának vizsgálata a gerjesztő lézer polarizációjának függvényében. A kísérletekhez kapcsolódó főbb megjegyzések a következők voltak:

- A kísérleti elrendezés tulajdonképpen majdnem megegyezik a harmonikusok keltésekor használt, a 45° -os lézer beesési szöghöz beállított elrendezéssel (fókuszálás, céltárgymozgató pozíciója, VUV spektrométer), azzal a kiegészítéssel, hogy a VUV spektrométer képoldali karjába egy már a régebbi polarizációs mérésekhez is használt három-tükrös polarizációs analizátort építettem be (a 4.11. ábrán a PA-val jelzett téglalap ezt az analizátort szimbolizálja). Az analizátor elvi sémája a 4.12. ábrán látható.



4.12. ábra. A 3 aranybevonatú tükröt tartalmazó polarizációs analizátor szerkezeti felépítése. A folytonos fekete szakaszok az aranybevonatú tükröket, a sötétkék töröttvonal az analizátoron keresztülhaladó lézernyalábot reprezentálják. ($\alpha = 76^\circ$, $\beta = 62^\circ$ és $\delta = 180^\circ$.)

A három arany réteggel bevont tükrök az ábra szerinti elrendezésben helyezkedik el egymáshoz képest. A tükrök elrendezése a VUV polarizátorban meghatározza annak paramétereit. Esetünkben az első és a harmadik tükrökre 76° -os szögben esett a fény, a másodikra pedig 62° -os szögben. ($\alpha = 76^\circ$, $\beta = 62^\circ$) [94]. Az α és β

ilyen megválasztása mellett vált párhuzamossá a polarizátor-együttesre beeső és az arról visszavert nyaláb. Az ábra szerint vázolt elrendezés az egyik polarizációs síkot (p) és az ábra síkjában fekvő vízszintes tengely körül 90° -ban elforgatott tükörrendszer elrendezés a másik (s) polarizációs síkot preferálja. Jelölje I_{pol}^S a polarizátoron áthaladt, a polarizátor számára s-polarizált nyaláb intenzitását, I_{pol}^P pedig a p-polarizált nyaláb intenzitását. Jelölje P_{pol} a $P_{pol} := \frac{I_{pol}^S}{I_{pol}^P}$ arányt, ami a polarizátor polarizáció szerinti szelektivitását jellemzi. A második felharmonikus hullámhossza esetén $P_{pol} = 39.6$, a harmadik harmonikus hullámhosszán $P_{pol} = 18.5$ [39, 95].

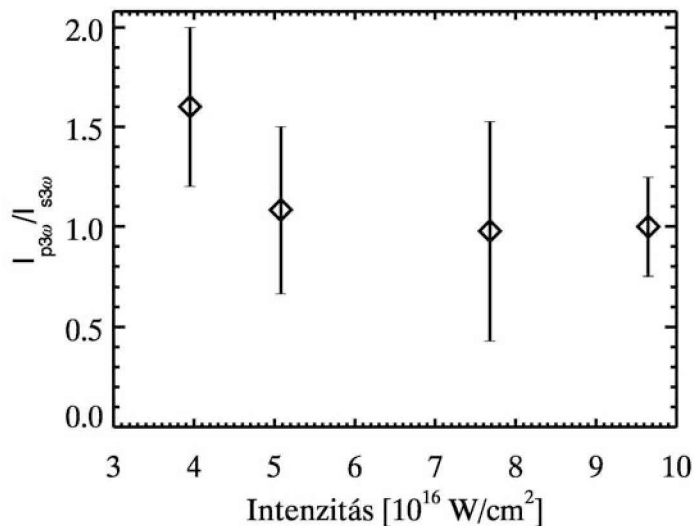
- A detektált nyaláb polarizációjának értékelésekor figyelembe kellett venni a toroidális reflexiós rács hullámhossz szelektivitását is. A rács négyszer jobban át-eresztette a számára p-polarizált fényt, mint az s-polarizáltat [82]. Jellemezze $P_{racs} = \frac{I_{racs}^S}{I_{racs}^P} = \frac{1}{4}$ a rács polarizáció szerinti szelektivitását [39]. A polarizációs analizátorból és a rácsból álló rendszer polarizáció szerinti szelektivitása: $P_{osszes} = P_{racs} \cdot P_{pol}$. Második felharmonikus esetében $P_{osszes} = 9.9$, a harmadik felharmonikusra pedig $P_{osszes} = 4.62$ [39, 95].
- A kísérletekhez a lézerfény teljes keresztmetszetét felhasználtam. Tehát a gerjesztést maximális (kb. $1.5 \cdot 10^{17} \frac{W}{cm^2}$) intenzitással végeztem.
- Céltárgyaim üveghordozóra felvitt $500nm$ vastag alumínium és bór rétegek voltak.
- A kísérletekben a polarizációs analizátort és természetesen a detektor környékét megfelelően árnyékolni kellett.
- A kísérletek megkezdése előtt a gerjesztő lézer polarizációját közvetlenül a vákuumkamra előtt ellenőriztem.
- A korábban említettek szerint a lézer polarizációs síkjának elforgatását egy a lézerbe beépített $\frac{\lambda}{2}$ -es polarizációs hullámlemez elforgatásával végeztem.

A kísérletek eredményei az alábbiakban foglalhatók össze:

Az első kísérletsorozatban még *nem helyeztem el a polarizációs analizátort a VUV spektrométerben*, hanem a 45° -os, 42° -os és 36° -os lézer beesési szöghöz tartozó elrendezésekben, a 4.2.2. alfejezetben részletesen leírt változtatott nyalábátmérőkkel (azaz intenzitásokkal) és céltárgyakkal végeztem kísérleteimet. A gerjesztő lézerimpulzus először p-, majd s-polarizált volt.

Az eredmények értékelése során a harmonikus spektrumokon megvizsgáltam az egyes harmonikus csúcsok spektrális intenzitásait. Ily módon előállítottam és $I_{p2\omega}$ -val jelöltem a p-polarizált lézer által keltett második harmonikus spektrális intenzitását, az $I_{s2\omega}$ -val jelölt s-polarizált lézer által keltett második harmonikus intenzitását

és ugyanezt a harmadik harmonikus esetére $I_{p3\omega}$ -val és $I_{s3\omega}$ -val jelölve. Ezt követően képeztem ezeknek az egymásnak megfelelő mennyiségeknek a hányadosait, nevezetesen $\frac{I_{p2\omega}}{I_{s2\omega}}$ és $\frac{I_{p3\omega}}{I_{s3\omega}}$ értékeket. Ezeket a hányadosokat ábrázoltam a keltő lézer intenzitásának függvényében. Példaként egy ilyen értékelés eredményét mutatja a 4.13. ábra.



4.13. ábra. Bór céltárgyon, 42° -os lézer beesési szög mellett, az $\frac{I_{p3\omega}}{I_{s3\omega}}$ hányadosok függése a keltő lézer intenzitásától.

A 4.13. ábrán a harmadik harmonikusra, 42° -os beesési szögre vonatkozó eredmények látszanak. A céltárgy ez esetben bór volt. A vízszintes tengelyen jelölt lézer intenzitásokat az egyes alkalmazott nyalábátmérőkre vonatkozó mérési adatokból határoztam meg mindig az adott mérés során jellemző lézerenergia figyelembe vételével. A 4.13. ábrán látottakhoz hasonló függéseket láthatnánk második harmonikus, más beesési szögek vagy más minták esetére is. Jól látszik, hogy növekvő lézerintenzitás mellett az arány 1 közeleli. A korábbi $5 \cdot 10^{15} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ lézerintenzitással végzett kísérletekben ez az arány kb. 4 volt, azaz akkor a p-polarizált lézer nagyobb (kb. 4-szer) hatásfokkal keltett harmonikusokat, mint az s-polarizált lézerfény. Az ábrán vázolt hibasávok a mérési eredmények hibáit reprezentálják, melyeket a hibaterjedés törvényének felhasználásával határoztunk meg. A kapott eredmény azt jelenti, hogy **a p- és s-polarizált gerjesztő sugárzás közel azonos hatásfokkal kelt harmonikusokat ebben az intenzitás tartományban.** Mivel a lézer intenzitását a nyaláb energiájának változtatása révén csökkentettem, ezért a harmonikus jelek intenzitása is a spektrális zajszintbe csökkent $10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ intenzitás alatt.

A második kísérletsorozatban *helyeztem be a vákuumkamrába a VUV spektrométer karba a 4.11. ábrán is látható helyre a PA-val jelzett három-tükrös polarizációs analizátort*, hogy megvizsgálhassam maguknak a harmonikusoknak a polarizációját. Ebben a

kísérletsorozatban a lézer céltárgyra való beesési szöge mindig 45° volt. (A további kísérleti feltételeket lásd fentebb felsorolva.) A harmonikusok polarizáció-fokát az alábbi formula segítségével definiáltam:

$$\mathcal{P} = \frac{I_p - I_s}{I_p + I_s}, \quad (4.8)$$

ahol I_p és I_s a harmonikus csúcsok spektrális intenzitásai rendre a p- és s-analizátor állásoknál. Ez a formula tisztán p-polarizáció esetén $+1$ -et, tisztán s-polarizáció esetén -1 -et ad eredményül. Ha $\mathcal{P} = 0$, akkor ez polarizálatlan sugárzást jelent. A 4.1. táblázat összefoglalja a második és harmadik harmonikus polarizáció-fokára adódott eredményeket, különböző beeső lézer polarizációkra. A 4.1. táblázatban a könnyebb összehasonlítás miatt a 3. oszlopban feltüntettem csoportunk korábbi, kis lézerintenzitással kapott hasonló méréseinek eredményeit is.

Harmonikus rend	Lézer polarizáció	$\mathcal{P}$ [39] $I = 5 \cdot 10^{15} \frac{W}{cm^2}$	$\mathcal{P}$ $I = 1.5 \cdot 10^{17} \frac{W}{cm^2}$
2ω	p	0.80	0.29 ± 0.21
2ω	s	-0.86	0.02 ± 0.13
3ω	p	1.0	0.21 ± 0.23
3ω	s	-1.0	-0.17 ± 0.23

4.1. táblázat. *P- és s-polarizált lézerrel, alumínium céltárgyon keltett második és harmadik harmonikus $\mathcal{P}$ polarizáció-fok értékei. (A táblázat harmadik oszlopa – az új eredményeimmel való könnyebb összehasonlíthatóság miatt – a korábbi, kisebb intenzitással végzett kísérletek eredményeit tartalmazza [39].)*

Az $5 \cdot 10^{15} \frac{W}{cm^2}$ pumpáló intenzitással végzett kísérletek során a $\mathcal{P}$ értékei 1 körüliek voltak p-polarizált beeső, és -1 körüliek voltak s-polarizált beeső lézerfény esetén [39]. Ha $1.5 \cdot 10^{17} \frac{W}{cm^2}$ -ig növeljük a pumpáló intenzitást, akkor a helyzet drasztikusan megváltozott. **Ezen az intenzitáson a $\mathcal{P}$ polarizáció-fok közel nulla lett, ami azt mutatja, hogy a harmonikusok polarizációi minden esetben összekeveredtek.** A $\mathcal{P}$ értékek p-polarizált lézer használatakor közel nullát, míg s-polarizált lézer használatakor nulla közeli negatív értéket adtak természetesen a mérés relatív hibáin belül. (A hibaterjedés figyelembevételével számított relatív hibákat a mérés átlageredményei mellett a táblázatban is feltüntettem.) Jegyezzük meg, hogy a polarizációk keveredése az s-polarizált lézerrel keltett páros (2ω) harmonikus esetében a legnagyobb mértékű. Erre az estre a PIC [34] szimulációk tisztán p-polarizált harmonikusokat jósoltak (Részletesen lásd később).

Összefoglalásképpen elmondható, hogy a polarizációs vizsgálatokkal kapcsolatos kísérleteim két fontos eredményt hoztak: egyrészt a p- és s-

polarizált lézerfény adott, közös kísérleti feltételek mellett szinte azonos hatásokkal keltett harmonikusokat. A másik lényeges eredmény az volt, hogy a harmonikusok polarizációi nem tartották meg a keltő lézer polarizációit, hanem jelentős mértékben keveredek, ha elég nagy az intenzitás.

4.3. A harmonikus-keltéssel kapcsolatos kísérleti eredmények magyarázata

Ebben a fejezetben a harmonikus-keltéssel foglalkozó kísérletek eredményeinek magyarázatát foglalmaztam meg. Az eredmények elemzésében nagy segítségemre volt Dr. Klaus Eidmann (MPQ, Garching, Németország), aki szimulációkat végzett a kísérletekhez. A fejezetben említésre kerülő szimulációk az ő nevéhez köthetők.

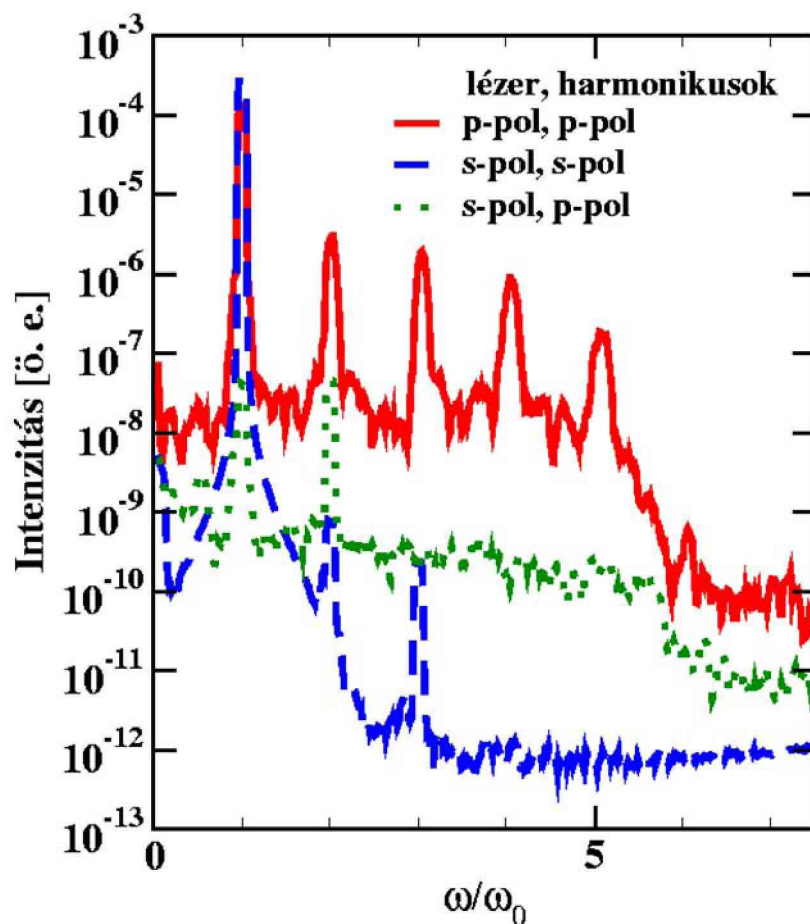
A harmonikusok szögeloszlásának vizsgálata szignifikáns módon azt mutatta, hogy a felharmonikus sugárzás jelen van a céltárgyról visszavert lézer fénykúpján kívül is. Ez az eredmény látható a 4.10. ábrán. Mindez azt jelenti, hogy a harmonikusok diffúz módon terjedtek, amelyért a plazma kritikus felületének fodrossá válása lehet felelős. A megfigyelések szerint a sugárzás diffúz volta a rövidebb hullámhosszak irányában növekszik.

További eredmény, hogy harmonikusokat figyeltem meg mind p- mind s-polarizált keltő lézerfény esetén is. Ez az eredmény alapvetően egyezik csoportunk korábbi, kisebb intenzitással végzett hasonló kísérleteinek eredményével, amelyeket jól megmagyarázott a csoportunk által akkor kifejlesztett félig analitikus modell, amely a frusztrált teljes visszaverődésen [96] alapult. Ez a modell számításba veszi a kritikus felületnél nagyobb sűrűségű plazmaréteg (overdense region) evanescens terét. E modell szerint a keltett harmonikusok polarizációja követte a keltő lézer polarizációját. Ez az eredmény megegyezett a kis intenzitáson végrehajtott kísérletekben tapasztaltakkal. Nagyobb intenzitással végzett kísérleteimben azt az eredményt kaptam, hogy a harmonikusok polarizációi keveredtek. Ezt a jelenséget is okozhatta a plazma kritikus felületének fodrossá válása $10^{16} \frac{W}{cm^2}$ felett. A 4.1. táblázat adatai szerint a p-polarizált lézer által keltett harmonikusok polarizációi kissé a p-polarizáció felé hajlanak, míg az s-polarizált lézer kissé s-polarizált 3ω -t ad. Érdekes, hogy az s-polarizált lézer által keltett 2ω sugárzás gyakorlatilag polarizálatlan (a kísérleti eredmények hibáin belül). Ezek az eredmények újabb visszaigazolásai a plazma felületi fodrozódása kezdetének [34]. Itt jegyzem meg, hogy azok a modellek, amelyek s-polarizált keltő sugárzás esetén a párosrendű harmonikusok tisztán p-polarizáltságát jósolják, a rezonancia-abszorpción alapulnak [29, 34].

Eredményeim megértése céljából továbbá, hogy betekintést nyerhessek a harmonikus-keltés mechanizmusába szimulációk készültek a kísérletekhez. A szimulációktól azt is vártam, hogy segít megérteni a plazma kritikus felületének fodrozódását. Lehet-e a kapott eredmények oka a felületi hullámosodás? Létrejöhet-e fodrozódás a

kritikus felületen? Mi okozza a fodrosságot? Többnyire ezekre a kérdésekre kerestem a választ.

Az egyik szimuláció egydimenziós PIC (*P*article *I*n *C*ell) kód segítségével történt. Ezt a kódot LICHTERS, PUKHOV és MEYER-TER-VEHN fejlesztették ki a kilencvenes évek közepén [34]. A kód egy töltött részecske (elektron) mozgását követi nyomon. Világos, hogy az 1 dimenziós modell nem adhat teljes magyarázatot az eredményekre, de ahhoz elég, hogy betekinthessünk a megfigyelt jelenségek okaiba. A kód bemenő paraméterei a kísérleti paraméterek voltak, úgy mint: 248nm -es gerjesztő hullámhossz és $10^{17} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ intenzitás. Itt az elején fontos ismételtlen megjegyezni, hogy a kód egydimenziós, tehát nem tudta figyelembe venni a felületi effektusokat, így a plazma kritikus felületének esetleges hullámosodását sem.



4.14. ábra. Az egydimenziós PIC szimuláció eredményei. A vízszintes tengelyen az egyes harmonikus rendek, a függőleges tengelyen a harmonikusok relatív intenzitásai látszanak.

