

Nagyenergiájú lézerimpulzusok nemlineáris poszt-kompressziójának 3+1D szimulációja vékony dielektrikum lemezekben

TDK Dolgozat

LEHOTAI LEVENTE

II. FIZIKUS MSC

TÉMAVEZETŐ:

DR. NAGYMIHÁLY ROLAND SÁNDOR

SZTE NEMZETI LÉZERES TRANSZMUTÁCIÓS LABORATÓRIUM

TUDOMÁNYOS MUNKATÁRS

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM

TERMÉSZETTUDMÁNYI ÉS INFORMATIKAI KAR

FIZIKA INTÉZET

OPTIKAI ÉS KVANTUMELEKTRODINAMIKAI TANSZÉK

SZEGED, 2022

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	4
2. Tudományos előzmények	5
2.1. Lineáris impulzusterjedés	5
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	13
2.4. Nagy nyalábok terjesztésének problémái	16
2.5. Szimulációs háttér	17
3. Motiváció és célkitűzés.....	19
4. Tudományos eredmények	20
4.1. Szimuláció felépítése.....	20
4.2. Szimuláció hitelesítése	21
4.3. Tervezett poszt-kompressziós elrendezés bemutatása	24
4.4. Szimulációs eredmények	25
5. Konklúziók és kitekintés.....	30
6. Köszönetnyilvánítás.....	31
7. Irodalomjegyzék	32

1. Bevezetés

A bennünket körülvevő világban lejátszódó elemi fizikai és kémiai folyamatok rendkívül rövid, femto- ($1\text{ fs} = 10^{-15}\text{ s}$) illetve attoszekundumos ($1\text{ as} = 10^{-18}\text{ s}$) időbeli skálán játszódnak le. Ezen jelenségek időbontott tanulmányozásához az emberiség által mindmáig előállított legrövidebb jelek, az elektromágneses impulzusok szolgálnak eszközt. A láthatótól a közeli infravörös spektrális tartományig tekintve ezek legkisebb időbeli hossza a néhány femtoszekundum nagyságrendjébe esik. Az elektromágneses, vagy a témában használt spektrális tartománynak megfelelően a fényimpulzusok legkisebb időbeli hossza a fél oszcillációs periódus, azaz egy optikai ciklus. Az optikai ciklus hullámhosszfüggő, amely eredményeként egy 400, 800, 1600 és 3200 nm-es központi hullámhosszú impulzus esetén sorrendben 1,33, 2,67, 5,34 és 10,67 fs értéket vesz fel [1]. Belátható, hogy a szub-femtoszekundumos időbeli tartomány eléréséhez a központi hullámhosszt az ultraibolya, sőt az extrém ultraibolya (extreme ultraviolet, XUV) tartományba kell eltolni. A nagyintenzitású lézerrendszerek által előállított femtoszekundumos fényimpulzusokkal keltett XUV magasharmonikus sugárzás asztali méretű rendszereken való elérhetősége tette lehetővé az attoszekundumos tudomány széles körű elterjedését [2, 3]. Ezen felül a néhány- és egyciklusú lézerimpulzusok segítségével vizsgálható az elektronok dinamikája részecskékben és szilárdtestekben [4], relativisztikus elektroncsomagok hozhatóak létre [5], de akár plazmafizikai folyamatok vizsgálatára is alkalmasak [6]. Elegendően nagy, 10^{19} W/cm^2 feletti intenzitások esetén az egyciklusú impulzusok segítségével várhatóan nagy hatásfokú neutron generálást is el lehet majd érni, amely felhasználásával a hosszú felezési idejű radioaktív hulladékok transzmutációja is potenciálisan megoldhatóvá válik [7].

Dolgozatomban a nagy intenzitású, egyciklusú lézerimpulzusok előállításának nemlineáris optikai folyamatokon keresztüli megvalósítását vizsgáltam meg. Ehhez egy komplex numerikus szimulációs környezetet fejlesztettem ki, amely segítségével tetszőleges idő- és térbeli eloszlású lézerimpulzus lineáris és nemlineáris optikai terjedése kiszámítható.

2. Tudományos előzmények

Ultrarövid lézerimpulzusoknak a tipikusan néhányszor tíz femtoszekundum időbeli hosszúságú elektromágneses hullámcsomagokat nevezzük. Ezek terjedésének és anyaggal való kölcsönhatásának matematikai leírására az elektromos teret szokás megadni, mivel az impulzus mágneses komponense csak extrém erős lézertér anyaggal való kölcsönhatása során válik jelentőssé. A dolgozatban tárgyalt kölcsönhatásokban a fény ennél jóval kisebb intenzitású.

