

Szegedi Tudományegyetem TTIK
Optikai és Kvantumelektrodinamikai Tanszék

DIPLOMAMUNKA

Multi-TW osztályú lézerimpulzusok vékonylemezes poszt-kompressziójának elméleti és kísérleti vizsgálata

Készítette: Lehotai Levente
Fizikus MSc szakos hallgató

Témavezető: Dr. Nagymihály Roland Sándor
Tudományos munkatárs
SZTE Optikai és Kvantumelektrodinamikai Tanszék

Szeged, 2022

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1
2. Tudományos előzmények	2
2.1. Lineáris impulzusterjedés	2
2.2 Nemlineáris impulzusterjedés.....	8
2.2.1.Önfázismoduláció (<i>Self-Phase Modulation</i> , SPM)	11
2.2.2. Self-steepening (SS)	12
2.2.3. Önfókuszálás (<i>Self-focusing</i> , SF)	13
2.3. Nemlineáris impulzus poszt-kompresszió	14
2.4. Nagy energiájú nyalábok terjesztése	18
2.5. Numerikus szimulációs háttér.....	19
3. Motiváció és célkitűzés.....	22
4. Tudományos eredmények	23
4.1. Kísérleti elrendezés	23
4.2. Kísérleti eredmények.....	25
4.3. Szimulációs eredmények és azok kísérleti eredményekkel való összevetése	29
5. Konklúzió és kitekintés.....	34
6. Köszönetnyilvánítás.....	35
7. Nyilatkozat.....	36
8. Irodalomjegyzék.....	37

1. Bevezetés

Az általunk érzékelt univerzumban a mikroszkópikus fizikai és kémiai folyamatok jellemzően a femto- ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) illetve attoszekundumos ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$) időbeli skálán játszódnak le. Ezen jelenségek időbeli fejlődésének a tanulmányozására az emberiség által előállított leg-
rövidebb jelek, az elektromágneses impulzusok alkalmasak, amelyeket a témában használatos spektrális tartomány miatt fényimpulzusoknak is szokás nevezni. Egy fényimpulzus legrövidebb elérhető időbeli hosszát az adott hullámhosszhoz tartozó optikai ciklus adja meg. A látható tartományban (400 nm-től 800 nm-ig) ez 1,33 fs és 2,67 fs közé esik [1]. Ennél rövidebb impulzusok előállításához rövidebb hullámhosszú koherens sugárzás létrehozására van szükség. A nagyenergiájú két optikai ciklusnál rövidebb időbeli hosszú fényimpulzusok erre alkalmasak a magasharmonikus keltésen keresztül [2, 3], valamint további alkalmazási területük az elektronok dinamikájának tanulmányozása részecskékben és szilárdtestekben [4], relativisztikus elektroncsomagok hozhatóak létrehozása [5], de akár plazmafizikai folyamatok vizsgálatát is lehetővé teszik [6]. Ezen felül alkalmazhatóak neutron sugárzás keltésére egy kompakt elrendezés keretében, amely radioaktív anyagokat nem tartalmaz. A neutronsugárzásnak több felhasználási területe van, többek között radioaktív hulladékok transzmutációja, amellyel azok felezési idejét lehet jelentősen csökkenteni [7]. A fent említett alkalmazások jelentős része esetén előnyös, ha a kísérletekhez használható fényimpulzusok csupán néhány, vagy akár csak egy optikai ciklusból állnak. Az ilyen fényimpulzusok előállítása még a legfejlettebb lézerrendszerek segítségével is komoly kihívást jelent, sőt, az impulzusenergia növeléséhez használt erősítő elrendezések korlátozott sáv szélessége miatt további nemlineáris optikai effektusok felhasználása nélkül legtöbbször nem is lehetséges.

Dolgozatomban nagy energiájú lézerimpulzusok vékony dielektrikum lemezekben történő utólagos időbeli összenyomását vizsgáltam meg kísérleti és numerikus szimulációs módszerek segítségével. A kísérletet az ELI-ALPS Lézeres Kutatóintézet közepesen sugárvédett laborjában végeztem el a Nemzeti Lézeres Transzmutációs Laboratórium és az ELI-ALPS kollaborációjának részeként. A kísérleti eredmények alapos megértéséhez egy komplex 3+1D szimulációs környezetet fejlesztettem ki. A szimulációk segítségével megvizsgáltam a kísérleti elrendezést, összevettem az így kapott eredményeket és azonosítottam a spektrális szélesedés során fellépő folyamatokat.

2. Tudományos előzmények

Ultrarövid fényimpulzusoknak nevezzük az olyan elektromágneses hullámcsomagokat, amelyek időbeli hossza jellemzően 100 fs-nál rövidebb, de a felhasználási területtől függően ennél rövidebb, illetve hosszabb impulzusokat is szokás ultrarövid impulzusként megadni.

A dolgozat során olyan impulzusokat fogok vizsgálni, amelyek 20 fs alatti időbeli hosszúságúak. Ezek matematikai leírása során csak az elektromos teret szokás jellemezni, mivel a sugárzás mágneses komponense csak extrém erős fény-anyag kölcsönhatásban ad nem elhanyagolható járulékot. A dolgozatban ennél jóval kisebb intenzitások esetén vizsgálom a lézerimpulzusok szilárd közeggel való kölcsönhatását.

2.1. Lineáris impulzusterjedés

A fény elektromos térerőssége egy valós, mérhető mennyiség, azonban a számolások egyszerűsítése céljából érdemes bevezetni a komplex térerősség fogalmát [1]:

$$E(t) = \mathcal{E}^*(t) \cdot \exp(-i \cdot \Phi(t)), \quad (1)$$

ahol $\mathcal{E}^*(t)$ az impulzus időfüggő amplitúdója, vagyis a valós burkolója és $\Phi(t)$ pedig az időfüggő fázisa. Az impulzus fázisát sorba fejtve $t = 0$ körül kapjuk a térerősség egy másik alakját:

$$E(t) = \mathcal{E}^*(t) \cdot \exp\left(-i \cdot (\varphi_0 + \omega_v t + \varphi(t))\right) = \mathcal{E}(t) \cdot \exp(-i \cdot \omega_v t), \quad (2)$$

ahol φ_0 a vivő-burkoló fázis (*Carrier-Envelope Phase*, **CEP**), $\omega_v = d\Phi/dt$ a vivő körfrekvencia, $\varphi(t)$ a sorfejtésből származó magasabb rendű tagok, $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}^*(t) \cdot \exp\left(-i \cdot (\varphi_0 + \varphi(t))\right)$ pedig a komplex burkoló. Az impulzus térerősségének direkt mérésére léteznek kidolgozott eljárások (például TIPTOE [8], *attostreaking* [9, 10] vagy fotokonduktív mintavételezés [11]), azonban ezek a módszerek csak megfelelően rövid és intenzív impulzusok mérésére alkalmasak, mivel nemlineáris optikai jelenségeket használnak fel. Emiatt az impulzusok karakterizálása során azok spektrumát célszerű vizsgálni, amelyet matematikailag a Fourier-transzformációval kaphatunk meg. Hasonlóan az időbeli reprezentációhoz, itt is szétbontható az elektromos tér amplitúdó és fázis spektrumra. Az amplitúdó spektrum segítségével definiálni lehet a központi körfrekvencia fogalmát, amely a körfrekvencia spektrális amplitúdó négyzetével súlyozott átlaga:

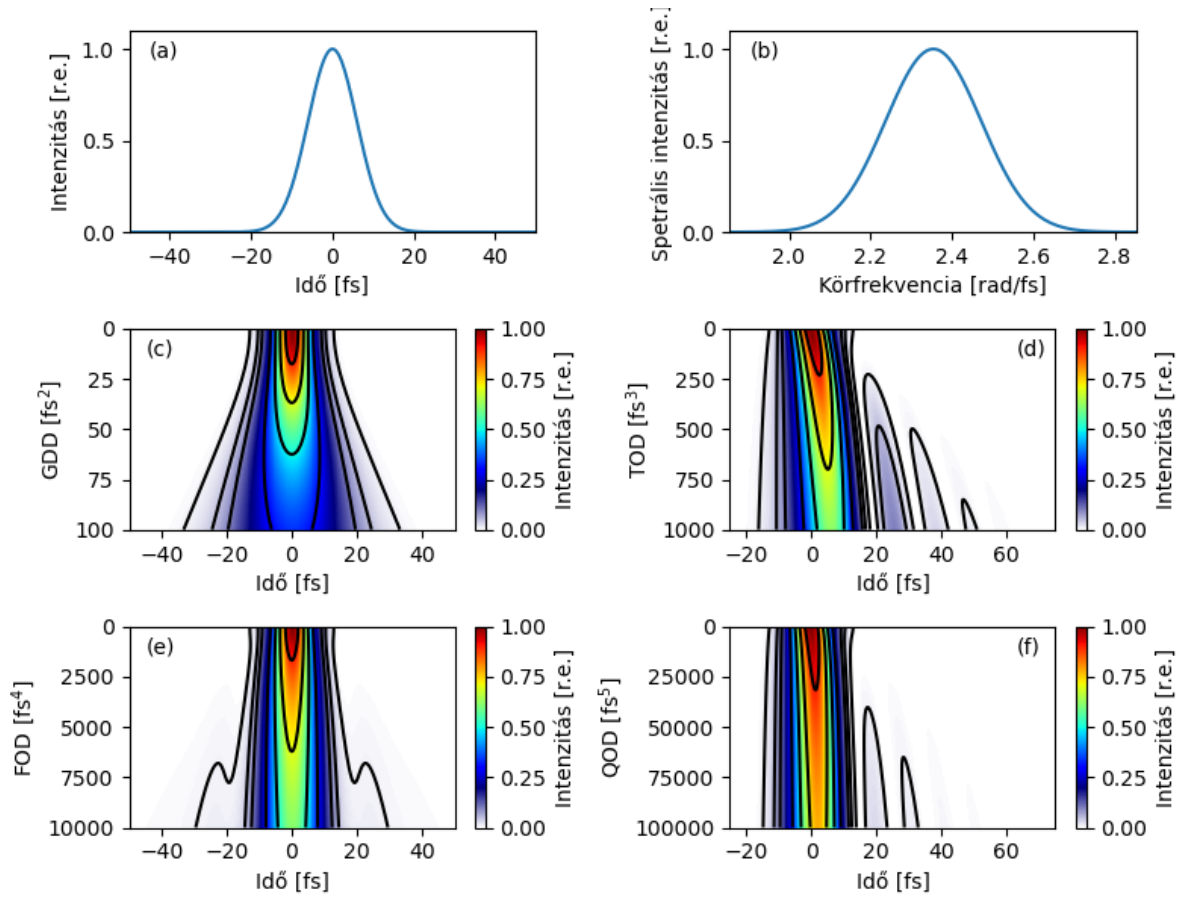
$$\omega_0 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{E}(\Omega)|^2 \Omega d\Omega}{\int_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{E}(\Omega)|^2 d\Omega}. \quad (3)$$

Fontos kiemelni, hogy a központi körfrekvencia nem feltétlenül egyenlő a korábban definiált vivő körfrekvenciával. A fázisspektrum elemzéséhez azt Taylor-sorba szokás fejteni a központi körfrekvencia körül:

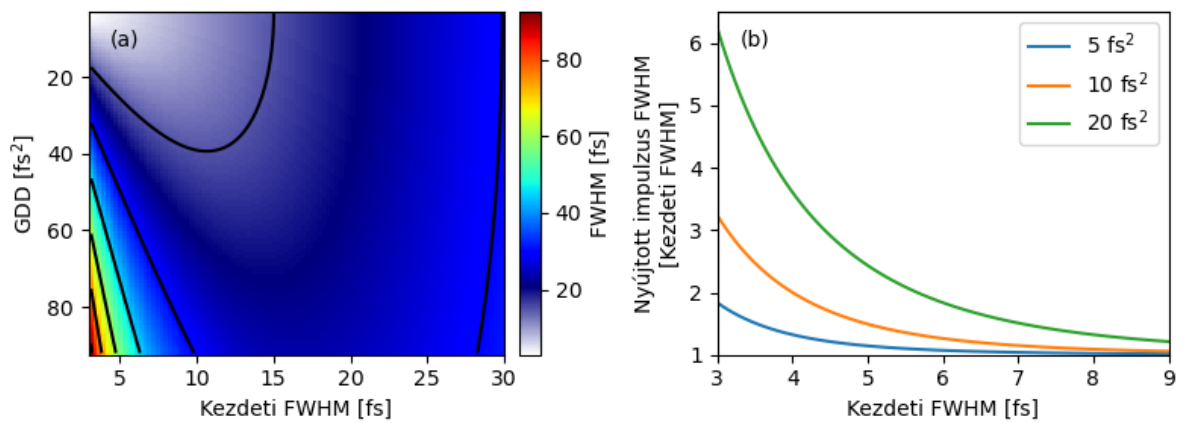
$$\begin{aligned} \Phi(\Omega) = \Phi_0 + GD \cdot (\Omega - \omega_0) + \frac{GDD}{2} \cdot (\Omega - \omega_0)^2 + \frac{TOD}{6} (\Omega - \omega_0)^3 \\ + \frac{FOD}{24} (\Omega - \omega_0)^4 + \dots, \end{aligned} \quad (4)$$

ahol GD a csoportkésleltetés (*Group Delay*), GDD a csoportkésleltetés-diszperzió (*Group Delay Dispersion*), TOD a harmadrendű diszperzió (*Third Order Dispersion*), FOD a negyedrendű diszperzió (*Fourth Order Dispersion*), QOD az ötödrendű diszperzió (*Fifth Order Dispersion*). További diszperziós rendek definiálása is lehetséges az eddigieken felvázolt névséma alapján, azonban kísérletileg már az FOD mérése és kompenzálása is rendkívül nagy kihívást jelent, így praktikus ez a legmagasabb használt diszperziós rend. Az 1. ábra mutatja be az egyes fázisderiváltak hatását az impulzusra, vagyis a páros rendű deriváltak az impulzust szimmetrikus módon szélesítik, és a páratlan rendűek aszimmetrikusan melléimpulzusokat hoznak létre, illetve a főimpulzusban is létrehoznak egy meredekebb és egy kevésbé meredek oldalt. Továbbá jól megfigyelhető, hogy hasonló mértékű hatás eléréséhez számértékileg közel egy nagyságrenddel nagyobbak kell lennie, mint az előző fázisderiváltak.

A fázisderiváltak hatása függ az intenzitás spektrum szélességétől, vagyis az impulzus Fourier-transzformáció limitált (*Fourier transformation limited, FTL*) időbeli hosszától. Ezt szemlélteti a 2. ábra, ahol a GDD hatását ábrázoltam egy Gaussos impulzusra. Az ábrán jól látható, hogy ugyanakkora GDD sokkal jobban kiszélesíti a rövidebb, szélesebb sávú impulzust, mint a hosszabb, keskenyebb sáv szélességűt. Következésképpen, az extrém rövid, néhány ciklusú impulzusok esetén a spektrális fázis precíz hangolása rendkívül fontossá válik.

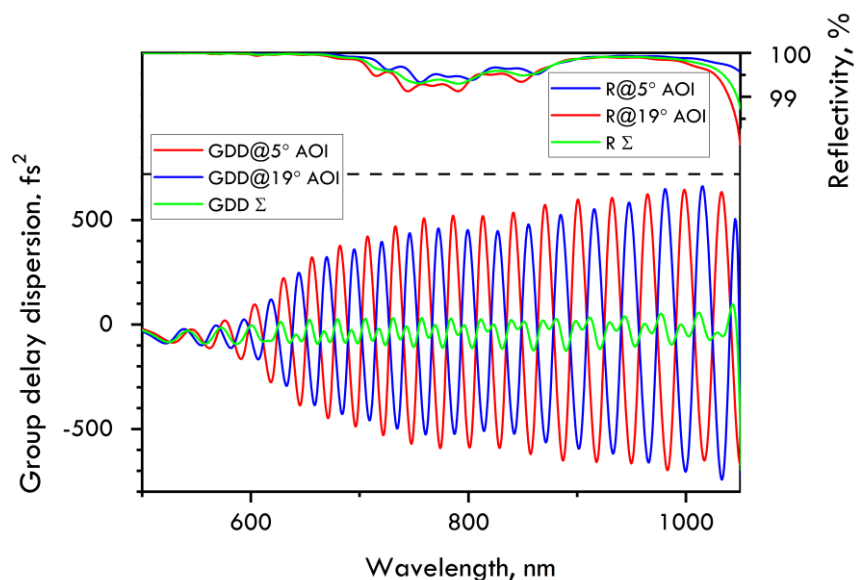


1. ábra. A diszperzió különböző rendjeinek hatása az impulzus időbeli alakjára numerikus szimulációk eredményei alapján. (a) A kezdeti, 10 fs időbeli hosszú, transzformáció-limitált Gaussos impulzus időbeli intenzitás profilja. (b) Az előbbi impulzus intenzitás spektruma. A különböző deriváltak hatásai az impulzusra: (c) csoportkésleltetés-diszperzió, (d) harmadrendű diszperzió, (e) negyedrendű diszperzió és (f) ötödrendű diszperzió.