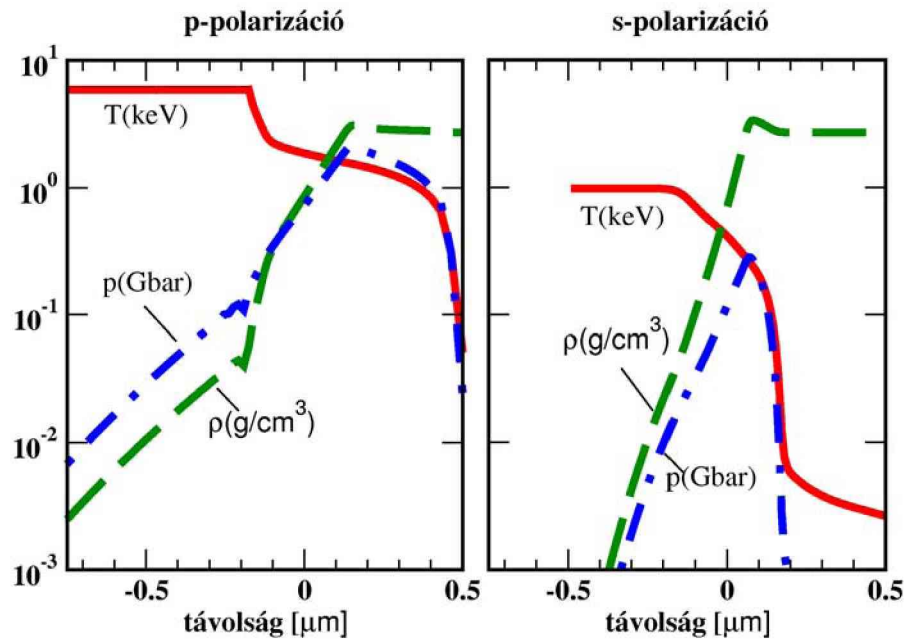
A 4.14. ábra a PIC szimulációk eredményeit mutatja különböző pumpálási feltételek mellett. Az ábra vízszintes tengelyén az egyes harmonikus rendek, függőleges tengelyén pedig azok intenzitásai találhatók önkényes egységben.

A kód szerint p-polarizált gerjesztő lézerimpulzus esetén az 5. felharmonikust is megfigyelhetjük, de az 5ω intenzitása közel egy nagyságrenddel kisebb, mint a 4ω -é. Ha visszaemlékszünk arra, hogy a 4ω a kísérleteimben küszöbszerű viselkedést mutatott, akkor a kód eredménye megmagyarázza, hogy miért nem detektálhattam 5. felharmonikust. Azaz ebben az értelemben a szimuláció eredményei p-polarizált beeső lézerimpulzusra, jól egyeznek a kísérleti eredményekkel. A szimulációk szerint, a p-polarizált lézerrel keltett harmonikusok polarizációja domináns módon p, de ez az eredmény nem látszik a bemutatott 4.14. ábrán. Más az eset s-polarizált gerjesztő impulzus esetén. Ekkor, a szimulációk szerint az s-polarizált lézerrel keltett második és harmadik harmonikus nagyon gyenge, de a 2ω főleg p-, a 3ω pedig főleg s-polarizált (lásd az ábra zöld pontozott és két szaggatott vonallal kihúzott görbéit). Az s-polarizált lézerfényvel keltett harmonikusok intenzitása nagyságrendekkel kisebb, mint p-polarizált pumpálás esetén, emiatt az a detektálhatósági határ alatt van. Ez ellentmond kísérleti eredményeimnek. Ez az ellentmondás feloldható a polarizációk keveredésével, amit a plazma kritikus felületének valószínűsíthetően hullámossá válása okoz.

A táguló plazma hidrodinamikájának jobb megértése céljából numerikus szimulációk készültek a MULTI-fs hidrodinamikai kód [85,97] segítségével is. A kóddal sikerült kiszámítani a hőmérséklet-, sűrűség- és nyomás-profilokat a plazmában a plazma keresztmetszete mentén mindkét polarizációra. Ezek a görbék láthatók a 4.15. ábrán.

Az ábrát megnézve a következők mondhatók el: a hőmérséklet a plazmakoronában néhány keV p- és kb. $1keV$ s-polarizált sugárzás esetén. A plazma nyomását szemügyre véve, az még érdekesebb eredményt mutat. P- és s-polarizált sugárzás esetén is **a kritikus felület közelében** (a 4.15. ábra vízszintes tengelyén 0-val jelölt hely) **100Mbar körüli a nyomás**, annak ellenére, hogy a térbeli sűrűségprofil s-polarizált esetben sokkal meredekebb. Most hasonlítsuk össze ezt a nyomásértéket az ultrarövid lézerimpulzus kritikus felület közeli fénynyomásával. **A fénynyomást egyszerűen megbecsülhetjük** a $p = \frac{\epsilon_0 \cdot E^2}{4}$ egyenletből, **ami** esetünkben **kb. 50Mbar értéket ad**. E két mennyiség egyensúlya nagyon fontos, hisz a plazma skálahossza meghatározó módon nem változik a lézerimpulzus időtartama alatt.

A tisztán egydimenziós szimulációk nem képesek teljesen leírni a plazma kétdimenziós viselkedését, tehát a felületen lévő perturbációkat se. Mindemellett azért tartalmaznak eredményeket erre a viselkedésre. A kísérleteimben jellemző $700fs$ időtartam túl hosszú ahhoz, hogy a kóddal közvetlenül követhető legyen, ezért a PIC szimulációk rövidebb impulzusidők mellett futottak különböző kezdeti sűrűségprofilokkal. E szimulációk legérdekesebb eredménye az volt, hogy minden olyan esetben, **ha a kezdeti sűrűséggradiens hosszabb volt, mint a plazma tipikus skálahossza (ami kb. $L = 0.2\lambda$), akkor a sűrűséggradiens mindig konvergált a 0.2λ -hoz**. Ez egy



4.15. ábra. A kísérletek bemenő paramétereivel futtatott MULTI-fs hidrodinamikai szimuláció eredményei. A piros folytonos görbe a hőmérséklet-, a kék pontozott-szaggatott görbe a nyomás- és a zöld szaggatott görbe pedig a sűrűségprofil számított függvényét mutatja a plazmában a kritikus felülettől (vízszintes tengely 0-ja) való távolság függvényében. A lézer balról-jobbra haladva gerjeszti az anyagot.

újabb következménye a fénynyomás és az ablált, táguló plazmafront ezen az intenzitáson bekövetkező egyensúlyának. Ez az egyensúly messze nem stabil. **A fénynyomás és a vele ellentétes irányban táguló plazmafront nyomásának kölcsönhatása következtében Rayleigh-Taylor instabilitás fejlődik ki a plazma kritikus felületén, vagy annak közelében.** Az elméleti modellek szerint, a meredek sűrűségprofilon a Rayleigh-Taylor instabilitás növekedésének gyorsasága elég nagy lehet [98]. **A számítások szerint néhány száz femtoszekundum alatt teljesen felépül az instabilitás [14]. Ezt figyelembe véve a Rayleigh-Taylor instabilitásnak elég ideje marad a 700 fs impulzusidő alatt arra, hogy teljesen kifejlődjön és a plazma kritikus felületének fodrozódását okozza.**

Végezetül még egy fontos – de egészen más – jelenségre sikerült példát hoznom kísérleteimben. Megnézve a 4.6. ábrát a spektrális csúcsok között a bór vonalak és a harmonikus csúcs mellett szilícium spektrumvonal (Si IV) is megjelent. Ennek oka az, hogy a lézerfény az üveghozdozót is felfűtötte, mégpedig az alábbiak szerint:

Az elvégzett szimulációkból [97] az derült ki, hogy ebben a $0.5\mu\text{m}$ mélységben kb. 100 eV hőmérséklet várható. A megfigyelt szilícium spektrumvonalak az üveg mintegy 50 – 150 eV-os hőmérsékletére utalnak, ami sokkal magasabb érték, mint az lökéshul-

lábbal elérhető lenne. Tehát lökéshullám nem fűthette fel az üveget ilyen magas hőmérsékletre. Ebben az esetben más történt: a szilárdtest réteget a plazmakeltés során keletkező gyors elektronok fűtötték fel izochor módon. A jelenség pontos neve: *izochor fűtés*.

Izochor fűtés alatt a következőt értjük: szilárdtest céltárgy felületét ultrarövid lézerimpulzussal megvilágítva a felületen plazma keletkezik. A lézerfény energiája már a plazma $5 - 10\text{nm}$ vastag szkin-rétege előtt elnyelődik, a szkin-réteg pedig az impulzus időtartama alatt – tehát igen gyorsan – tágul a beeső lézerfényvel ellentétes irányban. Ugyancsak ez idő alatt a lézer impulzusa gyorsítja a plazmakorona elektronjait a bejövő lézernyalábbal megegyező irányban a szilárdtest belseje felé, akár 400nm mélységig. Ezek a magas hőmérsékletű (akár $\text{keV} - \text{ra}$, $\text{MeV} - \text{ra}$ gyorsított töltött részecskék), tehát gyors elektronok az energiájukat fokozatosan leadva fűtik fel a szilárdtest plazmához közel eső rétegét. (Mindezt ugyancsak a lézer impulzus időtartama alatt.) Az elektronok igen rövid idő alatt viszik be energiájuk nagy részét a sűrű anyagba és ez időtartam alatt az anyag nem képes kitágulni, tehát a fűtési folyamat izochor. Innen az izochor fűtés elnevezés. A jelenség fő vizsgálati módszere a röntgen-spektroszkópia.

Visszatérve a harmonikus spektrumhoz elmondható tehát, hogy a spektrumban az izochor fűtés következtében jelentek meg a szilícium vonalak (a 3ω környezetében egy SiIV , azaz háromszorosan ionozált szilícium vonal). Mint az ebből a magyarázatból is látszik, a plazmából származó gyors elektronok vizsgálata igen nagy jelentőségű, hisz az anyag fűtési folyamatában fontos szerepet játszik (lásd lézerfúzió gyors begyűjtés módszere).

Összefoglalásképpen kijelenthető, hogy a szimulációs vizsgálatok kielégítő magyarázatot adtak arra, hogy a harmonikusok diffúz szóródását és a harmonikusok polarizációjának keveredését a plazma kritikus felületének fodrozódása, hullámossá válása okozza. Ez a jelenség a kritikus felületen létrejött Rayleigh-Taylor instabilitás következménye, melyet a fénynyomás és a plazma tágulásának instabil egyensúlya okoz. Ezáltal magyarázható, hogy kísérleteim eredményeit egy a plazmában lejátszódó olyan belső folyamat indukálta, mely nem a gerjesztő lézer előimpulzusainak következménye.

5. fejezet

A titán-zafír lézerrendszerrel végzett kísérletek elrendezései

5.1. Az ATLAS lézerrendszeréről

Az igen nagy, relativisztikus lézerintenzitással folytatott kísérleteket a németországi garchingi Max-Planck Kvantumoptikai Intézet (MPQ) multi-terawattos titán-zafír lézerrendszerének segítségével végeztük [99]. A lézer a nevét az angol Advanced Titanium:Sapphire Laser System elnevezés kezdőbetűiből alkotott mozaikszóval képezték, így alakult ki az ATLAS elnevezés. Az ATLAS egy olyan három darab asztali méretű szilárdtest lézerből álló rendszer, amelynek titánnal szennyezett zafír (Al_2O_3) kristály az erősítő közege. A titán-zafír kristály nagyon alkalmas ultrarövid impulzusok keltésére és erősítésére is, mivel az erősítés sáv szélessége $650nm$ és $1050nm$ között van.

A csörpölt (Chirped Pulse Amplification, CPA) erősítési technikát felhasználva [100] az ATLAS lézerrendszer $130 - 160fs$ impulzusidővel (Full Width at Half Maximum, FWHM) rendelkező impulzusokat bocsát ki. A céltárgyak felületét $790nm$ hullámhosszú, kb. $900mJ$ energiájú nyaláb éri el. Ezekből az értékekből könnyen kiszámítható, hogy a csúcsteljesítmény kb. $6TW$. A lézerimpulzus fókuszálhatóságát két adaptív tükörből álló rendszer használatával fokozzák. Az ilyen módon kapott fókuszolt közel diffrakció limitált és a maximális intenzitás a foltban nagyobb, mint $10^{19} \frac{W}{cm^2}$ [101].

Az ATLAS lézerrendszer és a rendszert alkotó elemek részletes leírásától eltekintek. E helyett, a céltárgy kísérleteket végző személy számára hangsúlyos módszert írom körül vázlatosan, amely a titán-zafír lézerrendszer nyalábjára optikai minőségét volt hivatott korrigálni, javítani, hiszen a nagy fókuszált intenzitások keltésének fontos feltétele a hullámfront-torzulásokat nem, vagy csak kis mértékben tartalmazó nyaláb.

Szilárdtest lézerekre – így a titán-zafír rendszerekre is – az a jellemző, hogy alaphelyzetben a nyalábjaik optikai minősége nem túl jó. Ennek fő oka esetünkben az erősítő közegben lévő kristályhibák és a mesterséges szennyezés (doppolás) következtében ter-

mészetes módon megjelent inhomogenitások. Jól ismert tény az, hogy a lézerimpulzus jó fókuszálhatóságához jó optikai tulajdonságú (közel sík hullámfront) lézerfényre van szükség. A jó fókuszálhatóság és az ezzel szorosan összefüggő nagy (relativisztikus) intenzitások keltése miatt, az **ATLAS** nyalábjának optikai minőségén javítottak. Erre a célra egy a közeli-, és egy a távoli-zónában felépített adaptív optikákat tartalmazó rendszert építettek ki.

Mindenféle adaptív rendszer használata nélkül az **ATLAS** lézer erősített nyalábja elég rossz minőségű. A közeli zónában megvizsgálva a nyaláb intenzitásprofilját az nem homogén, hanem jellemzően kisebb-nagyobb lokális intenzitás inhomogenitásokat tartalmazó intenzitás-eloszlást mutat [102].

Abból a célból, hogy kisimítsák a lézerimpulzus-profilt, a közeli zónában egy ún. első bimorf deformálható tükröt használtak [101]. Ezt a tükröt a nyaláb titán-zafír erősítőbeli utolsó (negyedik) átfutásába állították fel. A tükör 30mm átmérőjű és 17 aktív piezo elektródát, szegmenst tartalmazott. Az egyes elektródákra $-300\text{V} - (+200\text{V})$ feszültség volt adható. Az elektródákra kapcsolt feszültségek hatására azok deformálódtak. A deformáció megváltoztatta az intenzitás-eloszlást a nyalábban az utolsó kompresszor rács síkjában. Az intenzitás-eloszlás egy CCD kamera és egy személyi számítógép segítségével közvetlenül ellenőrizhető volt. A jó beállítás eredményeképpen a nyaláb keresztmetszetében korábban meglévő lokális intenzitás-csúcsok ellapíthatóak voltak. Helyes beállítás esetén az impulzus a kompresszorból kb. maximum $1.5J$ energiával lépett ki anélkül, hogy roncsolta volna a rácsokat.

Ennek az eljárásnak a segítségével az intenzitás profil inhomogenitása javíthatóvá vált, azonban a nyaláb tartalmazott még hullámfront torzulásokat. A megmaradt hullámfront deformációk elég nagyok voltak ahhoz, hogy a lézerfény fókuszálhatóságát rontsák. A deviációkat az **ATLAS** rendszerbe beépített Shack-Hartmann szenzor és egy második, számítógéppel vezérelt deformálható tükör segítségével mérték, majd korrigálták [101]. A Shack-Hartmann szenzor kis lencsék olyan kétdimenziós mátrixa, melyen keresztülhalad a lézerfény. Minden kis lencse a nyaláb egy kis, lokális részét fókuszálta egy CCD kamera chipjére, majd a fókuszfoltok által alkotott mintát, – mint a kamera által alkotott képet – személyi számítógép olvasta ki, majd tárolta. Az ilyen módszerrel megállapított hullámfront aberrációkat a második deformálható tükör segítségével korrigálták. Ez a tükör már nagyobb átmérőjű volt, a lézernyaláb nagyobb keresztmetszetéből következően. Nevezetesen 80mm volt az átmérője, 33 aktív piezo elektródát tartalmazott és a nyalábkompresszor után, vákuum alatt tartott csőben helyezkedett el. Az egyes elektródákra adandó feszültségeket ugyanazzal a számítógéppel vezérelték és ellenőrizték, amelyet a Shack-Hartmann szenzor jeleinek értékelésében is használtak.

A fenti, vázlatosan ismertetett eljárás segítségével a lézerrendszer nyalábjának optikai minőségét oly mértékben sikerült javítani, hogy a parabolatükör ideálisan jó beállítása esetén a fókusz közel diffrakció-limitált volt [101].

Kísérleteink egy részében előplazmát keltettünk céltárgyaink felszínén és ebbe az előplazmába lőttünk bele a titán-zafír lézerrendszer nagyintenzitású, femtoszekundumos nyalábjával. Az előplazma keltéséhez Nd:üveg lézer frekvencia-kétszerezett $532nm$ hullámhosszú, $8 - 10J$ energiájú nyalábját lencsével $200\mu m$ átmérőjű foltba fókuszáltuk a minták felületére, mellyel a céltárgyak felületén kb. $1 \cdot 10^{13} \frac{W}{cm^2}$ intenzitás volt elérhető [102,103].

5.2. A titán-zafír lézerrendszerrel végzett kísérletekhez használt kísérleti elrendezés leírása

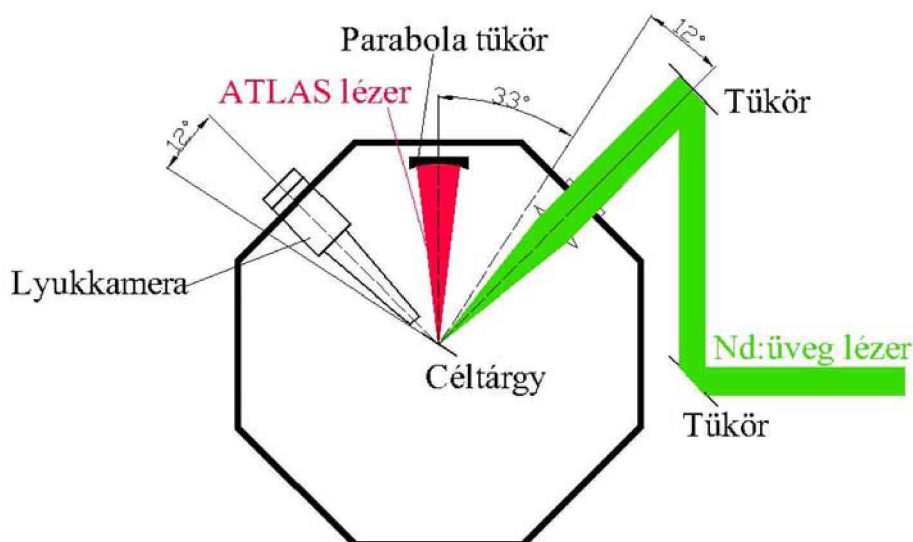
Az ilyen nagy intenzitáshoz kapcsolódó kísérleteimet Garchingban az MPQ-ban végeztem az ATLAS és egy Nd:üveg lézerrendszer nyalábjait felhasználva. Ebben a fejezetben ezen mérésekhez kapcsolódó kísérleti elrendezéseket mutatom be.