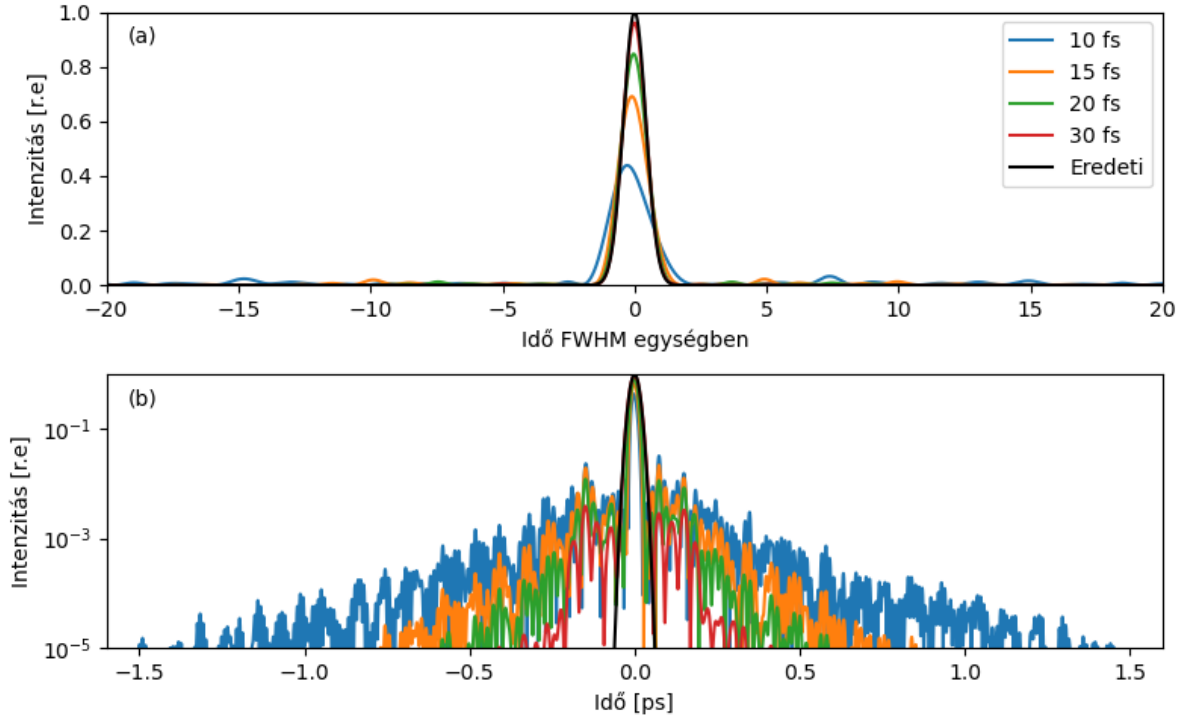


2. ábra. GDD hatása egy Gaussos impulzus időbeli hosszára. (a) A bevezetett GDD és a kezdeti félértékszélesség (Full Width at Half Maximum, FWHM) függvényében az impulzus félértékszélessége. (b) Különböző GDD értékek esetén hányszorosára nyúlik ki az impulzus a kezdeti félértékszélessége függvényében.

A spektrális fázis kompenzálására több módszert is kidolgoztak, mint például a prizma pár [12] vagy a rácspár [13]. Az általam vizsgált elrendezésekben azonban a diszperzió kompenzálására csörpölt tükröket [14, 15] és az anyagbeli terjedés által bevezetett diszperzió kombinációját szokás alkalmazni. A csörpölt tükrök egy komplex vékonyréteg szerkezet bevonattal rendelkező reflektív optikai elemek. A bevonatot úgy tervezik meg, hogy a különböző spektrális komponensek különböző rétegekről verődjenek vissza, így azok között fáziskülönbség jelenik meg az eltérő optikai úthossz miatt. A csörpölt tükrök spektrális fáziskarakterisztikájában sokszor jelennek meg oszcillációk, amelyek kiküszöbölésére tükröket párban használnak, amelyek oszcillációi π fázistolással el vannak tolva, ezáltal minimalizálva a fázismodulációk mélységét. A tükrőpár elemei lehetnek különböző rétegrendszerűek, vagy azonosak, azonban ez utóbbi esetben a rétegrendszernek két eltérő beesési szög esetén kell a kívánt fázistolást bevezetnie. Ez utóbbi típust *double-angle* csörpölt tükröknek nevezzük [16], amelyre jó példát jelent az UltraFast Innovations PC70 nevű tükrök, amely egy ultraszélessávú csörpölt tükrök viszonylag sima spektrális profillal. A PC70 tervezési spektrális karakterisztikáját a 3. ábrán mutatja be. A tükrök által behozott oszcillációk hatással vannak az impulzus időbeli alakjára, amelyet a 4. ábra mutat be. Jól látható, hogy az FTL időbeli hossz csökkenésével, és így a spektrális sávszélesség növekedésével az oszcillációk hatása egyre jelentősebb lesz. Az FTL impulzusidő csökkenésével a főimpulzus csúcsintenzitása csökken, illetve az időbeli alak torzul, továbbá egyre jelentősebb talpak jelennek meg az impulzus előtt és után.



3. ábra. Az UltraFast Innovations PC70 csörpölt tükrének tervezett reflexiós és GDD karakterisztikája. Az ábra alsó részén látható a bevezetett GDD (piros) 5° beesési szög esetén, (kék) 19° beesési szög esetén, illetve (zöld) a kettő összege. Az ábra felső részében láthatóak ugyanezzel a szinkódolással a reflexiós spektrumok. Átvéve [17] forrásból.



4. ábra. Az UltraFast PC70 dizájn nevű tükre által bevezetett oszcillációk hatása különböző időbeli hosszúságú Gaussos Fourier-transzformáció limitált (FTL) impulzusokra (a) lineáris skálán és (b) logaritmikus skálán. Jól látható, hogy az FTL időbeli hossz csökkenésével, és így a spektrális sáv-szélesség növekedésével az impulzus időbeli alakjára egyre nagyobb hatással vannak a csörpölt tükrök fázistolásának oszcillációi.

Az impulzusok anyagbeli terjedését a Maxwell-egyenletekből levezethető hullámegyenletet írja le:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{E}(x, y, z, t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}(x, y, z, t), \quad (5)$$

ahol $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$ a vákuum mágneses permeabilitás, $\vec{P}(x, y, z, t)$ az anyag polarizációvektora, amely tartalmazza az anyag válaszát a külső elektromos térre, c a vákuumbeli fénysebesség. Ennek speciális megoldásai az elektromágneses hullámcsomagok, vagyis a lézermimpulzusok. Dolgozatomban lineárisan polarizált impulzusokkal fogok foglalkozni, ezért elegendő a polarizációval párhuzamos térkomponenst vizsgálni, így a vektor mennyiségek skalár mennyiségekké egyszerűsödnek. Az (5) hullámegyenlet megoldásai közül csak az egyik irányba terjedő impulzust fogom vizsgálni, ezért az egyenlet egyszerűsíthető az egyirányú impulzus terjedési egyenletetté (*Unidirectional Pulse Propagation Equation, UPPE*), amellyel a hullámegyenlet a (6) alakra hozható a Fourier-térben. Az egyenletben a $K_z(k_x, k_y, z, \Omega) =$

$\sqrt{\left(\frac{\Omega}{c}n(\Omega)\right)^2 - (k_x^2 + k_y^2)}$ a körhullámszámvektor z irányú komponense, $n(\Omega)$ a közeg frekvenciafüggő lineáris törésmutatója, P^{NL} a nemlineáris anyagi polarizáció [18]. A fentiek értelmében az UPPE egyenlet az alábbi alakot veszi fel:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E(k_x, k_y, z, \Omega)}{\partial z} &= -K_z(\Omega, k_x, k_y) E(k_x, k_y, z, \Omega) \\ &+ \frac{i}{2K_z(\Omega, k_x, k_y)} \frac{\Omega^2}{c^2} \frac{P^{NL}(E, k_x, k_y, z, \Omega)}{\epsilon_0}. \end{aligned} \quad (6)$$

Az anyag nemlineáris válaszával a dolgozat későbbi felében fogok foglalkozni. A közegbeli lineáris impulzusterjedés során fellép a diszperzió és a diffrakció. Az előbbi során a különböző spektrális komponensek különböző sebességgel terjednek, így egymáshoz képest időben elcsúsznak, míg az utóbbi során a különböző térbeli frekvenciájú komponensek különböző irányba terjednek, így megnövelve a nyalábméretet. A lineáris impulzusterjedés problémájára analitikusan megoldást lehet kapni közvetlenül a (6) UPPE egyenletből:

$$\mathcal{E}(k_x, k_y, \Omega, z) = \mathcal{E}(k_x, k_y, \Omega, 0) \cdot \exp(-iK_z(\Omega)z). \quad (7)$$

Szélessávú és nagyenergiájú impulzusok nyalábterelése során síktükröket, míg a nyalábok fókuszálására és kollimálására pedig gömbtükröket alkalmaznak. Az utóbbi elemek fázistolását a (8) egyenlet adja meg, ahol R a tükör görbületi sugara, x a vízszintes koordináta, y a függőleges koordináta, α az $(x = 0, y = 0)$ pontbeli beesési szög [19].

$$\begin{aligned} \varphi_{\text{tükör}}(x, y, \Omega) &= \frac{\Omega}{c} R \cos \alpha \left[2 \tan \alpha - \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R^2 \cos^2 \alpha} + \frac{2x \tan \alpha}{R \cos \alpha}} \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R^2 \cos^2 \alpha} - \frac{2x \tan \alpha}{R \cos \alpha}} \right] \approx \frac{\Omega}{c} \left[\frac{x^2 + y^2}{R \cos \alpha} + \frac{x^2 \tan^2 \alpha}{R \cos \alpha} \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

A lézerrendszerek fejlődésével elérhetővé váltak a több TW csúcsteljesítményű impulzusok is, amelyek térerőssége már nem elhanyagolható az atom belsejében mérhető elektromos térhez képest [1]. Így az anyag polarizációjában a térerősség magasabb hatványai is jelentős járulékot adnak, ezáltal az impulzus az eddig tárgyalt lineáris terjedéstől eltérő módon fog terjedni az anyagban, valamint új, nemlineáris jelenségek léphetnek fel.

2.2 Nemlineáris impulzusterjedés

Nagy csúcshintenzitású impulzusok esetén a lézertér elektromos tere az atom elektromos terét képes oly mértékben deformálni, hogy az anyag válasza nemlineáris lesz. Vagyis a matematikai leírásban ez azt jelenti, hogy az anyag lineáris polarizáción túl nemlineáris polarizáció forrásává is válik. A nemlineáris optikai folyamatok leírására a $\vec{P}^{NL}$ nemlineáris polarizáció alkalmas, amely a $\vec{P}^L$ lineáris polarizációval vett összege adja ki a teljes anyagi polarizációt:

$$\vec{P} = \vec{P}^L + \vec{P}^{NL}. \quad (9)$$

A polarizációra vonatkozó korábban használt egyszerűsítést itt is felhasználva a (9) egyenletből a vektorjelölések elhagyhatóak.

A nemlineáris optikai jelenségeket meg lehet az alapján különböztetni, hogy a jelenség rezonáns, vagy nem rezonáns. Az előbbi csoportba tartozó jelenségek esetén a foton energiája közel azonos az anyag valamely két energianívója közötti energiakülönbséggel. Ide sorolható a telítődő abszorpció, amely során a sugárzás fotonsűrűsége meghaladja az anyag által elnyelni képes szintet, így az átlátszóvá válik. A nemrezonáns optikai jelenségek során az előbbi feltétel nem teljesül, hanem a sugárzás elektromos térerőssége összemérhetően nagy az atom Coulomb-kölcsönhatásból származó elektromos terével. Ezek a jelenségek tovább csoportosíthatóak az alapján, hogy az adott folyamatot jellemző nemlineáris polarizáció az elektromos tér hányadik hatványával arányos. Ilyen nemlineáris optikai jelenségek a másodharmonikus keltés és az ön-fázismoduláció is. Szélessávú impulzusok esetén rezonáns és nemrezonáns jelenségek is fel-lephetnek. A dolgozatomban azt az esetet vizsgálom, amikor csak nem rezonáns jelenségek lépnek fel a fény-anyag kölcsönhatás során. Az ezt követő részben a tárgyalás egyszerűsítése miatt tekintsünk el a lineáris effektusoktól. A lineáris és nemlineáris jelenségeket a dolgozat későbbi szekciójában egyesítem.

Általánosan, a nem rezonáns nemlineáris optikai effektusok során az időfüggő anyagi polarizáció az alábbi alakú:

$$P(t) = \epsilon_0 \chi(t, E)E = \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon_0 \chi^{(n)}(t) E^n = \sum_{n=1}^{\infty} P^{(n)}(t) \quad P^{\{(n)\}}(t), \quad (10)$$

ahol $\chi^{(n)}$ az n-edrendű nemlineáris optikai szuszceptibilitás, és $P^{(n)}$ az n-ed rendű polarizáció. Az elsőrendű szuszceptibilitás a polarizáció lineáris tagját írja le. A másodrendű tag a másodrendű nemlineáris jelenségeket írja le, mint például a másodharmonikus keltés (*Second Har-*

monic Generation, **SHG**) és az optikai parametrikus erősítést (*Optical Parametric Amplification*, **OPA**). A harmadrendű szuszceptibilitás felelős az önfázismodulációért (*Self-Phase Modulation*, **SPM**), a *Self-Steeptening* (**SS**), önfokuszálódásért (*Self-Focusing*, **SF**) és a keresztpolarizált hullámkeltésért (*Cross-Polarized Wave*, **XPW**).

A dolgozat során csak a harmadrendű nemlineáris jelenségeket veszem figyelembe, mivel az általam vizsgált rendszerekben és intenzitásokon ezek lesznek a dominánsak. Ezen felül a térbeli inverzióval rendelkező anyagok esetén (mint például az ömlesztett kvarc) minden páros n-re $\chi^{(n)} = 0$ [1], amely következtében a másodrendű (és a magasabb páros rendű) folyamatok nem lépnek fel. Érdeemes továbbá megemlíteni, hogy az anyagokban nem azonnali módon játszódnak le a folyamatok. Az n-ed rendű polarizáció nem azonnali folyamatok esetén az alábbi alakban írható fel felírható:

$$P^{(n)}(t) = \epsilon_0 \int \int \cdots \int \chi^{(n)}(t_1, t_2, \dots, t_n) E(t - t_1) E(t - t_1 - t_2) \cdots E(t - t_1 - t_2 - \cdots - t_n) dt_1 dt_2 \cdots dt_n, \quad (11)$$

amelyből látható, hogy a korábbi időpontokban mérhető elektromos tér is hatással van az anyag jelenlegi állapotára.

A hullámgönyölés a nemlineáris terjedés során is teljesül, azonban annak megoldása még numerikusan is komoly matematikai probléma, emiatt érdemes közelítést alkalmazni. A nemlineáris terjedés tárgyalása során a lassan változó burkoló közelítés (*Slowly Varying Envelope Approximation*, **SVEA**) és a lassan fejlődő hullám közelítés (*Slowly Evolving Wave Approximation*, **SEWA**) használata az elterjedt. Az előbbi során feltesszük, hogy az impulzus térerősségének a burkolója kellően lassan változik, vagyis

$$\left| \frac{1}{k_l} \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathcal{E} \right| \ll |\mathcal{E}|. \quad (12)$$

Ekkor a hullámgönyölés egy elsőrendű differenciálegyenletre egyszerűsödik:

$$\frac{\partial}{\partial z} \mathcal{E} = -i \frac{k_v}{2} \mathcal{P}^{NL}, \quad (13)$$

ahol $P^{NL} = \mathcal{P}^{NL} \cdot e^{i\omega_v t}$. A (12) feltétel szétbontása és transzformálása az impulzus körhullám-szám és körfrekvencia spektrumára megmutatja, hogy az csak keskeny sávú impulzusok esetén érvényes. Mivel a dolgozatban tárgyalt effektusok eredményeként néhány- és egyciklusú impulzusok is előállíthatóak, ezért azok tárgyalására egy jobb közelítés szükséges. Ezt az igényt a SEWA elégíti ki, amely a SVEA-nál kevésbé szigorúbb feltevéseken alapul:

$$\left| \frac{\partial}{\partial z} \mathcal{E} \right| \ll k_0 |\mathcal{E}|, \quad (14)$$

és

$$\left| \frac{\partial}{\partial t} \mathcal{E} \right| \ll \omega_0 |\mathcal{E}| \quad (15)$$

vagy

$$\left| 1 - \frac{v_f}{v_{cs}} \right| \ll 1, \quad (16)$$

ahol v_f a fázissebesség és v_{cs} a csoportsebesség. Ekkor a hullámegyenlet felírható a

$$\frac{\partial}{\partial z} \mathcal{E} = -i \frac{\omega_v c \mu_0}{2n_0} \left(1 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathcal{P}^{NL} \quad (17)$$

alakban. Összevetve a két közelítést, jól látható, hogy ha a nemlineáris polarizáció időben gyorsan változik, akkor a SEWA közelítés fizikai jelenségekben gazdagabb, mint a SVEA közelítés. Amennyiben az anyagban a nemlinearitást csak egy fényimpulzus hozza létre, akkor az anyag teljes harmadrendű nemlineáris polarizációja az alábbi alakot veszi fel:

$$P^{(3)} = \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 = \epsilon_0 \chi^{(3)} \left(\frac{3}{8} |\mathcal{E}|^2 \mathcal{E} e^{i\omega_v t} + \frac{1}{8} \mathcal{E}^3 e^{3i\omega_v t} \right), \quad (18)$$

ahol a második tag a harmadik harmonikus keltést írja le. Az anyag áttetsző spektrális tartományában a $\chi^{(3)}$ valós mennyiség [1]. A (18) kifejezésből elhagyva a harmadik harmonikust keltő tagot a tipikusan elhanyagolhatóan kicsiny hatások miatt, be lehet látni, hogy az erős lézertér úgy módosítja az anyag optikai tulajdonságát, hogy az anyag törésmutatója intenzitásfüggővé válik:

$$n(x, y, t) = n_0 + n_2 I(x, y, t) \quad (19)$$

ahol n_2 a nemlineáris törésmutató, amely mértékegységét jellemzően cm^2/TW -ban szokás megadni, értéke például ömlesztett kvarc esetén 800 nm hullámhosszon $n_2 = 2,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{TW}$ [20]. A törésmutató az intenzitásfüggés eredményeképpen tér- és időfüggő mennyiséggé válik. Az időbeli változás miatt az impulzus időbeli alakját deformálja, amelynek hatására spektrálisan kiszélesedik és csörpölt lesz. Ezért az önfázismoduláció és self-steepening jelenségek felelősek. A törésmutató térbeli (transzverzális) változása a nyalábra pozitív lencseként hat, amennyiben a nemlineáris törésmutató pozitív. Ezt a jelenséget önfókuszálásnak nevezzük. Az említett harmadrendű folyamatok összefoglaló neve az optikai Kerr-effektus. Ezeket az alábbiakban fogom bemutatni, és azok matematikai tárgyaláshoz a korábban leírt (13) SVEA és (17) SEWA közelítéseket fogom felhasználni.

2.2.1. Önfázismoduláció (Self-Phase Modulation, SPM)

A törésmutató intenzitásfüggése következtében az anyagbeli fázissebesség is intenzitásfüggővé válik. Ennek következtében az impulzus intenzitásának időbeli alakja mentén fázistolás jön létre. Ez az időbeli intenzitásprofil nem befolyásolja, csak az időbeli fázist. Azonban az impulzus intenzitás spektrumát kiszélesíti, benne oszcillációkat hoz létre. A jelenség matematikai leírására alkalmas a SVEA közelítés, mivel a jelenség hosszú impulzusok esetén is fellép.

A (11) SVEA hullámegyenletbe behelyettesítve a (18) harmadrendű nemlineáris polarizációt, amelyből elhagytuk a harmadik harmonikust keltő tagot, az alábbi egyenletet lehet kapni:

$$\frac{\partial}{\partial z} \mathcal{E}(t, z) = -i \frac{\omega_v}{c} n_2 I(t, z) \mathcal{E}(t, z). \quad (20)$$

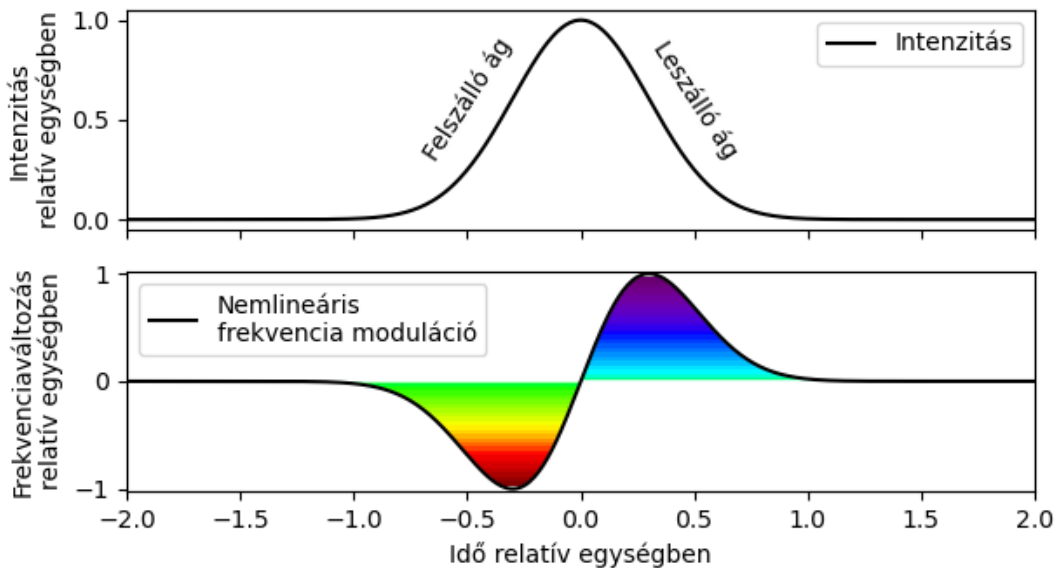
A (20) egyenletet megvizsgálva érdemes megemlíteni, hogy az önfázismoduláció az egyetlen időbeli nemlineáris jelenség, amely fellép, vagyis keskeny sávú, időben hosszú impulzusok esetén valóban csak ez a jelenség lép fel. Továbbá a (20) egyenletből megkaphatjuk, hogy az önfázismoduláció időbeli fázistolása a

$$\varphi_{SPM}(t) = -\frac{\omega_v}{c} n_2 I(t) d, \quad (21)$$

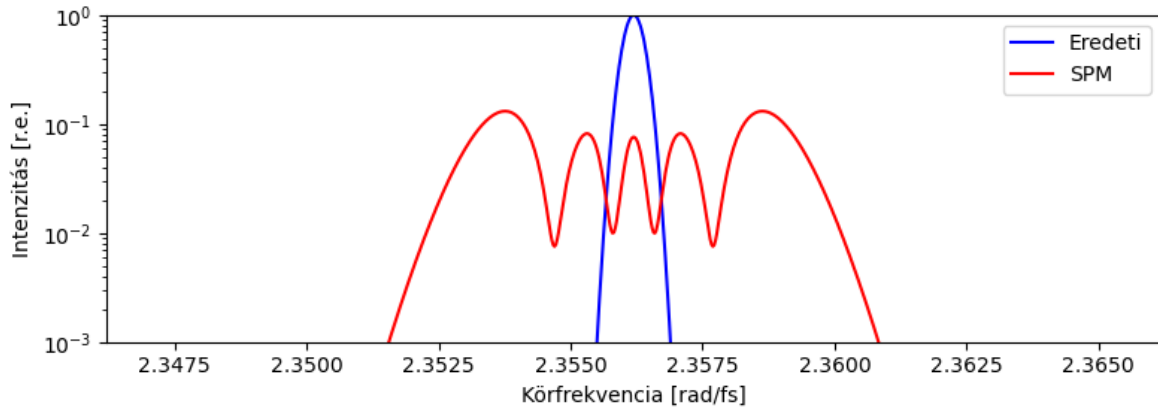
alakot vesz fel, míg a pillanatnyi körfrekvencia eltolódása

$$\delta\omega_{SPM}(t) = \frac{d\varphi_{SPM}}{dt} = -\frac{\omega_v}{c} n_2 \frac{dI(t)}{dt} d, \quad (22)$$

ahol d a közeg vastagsága. Az önfázismoduláció miatt bekövetkező pillanatnyi körfrekvencia-eltolódást és a spektrum kiszélesedését a 5. és 6. ábrán lehet látni.



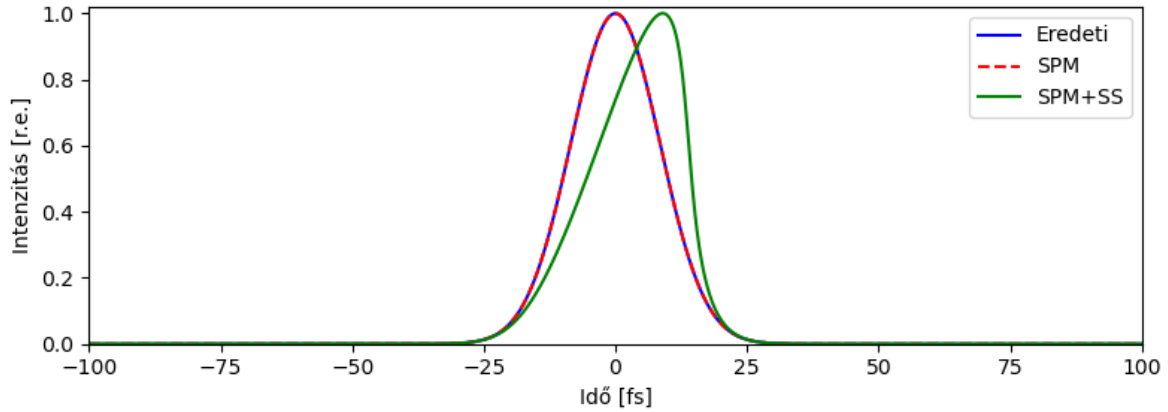
5. ábra. Körfrekvencia eltolódása az önfázismoduláció hatására egy Gaussos impulzus esetén.



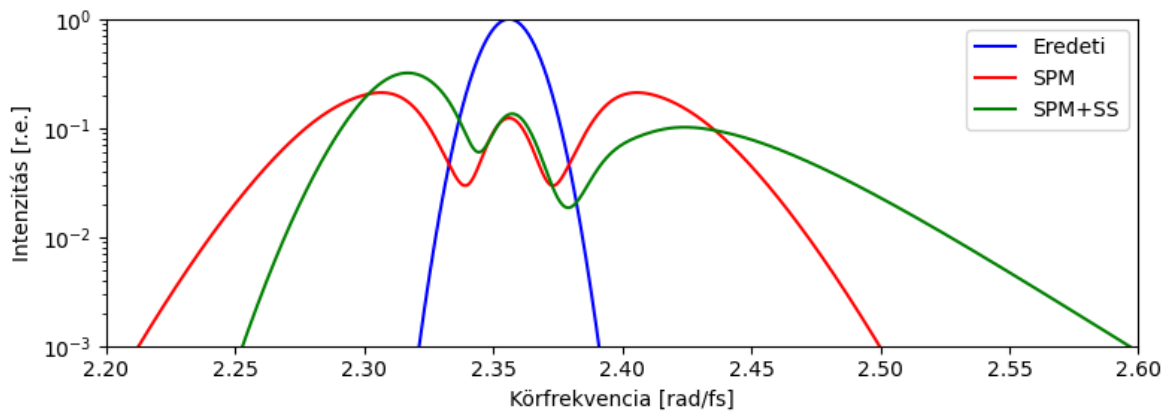
6. ábra. Az önfázismoduláció által kiszélesedett spektrum (vörös) összehasonlítva az eredeti spektrummal (kék) numerikus szimulációk alapján. Jól látható, hogy a spektrális kiszélesedés a frekvenciaterben szimmetrikus. Az eredeti impulzus adatai: 800 nm központi hullámhossz, Gaussos intenzitásprofil, 1 ps FWHM időbeli hosszúság, 10 mJ energia, 0,2 mm nyalábsugár. A közeg 1 mm vastag ömlesztett kvarc volt.

2.2.2. Self-steepening (SS)

Amennyiben ultrarövid lézerimpulzusokat vizsgálunk, akkor a SVEA közelítés érvényét veszíti, ezért az impulzus terjedésének leírásához a SEWA közelítést kell használni. A korábbi eljárást alkalmazva olyan differenciálegyenletet kapunk, amely megoldása analitikusan nem lehetséges, így numerikus megoldáshoz kell folyamodnunk. Mivel a self-steepening a valóságban sem jelenik meg önmagában, ezért az önfázismodulációval együttes hatását kell vizsgálni. A jelenségek együttes hatását az impulzus időbeli és spektrális alakjára az 7. és 8. ábrán lehet látni. Összehasonlítva csak az önfázismoduláció hatásával, a self-steepening az impulzus időbeli intenzitásának alakját deformálja, pozitív nemlineáris törésmutató esetén az impulzus leszálló oldalán az intenzitás meredekebben fog változni. Spektrális reprezentációban ennek megfelelően azt tapasztaljuk, hogy a szélesedés aszimmetrikussá válik, a központi frekvencia pedig eltolódik a magasabb frekvenciák irányába. A jelenség úgy értelmezhető, hogy a csoportsebesség intenzitásfüggővé válik, és emiatt az impulzus eltérő intenzitású részei különböző sebességgel terjednek.



7. ábra. Az eredeti 800 nm központi hullámhosszú, 20 fs időbeli hosszúságú, 0,1 mJ energiájú, 0,2 mm nyalábsugarú impulzus időbeli alakja (kék), illetve 1 mm ömlesztett kvarcbeli terjedés utáni impulzus időbeli alakja, ha (piros) csak az önfázismodulációt vesszük figyelembe, valamint ha (zöld) ezt kiegészítjük a self-steepeninggel. Jól látszódik, hogy a self-steepening és az önfázismoduláció együttes hatására az impulzus hátsó, lefutó éle meredekebbé válik, és a maximális intenzitású hely eltolódik az impulzus leszálló ága felé.



8. ábra. Az eredeti 800 nm központi hullámhosszú, 20 fs időbeli hosszúságú, 0,1 mJ energiájú, 0,2 mm nyalábsugarú impulzus spektrális képe (kék) illetve 1 mm ömlesztett kvarcbeli terjedés utáni impulzus spektrális alakja, ha (piros) csak az önfázismodulációt vesszük figyelembe, valamint ha (zöld) ezt kiegészítjük a self-steepeninggel. A spektrális alakokból jól látható, hogy a self-steepening bevezetésének következtében az önfázismoduláció frekvenciatérbeli szimmetrikus szélesedését megtöri, további nagyfrekvenciás komponenseket hoz létre, valamint az alacsony frekvenciás oldalon a spektrális intenzitást megnöveli.

2.2.3. Önfokuszálás (Self-focusing, SF)

A Kerr-effektus térbeli manifesztációja az önfokuszálás, amely a törésmutató térbeli függése miatt alakul ki. A jelenség a nevét onnan kapta, hogy nagy intenzitású kollimált nyaláb pozitív nemlineáris törésmutatójú plánparallel lemezen való áthaladása során további fókuszáló elemek hiányában is konvergencia válik. Az önfokuszálás analitikus kezelése még a legegyszerűbb, folytonos lézerek esetén sem lehetséges, numerikus módszerek szükségesek a vizsgálathoz [1].

Mind a numerikus vizsgálatok, mind a kísérleti eredmények azt támasztják alá, hogy az önfókuszálás nem az intenzitástól, hanem a nyaláb csúcsteljesítményétől függ. Emiatt érdemes definiálni a kritikus teljesítményt, amely felett a nyaláb önfókuszálódást szenved el az anyagbeli terjedés során. Azt, hogy az önfókuszálódás mikor következik be, lehet a nyalábméret változatlanóságához, optikai tengelymenti fázis állandóságához vagy a 0° konvergencia/divergencia szöghöz kötni. A három definícióhoz három különböző kritikus teljesítmény formula tartozik, azonban mind a három az alábbi alakra hozható:

$$P_{kr} = a \frac{\lambda_0^2}{n_0 n_2} \quad (23)$$

ahol csak a eltérő a különböző definíciók esetén. Numerikus szimulációk megmutatták, hogy egyensúlyi állapothoz az $a \approx 0.142$ érték tartozik [21]. Elméleti megfontolásokból és numerikus szimulációkból megadható egy folytonos üzemű, kollimált lézernyaláb önfókuszálódás hatására mekkora távolságon belül válik szingularitássá [1]. Az elmúlt évtizedben elérhetővé váló néhány ciklusú impulzusok bemutatták, hogy ez az összefüggés nem alkalmas azok önfókuszálódásának leírására, mivel kísérleti tapasztalatok alapján az önfókuszálódás távolsága változott a CEP értékével [22], illetve plazmagenerálással kísért esetekben az impulzus időbeli hosszától is függ [23].

Az önfókuszálódás a dolgozat során vizsgált elrendezésekben elkerülendő jelenséggé kezelendő, mivel a közegbeli önfókuszálódás plazmageneráláshoz vezet, amely jelentősen rontja a nyaláb felhasználhatóságát, vagy akár a nemlineáris közeg roncsolódásához is vezethet. Továbbá amennyiben a bemeneti nyalábprofil inhomogenitásokat tartalmaz, akkor az önfókuszálódás hatására lokális intenzitáscsúcsok alakulnak ki, amely a nyaláb további kísérletek felhasználási lehetőségeit lecsökkenti. Habár az önfókuszálást a nagyintenzitású lézerrendszerekben tipikusan próbálják elkerülni, léteznek alkalmazások, amelyek esetén jól hasznosítható. Jó példa erre a Kerr lencsés módusszinkronizáció. Ekkor a lézeroszcillátorban az Kerr-közegben fellépő önfókuszálódás következtében jobb átfedés jön létre a pumpa nyalábbal, vagy az rezonátorban elhelyezett apertúrán csökkenti a veszteséget. Továbbá az anyagok nemlineáris törésmutatójának meghatározására szolgáló egyik eljárás ezen a nemlineáris jelenségen alapszik [24].