Kísérleteink két részre voltak oszthatók. A mérések első csoportjában szilárdtest céltárgyfóliák elülső-, második csoportjában pedig hátsó felületét figyeltem meg olyan lyukkamera segítségével, melynek detektora röntgen hullámhosszra érzékeny CCD kamera volt. (A kísérletek pontos céljának leírását lásd később.) A kísérletek két csoportjának megfelelően kétféle kísérleti elrendezés épült fel.

A céltárgyak elülső oldalának megfigyeléséhez az 5.1. ábrán látható mérési beállítás készült.

A vákuumkamra az alakját tekintve egy szabályos nyolcszög alapú egyenes hasáb volt. A hasáb oldallapjai levehetőek voltak. A felülnézetben ábrázolt vákuumkamra közepén helyezkedett el a céltárgyat tartó és mozgató mechanika és abban a különböző céltárgyfóliák. A mintatartó és azon a minta, a függőleges tengelye körül elforgatható, illetve függőleges irányban emelhető-süllyeszthető volt. Ezáltal lehetett biztosítani a minta helyzetének pontos beállítását és, hogy minden lézerlövés új mintaelemet találjon el. A femtoszekundumos, $64mm$ átmérőjű, kör keresztmetszetű titán-zafír lézerimpulzust egy $F/2.6$ -os ferde tengelyű (off-axis), $f_{eff} = 166mm$ effektív fókusz távolságú parabolatükör fókuszálta a mintára. A titán-zafír lézerimpulzus céltárgyra való beesési szöge 33° -os volt. Mint azt már említettem, előplazmával kapcsolatos kísérleteinkben előplazma keltéshez Nd:üveg lézer fókuszált nyalábját használtuk. A Nd:üveg lézernyaláb mintára való beesési szöge 12° és az 5.1. ábrán jelölt irányból esett be a céltárgyra. A lyukkamera a céltárgyak függőleges síkjával 78° -os és a vízszintes síkkal 45° -os szöget bezáró megfigyelési irányból, felülről látott rá a céltárgyra.

A céltárgyak hátsó oldalának megfigyeléséhez az 5.2. ábrán mutatott mérési elrendezés szolgált. Ebben az esetben csak a titán-zafír nagyintenzitású lézert használtuk fel kísérleteinkhez. Az 5.2. ábrán látható beesési és megfigyelési szögeinek értékei változtak a céltárgyak elülső oldali megfigyeléseihez használt mérési elrendezésben leírt és az 5.1. ábrán vázolt megfelelő szögekhez képest, mert ebben a méréssorozatban a



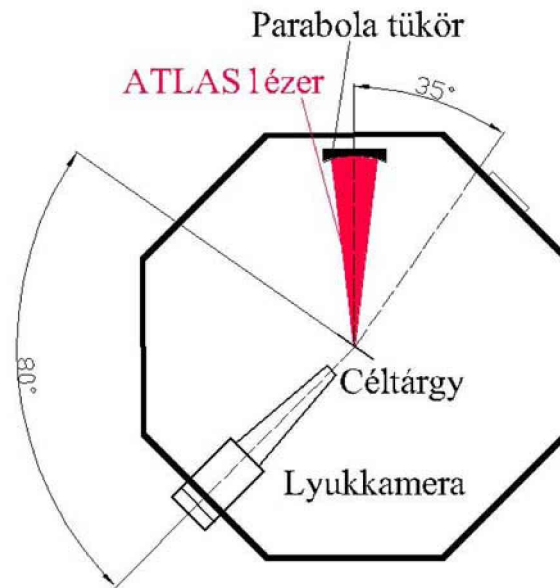
5.1. ábra. Kísérleti elrendezés a minták elülső oldalának lyukkamera segítségével való megfigyeléséhez. A vákuumkamra közepén helyezkedett el a céltárgyfólia, amelyet egyes esetekben először a Nd:üveg lézer (zölddel jelzett nyaláb), majd az ultraintenzív ATLAS lézerimpulzus (pirossal jelzett nyaláb) sugározott be.

céltárgyat kissé elfordítottuk függőleges tengelye körül. (Erre a változtatásra a közben működő más diagnosztikák miatt volt szükség.) A lyukkamerát nem közvetlenül a beeső lézerfény irányában helyeztük el a céltárgyfólia mögött (ez az 5.2. ábrán is jól látható). Ennek az volt az oka, hogy a beeső nagyintenzitású lézerfény optikai tengelyének irányában, a céltárgy mögött igen erős röntgensugárzás volt mérhető az ezt a mérést megelőző kísérletek során is. (A céltárgy mögött a sugárzást minden kísérlet alatt doziméterrel mértük és a laboratóriumi jegyzőkönyvben rögzítettük.) Tehát a korábbi mérések tapasztalatait figyelembe véve a lyukkamera röntgen hullámhosszra érzékeny CCD kameráját a közvetlen, erős sugárzástól megvédendő úgy helyeztük el, hogy annak tengelye ne legyen merőleges a minta síkjára, hanem csak 80°-os szöget zárjon be azzal, mint ahogy az 5.2. ábrán is látható. A fenti szög értéke a minta beállítási és a lyukkamera vákuumkamrára való rögzítési lehetősége miatt alakult éppen ekkora értékűre. Megjegyzendő még, hogy a lyukkamera nem vízszintes síkban, hanem a vízszintessel 45°-os szöget bezárva, kissé felülről látott rá a céltárgyra.

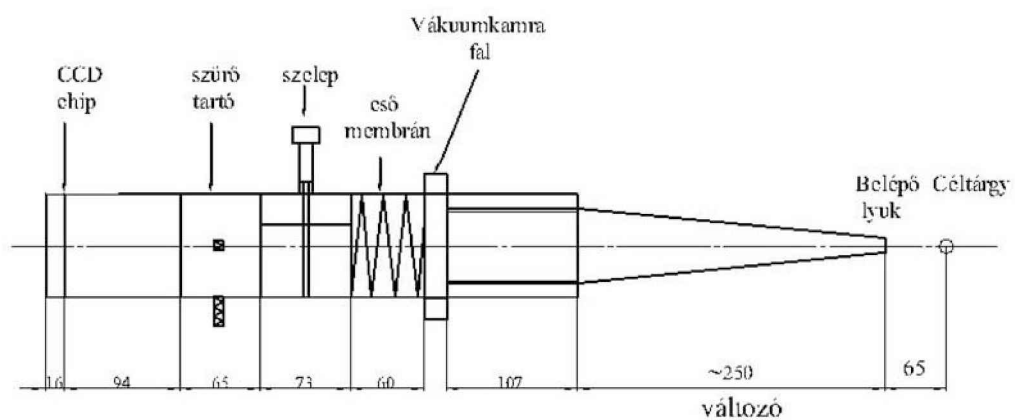
5.2.1. A lyukkamera leírása

Méréseinkhez detektorként röntgen érzékenységű CCD-vel felszerelt lyukkamerát használtunk. A lyukkamera elemeit, felépítését bemutató vázlat az 5.3. ábrán látható.

A lyukkamera három fő részből állt. A rendszer első fő alapeleme a különböző



5.2. ábra. Kísérleti elrendezés a minták hátsó oldalának lyukkamera segítségével való megfigyeléséhez. Ebben az esetben csak az *ATLAS* lézer nyalábjával (pirossal jelzett) keltettünk plazmát a minta felületén.



5.3. ábra. A lyukkamera szerkezeti felépítése. (A feltüntetett méret adatok mm-ben értendők.)

átmérőjű lyukak (pinhole-ok) sorozata. A méréshez kiválasztott lyuk felcsavarozható volt magára a kamera csőre, amely a rendszer második fő eleme volt. A kameracső a

lyukkal együtt alkotta a kamera vákuumkamrán belüli részét, mert a kameracső nagyobb átmérőjű vége volt rögzíthető a vákuumkamra oldallapjának belső oldalán. A rögzítés csavarmenettel történt, így annak megfelelően, hogy mennyire hajtottuk be a csövet a fix, menetes részbe, változtatható volt a kamera hossza, amely beállítás alapvető fontosságú. A kamera többi – együttesen a harmadik fő – része a cső mögött megfelelően állítható csavarokkal és csőmembrán segítségével kívülről volt rögzítve a vákuumkamrára. A csőmembránt egy vákuumszelepet, majd egy vákuumcsatlakozót tartalmazó rész követte. Ez utóbbi segítségével turbomolekuláris szivattyú volt rögzíthető a rendszerre, amellyel a szelep bezárása esetén a kamera vákuumkamrán kívüli része a kamrától elválasztva vákuum alatt volt tartható. Ennek azért volt jelentősége, mert így a vákuumkamra fellevegőzése nem járt együtt a lyukkamera fellevegőzésével. Folytatva a kamera felépítésének leírását, a vákuumátvezetés után helyezkedett el a szűrőtartó. Ez a tartó egy x-y eltolóasztalra volt rögzítve, így a szűrőfóliák pozíciójának helyes beállítása egyszerűvé vált. A szűrőtartó rész után, a lyukkamera végén található a röntgen hullámhosszakra érzékeny $10.25\text{mm} \times 10.25\text{mm}$ -es, 512×512 pixeles chip-pel felszerelt Photometrics CH250 CCD kamera fej. Egy pixel mérete $20\mu\text{m} \times 20\mu\text{m}$ volt. A kamerafej termoelektromos úton (Peltier-elv), folyamatosan áramoltatott folyadékkal hűtött volt. A hűtésről, továbbá a kamerafej és a személyi számítógép közötti kapcsolatról az AT200 kamera kontroller egység gondoskodott. A rendszer vezérlését számítógépen futó program végezte [104].

A lyukkamera használata előtt fontos szempontokat kellett figyelembe venni. Ezek a következők voltak: a kísérletek tervezési szakaszában, tekintettel arra, hogy gyors elektronok által a minták anyagában keltett röntgensugárzást és a termikus lézerplazma spektrumát szerettük volna tanulmányozni, egydimenziós MULTI-fs hidrokóddal végzett szimulációkat futtattunk, hogy megbecsüljük, mekkora energiájú röntgen fotonok keletkeznek [103]. Erre azért volt szükség, mert ezektől a fotonoktól szűrni kell a CCD chipet a chip elé tett megfelelő szűrőkkel. Korábbi publikációkból [105, 106] ismerve a CCD kamera érzékenységi határát és az egységnyi térszögben várható fotonszámot, megterveztem a szűrőket a lyukkamerába a használandó céltárgyakhoz. A tervezéshez segítségemre volt a Henke-táblázat [92]. A szűrők tervezése mellett meg kellett határozni a lyukkamera azon nagyításait, amelyekkel a kísérleti elrendezés adta feltételeket figyelembe véve dolgozni lehetett. Mindezeket elvégezve és figyelembe véve kezdtem meg kísérleteimet.

6. fejezet

Gyors elektronok keltésének és terjedésének vizsgálata $10^{19} \frac{W}{cm^2}$ lézerintenzitás mellett

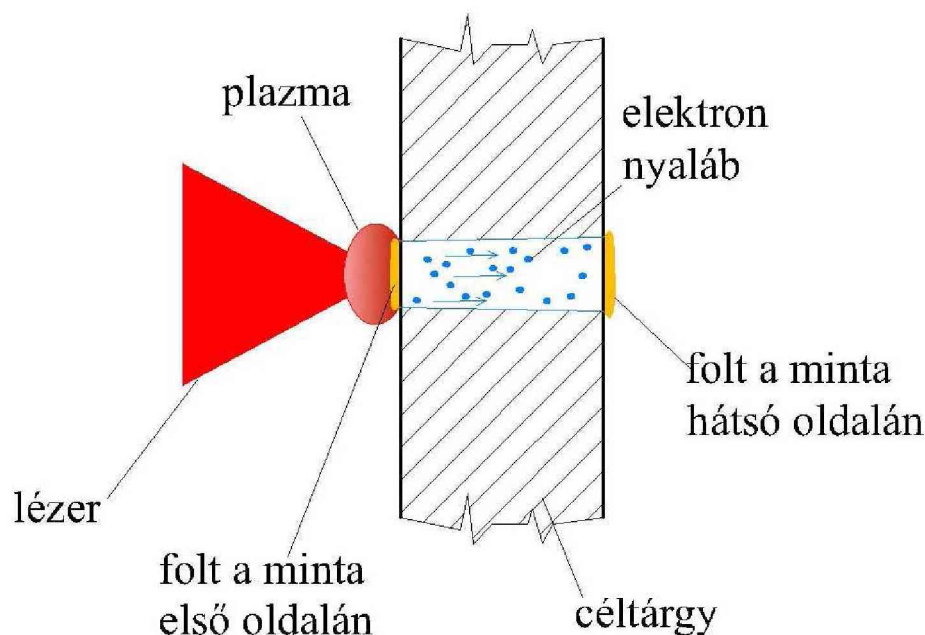
Ebben a fejezetben azokról a kísérleti eredményekről számolok be, melyeket Garchingban, Németországban végeztem $10^{19} \frac{W}{cm^2}$ fókuszált intenzitást használva.

A tervezett összetett kísérletsorozat egyik célja volt különböző szilárdtest céltárgyakon plazmacsatornák keltése [50] és detektálása látható (oldalfényképezés 1ω és 2ω tartományban, interferogramok készítése) és röntgen hullámhossz-tartományban, ez utóbbi mérésekhez röntgen lyukkamerát használva. A kísérletsorozat másik fő célja ezekben a plazmacsatornában való gyors töltött részecskék (elektronok, protonok) keltése, anyagban való terjedésük vizsgálata, majd pedig az anyagból kilépve a gyors elektronok és protonok energiájának, energia-spektrumának tanulmányozása mágneses eltérítésű elektronspektrométer és Thomson-parabola töltött részecske spektrométer segítségével. A kísérletsorozaton belül az én feladatom az volt, hogy röntgen lyukkamerával felvételeket készítsék a keletkezett plazmacsatornákról és hogy a gyors elektronok anyagban való terjedését tanulmányozzam ugyanezen eszközt, detektort felhasználva.

Szilárdtest céltárgyfóliákon előbb előplazmát keltve, majd ebbe a plazmába nagyintenzitású lézer nyalábját fókuszálva plazmacsatorna kelthető a nyaláb relativisztikus önfókuszálódása [52, 107] révén. A létrehozott csatornában az előplazma elektronjai a nagyintenzitású lézerfénnyel való kölcsönhatás eredményeképpen gyorsulni fognak a beeső intenzív lézerfénnyel megegyező irányban [53]. A folyamatot erős sugárzási emisszió kíséri, mely a plazma fűtésének és ionizációs folyamatának következménye. Kérdés, hogy az emittált sugárzásból a röntgen komponenseket vizsgálva milyen eredmények adódnak és az eredményekből mire lehet következtetni? Lefényképezhetőek-e a relativisztikus önfókuszálás során létrejövő plazmacsatornák a céltárgy síkja előtt elhelyezett röntgen lyukkamerával?

Egy más kísérletsorozatból, ha csak egy lézert, nevezetesen az ultrarövid nagyinten-

tenzitású lézerimpulzust használjuk, ugyancsak fontos következtetések vonhatók le a keltett gyors elektronok terjedési tulajdonságairól. Ebben az esetben – tehát nem keltve közvetlenül előplazmát a minták felszínén – a nagyenergiájú lézerimpulzus ugyancsak képes gyors elektronokat, illetve protonokat keltani. Ezek a töltött részecskék energiájukat a beeső lézerimpulzusból nyerik és ezáltal a beeső lézerfény irányában gyorsulnak. A plazma gyorsuló elektronjai mint egy gyors elektron nyaláb hatol be a céltárgy szilárd anyagába, keresztülhalad a szilárdtesten, majd az anyag hátoldalán kilépve a vákuumban terjed tovább. Az elektron nyaláb anyagban való terjedésének folyamatát szemlélteti a 6.1. ábra.



6.1. ábra. A szilárdtest fóliákon keresztülhaladó gyors elektron nyalábot, és a nyaláb anyagban való terjedését vizsgáló kísérlet elvi sémája. Az elektron nyaláb anyagba való belépésekor, majd abból való kilépésekor a nyaláb által keltett, az anyag elő- majd hátoldalán megfigyelhető röntgen emissziós foltok (az ábrán sárgával jelölt foltok) átmérőit vizsgáltuk röntgen lyukkamerával.

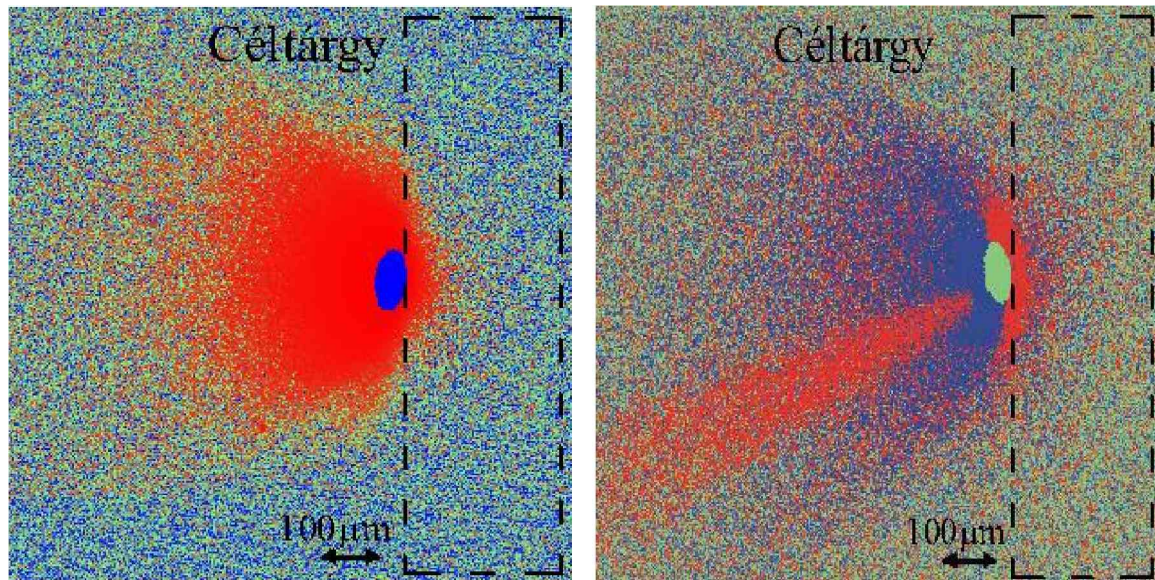
A gyors elektron nyaláb a mintába való belépésekor (a minta elülső oldalánál) fékeződik és ekkor röntgen sugárzást bocsát ki. Ez a röntgen emisszió olyan foltként jelenik meg a céltárgyon, amelynek átmérője jellemzi a gyors elektron nyaláb átmérőjét akkor, amikor belép a szilárdtestbe. A részecsenyaláb a minta anyagában való haladása során tovább fékeződik, és a fékeződéskor folyamatosan röntgen sugárzást emittál. Ez a röntgen sugárzás megfigyelhető – pl. lyukkamerával – a minta elő- és hátoldalán. Tehát ha ebben az esetben a céltárgyak elő-, majd hátoldalain azokat a helyeket figyeljük meg lyukkamerával, ahova a röntgen emissziós foltok estek, meghatározhatjuk azt, hogy

mekkora a gyors elektron nyaláb terjedése során emittált röntgensugárzás foltátmérője a minta elő- és hátoldalán. Az elő- és hátoldali foltok méretét összehasonlítva arra a kérdésre kaphatjuk meg a választ, hogy a céltárgy belsejében terjedő töltött részecske nyaláb kollimáltan halad-e? Ennek a jelenségnek a vizsgálata, azaz az előző kérdésre adott válasz igen nagy fontossággal bír a lézerfúzió gyors begyújtásos módozatának tanulmányozásában [54], hisz ott éppen az anyagban a kapszula belseje felé terjedő gyors elektron nyaláb gyújtja be a fúziót. A minta hátoldalán kilépő gyors elektronok, protonok energiája vizsgálható pl. elektron (proton) spektrométerrel [56, 108] vagy Thomson-parabola töltött részecske spektrométerrel. (E vizsgálatokról szólnak a [102, 109–111] publikációk.)

6.1. Nagyintenzitású lézerimpulzusok előplazmákban való fűtési és ionizációs hatásának vizsgálata röntgen lyukkamerával

Elsőként az előplazma-keltéshez köthető megfigyeléseket és azok eredményeit ismertetem. A kísérleteket az 5.1. ábrán vázolt kísérleti elrendezés szerint végeztük. Az előplazmát a céltárgyakon egy frekvencia-kétszerezett ($\lambda = 532\text{nm}$) Nd:üveg lézer 3ns impulzushosszúságú, 12J energiájú nyalábjának a céltárgyak felületére való fókuszálásával keltettük. A fókusz átmérője kb. $200\mu\text{m}$ volt, az intenzitás a fókuszban pedig kb. $10^{13} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$. Az előplazmáról „oldalfényképezéssel” interferogramokat készítettünk. Az interferogramok készítéséhez használt oldalfényképező-rendszert M.I.K. Santala építette fel, és M. Kaluzával együtt működtette. Az interferogramok skálázása után elmondható lett, hogy a keltett előplazmák skálahossza kb. $L \approx 100\mu\text{m}$. A Nd:üveg lézerimpulzushoz szinkronizált nagyintenzitású, femtoszekundumos ATLAS lézernyalábot ($E = 850\text{mJ}$, $\tau = 150\text{fs}$, $\lambda = 790\text{nm}$) az előplazmába fókuszáltuk. Ezt a lézerfényt egy az 5.1. ábrán is jelölt ferde tengelyű (off-axis) parabolatükör fókuszálta a plazmába és a fókuszban kb. $10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ volt az intenzitás. A nagyintenzitású fókusz és a céltárgy felületének távolságát is változtattuk a kísérletsorozatban. Erre a beállításra céltárgy előre és hátra mozgatásával a kísérletek végzése közben mód volt. Ezen kívül változtattuk azt az időtartamot, ami a nanoszekundumos Nd:üveg lézerimpulzus és a femtoszekundumos titán-zafír lézerimpulzus fókuszálása között telt el. Ez az idő $1\text{ns} \leq \Delta\tau \leq 3.5\text{ns}$ intervallumon belül változott. A megfigyeléseinkhez használt lyukkamerához $50\mu\text{m}$ átmérőjű belépő lyukat és különböző vastagságú ($1.6\mu\text{m}$, $2\mu\text{m}$, $5\mu\text{m}$) alumínium vagy ($10\mu\text{m}$) berillium fóliákat használtunk. Egy-egy esetben $10\mu\text{m}$ Be + $20\mu\text{m}$ Al illetve $10\mu\text{m}$ Be + $9.6\mu\text{m}$ Al fólia volt együtt beépítve szűrőként. A lyukkamera elhelyezkedése megfelelt az 5.1. ábrán látottaknak és az 5.2. fejezetben írottaknak. A lyukkamera más detektorok, diagnosztikák mellett párhuzamosan működött, és a lézerlövések kezdetétől azok befejeztéig folyamatosan exponált.

Minden kísérletsorozat elején (első lézerlövés a mintára) a céltárgyra egyedül a Nd:üveg lézerrel leadott lövések által keltett plazmáról készítettem felvételeket a lyukkamerával. Erre két okból volt szükség. Elsőként azért, mert a kísérleti eredmények, felvételek értékelése során, minden ilyen képet ki kellett vonni a két lézerrel leadott lövésekkel készült képekből, ugyanis ekkor látszott jól a tisztán a titán-zafír lézer által keltett jelenség. A másik ok az volt, hogy ezek a képek a két lézerrel végrehajtott lövések képeivel való összehasonlításként is szolgáltak. Egy ilyen csak a Nd:üveg lézerrel leadott lövési felvételt mutat a 6.2. ábra (a) részábrája.



(a) A minta előoldaláról a céltárgy előtt elhelyezett röntgen lyukkamerával készült felvétel csak röntgen lyukkamerával készült felvétel Nd:üveg és Nd:üveg lézer használata mellett. (b) A minta előoldaláról a céltárgy előtt elhelyezett röntgen lyukkamerával készült felvétel Nd:üveg és titán-zafír lézer használata mellett.

6.2. ábra. (a), (b) Rövid lézerimpulzusok fűtéséről a céltárgyak előtt elhelyezett röntgen lyukkamerával készített felvételek. Az (a) ábrán a vörös tartomány a plazma röntgen emissziós képe, a kék ellipszis alakú folt az Nd:üveg lézer fókusza. A (b) ábrán a vörös szögtartomány az *ATLAS* lézer által fűtött plazma röntgen emissziója, a zöld ellipszis alakú képződmény az *ATLAS* lézer fókuszfoltja.

Az (a) képen sötétkék színnel jelzett ellipszis alakú tartomány a Nd:üveg lézer fókusza. A fókuszfolt azért látszik ellipszis alakúnak, mert a lyukkamera ferdén (felülről és oldalról) látott rá a kör alakú foltra. A céltárgyfólia a kép jobb oldalán, a fókusz jelentő sötétkék folt mögött helyezkedett el (az ábrákon fekete szaggatott vonalakkal jelölve). A lézerlövés balról-jobbra a minta síkjára majdnem merőleges irányból érkezett. A képen piros színű, nagy méretű tartomány maga a lézer által keltett plazma röntgen sugárzási képe. Mint az látható a felvételen, a plazma skálahossza a felvétel alapján is több $100\mu\text{m}$ (erős, homogén módon piros tartomány a képen).

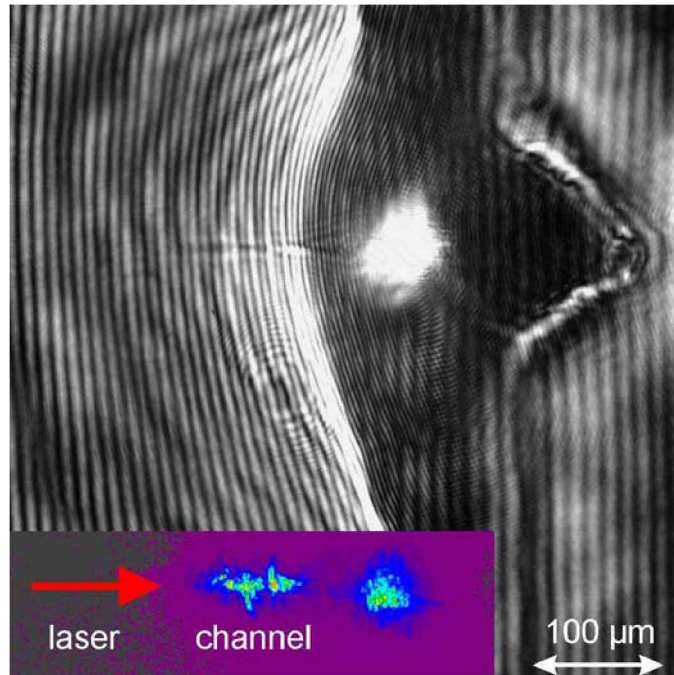
A 6.2. ábra (b) része röntgen lyukkamerával készített olyan felvételt mutat, ami-

kor Nd:üveg lézerrel keltett előplazmába titán-zafír rövid lézerimpulzust fókuszáltunk, majd a korábban felvett csak a Nd:üveg lézerrel leadott lövési felvétel pixelmátrixát kivontam a kétféle lézerlövést együtt tartalmazó kép pixelmátrixából. A kamera a céltárgyfólia elülső oldalát nézte ferdén felülről. Céltárgyként $40\mu m$ vastag polipropilén fóliát használtunk. A megfigyelési irányokat az eredmények értékelése során megfelelő vetítések formájában figyelembe vettem. Ehhez a lövéshez tartozó további paraméterek: a késleltetés a két lézerlövés között $\Delta\tau = 3.3ns$, a két lézerfókusz távolsága $\Delta f = 217\mu m$, a titán-zafír lézer fókusza és a lyukkamera belépő lyukja síkjának távolsága $8cm$ és a kamera képoldali karjának hossza $64cm$ volt. E két utóbbi adat segítségével kiszámítható a lyukkamera nagyítása, ami $M \approx 8$ volt. A 6.2. ábra (b) részében látott kép esetén szűrőként a lyukkamera CCD detektora előtt $2\mu m$ vastag alumínium fóliát használtam. Az ilyen vastag alumínium fólia transzmisszió görbéjét megvizsgálva megállapítható lett, hogy a röntgen lyukkamera által detektált sugárzás energiája $1keV$ feletti, de lehetett olyan sugárzási komponens is, melynek energiája kb. $100eV$ volt. A 6.2. ábra (b) részábráján kiválóan látszik az előplazmából származó röntgen emisszió. A vörös, kúp alakú képződmény az ultraintenzív lézerfény képe, amint az előplazmában terjed. A kúp méretére a képen feltüntetett skálából következtethetünk, így **a tartomány hossza néhány száz mikrométerre tehető. A kúp alakú struktúra méreteiben és irányában (kúp nyílásszöge) jól megfeleltethető a $150fs$ -os impulzus fókuszálási szögének és beesési irányának.** A látott erős emisszió egyenes következménye a plazma fűtési és ionizációs hatásának. Megjegyzem még, hogy a kép közepetáján feltűnő világoskék, ellipszis alakú folt a femtoszekundumos lézerfókusz képe, továbbá a sötétkék tartomány pedig a kép „előplazma-mentes” része. Ezen azt kell érteni, hogy ez a tartomány a két lézerrel leadott lövéshez tartozó kép és az egyedül a Nd:üveg lézerrel leadott kép különbségeként állt elő, tehát az előplazma eltűnt a képről. A világoskék fókuszfolt mögötti vörös tartomány a kivonás során maradt plazma röntgen emissziót jelzi. A lyukkamera képen látható vörös kúpon belül nincsenek olyan struktúrák, amelyek az önfókuszálás során létrejött filamentumokra utalnának, holott a próbanyalábbal szimultán készített interferogram felvételeken szép plazmafilamentumok voltak láthatók [112]. Egy ilyen felvételt mutat a 6.3. ábra.

Az interferogramokon igen, de a lyukkamera által rögzített képen nem fedezhetők fel azok a plazma filamentumok, melyek egyenesen a relativisztikus önfókuszálás következményei. Fellép-e esetünkben a relativisztikus önfókuszálás? A relativisztikus önfókuszálás lézer teljesítmény határára vonatkozó összefüggés az alábbi:

$$P_c(GW) = 17 \cdot \left(\frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} \right), \quad (6.1)$$

ahol ω_0 a lézer frekvenciája és ω_p a plazma frekvencia. Ez a teljesítményhatár azt jelenti, hogy e feletti lézerteljesítmény esetén számolni kell a relativisztikus önfókuszá-



6.3. ábra. A plazmacsatornáról készített interferogram felvétel. A kép jobboldalán látható a céltárgyfólia és az abból a Nd:üveg lézer által kirobbantott anyag helye. Az erős fehér folt az *ATLAS* lézer fókuszának a képe. A fókusból induló, a kép baloldali szélé felé vízszintes irányban megfigyelhető vonalszerű képződmény a plazmacsatorna vagy -filamentum.

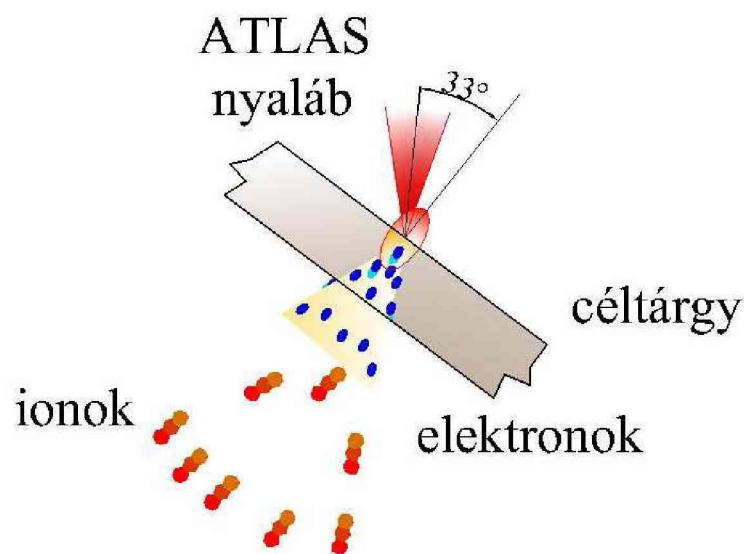
lással. Esetünkben, a mért sűrűségértékekből származó frekvencia adatokkal $P_c \approx 1TW$. Ez az érték jóval a teljesítmény határ felett van, tehát a **relativisztikus önfokuszálás megjelenik**. Erre bizonyítékot szolgáltatott a látható hullámhossztartományban készült felvételek sokasága. Annak az oka, hogy a röntgen lyukkamera által készített felvételeken nem látható a relativisztikus önfokuszálás eredményeként létrejött plazmacsatorna vagy filament az lehet, hogy a plazma kritikus sűrűségnél ritkább térrészében (underdense region) az optikai rétegvastagság kicsi. A teljes nyaláb fókuszálódását, mint a röntgen spektrális tartományban való filamentum-detektálás egyik szép eredményét, TANAKA kísérleteiben [54] szépen megfigyelhetjük. Ő azon eredménye, hogy sikerült plazmacsatornát detektálnia röntgen tartományban, az előplazma nagyobb sűrűségének tulajdonítható. Esetében a plazma kritikus sűrűségű rétege nagyon közel esett a céltárgy elülső felületéhez.

Eredményeinket összefoglalva kijelenthető, hogy a plazma röntgen emisszióját felhasználva, lyukkamera röntgen hullámhossztartományra érzékeny CCD detektorával készített felvételek segítségével, egyértelműen sikerült demonstrálni az előplazma nagyintenzitású lézerfénnel való fűtését.

A röntgen hullámhossz-tartománybeli képeken a relativisztikus önfókuszálás eredményezte plazmacsatorna vagy filament nem volt megfigyelhető, míg a látható hullámhossz-tartományban készített interferogram felvételeken igen szép filamentumokat figyeltünk meg. Annak oka, hogy a röntgen lyukkamerával nem volt detektálható plazmacsatorna és plazmafónál-rendszer, a plazma kritikus sűrűségénél ritkább térrészének vékony rétegvastagsága lehetett [112].

6.2. Nagyintenzitású lézerimpulzusok által szilárdtest fóliákon keltett gyors elektronok szilárdtestben való terjedésének vizsgálata röntgen lyukkamerával

Ebben az alfejezetben olyan kísérletek eredményeiről számolok be, amelyekhez csak a titán-zafír lézerrendszer fentebb leírt paraméterű nagyintenzitású nyalábját használtuk. Kísérleteink elvi sémáját a 6.4. ábra mutatja.



6.4. ábra. A szilárdtest fóliákban terjedő gyors elektronok vizsgálatához végzett kísérletek elve. A kék, illetve piros korongok az anyag belsejében, majd az anyagból kilépve terjedő elektronokat, illetve ionokat szemléltetik.

Céltárgyaink szilárdtest fóliák voltak. Két típusú céltárgyat használtunk: az első

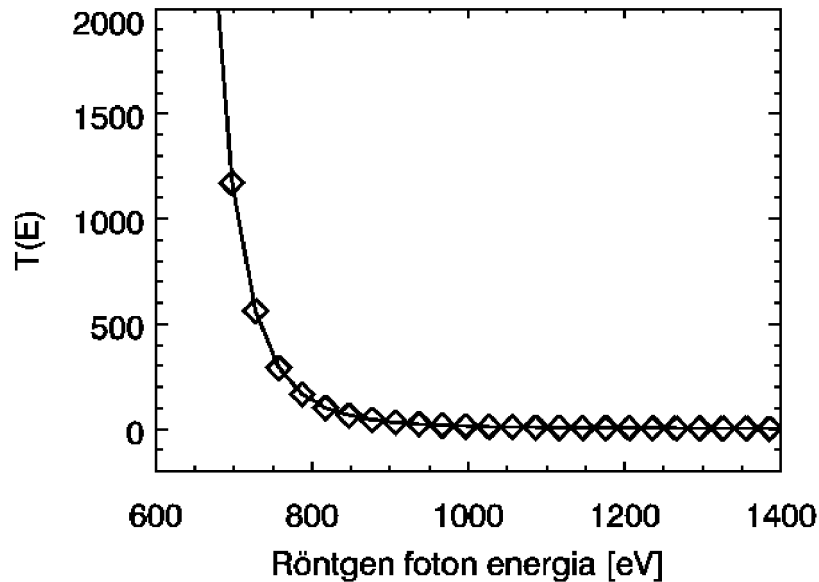
típusú minták, ún. „egyszerű fóliák” voltak, nevezetesen $2, 3.5, 5, 8\mu\text{m}$ vastag mylar ($C_{10}H_8O_4, \rho = 1.4\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$), $25, 42, 100\mu\text{m}$ vastag polipropilén ($C_3H_6, \rho = 0.9\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$) és $10, 20\mu\text{m}$ vastag makrofol ($C_{16}O_3H_{14}, \rho = 1.2\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$). A másik fajta céltárgyak „kombinált fóliák” voltak. Ez alatt azt kell érteni, hogy $0.1\mu\text{m}$ vastag arany fóliákra egyes esetekben 2 , illetve $5\mu\text{m}$ vastag mylar, más esetekben 10 vagy $20\mu\text{m}$ vastag makrofol fóliákat ragasztattunk fel. Ezekre a vastag céltárgyakra azért volt szükség, hogy a minta belsejében haladó, a céltárgyak hátulját elérő gyors elektronokról is kapjunk információt. A kísérletekhez használt elrendezés a 5.2. ábrán látható. A lyukkamera fontosabb paraméterei ezekben a mérésekben a következők voltak: az alkalmazott belépő lyuk átmérője $5\mu\text{m}$, a céltárgy és a lyuk síkjának távolsága 65mm , míg a képsík és a lyuk távolsága 650mm volt. Tehát a lyukkamera nagyítása: $M = 10$ -szeres, térbeli felbontóképessége $5\mu\text{m}$. Közvetlenül a lyukkamera CCD detektora előtti szűrőtartóban $10\mu\text{m}$ vastag berillium fóliát helyeztünk el.