2.3. Nemlineáris impulzus poszt-kompresszió

Nagy energiájú lézerimpulzusok előállításához a fázismodulált impulzuserősítés (*Chirped Pulse Amplification*, **CPA**) módszerét alkalmazzák. Ilyen optikai elrendezéssel akár több száz Joule energiájú impulzusok is előállíthatóak [25]. A lézerezősítés azonban limitálja az elérhető

legrövidebb impulzus időt, mivel az erősítő kristályon való többszöri áthaladás után az impulzus spektruma egyre jobban beszűkül. Habár léteznek eljárások, hogy az erősítő fokozat előtti széles sávú impulzus spektrális erősítés során végbemenő beszűkülését minimalizálják, ezen módszerek impulzusenergiában történő felskálázhatósága szintén problematikus. Az elérhető legrövidebb impulzusidő csökkentéséhez újabb spektrális komponenseket kell előállítani, azaz az eredeti intenzitás spektrumot ki kell szélesíteni, majd a spektrális komponensek fázisát szükséges kompenzálni. Ezt a technikát hívjuk *nemlineáris impulzus poszt-kompresszió*nak vagy utólagos időbeli összenyomásnak. Ezt kezdetben szuperkontinuum generálással próbálták elérni, azonban a plazma generálás során keltett új spektrális komponensek fázisrendezése jelenleg elérhető optikai elemekkel nem lehetséges [26]. Jelenleg három elrendezést használnak a szakirodalomban impulzus poszt-kompresszióra, amelyek mind a korábban bemutatott harmadrendű nemlineáris optikai folyamatokon alapulnak, vagyis az önfázismoduláción, a self-steepeningen és az önfókuszálódáson. Ezeket az elrendezéseket az alábbiakban mutatom be egy-egy szakirodalomból kiválasztott kísérleti eredmény segítségével. A kísérleti eredmények kiválasztásának fő szempontja az volt, hogy megtaláljam az egyes elrendezésekkel elért legrövidebb időbeli hosszt bemutatókat.

A szakirodalomban sokat vizsgált poszt-kompressziós elrendezés a kifeszített rugalmas üreges magú optikai szál (*Stretched Flexible Hollow Core Fiber*, **SF-HCF**), amit jellemzően valamilyen nemesgázzal töltönek fel. A gáz nyomásának változtatásával lehet hangolni a nemlineáris törésmutatót, és ezzel a spektrális szélesedést is. Az elrendezés kísérleti megvalósítása során fellépő legnagyobb kihívást a kompresszálandó impulzus energiájának felskálázása jelenti. Erre több, együtt használható technikát fejlesztettek ki, többek között longitudinális nyomásgradiens kialakítása a szálban [27] és cirkulárisan poláros impulzusok alkalmazása a bemeneten [28].



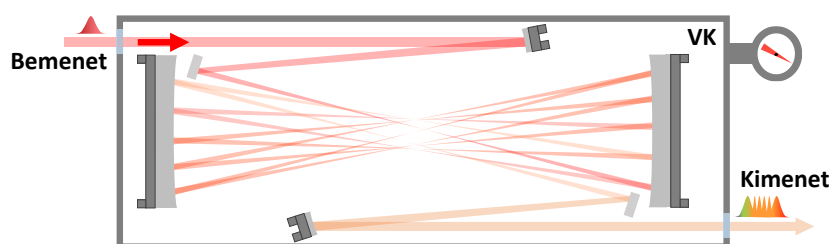
9. ábra. AZ SF-HCF poszt-kompressziós elrendezés sematikus vázlata. Az ábra egyszerűsítése céljából az optikai szálba való fókuszálás majd az azt elhagyó nyaláb kollimációja esetében gömbtüköröt lencsével helyettesítettem.

SF-HCF elrendezéssel a legnagyobb csúcsteljesítményű impulzust a [29] cikkben bemutatott kísérlettel állítottak elő. A kompresszált impulzus 3,81 fs időbeli hosszú és 6 mJ energiájú

1 kHz ismétlési frekvencián, míg a fiberbe 14 mJ energiájú és 50 fs hosszúságú impulzusokat csatoltak be.

Az SF-HCF technika előnye, hogy kiváló nyalábminőséget, valamint homogén spektrális kiszélesedést eredményez a nyaláb keresztmetszete mentén az optikai szálban, mint hullámvezetőben kialakuló terjedés miatt. Hátránya azonban, hogy a bemeneti módus illesztésére és a nyaláb iránystabilitására rendkívül érzékeny, valamint alacsony, tipikusan 40-50% transzmissziót biztosít csupán. Ezen felül az impulzusenergiában, és a csúcsteljesítményben való felskálázását a szál elérhető magátmérője, valamint a töltőgáz ionizációja is korlátozza [30].

A többátmenetes cella (*Multipass Cell*, **MPC**) egy másik olyan megvalósítása az impulzus poszt-kompresszióknak, ahol a spektrum kiszélesítéséhez hullámvezetést is felhasználnak. Ebben az elrendezésben két gömbtükör által alkotott rezonátorban helyeznek el egy vagy több szilárd nemlineáris közeget, vagy az egészet vákuumkamrában építik fel, és a kamrát nemesgázzal töltik fel. Ez utóbbi esetben, hasonlóan az SF-HCF elrendezéshez, a gáz nyomásának szabályozásával lehet változtatni a közeg nemlineáris törésmutatóját, és így a spektrális szélesedést.



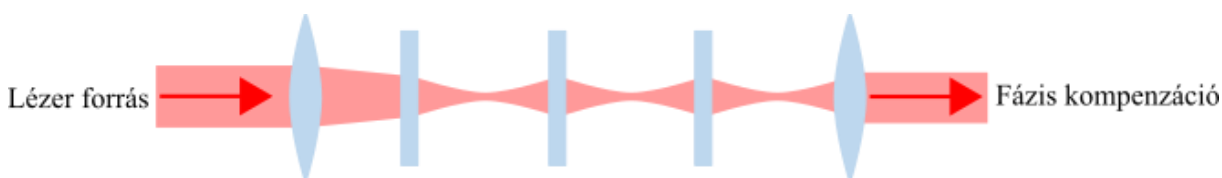
10. ábra. Többátmenetes cella sematikus elrendezése. A [31] forrásszerzőinek engedélyével használok fel és fordítottam a feliratokat magyarra. VK vákuumkamrát jelöl.

A többátmenetes cellával eddig elért legrövidebb impulzusok esetén a [32] forrásban található elrendezést érdemes megemlíteni, amely az *ELI-ALPS HR1* lézervonalán történt fejlesztés részét képezi. A szerzők az eredetileg 260 fs időbeli hosszú, 1,8 mJ energiájú és 1030 nm központi hullámhosszúságú impulzust nyomták össze időben. Ehhez egy kétfokozatú MPC elrendezést használtak fel, amely révén 5,8 fs időbeli hosszúságú, 1,07 mJ energiájú impulzusokat értek el, amely 59%-os hatásfoknak felel meg. Továbbá a lézerrendszer ismétlési frekvenciája 100 kHz, amely révén az átlagteljesítmény több mint 100 W, amely jelentős hőterhelést jelent az elrendezés optikai számára.

Az MPC technika nagy előnye, hogy alkalmas a nagy átlagteljesítményű lézerrendszerek poszt-kompressziójára, valamint több fokozatban használva akár néhány ciklusú impulzusok is elér-

hetők vele. A hátránya, hogy ez is érzékeny a módusillesztésre a bemeneten, valamint az energia felskálázás a cella longitudinális méretének jelentős növelésével végezhető el [33]. Továbbá, a cellát alkotó rezonátor tükrök optikai roncsolásának küszöbe alapvetően korlátozza az elérhető legnagyobb kimeneti impulzusenergiát, valamint így a csúcsintenzitást is.

A vékony lemezek sorozatán alapuló poszt-kompressziós (*multiple thin plate compressor*) elrendezésben a nyalábot vékony, jellemzően néhány száz $100\text{ }\mu\text{m}$ vastagságú lemezekbe fókuszáljuk le. A lemezeket egymástól olyan távolságra helyezzük, hogy az első lemezben bekövetkező önfókuszálás hatására a nyaláb fókuszpontja a két lemez között legyen. A második lemezt úgy kell a nyalábútba helyezni, hogy a csúcsintenzitás hasonló legyen az első lemezbeli esethez, és így tovább (11. ábra). Ezzel a spektrális szélesedést szét lehet osztani a lemezek között közel egyenlő mértékben, így elkerülve a nem kívánt nemlineáris optikai effektusokat.



11. ábra. Vékonylemezes poszt-kompresszió sematikus képe. Az ábra egyszerűsítése céljából az első lemezbe való fókuszálás és az utolsó lemez utáni kollimáció esetében gömbtükröt lencsével helyettesítettem.

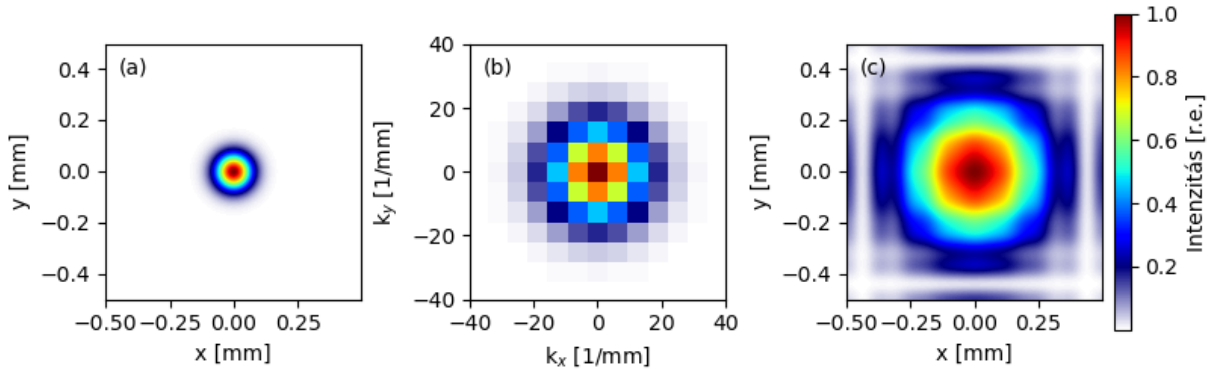
A vékonylemezes módszerrel elért legrövidebb impulzust a [34] forrásban jelentették, ahol 2,6 fs időbeli hosszt értek el 0,235 mJ impulzus energia mellett, amely közel egy optikai ciklusnak felel meg a 765 nm központi hullámhossznál, amelyet 30 fs időbeli hosszúságú és 0,42 mJ energiájú impulzusokkal állítottak elő. Ez 56% hatásfoknak felel meg

Habár a bemutatott vékonylemezes kísérletnél kisebb volt az impulzus energia, mint az SF-HCF vagy MPC technikák esetén, ez az elrendezés mutatja a legtöbb potenciált az impulzusenergia felskálázására. Mivel a vékony dielektrikum lemezek apertúrája virtuálisan nem korlátozott, így a nyalábméret növelésével a csúcsintenzitás mindig a kívánt értéken tartható a lemezek belépő síkjában. Továbbá a fókuszáló optikákon ebben az elrendezésben nem szükséges, hogy nagy intenzitású impulzus essen, ennek fényében azok roncsolása elkerülhető. A lemezek száma az elérni kívánt kompressziós faktor alapján jól megválasztható. Emellett a vékonylemezes technika jóval kevésbé érzékeny a beeső nyaláb iránystabilitására, mint a másik két módszer. Azonban a másik két technikával szemben hátránya, hogy a rendszert elhagyó impulzus spektruma a nyaláb keresztmetszete mentén nem homogén, hanem a beeső impulzus eredeti térbeli intenzitásprofiljától függ. Ennek fényében a vékonylemezes elrendezésekben a tér- és időbeli csatolódások vizsgálata a kimeneti impulzusok esetén különösen nagy fontossággal bír.

2.4. Nagy energiájú nyalábok terjesztése

A nagy energiájú impulzusok utólagos időbeli összenyomása során a legnagyobb kihívást az jelenti, hogy elkerüljük az optikai elemek roncsolódását. Mindeközben a nemlineáris közegben kellően nagy intenzitást kell elérni ahhoz, hogy az impulzus spektruma a tervezett mértékben kiszélesedjen. Emiatt a néhány millijoule energiájú impulzusok esetén már akár több méter hússzúságú fókuszáló elrendezések szükségesek, amelyeket vákuumban kell elhelyezni, hogy elkerüljük a levegő ionizációját.

A poszt-kompressziós elrendezések elméleti vizsgálata rendkívül fontos a kísérletek megtervezése, és a kísérletek kiértékelése során is. Ezeket a vizsgálatokat nem lehet analitikusan elvégezni, mivel a nemlineáris effektusok leírását megadó differenciálegyenlet nem oldható meg ilyen módon, ezért numerikus szimulációkra van szükség. A vékonylemezek sorozatán alapuló poszt-kompressziós elrendezéseknek illetve a többátmenetes celláknek a gömbtükrök és a szabad terjedés kulcsfontosságú elemei, amelyek fázistolással írhatóak le rendre az (x, y, ω) valós térben és a (k_x, k_y, ω) Fourier-térben. Ezek az optikai elemek egymást követően vannak jelen a rendszerben, így a két fázistolást egymás után kell hattatni az impulzus térerősségét reprezentáló tömbre, vagyis az egyes fázistolások után diszkrét Fourier-transzformációt (*Discrete Fourier Transformation*, **DFT**), vagy a gyakorlatban sokszor gyors Fourier-transzformációt (*Fast Fourier Transformation*, **FFT**), kell végrehajtani. Nagyenergiájú impulzusok poszt-kompressziójának szimulációja során a korábban említett okok miatt egyszerre van szükség nagy szimulációs térre és felbontásra. Ez matematikai szempontból is indokolható, mivel a mindkét esetben fázistolást vezetünk be és két pont közötti fázistolás nem lehet nagyobb, mint 2π , mivel a Fourier-transzformáció alapját képező függvények 2π periodikusak. Amennyiben a felbontás nem megfelelő, akkor a 12. ábra (c) részén látható, interferencia jellegű numerikus hiba jelenik meg. Az ábrázolt esetben egy 0,1 mm sugarú, diffrakció limitált nyaláb látható (12. ábra, a és b), illetve a nyaláb 15 cm hosszúságú numerikus terjesztés után (12. ábra, c). Az ilyen típusú numerikus hibák elkerülésére a dolgozat során vizsgált impulzus energia tartományon rendkívül sok pontot tartalmazó rácsot kell használni, amely memóriaigénye meghaladhatja akár a PB nagyságrendet is. Ilyen jellegű igényeket sem a személyi számítógép, sem a munkaállomás osztályú számítógépek nem tudnak kielégíteni.



12. ábra. (a) Egy eredetileg 0,1 mm sugarú diffrakciólimitált Gaussos nyaláb, (b) Fourier-térbeli reprezentációja, és (c) 15 cm terjedés numerikus számolása FFT-vel.

2.5. Numerikus szimulációs háttér

Az előző szakaszban felvázolt probléma középpontjában a DFT áll, mivel a transzformáció során az nem tudja megkülönböztetni a két pont közötti $\text{mod}(2\pi)$ fázistoláskülönbségeket. Mivel első sorban a valós térbeli (Fourier térbeli) fázistolás másodrendje felelős a Fourier-térbeli (valós térbeli) kiszélesedésnek, ezért azt érdemes kifaktorizálni a transzformációból. Ennek az ötletnek a matematikai kidolgozása a fejlett Fourier-transzformáció (*Advanced Fourier Transformation*, **AFT**) [19, 35]. Az AFT során a fázistolás másodrendű tagjának kifaktorizálásán túl egy új koordinátát is bevezet, amely diszkretizáció után képes a mennyiséget megfelelő felbontással ábrázolni, valamint a rács is megfelelő méretű lesz. Ha a vizsgált elektromos térre az $\mathcal{E}^*(x, y, \omega)$ jelölését vezetjük be, és annak fázisát $\Phi(x, y, \omega) = \varphi_{res}(x, y, \omega) + \frac{\alpha}{2}(x^2 + y^2)$ alakban írjuk, akkor a kétdimenziós fejlett Fourier-transzformáció matematikai megfogalmazása [19]:

$$A(k_x, k_y, \omega) = \iint_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}^*(x, y, \omega) e^{i\left(\Phi(x, y, \omega) - \frac{\alpha}{2}(x^2 + y^2)\right)} e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy, \quad (24)$$

és

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(K_x, K_y, \omega) \\ = \frac{i}{2\pi\alpha} e^{-i\frac{K_x^2 + K_y^2}{2\alpha}} \iint_{-\infty}^{\infty} A(k_x, k_y, \omega) e^{-i\frac{k_x^2 + k_y^2}{2\alpha}} e^{i\left(k_x \frac{K_x}{\alpha} + k_y \frac{K_y}{\alpha}\right)} dk_x dk_y. \end{aligned} \quad (25)$$

Ha a fejlett Fourier-transzformációt egy diszkretizált, véges méretű adattömbre alkalmazzuk, akkor a (24) és (25) egyenletekben a Fourier-transzformáció helyett DFT-t kell alkalmazni, illetve a K_x rács felbontása

$$dK_x = \alpha \cdot \frac{2\pi}{N_x dk_x} = \alpha \cdot dx \quad (26)$$

lesz, ahol dk_x a DFT-vel nyerhető körhullámszám-rács lépésköze, dx pedig az eredeti térbeli rács lépésköze. Az inverz fejlett Fourier-transzformáció a (24) és (25) egyenletekhez hasonlóan

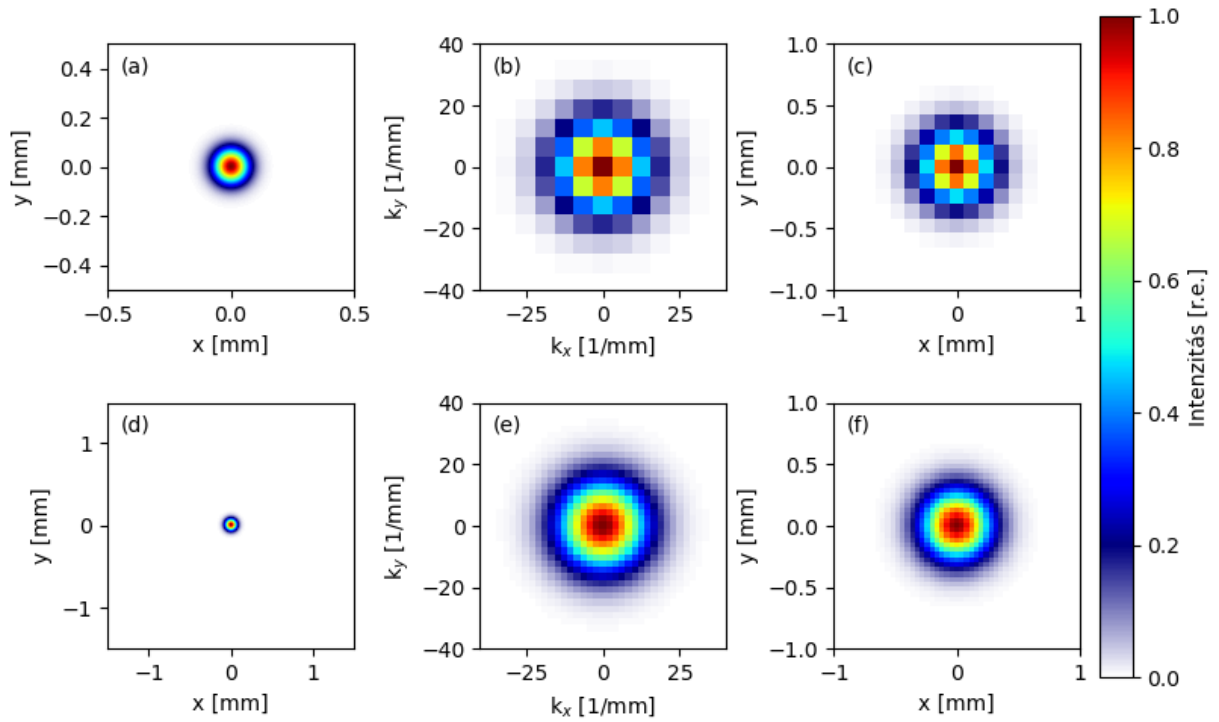
írható fel. Legyen a kiindulási elektromos tér amplitúdója $\mathcal{E}^*(k_x, k_y, \omega)$, és a fázisa pedig $\Psi(k_x, k_y, \omega) = \psi_{res}(k_x, k_y, \omega) + \frac{\beta}{2}(k_x^2 + k_y^2)$ alakú, ahol β -val jelöljük a fázis térbeli második deriváltját. Az előbbi jelöléseket felhasználva az inverz fejlett Fourier-transzformáció a (27) és (28) egyenletekkel írható le, ahol

$$A(x, y, \omega) = \iint_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}^*(k_x, k_y, \omega) e^{i\left(\Psi(k_x, k_y, \omega) - \frac{\beta}{2}(k_x^2 + k_y^2)\right)} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (27)$$

és

$$\mathcal{E}(X, Y, \omega) = \frac{i}{2\pi\beta} e^{-i\frac{X^2 + Y^2}{2\beta}} \iint_{-\infty}^{\infty} A(x, y, \omega) e^{-i\frac{x^2 + y^2}{2\beta}} e^{i\left(x\frac{X}{\beta} + y\frac{Y}{\beta}\right)} dx dy \quad (28)$$

Fontos kiemelni, hogy az AFT egzakt, nem alkalmaz közelítést. Felhasználásának egyedüli feltétele, hogy a fázis második deriváltja kellően nagy legyen. A 12. ábrán látható paramétereket használva AFT segítségével megkaphatjuk a helyes, hibával nem terhelt eredményt is, amit a 13. ábra szemléltet. Az ábra azt is jól mutatja, hogy az AFT és az FFT különböző paraméterekkel ad optimális eredményt. A kezdeti alacsony felbontás azért szükséges az optimálisabb esetben, mert a terjedést a (7) formula alapján a Fourier-térben kell számolni, így ebben a példában az AFT által számolt új rács a Fourier-térbeli ráccsal lesz arányos. Mivel annak a felbontása a valódi tér rácsának nagyságával arányos, ezért az AFT utáni rács felbontása az eredeti rács nagyságával lesz arányos.



13. ábra (a) 0,1 mm sugarú diffrakciólimitált Gaussos nyaláb az FFT-vel történő számoláshoz optimális rács paraméterekkel. (b) Az (a) nyalábprofilnak a Fourier-térben. (c) A nyaláb 15 cm terjedést követően az FFT-vel történő számoláshoz optimális rács paraméterekkel. (d) 0,1 mm sugarú diffrakciólimitált Gaussos nyaláb az AFT-vel történő számoláshoz optimális rács paraméterekkel. Az (a) nyalábprofilhoz képest a rács lépésköze háromszorosára lett megnövelve. (e) A (d) nyalábprofil a Fourier-térben. (f) A nyaláb 15 cm terjedést követően az AFT-vel történő számoláshoz optimális rács paraméterekkel. Az (a) és a (d) esetben a teljes szimulációs tér ki lett ábrázolva.

3. Motiváció és célkitűzés

A 10 mJ-nál nagyobb energiájú impulzusok utólagos időbeli összenyomása nagy kihívást jelent, a jelenleg standardnak számító technikáktól eltérő megoldásra van szükség egy- és néhány ciklusú impulzusok előállítására. Következésképpen, a nagyenergiájú poszt-kompresszió elméleti és kísérleti vizsgálata rendkívül fontos. Kísérletileg demonstráltak már 60 mJ energia esetén utólagos időbeli összenyomást [33], azonban ekkor a kimeneti impulzusok csupán 30 fs hosszúságot értek el. Elméleti vizsgálatokat elsősorban numerikus szimulációval [36], de ezen alapuló gépi tanulással is végeztek vizsgálatot [37]. Ugyanakkor ezek a vizsgálatok többnyire nem adnak információt a nyaláb transzverzális eloszlásában történő változásról, így a tér-időbeli csatolódásokról sem. Ez akkor válik jelentős problémává, amikor a nyalábvezetést felhasználó elrendezések már nem használhatóak a nagy bemeneti csúcsintenzitás miatt, valamint a bemeneti nyalábprofil rendkívül komplex. Az utóbbi esetben a lokális önfokuszálódás hatására forró pontok jönnek létre, amely sok esetben az impulzus további kísérleti felhasználását ellehetleníti.

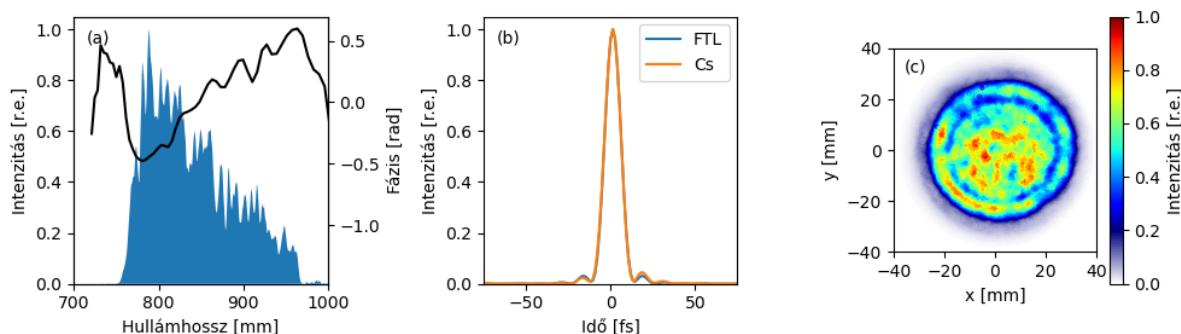
Az *ELI-ALPS*-ban található *SYLOS Experimental Alignment (SEA)* lézerrendszert a Nemzeti Lézeres Transzmutációs Laboratórium ion gyorsításra és neutron generálásra használja fel. A neutron generálás határfoka az impulzus időbeli hosszának csökkenésével jelentősen növelhető, ezért a SEA lézerrendszer kimeneti impulzusainak egy optikai ciklusra való utólagos időbeli összenyomása jelentős javulást eredményezhet a neutron hozamban.

A munkám során célom volt, hogy részt vegyek egy vékony dielektrikum lemezek sorozatán alapuló impulzus poszt-kompressziós rendszer kiépítésében és optimalizációjában, amely később integrálásra fog kerülni a nyalábvonalban. Továbbá az eredmények értelmezéséhez célul tűztem ki egy 3+1D numerikus szimuláció kifejlesztését. Fontos, hogy reprodukáljam a kísérletben mért spektrális szélesedést, illetve be tudjam azonosítani a poszt-kompresszió során fel lépő domináns folyamatokat.

4. Tudományos eredmények

4.1. Kísérleti elrendezés

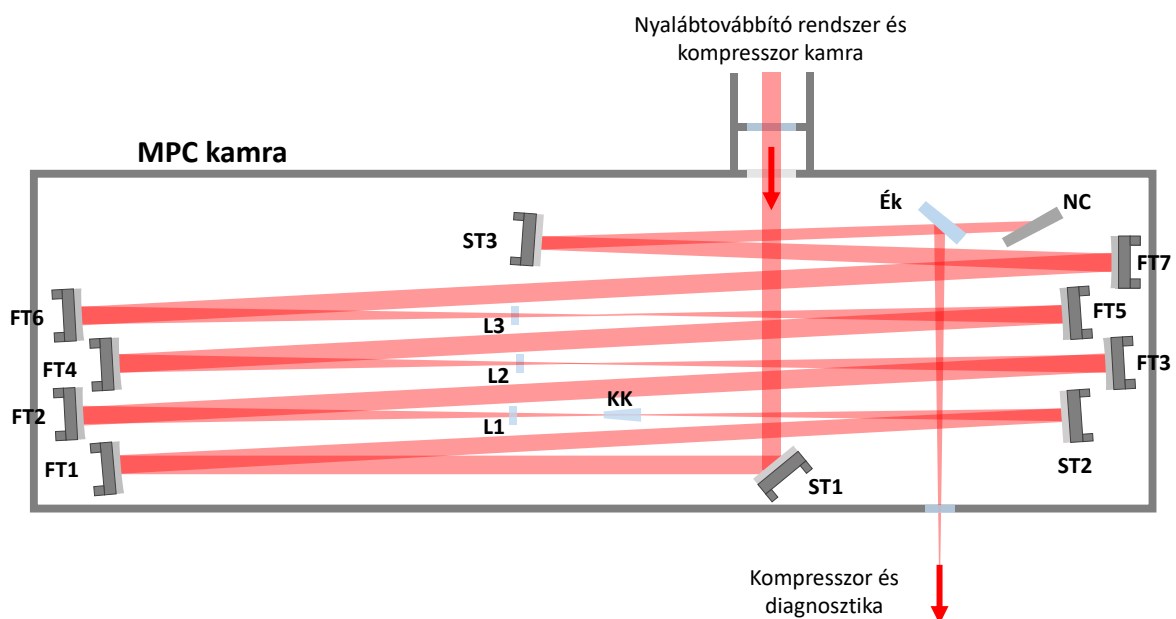
Kísérleti munkám során az ELI-ALPS SEA lézerrendszerét használtam fel az MTA laboratóriumban. A SEA lézer egy nemkollineáris optikai parametrikus fázismodulált impulzuserősítő rendszer, amely képes akár 40 mJ impulzusenergiájú, 12 fs időbeli hosszú impulzusokat előállítani. A lézerlaborból részben kompresszált állapotban haladnak át az impulzusok egy nyalábvezető rendszeren keresztül a közepesen sugárvédett területre (*Medium shielded Target Area, MTA*), ahol a kísérleti vákuumkamra található. A nyalábvezető rendszert követően az impulzusok áthaladnak a csörpölt tükrös kompresszort tartalmazó vákuumkamrán (*Compressor Chamber 1, CC1*), majd belépnek a kísérleti vákuumkamrába (MPC kamra). Az impulzusok központi hullámhossza 825 nm, és spektruma 750 nm-től 960 nm-ig terjed (14. ábra, a). A kísérleti kamrában mérhető impulzus időbeli alakja jó közelítéssel transzformáció-limitáltnak tekinthető, vagyis az impulzus kiválóan kompresszált a kísérleti elrendezés bemenetén (14. ábra, b). A nyaláb a kamra bemenetén 57 mm átmérőjű és flat-top transzverzális eloszlással rendelkezik (14. ábra, c).



14. ábra. Chirp-scan időbeli karakterizálás eredménye (a) spektrálisan és (b) időben a kísérleti kamra bemenetén. (c) Közeli térben mért intenzitásprofil maximális energián.

A poszt-kompresszió során fontos szempont, hogy a szélesedés a transzverzális profil mentén lehető leghomogénebb legyen, és ezzel összhangban a nyalábprofilban ne alakuljanak ki forró pontok az önfokuszálódás hatására. A kísérleti elrendezés, amely a 15. ábrán látható, három, egyenként 200 μm vastag ömlesztett kvarc lemezekből áll, amelyek az 500-1200 nm spektrális tartományra antireflexiós bevonattal vannak ellátva. A lemezek külön-külön, újrafokuszálásokat követően vannak elhelyezve, így a diffrakció és az önfokuszálás hatása ellentétes előjelű lesz. Az ehhez használt gömbtükrök 4" átmérőjűek és védett ezüst bevonatúak [38]. Az elrendezést nagyvákuum ($4 \cdot 10^{-5}$ mbar) alá helyeztük a levegőben való terjedés által bevezetett

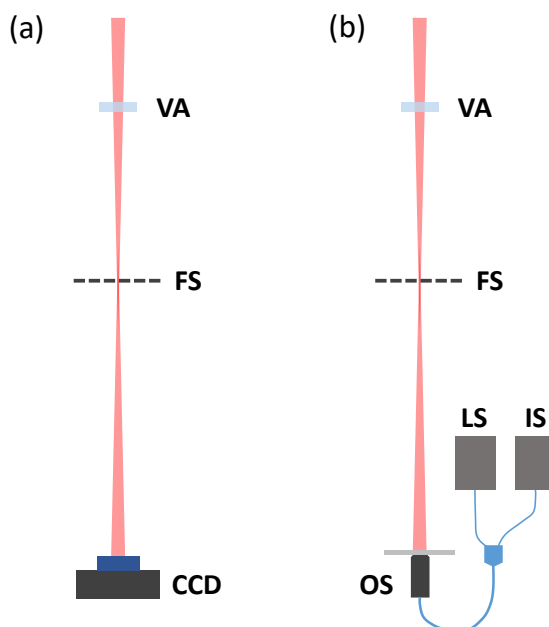
lineáris diszperzió és az ionizáció elkerülése céljából. Mivel a nyaláb intenzitásának transzverzális eloszlása a 14. (c) ábrán látható módon rendkívül összetett, ezért a forró pontok kialakítása valószínű folyamat. Emiatt az első fókuszban egy $250\text{ }\mu\text{m}$ átmérőjű, kúpos üveg kapilláris segítségével térszűrést végeztem, ahol a nyalábátmérőt $110 \times 130\text{ }\mu\text{m}$ értékre beállítva a nagyfrekvenciás komponenseket elimináltam, és így jóval simább nyalábprofilt kaptam. A harmadik fokozat utáni kollimálást követően egy 3 m fókusz távolságú tükörrel újra fókuszáltam a nyalábot, majd egy ömlesztett kvarc ék nem bevonatolt első felületéről való reflexióval mintavételeztem a kísérleti rendszerből kilépő impulzusokat. Az éken áthaladó nagy energiájú impulzusokat a kísérlet során egy nagy felületű alumínium lemezre küldtem nagy beesési szög alatt, amely így nyalábcspdaként szolgált. A maximális bemenő energia esetén az ékről reflektált impulzusok $70\text{ }\mu\text{J}$ energiával rendelkeztek, és egy $550\text{--}1200\text{ nm}$ spektrális tartományra antireflexiós bevonattal rendelkező 1 mm vastag vákuumablakon keresztül küldtem ki a kamrán kívül felépített diagnosztikai elrendezésbe. A kamrából kilépő nyaláb konvergens volt, amire azért volt szükség, hogy a kilépő ablak 19 mm -es tiszta apertúrája ne vágjon bele a kilépő impulzusokba. A kilépő impulzusok kis energiája, valamint a nem teljesen kompresszált állapota biztosította, hogy a kilépő ablak kis vastagságában jelentős nemlineáris effektus ne lépjen fel.