Elsőként arra a kérdésre kerestük a választ, hogy a plazmában terjedő gyors elektronoknak a mintákban való fékeződése során kisugárzott röntgen fotonokra és az éppen használt céltárgyfóliák esetén mekkora transzmisszió volt jellemző és mekkora energiájú röntgen fotonok keletkeztek. A vizsgálatok során, egyes céltárgyak használatakor a lyukkamera CCD detektorán exponált képeken kis, szinte kerek foltokat láttunk, más esetekben nem láttunk semilyen röntgen jelet a detektoron. Ha láttunk röntgen jelet, választ kellett kapjunk arra a kérdésre is, hogy olyankor a céltárgy elején, vagy a hátulján keletkezett foltot, vagy mindkettőt egyszerre (esetleg egymást átfedve) látjuk-e az egyes képeken. Ugyanis mi az elektronok által a minták hátsó részén keltett röntgensugárzásra voltunk kíváncsiak és a kérdés az volt, hogy mennyire zavar be a vizsgálatba az előlő oldali felület közvetlen röntgensugárzása.

Ezekre a kérdésekre néhány jól kiválasztott lövés elemzése után válaszolhattunk. Céltárgyakként a fentebb felsorolt „egyszerű fóliák”-ból választottunk. A röntgen CCD detektoron a $2, 3.5, 5, 8\mu\text{m}$ vastag mylar és $8\mu\text{m}$ vastag makrofol fólia használata esetén láttunk jelet. Nem látszott röntgen jel a $25, 42, 100\mu\text{m}$ vastag polipropilén céltárgyak esetében. Ez azt jelentette, hogy ezekben az esetekben vagy már egyáltalán nem, vagy csak olyan kis mértékben transzmittálódott át röntgen foton ezeken a fóliákon, hogy a sugárzásuknak nem maradt detektálható nyoma a CCD-n. Ezek után megbecsültük, hogy milyen energiájú röntgen fotonok juthattak át a céltárgyakon.

Ehhez a becsléshez meghatároztuk a minták anyagából és a lyukkamera szűrőfóliájából álló rendszer transzmisszióit a Henke-táblázat [92] segítségével. Ezt a táblázatot alapul véve tanulmányoztuk a transzmissziókat. Jelölje pl. $T_8(E)$ a $8\mu\text{m}$ vastag mintához, és $T_{25}(E)$ a $25\mu\text{m}$ vastag mintához kapcsolható röntgen foton energia-transzmisszió függvényt. A $8\mu\text{m}$ vastag céltárgyhoz tartozó transzmissziók nagyobbak, mint a $25\mu\text{m}$ vastagságúhoz tartozók (mert a fólia vékonyabb), ezért a $T_8(E)$ függvény adott röntgen foton energiához tartozó értékei nagyobbak, mint a $T_{25}(E)$ függvény hasonló értékei. Képezzük a $\frac{T_8(E)}{T_{25}(E)} = T(E)$ függvényt, majd ábrázoljuk ezt ugyanazon

beeső röntgen energiák függvényében, mint amiket a $T_8(E)$, $T_{25}(E)$ esetében figyelembe vettünk. Az így kapott függvény a monotonitását tekintve a röntgen foton energiák növekedésével egy meredeken, szigorúan monoton csökkenő függvény lett. Ezt a $T(E)$ függvényt a 6.5. ábra mutatja.

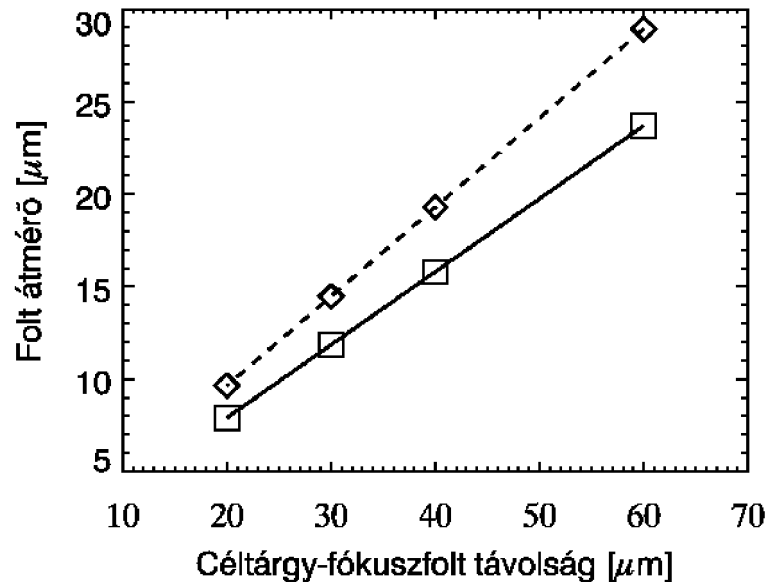


6.5. ábra. A $T(E)$ transzmisszió hányados függése a röntgen foton energiától. A $8\mu\text{m}$ vastag makrofol, majd a $25\mu\text{m}$ vastag polipropilén mintákból + a lyukkamera szűrőjeként használt $10\mu\text{m}$ vastag Be fólia együtteséből álló rendszerre számítva.

Ahol ezen függvény értékei nagyon kicsiké válnak (nullához közel esnek), azon energia értékek feleltethetők meg egyfajta küszöbenergiaként. Ez azt jelenti, hogy az ennél kisebb energiájú röntgen fotonok elnyelődnek a céltárgyban, azaz ebben az esetben a minta közvetlen hátoldaláról sugárzó röntgen foltot nem láthatunk hátulról. Az ennél nagyobb energiájú röntgen fotonokra az a jellemző, hogy ezek már áthaladnak a mintákon, ezért ebben az esetben már a céltárgyak elő- és hátoldaláról származó foltokat – esetleg azok átfedését – is láthattunk a mintákról készített hátoldali felvételeken. A 6.5. ábra alapján elmondható, hogy ez **a küszöb energia kb. 1000eV-nak felelt meg.**

A következő kísérletsorozat arra irányult, hogy meghatározzuk a gyors elektron nyaláb által keltett röntgen foltok méreteit a minták elő- és hátoldalán. A folt méretét a céltárgyak előoldalán könnyedén kiszámíthatjuk, ha ismerjük a következő adatokat: a beeső lézernyaláb átmérője a parabolatükörön 64mm , a parabolatükör effektív fókusztávolsága 166mm . A lézerfókusz és a céltárgy felületének távolsága $+60\mu\text{m}$ és $-40\mu\text{m}$ között változott. A + előjelek a minta felülete–fókusz távolságértékeiben azt jelentik,

hogyan a lézerfókusz a céltárgy elé esett, a – előjelek pedig azt, hogy mögé, vagy pedig a minta belsejébe. A megfelelő egyszerű geometriai arányokat figyelembe véve a mintára eső lézerfolt valódi mérete könnyen kiszámítható volt. A foltok függőleges és vízszintes átmérőinek meghatározásakor figyelembe vettem a megfigyelés irányát, azaz a megfelelő szögű vetítéseket a megfigyelés irányaihoz kiszámított foltátmérők esetében. Az így kapott, a minta első oldalára eső, számított, vízszintes és függőleges irányú foltátmérőket a 6.6. ábra mutatja.



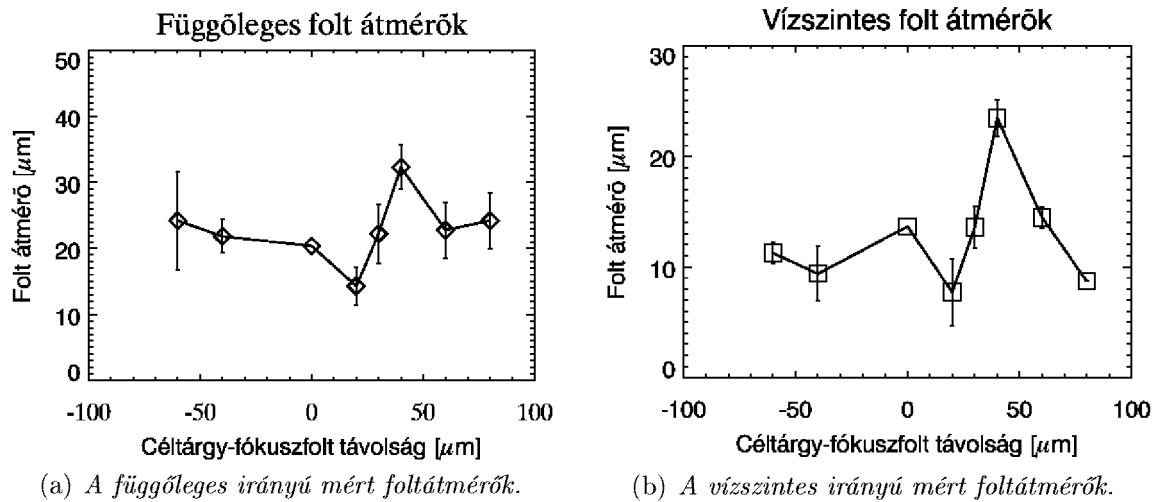
6.6. ábra. A lézerfolt számított mérete a céltárgy beeső lézerfény felőli (elülső) felületén. (Folytonos vonallal a függőleges irányú foltátmérőt, szaggatott vonallal a vízszintes irányú foltátmérőt ábrázoltam.)

A 6.6. ábrán folytonos vonallal ábrázoltam a függőleges-, szaggatott vonallal a vízszintes irányú foltátmérőket. A továbbiakban feltételeztük, hogy a lézer hatására gyorsult elektronnyaláb által keltett, majd röntgen lyukkamerával detektálható foltok átmérői a mintán megegyeztek a 6.6. ábrán látható méretekkel. Ezt a feltételezést néhány olyan lézerlövéshez tartozó mérési eredmény is megerősítette, amelynek során a lyukkamera a céltárgyak első oldalát nézte.

A minták hátulján látott foltok méreteinek vizsgálatához a minta mögött elhelyezett lyukkamera felvételeit használtuk fel. Az értékelések során feltételeztem, hogy a céltárgy hátulján röntgen lyukkamerával detektált foltok átmérői közel megegyeznek a minták hátulján kilépett elektronnyalábok átmérőivel. A detektált röntgen foltok átmérőit kétféle függés szerint elemeztem. Az első esetben a foltok átmérőinek meghatározása történt meg a céltárgyak első felülete és a lézerfókusz távolságának függvényében, a második esetben a röntgen foltok átmérőit a minták vastagságainak függvényében

vizsgáltam meg.

Az első esetben a lézerfókuszt helyét változtattuk a céltárgyak felületéhez viszonyítva. A fókuszt egyes esetekben a minta elé esett (maximum $+80\mu\text{m}$ -rel), más esetekben a minta mögé vagy a minta belsejébe (maximum $-60\mu\text{m}$ -rel). (A $+$, illetve $-$ előjelek ugyanazt jelentik, mint korábban.) Lépésről-lépésre változtattuk a fókuszt a fenti intervallumban. A $0\mu\text{m}$ fókuszt-minta távolság esetében a fókuszt éppen a minta felületére esett. A fókusztpozíció függvényében mért függőleges és vízszintes irányú röntgen emissziós folt átmérőket láthatjuk a 6.7. ábrán.

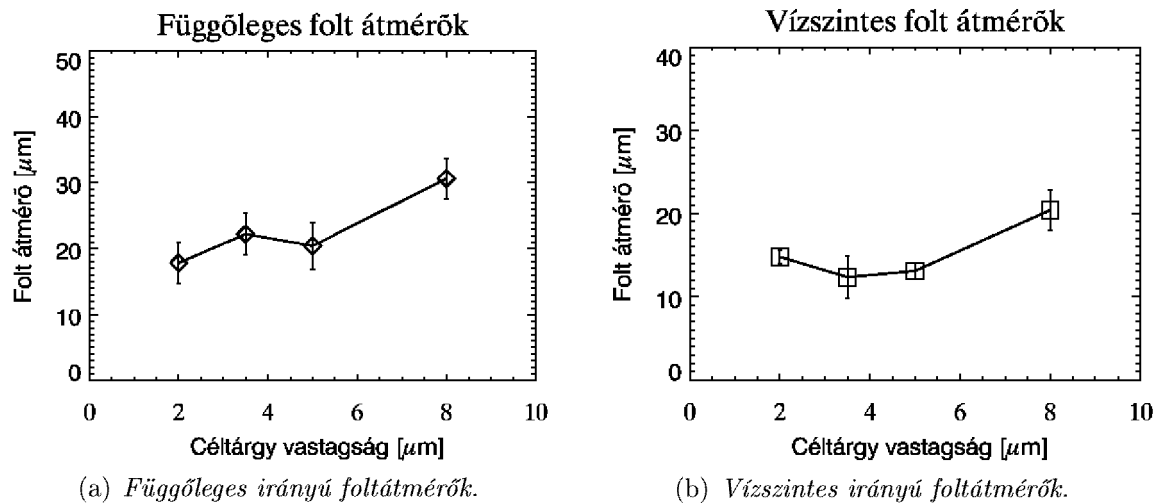


6.7. ábra. (a), (b) A röntgen lyukkamera által a minta hátoldalán detektált foltok átmérői a fókuszt helyzete és a céltárgy felület távolságának függvényében.

A baloldali ábra a minta hátoldalán mért függőleges-, a jobboldali ábra az ugyanott mért vízszintes irányú röntgenfolt átmérőket mutatja. Az eredmények értékelése során a vetítések irányait (megfigyelési irány) figyelembe vettem. A jelzett átmérő értékek az adott helyhez tartozó több mérési eredmény számtani középértékeit, a hibasávok pedig az értékelés során kapott eredmények átlagértéktől való szórását jelentik. Mint az látható, a röntgen emissziós foltok átmérői vízszintes és függőleges irányokban nem azonosak. Más szóval, a detektált foltok nem kör keresztmetszetűek, hanem alakjuk ellipszis. A kapott eredményekből az alábbiak emelendők ki: **A foltátmérők minimumai nem a $0\mu\text{m}$ fókusztávolság pozícióhoz esnek**, (azaz nem oda, ahol a fókuszt a minta felületére esett) **hanem az ehhez közeli $+20\mu\text{m}$ -es helyhez** (akkor volt a fókuszt $20\mu\text{m}$ -rel a céltárgy felszíne előtt). Tehát ehhez a fókusztpozícióhoz tartozik a minimális elektronnyaláb átmérő. **A minimális átmérőjű folt átmérője $16 \times 8\mu\text{m}$ volt, ami egy függőleges irányban erősen nyújtott foltot jelent.** Az erősen ellipszis alak oka az lehet, hogy kb. 1keV -nál nagyobb energiájú röntgen fotonok átjutnak a céltárgyon és így a minta elő- és hátoldalán lévő röntgen emisszióhoz tartozó foltokat is láthatjuk a felvételeken. A két folt átfedi egymást a CCD detektorra való

leképezési projekciók miatt és nem állapítható meg, hogy az ellipszis-szerű folt melyik része tartozik az elő- és hátoldalhoz. A többi folt mérete széles tartományban mozgott, de átlagosan a foltméret kb. $20 \times 14 \mu\text{m}$ -nek mondható (függőleges $\times$ vízszintes méret).

A második esetben az emisszióhoz rendelhető röntgen foltok átmérőit a céltárgyak vastagságának függvényében vizsgáltuk kísérleti úton. E mérések alatt a lézerfókusz a minta felületétől a $[+60 \mu\text{m}, -60 \mu\text{m}]$ intervallumnak megfelelő távolságokban mozgott. Mivel a fókusz pozíciója nem volt végig rögzített, ezért ez némi elkenést jelentett a röntgen emissziós foltok átmérőire vonatkozó adatokban. Ha a fókuszpozíciót mindvégig egy értéken tartottuk volna, nem állt volna rendelkezésünkre annyi mérési adat, amelyből mérési statisztika lett volna készíthető. A céltárgyakként használt fóliák anyagai megegyeztek a korábban ismertettekkel, vastagságaik $2, 3.5, 5, 8 \mu\text{m}$ voltak. A mért adatok értékelését az előbbiekéhez hasonlóan végeztem. A detektált röntgen emissziós foltok átmérőinek átlagát és az átmérő értékek átlagértéktől való szórását a 6.8. ábra mutatja.



6.8. ábra. (a), (b) A röntgen lyukkamera által a minta hátoldalán detektált foltok átmérői a céltárgyak vastagságának függvényében.

Az ábráról jól látható, hogy a **foltméretek függőleges irányban jellemzően a $17 - 34 \mu\text{m}$ és vízszintes irányban pedig a $12 - 21 \mu\text{m}$ tartományba esnek.** Ebben az esetben is jellemzően függőlegesen elnyúlt foltok adódtak, a korábban leírt okok miatt.

Ha összehasonlítjuk a céltárgyfóliák elő- és hátsó oldalán mért röntgen emissziós foltok átmérőire adódott értékeket, akkor adhatunk egy becslést arra, hogy a lézerplazmában a lézerfény által felgyorsított elektronok a céltárgy belsejében – mint elektronnyaláb – mekkora divergenciával terjed. Az eredmények szerint számottevő mértékű tágulás nem jellemzi a minták belsejében haladó elektron nyalábot. Más szóval ez azt jelenti, hogy a **MeV-os elektronnyaláb a minták belsejében jól kollimáltan terjed.** A mérési adatokból **kiszámítva a divergencia szöget a $8 \mu\text{m}$ vas-**

tag céltárgy esetére, az kevesebb, mint 12° . Hasonló eredmény adódott a többi mintán áthaladt elektron nyaláb divergencia szögére is. Eredményünk, miszerint az elektronnyaláb a céltárgyak belsejében kollimáltan (esetleg kis divergenciával) halad, jól egyezik más csoportok eredményeivel is.