15. ábra. Vékony lemezek sorozatán alapuló kísérleti poszt-kompressziós elrendezés. ST1-3: síktükrök, amelyekkel hangolható a nyaláb iránya. FT1-7 gömbtükrök, amelyek közül FT1 $f = 4\text{ m}$, FT2 $f = 2\text{ m}$, FT3-6 $f = 1,5\text{ m}$ és FT7 $f = 3\text{ m}$ fókusz távolságú. KK: térszűrő kúp alakú kapilláris. Ék: ömlesztett kvarc ék. NC: nyalábcspda.

A diagnosztikai elrendezés a 16. ábrán átható, amelyet a vákuumkamrán kívül állítottam össze. A vákuumkamrából kilépő nyalábot a fókuszolt után vizsgáltam optikai szálba csatolt

amplitúdó és hullámhossz kalibrált Broadcom Qneo (infravörös tartomány) és Qmini (látható és közeli infravörös tartomány) típusú spektrométerekkel, valamint a nyalábprofil vizsgálatára egy Cinogy CMOS-1.001- Nano típusú detektort használtam. A spektrum mérése során a fiber bemenete elé diffúzort, pontosabban egy lencsepapírt helyeztem, ezáltal elkerülve az optikai szálban esetlegesen fellépő interferencia által okozott spektrális torzulásokat.



16. ábra. Diagnosztikai elrendezés a vákuumkamrán kívül. A kamrából kilépő nyalábot a fókuszolt után vizsgáltam CCD kamerával (a) és optikai szálba csatolt spektrométerekkel (b). FS: fókusz sík. OS: optikai szál. LS: látható tartományra optimalizált spektrométer. IS: infravörös tartományra optimalizált spektrométer.

A kísérlet során a lemezeket lineáris eltolókra rögzítettem, amelyek segítségével a terjedés irányában tudtam mozgatni őket, ezzel hangolva a nyalábméretet és az impulzus csúcshinté-
tását, így a spektrális szélesedés mértékét. A lemezek fókuszhoz közelebbi helyzetében na-
gyobb szélesedést várunk, mint a távolabbi pozícióban. Továbbá a kísérlet során megvizsgáljuk
a spektrális szélesedést a különböző számú lemezek esetében.

4.2. Kísérleti eredmények

A kísérlet során nem állt rendelkezésemre működő vákuumkompatibilis energiamérő, ezért a diagnosztikai elrendezésben is használt CCD kamera segítségével határoztam meg az üveg kapilláris térszűrő transzmisszióját. Ehhez a Cinogy CCD kamera szoftverének integrált energia opcióját használtam. A nyalábprofil levegőben megmérve a kapilláris előtt és után minimális, azaz 1 mJ impulzusenergiával és csörpölt impulzusokkal, hogy a plazmakeltést a levegőben kialakított fókuszokban elkerüljem, az integrált profilok alapján a transzmisszióra a legjobb

beállítás esetén 57% adódott. Mivel a maximális impulzusenergia esetén a nyalábméret minimálisan változik, ezért a kapilláris transzmissziója a kamrát vákuumra szívva és a bemeneti impulzusok energiáját maximális értékre állítva a levegőn és kis energián elért transzmisszió becsléseim szerint 10%-kal csökken, azaz 47% körüli értékű lesz. Figyelembe véve a lézer kimenetén mérhető impulzusenergiának a nyalábtovábbító rendszerben, a csörpölt tükrös kompresszorban, valamint az üveg kapillárisban mérhető veszteségeket, a vékonylemezes elrendezés bemenetén 12 mJ állt rendelkezésre.

Minden egyes lemez behelyezésénél az alábbiakat végeztem el. A vákuumkamra nyitott állapotában, levegőn megmértem a lemez tervezett helyén a nyalábprofilt, alacsony energián, csörpölt impulzusokkal. Ezt követően behelyeztem a lemezt motorizált lineáris eltolóra (Physics Instruments 6230V62000 és 6230V64000) a nyalábútba a fókuszról olyan távolságra, hogy az intenzitás a preferált 5-7,5 TW/cm² tartományban tudjam mozgatni. Ez után a kamra leszívásra került. Amikor a nyomás elérte a kívánt értéket ($<10^{-4}$ mbar), akkor az impulzus energiája, sávszélessége maximálisra lett állítva, továbbá a GDD optimalizálva lett a maximális szélesedés eléréséhez. Ezzel a beállítással megvizsgáltam az újonnan behelyezett lemez és a korábban bent lévő lemezek mozgatásának a hatását a szélesedésre. A kimeneti nyalábprofil legkisebb torzulásához tartozó legszélesebb spektrumot igyekeztem beállítani. Amikor megtaláltam az optimumot a két kimeneti paraméter esetén, felvettem az elért impulzusspektrumot, illetve a közeli térben a nyalábprofilt. Végül az optimális szélesedés esetén spektrális szűrőket elhelyezve nyalábútban, megvizsgáltam a nyalábprofil változását az impulzus különböző spektrális részletei esetén. Tekintettel arra, hogy a kísérlet során nem állt rendelkezésre leképező spektrográf, amely a teljes spektrális tartományt lefedte volna, így a térbeli- és spektrális csatolódások vizsgálata így volt csak lehetséges.

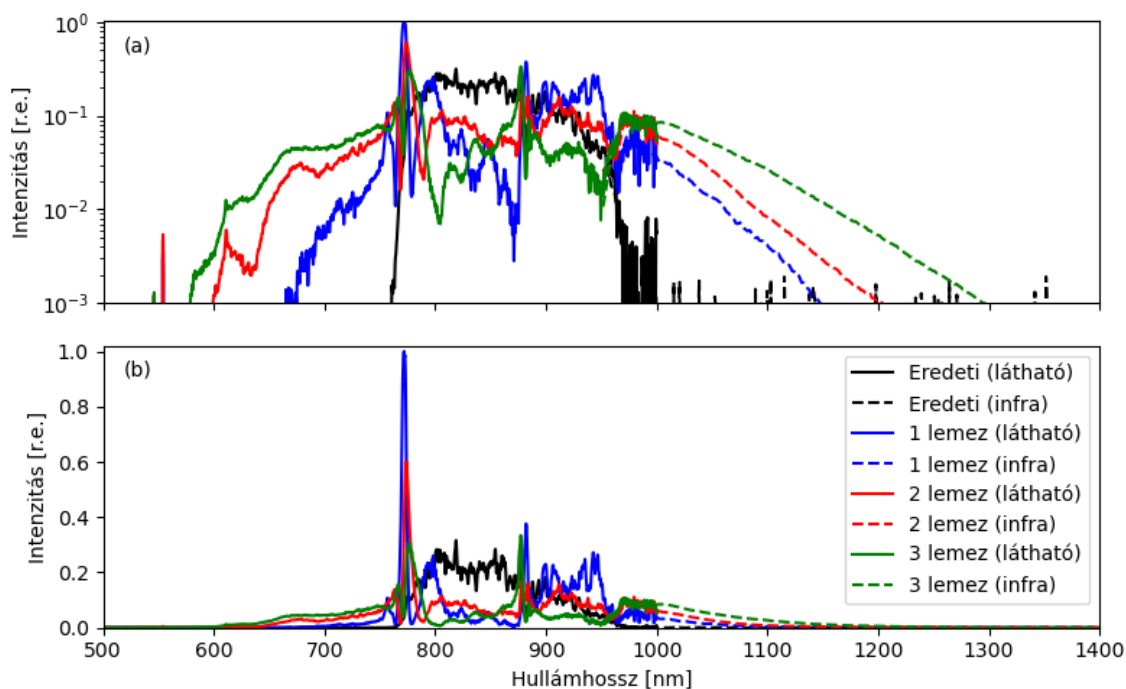
A spektrális eloszlás az egyes lemezeket követően a 17. ábrán látható. A látható és az infravörös tartományokban működő spektrométerek által mért spektrumok kézzel lettek összeillesztve a 950-1000 nm spektrális tartományon, továbbá a spektrumok úgy vannak normálva, hogy azok integráljai (vagyis az impulzus energiájával arányos mennyiség) egyenlőek legyenek a különböző esetekben. Ezzel azt értem el, hogy a különböző spektrumok spektrális komponensei is érdemben összehasonlíthatóak. A lemezek helyzete az egyes mérések során az 1. táblázatban látható. A spektrum mindegyik lemez behelyezésével jelentősen szélesedett, és a szélesedés során az infravörös tartományba nyúlik el jobban. Az első lemezt követően a spektrum közepén (800-880 nm) az intenzitás jelentősen lecsökken, illetve ezzel egyidejűleg megjelenik egy éles csúcs 770 és 780 nm között. A második lemez esetén a spektrum közepe elkezd újra

megerősödni, illetve a spektrum látható tartományban lévő leszálló ágában megjelennek az SPM-re jellemző oszcillációk. A harmadik lemez behelyezésével a spektrum tovább szélesedik, és 880 nm-nél kialakul egy csúcs.

Lemezek szám	Távolság a fókusztól [cm]		
	1. lemez	2. lemez	3. lemez
1 lemez	56	38,5	31
2 lemez	51		
3 lemez	51	36	31

1. táblázat. Lemezek helyzete a fókuszponthoz képest különböző számú behelyezett lemezek esetén.

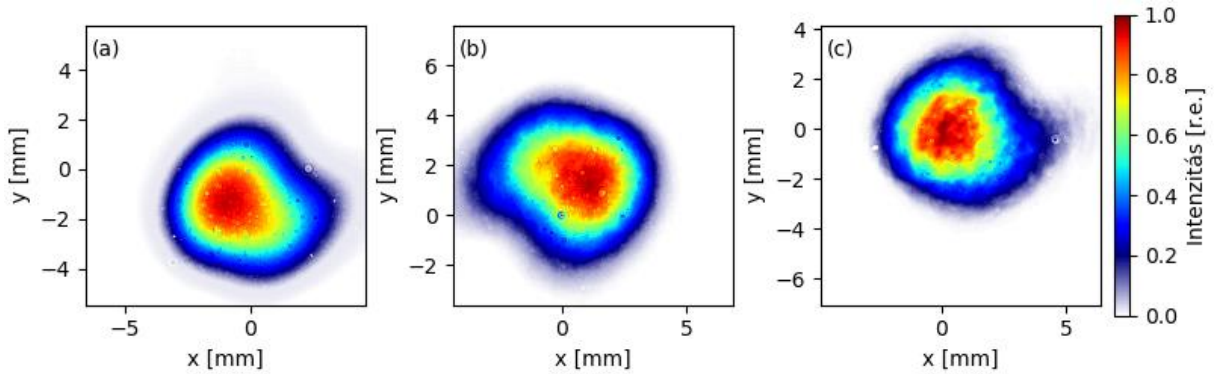
A nyalábprofil az első, második és harmadik lemez helyén a 18. ábrán látható. Jól látszódik, hogy a nyalábprofil közel ugyanolyan mindegyik lemez helyén. Fontosnak tartom kiemelni, hogy ezek alacsony intenzitáson lettek megmérve, tehát csak lineáris effektusok játszanak szerepet, vagyis a várt eredményekkel megegyezik a mérés eredménye.



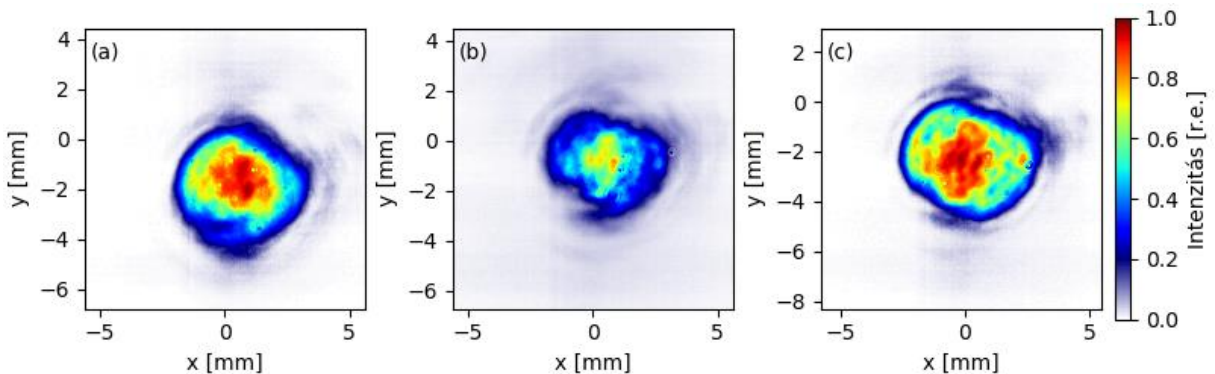
17. ábra. Mért spektrumok (a) logaritmus és (b) lineáris skálán, folytonos vonallal jelölve a látható tartományon működő spektrométer által mért eredményt, szaggatott vonallal a közeli infravörös tartományon működő spektrométerért.

A második lemez esetén a nyalábprofil meg van fordulva, mivel az optikai elrendezés megfordítja a nyalábképet a mérés helyén. Az egyes lemezekben végbemenő szélesedés hatására a nyalábprofil kissé torzul, amelyet a 19. ábra mutat be. Transzmissziós sávszűrők segítségével

megvizsgáltam a kimeneti impulzusok térbeli intenzitás-eloszlását a közeli térben. A sávszűrők a megadott központi hullámhosszra centrálva 10 nm-es sávot engednek át. Az egyes spektrális komponensek térbeli eloszlását a 20. ábra szemlélteti, ahol a mérés során a CCD kamera pozíciója azonos volt. A spektrális szélesedéssel párhuzamosan a nyaláb közepe a központi hullámhossz közelében elkezd kiürülni, gyűrűssé válik. A spektrum szélén lévő komponensek transzverzális eloszlása pedig a lemezre beeső nyaláb eredeti profiljára hasonlít.

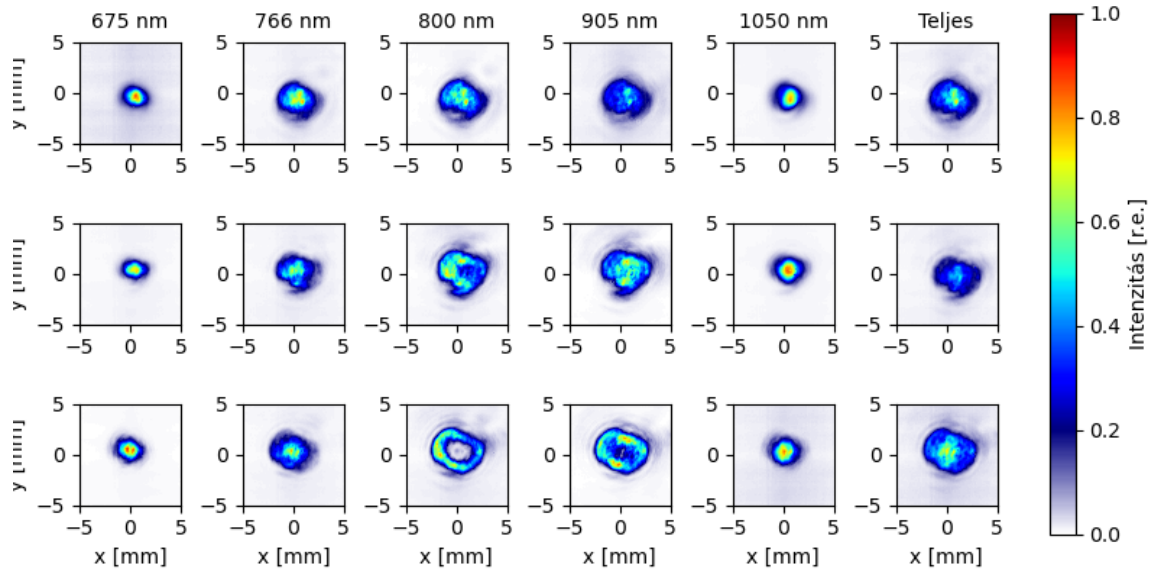


18. ábra. Nyaláb transzverzális eloszlása (a) az első, (b) a második és (c) a harmadik lemez helyén. A második lemez esetén a kép a leképezés miatt fordul meg. A koordináta rendszer középpontját a legintenzívebb pixel jelöli ki.



19. ábra. Spektrálisan kiszélesedett nyaláb transzverzális eloszlása a diagnosztikai elrendezésben (a) egy lemez, (b) két lemez és (c) három lemez esetén. A (b) ábrán diffrakciós gyűrűk jelentek meg, amelyek szuperpozíciója nagy intenzitású lett, ezért eltolódott a színskála.

A diagnosztikai elrendezésben levegőn mért impulzusenergia egy lemezzel 71,5 μJ , két lemezzel 70 μJ , míg három lemezzel 68,5 μJ értékűnek adódott. Ezekből a mintavételező ékről való reflexióból, valamint a kilépő ablak veszteségéből visszaszámolva a rendszer kimenetén elérhető impulzusenergia a végleges, három lemezzel történő spektrális szélesítés esetén 10,5 mJ-nak adódik. Ez a bemeneti energia figyelembevételével a vékonylemezes elrendezés teljes transzmissziójára 87,5%-os értéket jelent, rendkívül magas érték.



20. ábra. Spektrálisan kiszélesedett nyaláb néhány spektrális komponensének transzverzális eloszlása a diagnosztikai elrendezésben (első sor) egy lemez, (második sor) két lemez és (harmadik sor) három lemez esetén. A vizsgált spektrális komponensek (első oszlop) 675 nm, (második oszlop) 766 nm, (harmadik oszlop) 800 nm, (negyedik oszlop) 905 nm és (ötödik oszlop) 1050 nm, továbbá (hatodik oszlop) az összes spektrális komponenst tartalmazó nyalábprofil.

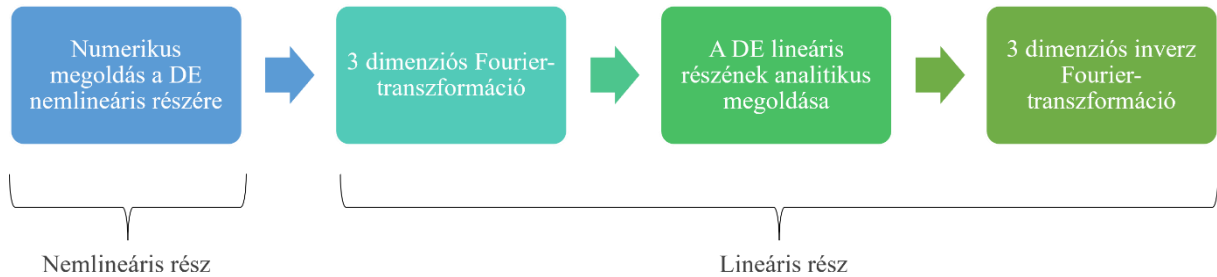
4.3. Szimulációs eredmények és azok kísérleti eredményekkel való összevetése

A vékony lemezek sorozatán alapuló poszt-kompressziós elrendezés szimulálásához Python [39] programozási nyelven írtam numerikus szimulációs kódot, amelyben a számítások felgyorsítása céljából felhasználtam a NumPy [40] és a Numba [41] csomagokat. A szimulációban külön kezelem a lemezen belüli és a lemezen kívüli terjedést, mivel az utóbbi esetben nem lépnek fel nemlineáris hatások. Mindkét esetben a (6) UPPE egyenletet használom fel. A lemezen kívüli terjedés során $P^{NL} = 0$, így az egyenletnek a (7) formula adja az analitikus megoldását a Fourier-térben. A lemezen belüli terjedés során ez a feltétel azonban nem áll fent, ezért numerikus módszerekhez kell fordulni. A szimulációban a szakirodalomban erre a problémára sokat alkalmazott osztott lépésű módszert (*split-step method*) alkalmaztam. A módszer lényege, hogy a megoldandó differenciálegyenlet jobb oldalát felosztjuk olyan részekre, amelyeket vagy analitikusan, vagy numerikusan jól tudunk kezelni, és a megoldás egy lépését felosztjuk ugyanennyi részlépésre, amelyek valódi mérete ugyanakkora, mint a teljes lépése, azonban egy-egy részlépésen belül differenciálegyenlet felosztásának különböző részeit oldja meg. Az általam vizsgált problémát az UPPE egyenlet írja le, amely általánosan felírható a $\frac{\partial E}{\partial z} = \mathcal{L}(E, \vec{k}) +$

$\mathcal{N}(E, \vec{k})$ alakban, ahol $\mathcal{L}(E, \vec{k})$ a lineáris jelenségeket írja le, $\mathcal{N}(E, \vec{k})$ pedig a nemlineáris folyamatokat. Ez alapján az egyenletet az alábbi módon célszerű szétbontani az osztott lépésű módszer során:

$$\begin{aligned}\frac{\partial E}{\partial z} &= \mathcal{L}(E, \vec{k}), \\ \frac{\partial E}{\partial z} &= \mathcal{N}(E, \vec{k}).\end{aligned}\tag{29}$$

A lineáris effektusokat tartalmazó egyenlet analitikusan megoldható, amelyet a (7) formula ad meg. A nemlineáris effektusok leírása a valós térben lehetséges, azonban a nemlinearitást tartalmazó tag Fourier-transzformációja analitikusan nem végezhető el, így szükséges valamilyen közelítés alkalmazása. Kísérleti vizsgálatom célja a közel egy optikai ciklusból álló impulzusok előállítása, így ennek fényében a (17) SEWA közelítést alkalmaztam. Mivel az egyenlet jobb oldala tartalmazza az tér-idő függő intenzitást, ezért annak egzakt analitikus megoldása nem lehetséges, valamilyen további numerikus egyenlet-megoldó eljárást kell alkalmazni. Erre a negyed rendű Runge-Kutta módszert találtam megfelelőnek. A szimuláció fő ciklusát, vagyis az osztott lépésű módszer ebben az esetben történő alkalmazását a 21. ábra mutatja be sematikus.

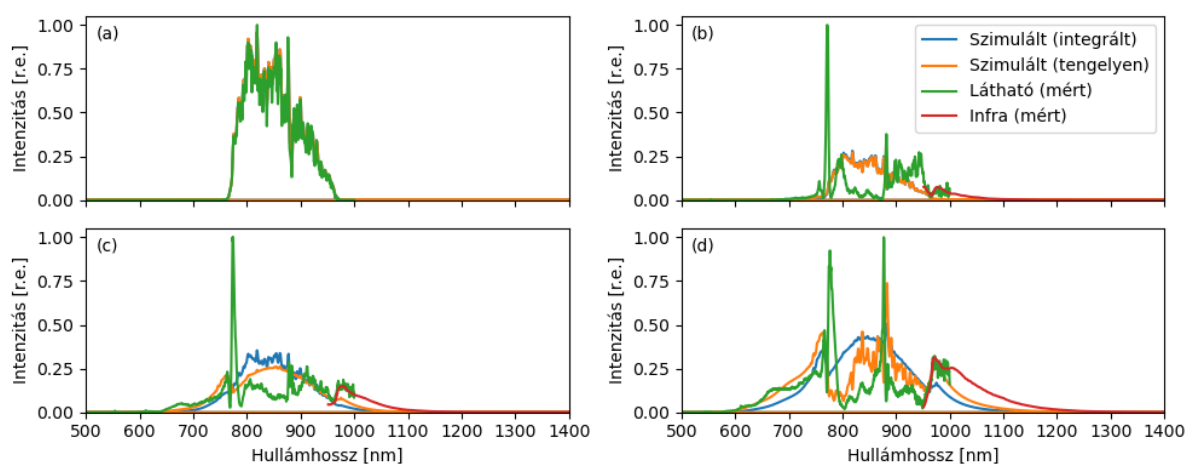


21. ábra. A szimuláció fő ciklusának felépítése. Az első lépés a nemlineáris lépéshez tartozik, míg a második három lépés a lineáris lépéshez.

Az impulzus spektrumának szélesedésére elsősorban az impulzus időbeli alakja van nagy hatással. Ezt a legkönnyebben az intenzitás spektrum és a fázisspektrum mérésével lehet meghatározni. Ezeket a szimuláció képes bemeneti paraméterként kezelni, így pontosabban meg tudja adni a szélesedett spektrumot. Emellett a szimulációban lehetőség van a nyalábprofil és a hullámfront megadására is, ezzel is növelve a kísérleti eredményekkel való jobb egyezés elérését.

Az általam implementált módszer, amelyet a nemlineáris szélesdék numerikus vizsgálatára rutinszerűen használnak, legnagyobb korlátozó tényezőjét a lineáris terjedés és a gömbtükrök által bevezetett fázistolások jelentik, mivel a numerikus hibák elkerülése céljából a szimulációs teret alkotó pontok számát kell növelni. Ez azonban a szimuláció memóriaigényét és a futási idejét drasztikusan megnöveli, nagy méretű elrendezések esetén akár lehetetlenné is teszi azt. Ennek a problémának a megoldására az AFT-t alkalmaztam, amellyel közel tetszőleges távolságokra is el tudom propagáltatni a nyalábot, valamint közel tetszőlegesen kis görbületi sugarú tükrökről való reflexiót is tudok ezzel vizsgálni. A módszer korlátozó tényezői a gépi számábrázolás által bevezetett numerikus hibák, valamint a korábban már taglalt minimális kvadratikusan fázis jelenléte.

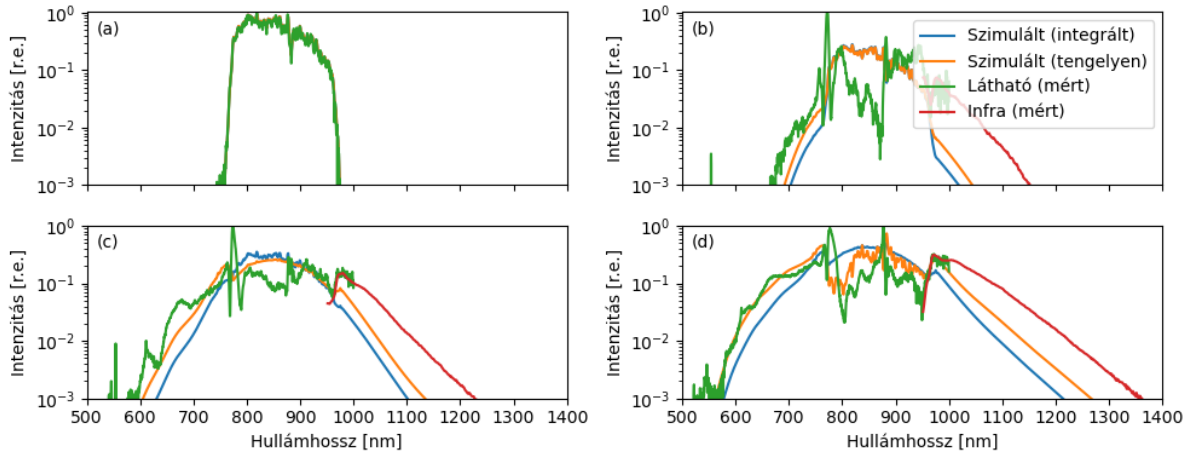
A numerikus szimuláció során a mért intenzitás spektrummal és nyalábprofilal számoltam. A spektrális fázist és a hullámfrontot nullának tekintettem az első fókuszáló tükrök síkjában, a reflexió előtt, amely a jól kompresszált és hullámfront korrigált bemeneti impulzusok miatt jó közelítésnek tekinthető. A szimuláció során a lemezek fókuszától való távolságát úgy választottam meg, hogy azok kísérletben vizsgált helyzetével azonos legyen, amelyek az 1. táblázatban láthatóak.



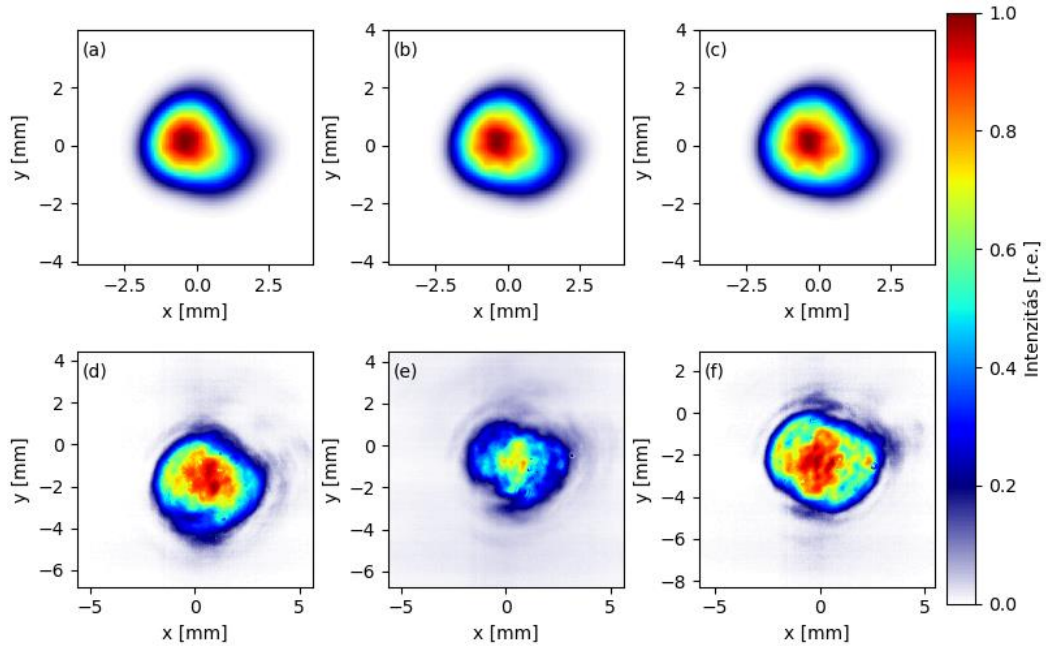
22. ábra. Mért (zöld és piros) és szimulációból kapott integrált (kék) és tengelymenti spektrumok (narancssárga). (a) a kiindulási spektrum, (b) 1 lemez esetén, (c) 2 lemez esetén és (d) három lemez esetén, lineáris skálán.

Az így kapott spektrális szélesedés lineáris skálán a 22. ábrán és logaritmikus skálán a 23. ábrán látható. Az mindhárom esetben felfedezhető, hogy a mért spektrumban megjelenő 770 nm körüli csúcs a szimulációban nem reprodukálható. Ez azzal magyarázható, hogy a spektrális fázisnak jelentős moduláció van ezen a szűk tartományon. Továbbá minden lemez után megfigyelhető, hogy a nagyobb hullámhosszak irányában a szimulált spektrum nem szélesedik ki a

mért spektrumoknak megfelelően. Ezt a Raman-szórás okozhatja, amely a szimulációban nincs implementálva. A második és harmadik lemez esetén a spektrum kék oldalán megjelenő oszcillációk a szimuláció során nem jelennek meg. Ebből arra lehet következtetni, hogy az első lemez után az impulzus körülbelül 700 nm-nél rövidebb tartománya jelentős magasrendű diszperzióra tesz szert. Ennek forrása a gömbtükrök amelyek *protected* bevonata lehetett. Ennek ellenére tengely menti szimulált spektrumok a második és főleg a harmadik lemez után jól visszaadják a mérésekben tapasztalt spektrális alakot.



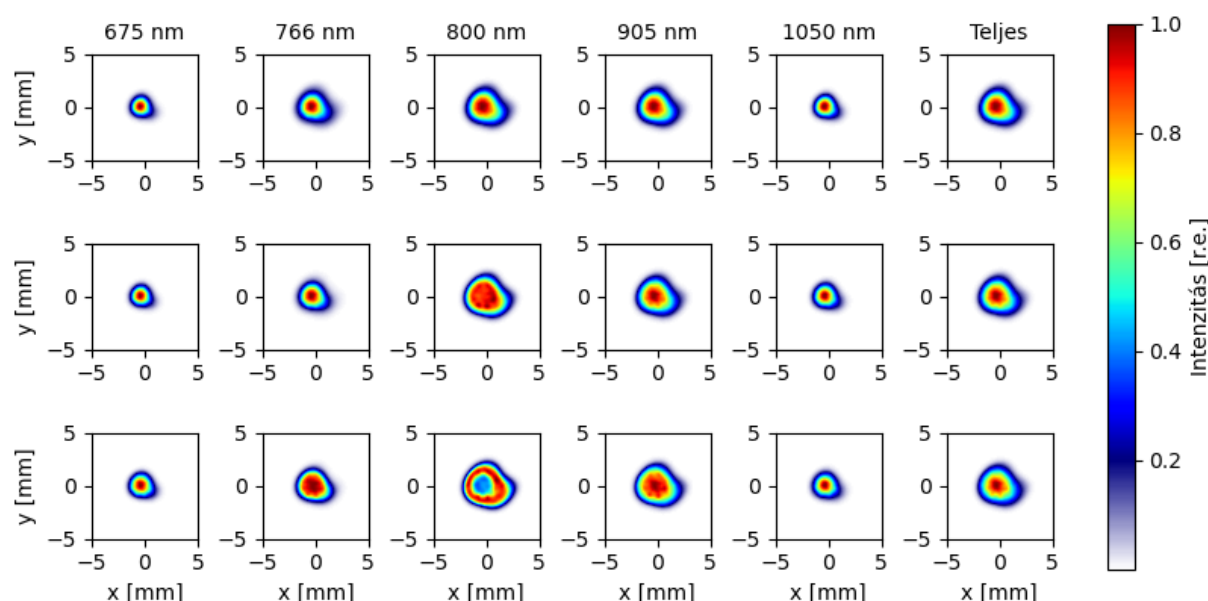
23. ábra. Mért (zöld és piros) és szimulációból kapott integrált (kék) és tengelymenti (narancssárga). spektrumok (a) a kiindulási spektrum, (b) 1 lemez esetén, (c) 2 lemez esetén és (d) három lemez esetén, logaritmus skálán.



24. ábra. (a-c) Szimulált nyalábprofil rendre egy, két és három lemez esetén. (d-f) Mért nyalábprofil rendre egy, két és három lemez esetén.