A kísérleti eredmények magyarázata a következő: amint a nagyintenzitású lézerimpulzus eltalálja a céltárgyfólia felszínét, ott egy forró, pontszerű sugárforrás keletkezik. Ebből a pontszerű sugárzási forrásból, mindig nyalábszerű (jet-szerű) röntgen emissziót figyeltünk meg, amely a plazma nagy sűrűségű tartományából származott és a minta felszínéhez képest tükröszerű visszaverődés irányában terjedt. Ezt pl. a [113]-ben is megfigyelték. Ez a nyalábszerű (jet-szerű) képződmény segíti a lézernyaláb behatolását a céltárgy felületéhez közeli nagy sűrűségű plazmarétegbe [113–115], mivel a rövid impulzusidejű lézerfény önfókuszálódik a hosszú skálahosszal rendelkező plazmában [116]. Az önfókuszálódott nyaláb képes behatolni a nagy sűrűségű anyag tartományába, mely jelenséget a relativisztikus elektronok hasonló terjedése követ. Az ilyen, a céltárgy felületéhez közeli önfókuszálódás által keletkezett plazmacsatornákat szuper áthatolásnak, vagy szuper behatolásnak (super penetration) nevezik [117]. Mi ilyen szuper behatolási módhoz köthető, hosszú skálahosszal rendelkező plazmákkal való kölcsönhatás eredményeképpen létrejött elektronnyaláb terjedést figyeltünk meg. Megfigyeléseink szerint az elektronnyaláb foltmérete a mintafólia elő- és hátoldalán közel azonos volt, ami azt jelenti, hogy a fólia hátoldalán tapasztalt sugárzás hasonló keresztmetszetű, karakterisztikájú, mint az előoldalon látott röntgen folt struktúra. Ezek alapján kijelenthető, hogy a MeV-os nagyenergiájú elektronok kollimált nyalábszerű terjedést mutattak ebben a behatolási módban. A keletkező plazmacsatornák olyan stabil falú képződmények, amelyekben belül a gyors részecskenyaláb kollimált módon terjedhet és a terjedés ezen tulajdonsága az anyag belsejében is megmarad. Ez az eredmény nagy jelentőségű, hisz megerősíti, hogy a lézerfúzió gyors elektron nyaláb segítségével végrehajtandó gyors begyűjtés módszere releváns, hisz az anyag belsejében haladó MeV-os elektron nyaláb kollimált terjedése révén jó hatásfokkal, koncentrált módon szállíthat energiát a fúziós kapszula belsejébe, előidézve ezzel a kapszula begyűjtését és elindítva a fúziót.

Ezen alfejezethez tartozó fontosabb eredmények az alábbiakban foglalhatók össze röviden: **Különböző anyagú és vastagságú céltárgyak segítségével becslést adtam arra, hogy a kísérletekben használt nagyintenzitású titán-zafír lézer nyalábja által 1keV -nál nagyobb energiájú röntgen fotonok keletkeznek. Eredményeink szerint, a kb. 1keV energia alatti röntgensugárzás szinte teljesen elnyelődik a mintáinkban, az ezen értéknél nagyobb energiával rendelkező komponensek átjutnak az anyagon. Ezeken kívül megállapítottuk, hogy a minta felületén keltett és a lézer által gyorsított elektronnyaláb a céltárgyfóliákban jól kollimáltan terjed.** Ezek az eredmények fontosak lehetnek a lézerfúzió gyors begyűjtés módszerének kutatásában.

7. fejezet

Összefoglalás

1. *Előimpulzus-mentes p- és s-polarizált lézerfény $1.5 \cdot 10^{17} \frac{W}{cm^2}$ intenzitása mellett 45° -os beesésnél, szilárdtest céltárgyak felületén a keltő 248nm-es impulzus második, harmadik és a 62nm-en megjelenő negyedik felharmonikusát detektáltam.*

Méréseimhez a szubpikoszekundumos KrF hibrid excimer-festéklézer rendszer nyalábját F/2-es ferde tengelyű parabolatükörrel $2.3\mu m \times 2\mu m$ átmérőjű foltba fókuszáltam. A fókusz elemzése során kimutattam, hogy a fókuszolt főmaximumának félértékszélességén belül a teljes lézerenergia $36 \pm 1\%$ -a, míg az Airy-eloszlás teljes főmaximumába az összes energia kb. 77%-a esett. Ez utóbbi érték majdnem eléri az elméleti 86%-os értéket. Az eredményekből megállapítottam, hogy a lézerfény közel diffrakció-limitált volt. Vákuumban $2.2 \cdot 10^{17} \frac{W}{cm^2}$, céltárgyak felületén $1.5 \cdot 10^{17} \frac{W}{cm^2}$ intenzitást értem el. Megmutattam, hogy a KrF erősítő erősített spontán emisszióját fókuszálva, a fókusz síkban az intenzitás $10^7 \frac{W}{cm^2}$ körüli értéken tartható. Ez 10^{10} -es intenzitás-kontrasztot jelent, azaz tiszta, előplazma-mentes körülményeknek felel meg. Kísérleteim során igen erős második és harmadik felharmonikust detektáltam. A 62nm-en megjelenő negyedik harmonikus küszöbszerű viselkedést mutatott [75–77, 81].

2. *A p- és s-polarizált keltő lézerimpulzus intenzitását a $10^{16} \frac{W}{cm^2} - 1.5 \cdot 10^{17} \frac{W}{cm^2}$ tartományban változtatva a második és harmadik harmonikus szögeloszlásának vizsgálatával megmutattam, hogy a keltett harmonikusok diffúz módon szóródtak a minta előtti féltérben. Kísérleti úton mutattam ki azt, hogy maximális lézerintenzitás mellett, p- és s-polarizált lézerimpulzus szinte azonos hatásfokkal keltett második és harmadik harmonikust, és ezek a harmonikusok nem tartották meg a keltő lézer polarizációját, hanem a polarizációk keveredése következett be.*

Csoportunk korábbi, p- és s-polarizált lézerrel, $5 \cdot 10^{15} \frac{W}{cm^2}$ intenzitással végzett kísérletei során a keltő 248nm hullámhosszúságú lézerimpulzus második és harmadik felharmonikusát detektálta. A keltett harmonikusok a tükörszerű visszaverődés irányában terjedtek és megtartották a keltő lézer polarizációját. Új eredmé-

nyeim alapján kijelenthető, hogy ezek a tulajdonságok $10^{16} \frac{W}{cm^2}$ intenzitás-határ felett jelentős mértékben megváltoztak. Az egyes harmonikus-rendek már nem csak a tükröszerű visszaverődés irányában terjedtek, hanem azok diffúz szóródása volt megfigyelhető a céltárgyak előtti féltérben. A harmonikusok polarizációi pedig nem tartották meg a keltő lézerimpulzus p- vagy s-polarizációját, hanem összekeveredtek. A fent említett kísérleti eredmények oka a lézerplazma kritikus felületének modulációja lehet [81].

3. *Kísérleteim eredményeinek segítségével rámutattam arra, hogy az előimpulzus-mentes excimer lézerrendszer $10^{16} \frac{W}{cm^2} - 1.5 \cdot 10^{17} \frac{W}{cm^2}$ intenzitású nyalábja által szilárdtest felületén keltett lézerplazma kritikus felülete nem maradt sík, hanem hullámossá, fodrossá vált.*

Mind a harmonikusok diffúz terjedése, mind a polarizációk keveredése arra utal, hogy a lézerplazma kritikus felülete ezen az intenzitáson nem sík, hanem hullámos. Mivel a fókuszált lézerimpulzus gyakorlatilag előimpulzus-mentes volt, ezért bebizonyosodott, hogy a plazma kritikus felületének hullámossá válása nem előplazmában történt, hanem egy a plazmában lejátszódó belső hatás következménye volt. Az egydimenziós PIC és fs-hidroddal végzett szimulációk ezt a megfigyelést alátámasztották és megmutatták, hogy ezen nagy intenzitás mellett a plazma kritikus felületén a plazma nyomása és a lézer fénynyomása nagyságrendileg azonos értékű. A fénynyomás és a vele ellentétes irányban távoluló plazmafront nyomásának kölcsönhatása, instabil egyensúlya következtében a lézerimpulzus ($\tau > 100 fs$) időtartama alatt Rayleigh-Taylor instabilitás fejlődhet ki a plazma kritikus felületén vagy annak közelében a plazma kritikus felületének fodrozódását okozva [81].

4. *Kísérletileg és egy egyszerű lokális termodinamikai egyensúlyra épülő modellre támaszkodva kimutattam, hogy ultraibolya lézerimpulzus szilárdtest lézerplazmákon való Doppler-eltolódása segítségével meghatározható a mintákra vonatkozó plazma abszorpciók együtthatója a plazmabeli elektronhőmérséklet függvényében. A Doppler-eltolódások modellből számított értékeinek elemzésével igazoltam, hogy ebben az intenzitás-tartományban az abszorpció főleg ütközéses.*

Kísérletileg igazoltam, hogy a gerjesztő lézerimpulzus intenzitásának növekedésével a plazmáról visszavert sugárzás Doppler-eltolódása is növekszik. A Doppler-eltolódások számított és mért értékeit összehasonlítva megmutattam, hogy polisztirol céltárgy esetén a plazma lokális termodinamikai egyensúlyára épülő modellből számított Doppler-eltolódások felülbecsülték, míg arany esetén alulbecsülték a mért értékeket. Az eredmények alátámasztották azt a korábbi eredményt, mely szerint néhányszor $10^{15} \frac{W}{cm^2}$ lézerintenzitásokig az abszorpció főleg ütközéses [89].

5. *Kísérleti úton, röntgen hullámhossz-tartományra érzékeny lyukkamera segítségével megmutattam, hogy a $10^{19} \frac{W}{cm^2}$ fókuszált intenzitású titán-zafír lézerimpulzus relativisztikus önfókuszálódását igen erős röntgen emisszió kíséri. Relativisztikus önfókuszálás következtében létrejött plazmacsatornákat interferogram felvételeken figyeltünk meg. Kísérletileg igazoltam, hogy ezekben a csatornában gyorsuló MeV-os, nagyenergiájú elektronok a minta belsejében jól kollimáltan terjednek.*

Kísérleti úton vizsgáltam a relativisztikusan nagy intenzitású lézerimpulzus fűtési és ionizációs hatását szilárdtestek felületén keltett plazmákban, Nd:üveg lézer által keltett előplazmában és előplazma-mentes közegben a minta elő- és hátoldalán is. A látható hullámhossz-tartományban, a lyukkamera felvételeivel párhuzamosan készített interferogram képek szép plazmacsatornákat, filamentumokat mutattak, amelyek a lézerfény relativisztikus önfókuszálódásának következményei. A vizsgálatok szerint a nagyintenzitású lézerfény anyaggal való kölcsönhatását igen erős, a keltő lézer beesési irányának megfelelő röntgen emisszió kíséri. A lyukkamerával megfigyelt erős emisszió egyenes következménye a plazma lézer általi fűtési és ionizációs hatásának. Kísérleteim során a röntgen hullámhossz-tartományban filamentum nem volt megfigyelhető, ellentétben Tanaka és munkatársai eredményével. Az eredményekbeli különbség valószínűsíthető oka az általunk elért kisebb plazmasűrűség lehetett. A minta elő- majd hátoldalán felállított röntgen lyukkamera segítségével meghatároztam a mintában terjedő elektronnyaláb által hagyott foltok méretét a céltárgyfólia elő- és hátoldalán. Kimutattam, hogy a szilárdtest minták belsejében haladó nagyenergiájú gyors elektron nyaláb az anyagban közel kollimáltan terjed [112].

8. fejezet

Summary

1. *The 2nd, 3rd and the 4th harmonics (with a 62nm wavelength) of the 248nm wavelength input pulse were detected by using pre-pulse-free p- and s-polarized laser beams having $1.5 \cdot 10^{17} \frac{W}{cm^2}$ maximum intensity for 45° angle of incidence.*

The diffraction-limited pulse of the subpicosecond KrF hybrid excimer-dye laser system was focused onto a spot of $2.3\mu m \times 2\mu m$ diameter by an F/2 off-axis parabolic mirror. It was shown that $36 \pm 1\%$ of the total laser energy fell within the full-width-at-half-maximum (FWHM) of the focus with approximately 77% of the total energy inside the central lobe of the Airy-pattern. This value is near to the theoretically predicted one of 86%. These results confirm that the laser pulse was diffraction-limited. The obtained intensity was $2.2 \cdot 10^{17} \frac{W}{cm^2}$ in vacuum, and $1.5 \cdot 10^{17} \frac{W}{cm^2}$ for 45° angle of incidence. It was found that the intensity of the amplified spontaneous emission (ASE) of the KrF amplifier in the focal plane could be kept below $10^7 \frac{W}{cm^2}$. The result is an intensity-contrast ratio of 10^{10} , thus the experiments were carried out in a clean, pre-plasma-free environment [75–77, 81].

2. *By examining the angular distribution of the 2nd and 3rd harmonics between $10^{16} - 1.5 \cdot 10^{17} \frac{W}{cm^2}$ intensities it was found that the harmonics generation becomes diffuse above $10^{16} \frac{W}{cm^2}$. The experiment demonstrated that 2ω and 3ω radiation were generated with nearly equal efficiency by p- and s-polarized laser pulses at maximum laser intensity. The harmonics did not keep the polarization of the input laser light, i.e. the polarizations were mixed.*

Previous investigations in our laboratory using lower intensities showed the generation of the 2nd and 3rd orders of high harmonics p- and s-polarized laser beam at the intensity of $5 \cdot 10^{15} \frac{W}{cm^2}$. The generated harmonics propagated in the specular direction and kept the polarization of the incoming laser. My new results show that these properties change significantly above $10^{16} \frac{W}{cm^2}$ intensity. The harmonics propagate not only into the specular direction but a significant

amount of radiation is scattered diffusely. The polarizations of the harmonics became mixed, too. A possible explanation for the above mentioned experimental results is the density modulation at the critical surface of the laser plasma [81].

3. *The critical surface of the laser plasma on solid targets generated by the pre-pulse-free excimer laser system becomes rippled at the intensities of $10^{16} - 1.5 \cdot 10^{17} \frac{W}{cm^2}$.*

Both diffuse propagation of the harmonics and the mixing of polarizations indicate that the critical surface of the laser plasma is not plane any more but it becomes rippled. As the focused laser pulse was practically pre-pulse-free, it is proved that the critical surface rippling of the plasma was not generated in a preplasma but it was the result of an intrinsic effect within the plasma generated by the ultrashort laser pulse. This observation was verified by the one dimensional PIC and hydrocode simulations. The simulations showed that at such intensities the plasma pressure and the light pressure of the laser are in the same order of magnitude near to the critical surface of the plasma. As the result of the unstable equilibrium and the interaction between the light pressure and the pressure of the expanding plasma-front a Rayleigh-Taylor instability develops on or near to the critical surface of the plasma, thus causing the critical surface rippling during the laser pulse [81].

4. *By measuring the Doppler-shift of the ultraviolet laser pulse from laser plasmas on solid surfaces and by a simple local thermodynamic equilibrium based model it was demonstrated that the plasma absorption coefficient referring to the targets can be determined as a function of the electron temperature. By comparing the experimental data with the results calculated by the model it was verified that within this range of intensity the absorption is mainly collisional.*

When increasing the intensity of laser pulse the Doppler-shift of the reflected radiation from the plasma increases, too. By comparing the calculated and measured values of the Doppler-shifts it is shown that the measured values were overestimated by the model for polystyrene target and underestimated for gold target. The outcome verified the previous results, that up to the laser intensity of $10^{15} \frac{W}{cm^2}$ the absorption is mainly collisional [89].

5. *Using an x-ray pinhole-camera it was found that the relativistic self-focusing of the $10^{19} \frac{W}{cm^2}$ intensity of the Ti:Sa laser pulse is accompanied by strong x-ray emission from the plasma. More than $100\mu m$ long plasma filaments attributable to relativistic self-focusing were shown by the interferograms in the visible range. The electrons accelerated to MeV energies in these channels propagated well collimated in the dense target according to my observations.*

Visible interferograms showed plasma-channels and filaments as a result of relativistic self-focusing of the laser beam in the preformed plasma. The x-ray pinhole

images do not show self-focused filaments (due to the low optical density) but they show powerful x-ray emission corresponding to the incidence cone of the incoming laser beam. This intense x-ray emission is the result of the heating and ionizing effects of the ultrashort high intensity pulse in the preformed plasma. The x-ray pinhole-camera on the rear side of the target shows that the high-energy electron beam propagating inside the solid target remains well collimated in the dense matter [112].

9. fejezet

Saját publikációk

9.1. Referált folyóiratokban megjelent publikációk

1. I.B. Földes, G. Kocsis, **E. Rácz**, S. Szatmári, G. Veres:
Generation of High Harmonics in Laser Plasmas,
Laser and Particle Beams, **21**, pp. 517-521, October 2003.
2. I.B. Földes, K. Gál, G. Kocsis, **E. Rácz**, S. Szatmári, G. Veres:
High-harmonics from a UV Laser Plasma,
Proceedings of SPIE, **5228**, pp. 473-479, December, 2003.
Editor(s): Oleg N. Krokhin, Sergey Y.Gus'kov, Yury A. Merkul'ev)
3. G. Veres, G. Kocsis, **E. Rácz**, S. Szatmári:
Doppler shift of femtosecond laser pulses from solid density plasmas,
Applied Physics B, **78**, pp. 635-638, 2004.
4. M. Kaluza, I.B. Földes, **E. Rácz**, M.I.K. Santala, G.D. Tsakiris and K.-J. Witte:
Relativistic self-focusing of fs-laser pulses and their heating effect on the pre-formed plasma,
IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. **33**, No. **2**, pp. 480-481., April 2005.
5. I.B. Földes, J. Bohus, K. Gál, B. Hopp, G. Kocsis, N.R. Kresz, **E. Rácz**, T. Suta, T. Smausz, S. Szatmári, Zs. Tóth, G. Veres:
Fast electrons for the fast ignitor scheme of inertial confinement fusion,
IAEA-TECDOC-1460, Elements of Power Plant Design for Inertial Fusion Energy, pp. 97-104, June 2005.
6. **E. Rácz**, I.B. Földes, G. Kocsis, G. Veres, K. Eidmann, S. Szatmári:
On the effect of surface rippling on the generation of harmonics in laser plasmas,
megjelenés alatt az Applied Physics B. folyóiratnál, (kézirat száma: 2039 B), 2005.