A numerikus szimulációval számolt nyalábprofilok a 24. ábrán láthatóak, ahol a könnyebb összehasonlítás érdekében a mért nyalábprofilokat is kiábrázoltam alatta. A mérésből származó és a szimulációval kapott nyalábprofilok jó egyezést mutatnak, egyedül finomabb, strukturális elemek hiányoznak. Ez arra vezethető vissza, hogy a bemenetként szolgáló mért nyalábprofil erősen terhelt a szűrőkön lévő szennyeződések miatt származó diffrakciós gyűrűkkel, ezért azon simítást alkalmaztam, hogy a szimuláció során ne keletkezzenek artifaktumok. A simítás következtében valószínűsíthető, hogy a mérésben látott komplexitás forrásául szolgáló lokális maximumokat is eltüntettem.

A szimulációból kapott spektrális homogenitás kísérleti eredménnyel való összehasonlítása során a méréshez hasonlóan a kísérletben is alkalmazottaknak megfelelő sávszűrőket alkalmaztam. A vizsgálathoz Gauss alakú sáváteresztő modellt használok, amely FWHM szélessége 10 nm. Az ezzel kapott eredmények a 25. ábrán láthatóak. Ezt összehasonlítva a 20. ábrán látható kísérletileg kapott eredményekkel, azt figyelhetjük meg, hogy a szimulációval kapott eredmények nagy hasonlóságot mutatnak a kísérletileg látott eredményekhez. Elterést a központ hullámhossz körül lehet látni (800 nm és 905 nm), ahol a szimulációban a gyűrű alakú transzverzális eloszlás nem fejlődött ki teljesen. Ezt a lemezbeli intenzitás növelésével javítani lehet, amelyhez a lemezt a fókuszhoz közelebb kell tolni.



25. ábra Numerikus szimulációval számolt impulzus spektrálisan kiszélesedett nyaláb néhány spektrális komponensének transzverzális eloszlása a diagnosztikai elrendezésben (első sor) egy lemez, (második sor) két lemez és (harmadik sor) három lemez esetén. A vizsgált spektrális komponensek (első oszlop) 675 nm, (második oszlop) 766 nm, (harmadik oszlop) 800 nm, (negyedik oszlop) 905 nm és (ötödik oszlop) 1050 nm, továbbá (hatodik oszlop) az összes spektrális komponens tartalmazó nyalábprofil.

5. Konklúzió és kitekintés

A dolgozatban kísérletileg megvizsgáltam 12 mJ energiájú, 12 fs FTL impulzus poszt-kompresszióját, amely során az eredetileg 750 nm-től 960 nm-ig terjedő spektrumot sikerült 580 – 1300 nm tartományra kiszélesíteni. A spektrális szélesedést optimalizáltam, hogy a lehető legszélesebb spektrumot érjem el plazma generálás nélkül. A kísérlet során megvizsgáltam a spektrum térbeli eloszlását. A spektrálisan kiszélesített impulzusok térbeli intenzitáseloszlása jól használható lesz kísérletekre, potenciálisan lézeres neutron generálásra. Továbbá fejlesztettem egy numerikus szimulációs környezetet, amelyben felhasználtam a fejlett Fourier-transzformációt az impulzusok terjesztésére, így képes vagyok olyan rendszerek vizsgálatára, amelyek eddig csak nagy számítási igénnyel voltak lehetségesek, vagy akár teljes mértékben lehetetlenek. A kísérleti elrendezést megvizsgálva a szimulációk segítségével jó kvalitatív egyezést kaptam, vagyis a domináns folyamatok az önfázismoduláció és a self-steepening volt. A szimulációs és a kísérleti eredmények közötti eltéréseket a bemenő impulzus spektrális fázisában nem felbontott modulációknak, illetve az optikai elrendezésben használt tükrök ismeretlen fázistolásának tulajdonítottam.

A jövőben az eltérések pontos feltáráshoz további szimulációkat végzek majd, amelyek azonban rendkívül időigényesek. Ezen eltérések nyomán a szimulációt továbbfejleszttem további fizikai folyamatok figyelembevételével (például Raman-szórás, plazma generálás). A spektrálisan kiszélesített impulzusokat csörpölt tükrökkel tervezzük kompresszálni, valamint időben is karakterizálni. Továbbá a kísérleti elrendezés segítségével nagyobb energiájú impulzusokat is tervezünk spektrálisan szélesíteni, mivel a felhasznált optikai elrendezés jelentős energiabeli felskálázást is lehetővé tesz. Ezen felül a szimulációt is felhasználok majd nagyobb, 100 mJ illetve 1 J szintű lézerimpulzusok poszt-kompressziójának vizsgálatára, nagy hangsúlyt fektetve az azokban fellépő tér-időbeli csatolódások tanulmányozására.

6. Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani a témavezetőmnek, Dr. Nagymihály Roland Sándornak a segítségéért és iránymutatásáért a kutatómunkám és a dolgozat írása során. Továbbá szeretném megköszönni Seres Imrének a segítségét a mérések során és hogy megosztotta a poszt-kompresszióval kapcsolatos meglátásait. Továbbá szeretném megköszönni az *ELI-ALPS Egyciklusú Lézer* Csoport tagjainak a SEA lézer megbízható működtetését, valamint külön kiemelve Dr. Tóth Szabolcsot, aki a kísérleti és szimulációs tapasztalataival segítette elő a munkámat. Valamint szeretnék köszönetet mondani Dr. Osvay Károlynak, aki lehetővé tette, hogy ez a dolgozat ilyen formában elkészülhessen, illetve szaktudásával elősegítette, hogy a lehető legjobb eredményeket érjem el a kísérletben.

A dolgozat a Nemzeti Lézeres Transzmutációs Laboratórium (iktatószám: NKFIH-476-16/2021, azonosító: NLP-14) keretén belül jött létre a Magyar Állam támogatásával.

7. Nyilatkozat

Alulírott *Lehotai Levente*, fizikus MSc szakos hallgató (Neptun azonosító: *RHEKJC*) a *Multi-TW osztályú lézerimpulzusok vékonylemezes poszt-kompressziójának elméleti és kísérleti vizsgálata* című szakdolgozat/diplomamunka szerzője kijelentem, hogy a szakdolgozatomban/diplomamunkámban foglaltak saját munkám eredményei, és csak a hivatkozott forrásokat használtam fel.

Szeged , 2022. év 05. hó 14. nap

.....

szerző

8. Irodalomjegyzék

- [1] J.-C. Diels és W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, Elsevier, 2006.
- [2] Z. Chang, P. B. Corkum és S. R. Leone, „Attosecond optics and technology: progress to date and future prospects [Invited],” *Journal of the Optical Society of America B*, %1. kötet33, p. 1081, May 2016.
- [3] J. Li, J. Lu, A. Chew, S. Han, J. Li, Y. Wu, H. Wang, S. Ghimire és Z. Chang, „Attosecond science based on high harmonic generation from gases and solids,” *Nature Communications*, %1. kötet11, June 2020.
- [4] S. R. Leone, C. W. McCurdy, J. Burgdörfer, L. S. Cederbaum, Z. Chang, N. Dudovich, J. Feist, C. H. Greene, M. Ivanov, R. Kienberger, U. Keller, M. F. Kling, Z.-H. Loh, T. Pfeifer, A. N. Pfeiffer, R. Santra, K. Schafer, A. Stolow, U. Thumm és M. J. J. Vrakking, „What will it take to observe processes in 'real time'?,” *Nature Photonics*, %1. kötet8, p. 162–166, February 2014.
- [5] D. Guénot, D. Gustas, A. Vernier, B. Beaupaire, F. Böhle, M. Bocoum, M. Lozano, A. Jullien, R. Lopez-Martens, A. Lifschitz és J. Faure, „Relativistic electron beams driven by kHz single-cycle light pulses,” *Nature Photonics*, %1. kötet11, p. 293–296, April 2017.
- [6] M. B. Schwab, A. Sävert, O. Jäckel, J. Polz, M. Schnell, T. Rinck, L. Veisz, M. Möller, P. Hansinger, G. G. Paulus és M. C. Kaluza, „Few-cycle optical probe-pulse for investigation of relativistic laser-plasma interactions,” *Applied Physics Letters*, %1. kötet103, p. 191118, November 2013.
- [7] K. Osvay és G. Szabó, „Lézeres neutronforrás fejlesztése,” *Magyar Tudomány*, %1. kötet181, pp. 1586-1602, 2020.
- [8] S. B. Park, K. Kim, W. Cho, S. I. Hwang, I. Ivanov, C. H. Nam és K. T. Kim, „Direct sampling of a light wave in air,” *Optica*, %1. kötet5, p. 402, April 2018.
- [9] F. Krausz és M. Ivanov, „Attosecond physics,” *Reviews of Modern Physics*, %1. kötet81, p. 163–234, February 2009.

- [10] E. Goulielmakis, M. Uiberacker, R. Kienberger, A. Baltuska, V. Yakovlev, A. Scrinzi, T. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, M. Drescher és F. Krausz, „Direct Measurement of Light Waves,” *Science*, %1. kötet305, p. 1267–1269, August 2004.
- [11] D. Zimin, M. Weidman, J. Schötz, M. F. Kling, V. S. Yakovlev, F. Krausz és N. Karpowicz, „Petahertz-scale nonlinear photoconductive sampling in air,” *Optica*, %1. kötet8, p. 586, April 2021.
- [12] R. L. Fork, O. E. Martinez és J. P. Gordon, „Negative dispersion using pairs of prisms,” *Optics Letters*, %1. kötet9, p. 150, May 1984.
- [13] E. Treacy, „Optical pulse compression with diffraction gratings,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, %1. kötet5, p. 454–458, September 1969.
- [14] R. Szipöcs, C. Spielmann, F. Krausz és K. Ferencz, „Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers,” *Optics Letters*, %1. kötet19, p. 201, February 1994.
- [15] F. X. Kärtner, N. Matuschek, T. Schibli, U. Keller, H. A. Haus, C. Heine, R. Morf, V. Scheuer, M. Tilsch és T. Tschudi, „Design and fabrication of double-chirped mirrors,” *Optics Letters*, %1. kötet22, p. 831, June 1997.
- [16] V. Pervak, I. Ahmad, M. K. Trubetskov, A. V. Tikhonravov és F. Krausz, „Double-angle multilayer mirrors with smooth dispersion characteristics,” *Optics Express*, %1. kötet17, p. 7943, April 2009.
- [17] „UltraFast Innovations - PC70,” UltraFast Innovations, [Online]. Available: <https://www.ultrafast-innovations.com/optics/PC70.html>. [Hozzáférés dátuma: 8 Május 2022].
- [18] A. Couairon, E. Brambilla, T. Corti, D. Majus, O. de J. Ramírez-Góngora és M. Kolesik, „Practitioner's guide to laser pulse propagation models and simulation,” *The European Physical Journal Special Topics*, %1. kötet199, p. 5–76, November 2011.
- [19] S. Tóth, „Optimization of high peak power ew-cycle optical parametricchirped pulse amplifier systems,” 2021.
- [20] D. Milam, „Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica,” *Applied Optics*, %1. kötet37, p. 546, January 1998.

- [21] J. H. Marburger, „Self-focusing: Theory,” *Progress in Quantum Electronics*, %1. kötet4, p. 35–110, April 1975.
- [22] D. E. Laban, W. C. Wallace, R. D. Glover, R. T. Sang és D. Kielpinski, „Self-focusing in air with phase-stabilized few-cycle light pulses,” *Optics Letters*, %1. kötet35, p. 1653, May 2010.
- [23] J. Faure, V. Malka, J.-R. Marquès, P.-G. David, F. Amiranoff, K. T. Phuoc és A. Rousse, „Effects of pulse duration on self-focusing of ultra-short lasers in underdense plasmas,” *Physics of Plasmas*, %1. kötet9, p. 756–759, March 2002.
- [24] J. Schwarz, P. Rambo, M. Kimmel és B. Atherton, „Measurement of nonlinear refractive index and ionization rates in air using a wavefront sensor,” *Optics Express*, %1. kötet20, p. 8791, April 2012.
- [25] C. Danson, D. Hillier, N. Hopps és D. Neely, „Petawatt class lasers worldwide,” *High Power Laser Science and Engineering*, %1. kötet3, 2015.
- [26] A. Dubietis, G. Tamošauskas, R. Šuminas, V. Jukna és A. Couairon, „Ultrafast supercontinuum generation in bulk condensed media,” *Lithuanian Journal of Physics*, %1. kötet57, October 2017.
- [27] A. Suda, M. Hatayama, K. Nagasaka és K. Midorikawa, „Generation of sub-10-fs, 5-mJ-optical pulses using a hollow fiber with a pressure gradient,” *Applied Physics Letters*, %1. kötet86, p. 111116, March 2005.
- [28] A. Malvache, X. Chen, C. G. Durfee, A. Jullien és R. Lopez-Martens, „Multi-mJ pulse compression in hollow fibers using circular polarization,” *Applied Physics B*, %1. kötet104, p. 5–9, July 2011.
- [29] T. Nagy, M. Kretschmar, M. J. J. Vrakking és A. Rouzée, „Generation of above-terawatt 15-cycle visible pulses at $1\{\\hspace{0.167em}\\}\\{\\hspace{0.167em}\\}$ kHz by post-compression in a hollow fiber,” *Optics Letters*, %1. kötet45, p. 3313, June 2020.
- [30] T. Nagy, P. Simon és L. Veisz, „High-energy few-cycle pulses: post-compression techniques,” *Advances in Physics: X*, %1. kötet6, November 2020.

- [31] H. Cao, R. S. Nagymihaly és M. Kalashnikov, „Relativistic near-single-cycle optical vortex pulses from noble gas-filled multipass cells,” *Optics Letters*, %1. kötet45, p. 3240, June 2020.
- [32] S. Hädrich, E. Shestaev, M. Tschernajew, F. Stutzki, N. Walther, F. Just, M. Kienel, I. Seres, P. Jójárt, Z. Bengery, B. Gilicze, Z. Várallyay, Á. Börzsönyi, M. Müller, C. Grebing, A. Klenke, D. Hoff, G. G. Paulus, T. Eidam és J. Limpert, „Carrier-envelope phase stable few-cycle laser system delivering more than 100 W, 1 mJ, sub-2-cycle pulses,” *Optics Letters*, %1. kötet47, p. 1537, March 2022.
- [33] Y. Pfaff, G. Barbiero, M. Rampp, H. Wang, S. Klingebiel, C. Y. Teisset, R. Jung, A. H. Woldegeorgis, J. Brons, C. Saraceno és T. Metzger, „Sub-30 fs nonlinear compression of 60 mJ from a Yb-doped thin-disk amplifier at 5 kHz via gas-filled multipass cell,” in *Optica High-brightness Sources and Light-driven Interactions Congress 2022*, 2022.
- [34] M. Seo, K. Tsendsuren, S. Mitra, M. Kling és D. Kim, „High-contrast, intense single-cycle pulses from an all thin-solid-plate setup,” *Optics Letters*, %1. kötet45, p. 367, January 2020.
- [35] A. Andrianov, A. Szabo, A. Sergeev, A. Kim, V. Chvykov és M. Kalashnikov, „Computationally efficient method for Fourier transform of highly chirped pulses for laser and parametric amplifier modeling,” *Optics Express*, %1. kötet24, p. 25974, October 2016.
- [36] G. Ycas, D. Maser és D. Hickstein, „PyNLO: Nonlinear optics modelling for python,” 2015.
- [37] Y. Gao, X. Wang, X. Zhu, K. Zhao, H. Liu, Z. Wang, S. Fang és Z. Wei, „Quantification and analysis of the nonlinear effects in spectral broadening through solid medium of femtosecond pulses by neural network,” *Physical Review Research*, %1. kötet4, p. 013035, January 2022.
- [38] A. C. Phillips, D. M. Fryauf, N. P. Kobayashi, M. J. Bolte, B. Dupraw, C. Ratliff, T. Pfister és D. Cowley, „Progress and new techniques for protected-silver coatings,” in *Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation*, 2014.

- [39] G. Van Rossum és F. L. Drake, „Python 3 Reference Manual,” Scotts, 2009.
- [40] C. R. Harris, K. J. Millman, S. J. van der Walt, R. Gommers, P. Virtanen, D. Cournapeau, E. Wieser, J. Taylor, S. Berg, N. J. Smith, R. Kern, M. Picus, S. Hoyer, M. H. van Kerkwijk, M. Brett, A. Haldane, J. F. del Río, M. Wiebe, P. Peterson, P. Gérard-Marchant, K. Sheppard, T. Reddy, W. Weckesser, H. Abbasi, C. Gohlke és T. E. Oliphant, „Array programming with NumPy,” *Nature*, %1. kötet585, p. 357–362, September 2020.
- [41] S. K. Lam, A. Pitrou és S. Seibert, „Numba,” in *Proceedings of the Second Workshop on the LLVM Compiler Infrastructure in HPC - LLVM \textquotesingle15*, 2015.
- [42] M. G. Schätzel, F. Lindner, G. G. Paulus, H. Walther, E. Goulielmakis, A. Baltuška, M. Lezius és F. Krausz, „Long-term stabilization of the carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses,” *Applied Physics B*, %1. kötet79, p. 1021–1025, December 2004.