9.2. Konferencia-kiadványokban megjelent publikációk

1. * I.B. Földes, J.S. Bakos, K.Gál, G. Kocsis, **E. Rácz**, S. Szatmári, S. Varró and G. Veres:
On Polarization Properties of Harmonic Generated in Laser Plasmas on Solid Surfaces,
 15th Europhysics Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases, Abstracts (2000) **Vol. 24F**, pp. 380-381, (Eds.: Z. Donkó, L. Jenik, J. Szigeti), Miskolc-Lillafüred, Hungary, 26-30 August 2000.
2. * Veres Gábor, Bakos József, Földes István, Gál Kinga, **Rácz Ervin**, Szatmári Sándor, Varró Sándor:
Szilárdtest lézerplazmában keltett felharmonikusok polarizációs tulajdonságai,
 IV. Szimpózium a hazai kvantumelektronikai kutatások eredményeiről, Kvantum-elektronika 2000., pp. P-20, Budapest, 2000.11.03.
3. **Rácz Ervin**, Földes István, Kocsis Gábor, Veres Gábor, Szatmári Sándor:
Felharmonikusok keltése szilárdtest lézerplazmákban nagy lézerintenzitásokon,
 V. Szimpózium a hazai kvantumelektronikai kutatások eredményeiről, Kvantum-elektronika 2003., ISBN 963 372 6298, pp. P17., Budapest, 2003.10.21.
4. **E. Rácz**, K. Eidmann, I.B. Földes, G. Kocsis, S. Szatmári, G. Veres:
Polarization- and Propagation Properties of High Harmonics for $10^{17} \frac{W}{cm^2}$ Intensities,
 31st EPS Conference on Plasma Physics, London, 28th June-2nd July 2004., ECA **Vol. 28G**, P-5.008, 2004.
5. **E. Rácz**, I.B. Földes, and S. Szatmári:
Investigation of plasma critical surface rippling by harmonics generation in laser plasmas,
 International Conference PLASMA-2005 on Research and Applications of Plasmas, Opole, Poland, September 6-9, 2005. (AIP kiadványban megjelenés alatt)
6. * **E. Rácz**, I.B. Földes, L. Ryć:
X-ray radiation measurements with photodiodes in plasmas generated by $10^{17} \frac{W}{cm^2}$ intensity KrF excimer laser pulses,
 International Conference PLASMA-2005 on Research and Applications of Plasmas, Opole, Poland, September 6-9, 2005. (AIP kiadványban megjelenés alatt)

9.3. Konferencián elhangzott szóbeli előadások és egyéb konferencia-anyagok

1. **Ervin Rácz:**

Investigation of generation of high harmonics in laser plasmas at $10^{17} \frac{W}{cm^2}$ intensities,

Second Hungarian Plasma Physics Workshop, MTA KFKI RMKI, 22-24 April 2004. (előadás)

2. Földes István, **Rácz Ervin:**

Harmonikuseltetés és lézerplazma spektroszkópia,

Lézertea 2004, MTA KFKI RMKI - MFA, Budapest, 2004. november 19. (előadás, magyarul)

3. M. Kaluza, H. Habara, G.D. Tsakiris, K. Eidmann, K.J. Witte, I. Földes, **E. Rácz:** *Relativistic Electron Transport in Preformed Overdense Plasma,* 28th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Madeira, 18 - 22 June 2001.

4. K. Witte, U. Andiel, F. Brandl, K. Eidmann, E. Fill, I. Földes, H. Habara, D. Habs, M. Hegelich, R. Mancini, J. Meyer-ter-Vehn, M. Kaluza, S.Karsch, G. Pretzler, **E. Rácz**, T. Schlegel, G. Tsakiris:

Isochoric Heating of Matter, Relativistic Electron Transport in Preformed Overdense Plasma, and Characterization of Electrons Generated at Intensely Irradiated Surfaces,

Second International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA 2001), **IFSA0946:** Kyoto Japan, September 9-14, 2001.

5. G. Veres, G. Kocsis, **E. Rácz**, S. Szatmári:

Doppler shift of femtosecond laser pulses from solid density plasmas,

Ultrashort High-energy radiation and Matter, Conference, Varenna, Italy, October 7-10, 2003, (poszter)

6. I.B. Földes and **E. Rácz:**

Harmonics generation and critical surface rippling in laser plasmas,

Third International Conference on Superstrong Fields in Plasmas 19 - 24 September 2005, Villa Monastero, Varenna (Lc), Italy (poszter)

A *-gal megjelölt publikációkban szereplő anyagokat, eredményeket nem használtam fel az értekezés elkészítéséhez.

Köszönetnyilvánítás

Köszönöm témavezetőmnek **Dr. Földes Istvánnak** az MTA doktorának, hogy bevezetett a lézerplazmák fizikájába és a nagyintenzitású lézerekkel történő kísérleti kutatómunkába. Köszönöm, hogy mindvégig szervezte és lelkiismeretesen vezette munkám.

Köszönettel tartozom **Prof. Dr. Szatmári Sándor** tanszékvezető egyetemi tanárnak, a fizika tudomány doktorának, aki megtanította nekem a nagyintenzitású hibrid KrF excimer-festéklézer rendszer működését és használatát, továbbá munkám során mindvégig támogatott, értékes tanácsokkal látott el mind elméleti, mind pedig gyakorlati téren egyaránt.

Hálás vagyok **Prof. Dr. Hevesi Imre** emeritus professzornak, a fizika tudomány doktorának, aki munkám kezdetén segítette témaválasztásom.

Köszönet **Dr. Kocsis Gábornak** és **Dr. Veres Gábornak**, a MTA KFKI Részecske- és Magfizikai Kutató Intézet Plazmafizikai Főosztálya tudományos főmunkatársainak, akik közvetlen munkatársakként irányították munkám az eredmények értékelésében és elemzésében, hasznos tanácsokkal láttak el és sokszor lelkiekben is támogattak.

Köszönettel tartozom **Dr. Sörlei Zsuzsának**, az MTA KFKI Részecske- és Magfizikai Kutató Intézet Plazmafizikai Főosztálya főosztályvezetőjének, hogy munkám során mindvégig támogatott.

Köszönöm **Bohus Jánosnak**, a Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Tanszéke munkatársának, hogy segített az excimer lézerrendszer üzemeltetésében, és **Megyesi Verának** a Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszéke munkatársának, hogy segítségemre volt a minták felületéről készített atomi erő mikroszkópos felvételek elkészítésében.

Köszönet illeti a Szegedi Tudományegyetem Fizikus Tanszékcsoportja Mechanikai- és Elektromos Műhelyének, továbbá a KFKI RMKI Mechanikai Műhelyének **minden Dolgozóját**, akik mindvégig gyorsan és pontosan készítették el a munkámhoz szükséges nagy mennyiségű mechanikai és elektromos eszközt.

Köszönettel tartozom tanácsaiért és segítségéért **Dr. Gál Kinga-Izabellának** és **Bencze Attilának**, a MTA KFKI Részecske- és Magfizikai Kutató Intézet Plazmafizikai Főosztálya tudományos főmunkatársának és munkatársának.

Köszönöm **Dajka Rita** és **Misurda Katalin** a Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Tanszéke tudományos ügyintézőinek segítségét, akik szervezve a HILL laboratórium ügyeit ezzel mindvégig segítségemre voltak, és laborbeli jelenlétükkel mindig kellemes, jó hangulatú munkakörnyezetet teremtettek.

Köszönettel tartozom **Kollégáimnak**, a MTA KFKI Részecske- és Magfizikai Kutató Intézet Plazmafizikai Főosztálya kutató és nem kutató beosztású munkatársainak, akik önzetlenül segítettek, ha szükségem volt rá.

Köszönöm **Prof. Dr. Klaus-Jürgen Wittenek**, hogy többször is meghívott Németországba a garchingi Max-Planck Kvantumoptikai Intézetbe. Köszönet **Dr. George Tsakirisnek**, hogy a garchingi munkám vezetőjeként gondosan irányította tevékenységemet. Boldog vagyok, hogy **Dr. Malte Christoph Kaluzával** Garchingban több alkalommal dolgozhattam együtt.

Köszönet illeti **Dr. Klaus Eidmannt**, a garchingi Max-Planck Kvantumoptikai Intézet nyugalmazott kutatóját, hogy kísérleteimhez szimulációkat készített és ezzel segítette eredményeim magyarázatát.

Köszönöm **Barátaimnak**, hogy az évek során mindvégig bíztattak és ha kellett önzetlen, hasznos tanácsokkal láttak el.

Összinte köszönettel tartozom Mindazoknak, akiket eddig nem említettem és akik az évek során segítségemre voltak.

Végül, de nem utolsó sorban hálás vagyok Családomnak, **Édesapámnak** és **Öcsémnek**, akik mindvégig mellettem álltak és ahogyan csak tudták segítették munkámat. Lelkileg támaszt nyújtottak és amikor szükségem volt rá, mindig számíthattam Rájuk. Támogatásuk viszonzhatatlan. Örökre hálás maradok Nekik! Köszönöm!

Irodalomjegyzék

- [1] T.H. Maiman: *Stimulated Optical Radiation in Ruby*, Nature **187**, pp. 493-494, 1960. pages 6
- [2] S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, G. Tempea, Ch. Spielmann, F. Krausz, K. Ferencz: *Generation of 0.1TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate*, Opt. Lett. **22**, pp. 1562-1564, 1997. pages 6
- [3] T. Brabec and F. Krausz: *Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics*, Rev. Mod. Phys. **72**, pp. 545-591, 2000. pages 6
- [4] A. Baltuška, T. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, C. Gohle, R. Holzwarth, V.S. Yakovlev, A. Scrinzi, T.W. Hänsch, F. Krausz: *Attosecond control of electronic processes by intense light fields*, Nature 421(6923): pp. 611-615, 6. Feb. 2003. pages 6
- [5] S.W. Bahk, P. Rousseau, T.A. Planchon, V. Chvykov, G. Kalintchenko, A. Maksimchuk, G.A. Mourou, V. Yanovsky: *Generation and characterization of the highest laser intensities ($10^{22}\text{W}/\text{cm}^2$)*, Optics Letters, Volume 29, Issue 24, pp. 2837-2839, December 2004. pages 6
- [6] H. Hora: *Plasmas at High Temperature and Density*, Roderer-Verlag, Regensburg 2000. pages 7
- [7] W.L. Kruer: *The Physics of Laser Plasma Interactions*, Addison-Wesley, 1998. pages 7
- [8] F. Chen: *Introduction to Plasma Physics*, Plenum Press, New-York, 1976. pages 7
- [9] C.S. Liu and V.K. Tripathi: *Interaction of Electromagnetic Waves with Electron Beams and Plasmas*, World Scientific, Singapore, 1994. pages 7
- [10] R. Guenther: *Modern Optics*, John Wiley and Sons, 1990. pages 8
- [11] V.L. Ginzburg: *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas*, Gordon and Beach Inc., New York, 1960. pages 9

- [12] F. Brunel: *Not-So-Resonant Absorption*, Phys. Rev. Lett., **59**, pp. 52-55, 1987. pages 10
- [13] R. Fedosejevs, R. Ottmann, R. Sigel, G. Kühnle, S. Szatmári, F.P. Schäfer: *Absorption of subpicosecond ultraviolet laser pulses in high-density plasma*, Appl. Phys. B **50**, pp. 79, 1990. pages 10, 11, 55, 59, 63
- [14] S.C. Wilks, W.L. Kruer, M. Tabak and A.B. Langdon: *Absorption of Ultra-Intense Laser Pulses*, Phys. Rev. Lett. **69**, pp. 1383-1386, 1992. pages 10, 82
- [15] U. Teubner, J. Bergmann, B. van Wonterghem, F.P. Schäfer and R. Sauerbrey: *Angle-dependent x-ray emission and resonance absorption in a laser-produced plasma generated by a high intensity ultrashort pulse*, Phys. Rev. Lett. **70**, pp.794-797, 1993. pages 10, 55
- [16] U. Teubner, I. Uschmann, P. Gibbon, D. Altenbernd, E. Förster, T. Feurer, W. Theobald, R. Sauerbrey, G. Hirst, M. H. Key, J. Lister, and D. Neely: *Absorption and hot electron production by high intensity femtosecond uv-laser pulses in solid targets*, Phys. Rev. E **54**, pp. 4167-4177, 1996. pages 10, 55
- [17] D.F. Price, R.M. More, R.S. Walling, G. Guethlein, R.L. Shepherd, R.E. Stewart and W.E. White: *Absorption of Ultrashort Laser Pulses by Solid Targets Heated Rapidly to Temperatures 1-1000 eV*, Phys. Rev. Lett. **75**, pp. 252-255, 1995. pages 10, 55
- [18] B.K.F. Young, B.G. Wilson, D.F. Price and R.E. Stewart: *Measurement of x-ray emission and thermal transport in near-solid-density plasmas heated by 130 fs laser pulses*, Phys. Rev. E **58**, pp. 4929-4936, 1998. pages 10, 55
- [19] M. Borghesi, A.J. Mackinnon, R. Gaillard, O. Willi and D. Riley: *Absorption of subpicosecond uv laser pulses during interaction with solid targets*, Phys. Rev. E **60**, pp. 7374-7381, 1999. pages 10, 55, 64
- [20] R. Sauerbrey: *Acceleration in femtosecond laser-produced plasmas*, Phys. Plasmas **3**, pp. 4712-4716, 1996. pages 11, 55
- [21] A.A. Andreev, A.G. Zhidkov, M. Uesaka, K. Kinoshita and K.Yu. Platonov: *Scattered light diagnostics of overdense plasma cavity in solid targets irradiated by an ultraintense laser pulse*, Phys. Rev. E **66**, 036405, 2002. pages 11, 55
- [22] M.P. Kalashnikov, P.V. Nickles, Th. Schlegel, M. Schnuerer, F. Billhardt, I. Will, W. Sandner and N.N. Demchenko: *Dynamics of Laser-Plasma Interaction at 10^{18}W/cm^2* , Phys. Rev. Lett. **73**, pp. 260-263, 1994. pages 11, 55

- [23] M.M. Murnane, H.C. Kapteyn, R.W. Falcone: *High-Density Plasmas Produced by Ultrafast Laser Pulses*, Phys. Rev. Lett. **62**, pp. 155-158, 1989. pages 11
- [24] M. Milchberg, R.R. Freeman, S.C. Davey, R.M. More: *Resistivity of a Simple Metal from Room Temperature to 10^6 K*, Phys. Rev. Lett. **61**, pp. 2364-2367, 1988. pages 11
- [25] A. Caruso, A. De Angelis, G. Gatti, R. Gratton and S. Martelucci: *Second Harmonic Generation in Laser Produced Plasmas*, Phys. Lett. **33**, pp. 29-30, 1970. pages 12
- [26] K. Eidmann and R. Siegel: *Second-Harmonic Generation in an Inhomogeneous Laser-Produced Plasma*, Phys. Rev. Lett. **34**, pp. 799-802, 1975. pages 12
- [27] R.L. Carman, C.K. Rhodes and R.F. Benjamin: *Observation of harmonics in the visible and ultraviolet created in CO_2 -laser produced plasmas*, Phys. Rev. A **24**, pp. 2649-2663, 1981. pages 12
- [28] S. Kohlweyer, G.D. Tsakiris, C.G. Wahlström, C. Tillman, and I. Mercer: *Harmonic Generation from Solid-Vacuum Interface Irradiated at High Laser Intensities*, Opt. Commun. **117**, pp. 431-438, 1995. pages 12, 67
- [29] D. von der Linde, H. Schulz, T. Engers, H. Schüler: *Second harmonic generation in plasmas produced by intense femtosecond laser pulses*, IEEE J. Quantum Electron. **28**, pp. 2388-2397, 1992. pages 12, 59, 79
- [30] M. Zepf, G.D. Tsakiris, G. Pretzler, I. Watts, D.M. Chambers, P.A. Norreys, U. Andiel, A.E. Dangor, K. Eidmann, C. Gahn, A. Machacek, J.S. Wark and K. Witte: *Role of the plasma scale length in the harmonic generation from solid targets*, Phys. Rev. E **58**, pp. R5253-R5256, 1998. pages 12
- [31] L.A. Gizzi, D. Giulietti, A. Giulietti, P. Audebert, S. Bastiani, J.P. Geindre and A. Mysyrowicz: *Simultaneous Measurements of Hard X Rays and Second-Harmonic Emission in fs Laser-Target Interactions*, Phys. Rev. Lett. **76**, pp. 2278-2281, 1996. pages 13
- [32] A. Tarasevitch, A. Orisch, D. von der Linde, Ph. Balcou, G. Ray, J.-P. Chambaret, U. Teubner, D. Klöpfel and W. Teobald: *Generation of high-order spatially coherent harmonics from solid targets by femtosecond laser pulses*, Phys. Rev. A **62**, pp. 023816, 2000. pages 13
- [33] P. Gibbon: *Harmonic Generation by Femtosecond Laser-Solid Interaction: A Coherent "Water-Window" Light Source?*, Phys. Rev. Lett. **76**, pp. 50-53, 1996. pages 13

- [34] R. Lichters, J. Meyer-ter-Vehn, and A. Pukhov: *Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensities*, Phys. Plasmas **3**, pp. 3425-3437, 1996. pages 13, 78, 79, 80
- [35] I.B. Földes, J.S. Bakos, G. Veres, Z. Bakonyi, T. Nagy, S. Szatmári: *Harmonic Generation in a UV Laser Plasma*, IEEE J. Quant. Electron. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics (JSTQE) **2**, pp. 776-781, 1996. pages 13, 64, 68, 70, 74, 75
- [36] I.B. Földes, J.S. Bakos, Z. Bakonyi, T. Nagy, and S. Szatmári: *Harmonic generation in plasmas of different density gradients*, Phys. Lett. A **258**, pp. 312-316, 1999. pages 13, 70
- [37] I.B. Földes, J.S. Bakos, K. Gál, Z. Juhász, M.Á. Kedves, G. Kocsis, S. Szatmári and G. Veres: *Properties of High Harmonics Generated by Ultrashort UV Laser Pulses on Solid Surfaces*, Laser Physics **10**, pp. 264-269, 2000. pages 13
- [38] J.S. Bakos, I.B. Földes, M.Á. Kedves, G. Kocsis, G. Veres, Z. Bakonyi, T. Nagy and S. Szatmári: *ASE Prepulse Effects in High-Harmonic Generation*, 6th International Conference on X-ray Lasers, IOP. Conf. Ser. **No. 159**, pp. 531-534, 1999. pages 13
- [39] G. Veres, J.S. Bakos, I.B. Földes, K. Gál, Z. Juhász, G. Kocsis, and S. Szatmári: *Polarization of harmonics generated by ultrashort KrF-laser pulses on solid surfaces*, Europhys. Lett. **48** (4), pp. 390-396, 1999. pages 13, 75, 76, 78
- [40] R.A. Ganeev, J.A. Chakera, M. Raghuramaiah, A.K. Sharma, P.A. Naik and P.D. Gupta: *Experimental study of harmonic generation from solid surfaces irradiated by multipicosecond laser pulses*, Phys. Rev. E **63**, pp. 026402/1-026402/6, 2001. pages 14
- [41] P.A. Norreys, M. Zepf, S. Moustazis, A.P. Fewes, J. Zhang, P. Lee, M. Bakarezos, C.N. Danson, A. Dyson, P. Gibbon, P. Loukakos, P. Neely, F.N. Walsh, J.S. Wark, and A.E. Dangor: *Efficient Extreme UV Harmonics Generated from Picosecond Laser Pulse Interactions with Solid Targets*, Phys. Rev. Lett. **76**, pp. 1832-1835, 1996. pages 14, 70
- [42] A. Ishizawa, K. Inaba, T. Kanai, T. Ozaki, and H. Kuroda: *High-Order Harmonic Generation from a Solid Surface Plasma by Using a Picosecond Laser*, IEEE J. Quant. Electron. **35**, pp. 60-65, 1999. pages 14, 70
- [43] D.M. Chambers, P.A. Norreys, A.E. Dangor, R.J. Marjoribanks, S. Moustazis, D. Neely, S.G. Preston, J.S. Wark, I. Watts, and M. Zepf: *Feasibility study of*

- high harmonic generation from short wavelength lasers with solid targets*, Opt. Commun. **148**, pp. 289-294, 1998. pages 14, 70, 72
- [44] E. Constant, D. Garzella, P. Breger, E. Mével, Ch. Dorrer, C. Le Blanc, F. Salin and P. Agostini: *Optimizing High Harmonic Generation in Absorbing Gases: Model and Experiment*, Phys. Rev. Lett. **82**, pp. 1668-1671, 1999. pages 14
- [45] S. Banerjee, A.R. Valenzuela, R.C. Shah, A. Maksimchuk and D. Umstadter: *High harmonic generation in relativistic laser-plasma interaction*, Phys. Plasmas **9**, pp. 2393-2398, 2002. pages 14
- [46] A.N. Naumov, A.M. Zheltikov, A.B. Fedotov, D.A Sidorov-Biryukov, A.P. Tarasevich, Ping Zhou, D. von der Linde: *Ionization and absorption effects in high-order harmonic generation in gas-filled hollow fibers*, Laser and Particle Beams **19**, pp. 75-79, 2001. pages 14
- [47] G. Farkas and C. Tóth: *Proposal for attosecond light pulse generation using multiple harmonic conversion processes in rare gases*, Phys. Lett. **168**, pp. 447-450, 1992. pages 14
- [48] G.-Z. Sun, E. Ott, Y.C. Lee and P. Guzdar: *Self-focusing of short intense pulses in plasmas*, Phys. Fluids **30**, pp. 526-532, 1987. pages 15
- [49] H. Alfvén: *On the motion of cosmic rays in interstellar space*, Phys. Rev. **55**, pp. 425-429, 1939. pages 15
- [50] A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn: *Relativistic Magnetic Self-Channeling of Light in Near-Critical Plasma: Three-Dimensional Particle-In-Cell Simulation*, Phys. Rev. Lett. **76**, pp. 3975-3978, 1996. pages 16, 90
- [51] M. Borghesi, A.J. Mackinnon, L. Barringer, R. Gaillard, L. Gizzi, C. Meyer, O. Willi, A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn: *Relativistic Channeling of a Picosecond Laser Pulse in a Near-Critical Preformed Plasma*, Phys. Rev. Lett. **78**, pp. 879-882, 1997. pages 16
- [52] P. Chessa, P. Mora, Th.M. Antonsen, Jr.: *Numerical simulation of short laser pulse relativistic self-focusing in underdense plasma*, Phys. Plasmas **Vol. 5, Num. 9**, pp. 3451-3458, 1998. pages 16, 90
- [53] A. Pukhov, Z.-M. Sheng and J. Meyer-ter-Vehn: *Particle acceleration in relativistic laser channels*, Phys. Plasmas **Vol. 6, Num. 7**, pp. 2847-2854, 1999. pages 16, 90

- [54] K.A. Tanaka, R. Kodama, H. Fujita, M. Heya, N. Izumi, Y. Kato, Y. Kitagawa, K. Mima, N. Miyanaga, T. Norimatsu, A. Pukhov, A. Sunahara, K. Takahashi, M. Allen, H. Habara, T. Iwatani, T. Matusita, T. Miyakosi, M. Mori, H. Setoguchi, T. Sonomoto, M. Tanpo, S. Tohyama, H. Azuma, T. Kawasaki, T. Komeno, O. Maekawa, S. Matsuo, T. Shozaki, Ka Suzuki, H. Yoshida, T. Yamanaka, Y. Sentoku, F. Weber, T.W. Barbee, Jr., and L. DaSilva: *Studies of ultra-intense laser plasma interactions for fast ignition*, Phys. Plasmas, **Vol. 7**, **Num. 5**, pp. 2014-2022, 2000. pages 16, 92, 95
- [55] C. Delfin, V. Lokhnygin, J. Mauritsson, A. Sjögren, C.-G. Wahlström, A. Pukhov and G.D. Tsakiris: *Influence of laser pulse duration on relativistic channels*, Phys. Plasmas **Vol. 9**, **Num. 3**, pp. 937-940, 2002. pages 16
- [56] C. Gahn, G.D. Tsakiris, G. Pretzler, K.J. Witte, P. Thirolf, D. Habs, C. Delfin and C.-G. Wahlström: *Generation of MeV electrons and positrons with femtosecond pulses from a table-top laser system*, Phys. Plasmas **Vol. 9**, **Num. 3**, pp. 987-999, 2002. pages 16, 92
- [57] W.J. Hogan, R. Bangerter and G.L. Kulcinski: *Energy from inertial fusion - Progress in drivers, reactors and targets has made smaller, more flexible power plants feasible and has reduced the potential costs of developing them*, Physics Today, pp. 42-50, September 1992. pages 16
- [58] J.D. Lindl, R.L. McCrory and E.M. Campbell: *Progress toward ignition and burn propagation in inertial confinement fusion - To achieve efficient inertial confinement fusion one must produce a small hot spot within the imploding target from which thermonuclear burn can ignite*, Physics Today, pp. 32-40, September 1992. pages 16
- [59] C.E. Max, C.F. McKee and W.C. Mead: *A model for laser driven ablative implosions*, Phys. Fluids **23**(8), pp. 1620-1645, 1980. pages 16
- [60] M. Tabak, J. Hammer, M.E. Glinsky, W.L. Kruer, S.C. Wilks, J. Woodworth, E.M. Campbell, M.D. Perry, R.J. Mason: *Ignition and high gain with ultrapowerful lasers*, Phys. Plasmas **1** (5), pp. 1626-1634, 1994. pages 16
- [61] A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn: *Laser Hole Boring into Overdense Plasma and Relativistic Electron Currents for Fast Ignition of ICF Targets*, Phys. Rev. Lett. **79**, pp. 2686-2689, 1997. pages 16
- [62] J.R. Davies, A.R. Bell, M.G. Haines, S.M. Guérin: *Short-pulse high-intensity laser-generated fast electron transport into thick solid targets*, Phys. Rev. E **56**, pp. 7193-7203, 1997. pages 16

- [63] J.D. Lindl, B.A. Hammel, B.G. Logan, D.D. Meyerhofer, S.A. Payne and J.D. Sethian: *The US inertial confinement fusion (ICF) ignition programme and the inertial fusion energy (IFE) programme*, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, pp. A217-A234, 2003. pages 16
- [64] Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich: *Fundamentals of Photonics*, John Wiley & Sons, Inc., USA, 1991. pages 17
- [65] Anthony E. Siegman: *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, California, USA, 1986. pages 17, 19, 20, 21, 22, 23, 39
- [66] Nagy Tamás: *Nagy intenzitású KrF lézerek működésének optimalizálása*, PhD értekezés, Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Tanszék, Szeged, 2000. pages 25
- [67] S. Szatmári: *High-brightness ultraviolet excimer lasers*, Appl. Phys. B **58**, pp. 211-223, 1994. pages 25, 27, 56
- [68] S. Szatmári: *Pulse shortening of $5 \cdot 10^3$ by the combined pulse forming of dye oscillators, saturated amplifiers and gated saturable absorbers*, Opt. Quant. Electron. **21**, pp. 55-61, 1989. pages 26
- [69] S. Szatmári, F.P. Schäfer: *Subpicosecond, widely tunable distributed feedback dye laser*, Appl. Phys. B **46**, pp. 305-311, 1988. pages 26
- [70] A Janos Techn. Inc. parabolatükör adatait, jellemzőit összefoglaló technikai leírás. pages 33, 34
- [71] Andreas Saemann: *Erzeugung eines heißen Plasmas bei Festkörperdichte durch Einstrahlung von 150fs langen Laserpulsen*, PhD Doktorarbeit, Max-Planck Institut für Quantenoptik, **MPQ 242**, Februar 1999. pages 36, 44
- [72] A Hamamatsu C7040 típusú kamerafejhez mellékelt gyártói leírás. pages 38
- [73] A Hamamatsu C7557 típusú kamera kontroller elektronikához mellékelt gyártói leírás. pages 38
- [74] CaF_2 mikroszkóp objektívhez tartozó gyártói leírás. pages 38
- [75] I.B. Földes, G. Kocsis, E. Rácz, S. Szatmári, G. Veres: *Generation of High Harmonics in Laser Plasmas*, Laser and Particle Beams **21**, pp. 517-521, October 2003. pages 39, 47, 103, 106

- [76] I.B. Földes, K. Gál, G. Kocsis, E. Rácz, S. Szatmári, G. Veres: *High-harmonics from a UV Laser Plasma*, Proceedings of SPIE, **5228**, pp. 473-479, December 2003 (ECLIM 2002: 27th European Conference on Laser Interaction with Matter, Editor(s): Oleg N. Krokhin, Sergey Y. Gus'kov, Yury A. Merkul'ev) pages 39, 43, 47, 103, 106
- [77] Rácz Ervin, Földes István, Kocsis Gábor, Veres Gábor, Szatmári Sándor: *Felharmonikusok keltése szilárdtest lézerplazmákban nagy lézerintenzitásokon*, V. Szimpózium a hazai kvantumelektronikai kutatások eredményeiről, Kvantumelektronika 2003, ISBN 963 372 6298, pp. P17., Budapest, 2003. 10. 21. pages 39, 47, 103, 106
- [78] Földes István, Rácz Ervin: Harmonikuseltetés és lézerplazma spektroszkópia, Lézerteia 2004, MTA KFKI RMKI - MFA, Budapest, 2004. november 19. (szóbeli előadás) pages 39
- [79] Szatmári Sándorral történt személyes konzultáció. pages 40
- [80] B.Le Drogoff, F. Vidal, Y. von Kaenel, M. Chaker, T.W. Johnston, S. Laville, M. Sabsabi, and J. Margot: *Ablation of aluminum thin films by ultrashort laser pulses*, J. Appl. Phys. **89**, pp. 8247-8252, 2001. pages 40
- [81] E. Rácz, I.B. Földes, G. Kocsis, G. Veres, K. Eidmann, S. Szatmári: *On the effect of surface rippling on the generation of harmonics in laser plasmas*, közlésre elfogadva, megjelenés alatt az Appl. Phys. B folyóiratnál, 2005. pages 47, 103, 104, 106, 107
- [82] Jobin Yvon: *LHT 30 toroidal grating data sheet*, manual reference No. 31 017 382, April 1980. pages 50, 76
- [83] J.S. Bakos, I.B. Földes, G. Kocsis, M.Á. Kedves, G. Veres: IOP. Conf. Ser. **159**, 531, 1999. pages 56
- [84] R.W.P. McWhirter: *Plasma Radiation* In: Plasma Physics and Nuclear Fusion Research, ed. by R.D. Gill, pp. 235-276, (Academic Press) 1981. pages 59
- [85] K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, T. Schlegel, S. Hüller: *Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter*, Phys. Rev. E **62**, pp. 1202-1214, 2000. pages 60, 61, 81
- [86] M.V. Klein: *Optics*, pp. 570-573, John Wiley and Sons, New York 1970. pages 60
- [87] L. Spitzer: *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience Publishers, New York 1956. pages 60

- [88] H.R. Griem: *Plasma Spectroscopy*, Academic Press, New York 1966. pages 61
- [89] G. Veres, G. Kocsis, E. Rácz, S. Szatmári: *Doppler shift of femtosecond laser pulses from solid density plasmas*, Appl. Phys. B. **78**, pp. 635-638, 2004. pages 64, 104, 107
- [90] U. Teubner, I. Uschmann, P. Gibbon, D. Altenbernd, E. Förster, T. Feurer, W. Theobald, R. Sauerbrey, G. Hirst, M.H. Key, J. Lister, D. Neely: *Absorption and hot electron production by high intensity femtosecond uv-laser pulses in solid targets*, Phys. Rev. E **54**, pp. 4167-4177, 1996. pages 64
- [91] P. Gibbon: *High-Order Harmonic Generation in Plasmas*, IEEE J. Quant. Electron. **33**, pp. 1915-1924, 1997. pages 64
- [92] http://www-cxro.lbl.gov/optical_constants/filter2.html pages 66, 89, 97
- [93] R.A. Ganeev, J.A. Chakera, M. Rahuramaiah, A.K. Sharma, P.A. Naik, P.D. Gupta: *An experimental study of harmonic generation from solid surfaces irradiated by multi-picosecond laser pulses*, Phys. Rev. E **63**. 026402, 2001. pages 70
- [94] W.R. Hunter: *Design criteria for reflection polarizers and analyzers in the vacuum ultraviolet*, Appl. Opt. **17**, pp. 1259-1270, 1978. pages 75
- [95] Gál Kinga: *Szilárdtest lézerplazmában keletkező felharmonikusok vizsgálata*, PhD értekezés, Szeged, 2002. pages 76
- [96] K. Gál and S. Varró: *Polarization Properties of High Harmonics Generated on Solid Surfaces*, Opt. Commun. **198**, pp. 419-431, 2001. pages 79
- [97] R. Ramis, R. Schmalz, J. Meyer-ter-Vehn: *MULTI – A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics*, Comput. Phys. Commun. **49**, pp. 475-505, 1988. pages 81, 82
- [98] F.F. Cap: *Handbook on plasma instabilities*, New York, Academic Press, 1976. pages 82
- [99] H. Baumhacker, A. Böswald, H. Haas, M. Fischer, W. Fölsner, G. Keller, U. Andiel, X. Dong, M. Dreher, K. Eidmann, E. Fill, M. Hegelich, M. Kaluza, S. Karsch, G. Pretzler, G.D. Tsakiris, and K.J. Witte: *Advanced Titanium:Sapphire Laser ATLAS*, MPQ-Report **272**, 2002. pages 84
- [100] D. Strickland and G. Mourou: *Compression of amplified chirped optical pulses*, Opt. Commun. **56**, pp. 219, 1985. pages 84

- [101] H. Baumhacker, G. Pretzler, K.J. Witte, M. Hegelich, M. Kaluza, S. Karsch, A. Kudryashov, V. Samarkin, and A. Roukossouev: *Correction of strong phase and amplitude modulations by two deformable mirrors in a multistaged Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **27**, pp. 1570, 2002 pages 84, 85
- [102] Malte Christoph Kaluza: *Characterisation of Laser-Accelerated Proton beams*, PhD thesis, Max-Planck Institut für Quantenoptik, **MPQ 297**, August 2004. pages 85, 86, 92
- [103] Hideaki Habara: MPQ Report, November, 2000 pages 86, 89
- [104] Photometrics X-ray Camera system manual. pages 89
- [105] Ernst E. Fillel (Max-Planck Institut für Quantenoptik, Garching, Németország) történt személyes konzultáció. pages 89
- [106] G. Pretzler, Th. Schlegel, and E. Fill: *Characterization of electron beam propagation through foils by innershell X-ray spectroscopy*, Laser and Particle Beams **19**, pp. 91-97, 2001. pages 89
- [107] H. Hora: *Theory of Relativistic Self-Focusing in Plasmas*, J. Opt. Soc. Amer., **Vol. 65.**, pp. 882-886, 1975. pages 90
- [108] C. Gahn, G.D. Tsakiris, A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, G. Pretzler, P. Thirolf, D. Habs, and K.J. Witte : *Multi-MeV Electron Beam Generation by Direct Laser Acceleration in High-Density Plasma Channels*, Phys. Rev. Lett., **Vol. 83.**, pp. 4772-4775, 1999. pages 92
- [109] M. Kaluza, J. Schreiber, M.I.K. Santala, G.D. Tsakiris, K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn and K.J. Witte: *Influence of the Laser Prepulse on Proton Acceleration in Thin-Foil Experiments*, Phys. Rev. Lett. **93**, 045003, 2004. pages 92
- [110] J.J. Honrubia, M. Kaluza, G.D. Tsakiris, J. Meyer-ter-Vehn and J. Schreiber: *Laser-driven fast electron transport in preheated foil targets*, Phys. Plasmas **12**, 052708, 2005. pages 92
- [111] J. Schreiber, M. Kaluza, B.M. Hegelich, J. Cobble, U. Schramm, F. Grüner, M. Geissler, E. Brambrink, J. Fuchs, P. Audebert, D. Habs and K.J. Witte: *Source-size measurements and charge distributions of ions accelerated from thin foils irradiated by high-intensity laser pulses*, Appl. Phys. B. **79**, pp. 1041-1045, 2004. pages 92
- [112] M. Kaluza, I.B. Földes, E. Rácz, M.I.K. Santala, G.D. Tsakiris and K.-J. Witte: *Relativistic self-focusing of fs-laser pulses and their heating effect on the pre-formed plasma*, 4th Triennial Special Issue of the IEEE Transactions on Plasma

- Science "Images in Plasma Science", Vol. **33**, No. **2**, pp. 480-481., April 2005. pages 94, 96, 105, 108
- [113] R. Kodama, K.A. Tanaka, Y. Sentoku, T. Matsushita, K. Takahashi, H. Fujita, Y. Kitagawa, Y. Kato, T. Yamanaka and K. Mima: *Long-Scale Jet Formation with Specularly Reflected Light in Ultraintense Laser-Plasma Interactions*, Phys. Rev. Lett. **84**, pp. 674-677, 2000. pages 102
- [114] Y. Sentoku, H. Ruhl, K. Mima, R. Kodama, K.A. Tanaka and Y. Kishimoto: *Plasma jet formation and magnetic-field generation in the intense laser plasma under oblique incidence*, Phys. Plasmas **6**, pp. 2855-2861, 1999. pages 102
- [115] H. Ruhl, Y. Sentoku, K. Mima, K.A. Tanaka and R. Kodama: *Collimated Electron Jets by Intense Laser-Beam-Plasma Surface Interaction under Oblique Incidence*, Phys. Rev. Lett. **82**, pp. 743-746, 1999. pages 102
- [116] M.Tatarakis, J.R. Davies, P. Lee, P.A. Norreys, N.G. Kassapakis, F.N. Beg, A.R. Bell, M.G. Haines, A.N. Dangor: *Plasma Formation on the Front and Rear of Plastic Targets due to High-Intensity Laser Generated Fast Electrons*, Phys. Rev. Lett. **81**, pp. 999-1002, 1998. pages 102
- [117] R. Kodama, K. Mima, K. A. Tanaka, Y. Kitagawa, H. Fujita, K. Takahashi, A. Sunahara, K. Fujita, H. Habara, T. Jitsuno, Y. Sentoku, T. Matsushita, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, H. Setoguchi, T. Sonomoto, M. Tanpo, Y. Toyama and T. Yamanaka: *Fast ignitor research at the Institute of Laser Engineering, Osaka University*, Phys. Plasmas **8**, pp. 2268-2274, 2001. pages 102