2.1. Lineáris impulzusterjedés

A fényimpulzusok térerőssége egy valós, mérhető mennyiség, azonban a számolások során sokszor célszerű bevezetni a komplex térerősség fogalmát [8]:

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

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

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

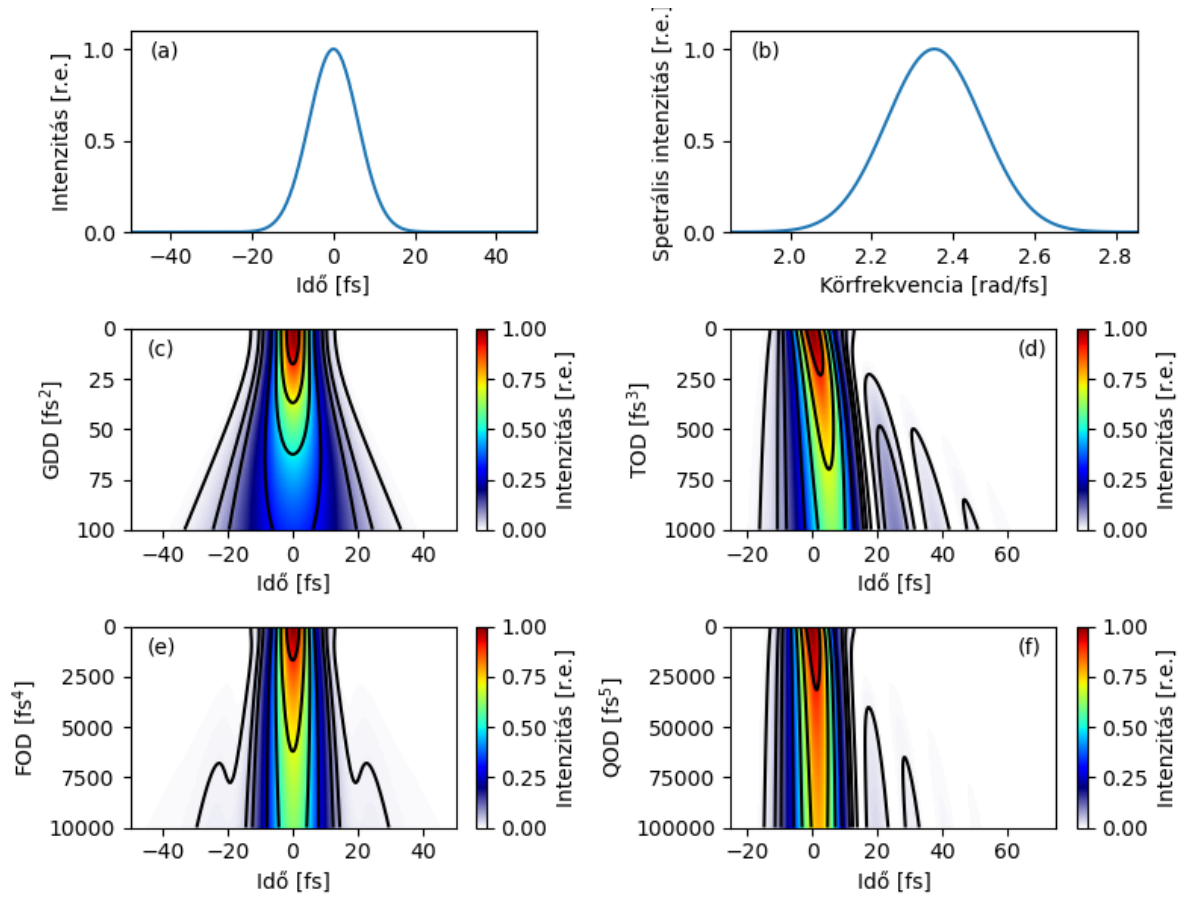
ahol φ_0 a vivő-burkoló fázis (CEP, *Carrier-Envelope Phase*), $\omega_v = d\Phi/dt$ a vivő körfrekvencia, $\varphi(t)$ a sorfejtésből származó magasabb rendű tagok, $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}^*(t) \cdot \exp(-i \cdot (\varphi_0 + \varphi(t)))$ pedig a komplex burkoló. Habár vannak eljárások az impulzus térerősségének közvetlen mérésére (például TIPTOE [9], *attostreaking* [10, 11] vagy *photoconductive* mintavételezés [13]), azonban ezek a módszerek csak megfelelően rövid és intenzív impulzusok mérésére alkalmasak. Emiatt az impulzus karakterizálások során azok spektrumát vizsgáljuk, amelyet matematikailag a Fourier-transzformációval kaphatunk meg. Hasonlóan az időbeli képhez, itt is szétbontható a spektrum amplitúdó és fázis spektrumra. Az amplitúdó spektrum segítségével definiálni lehet a központi körfrekvencia fogalmát, amely a körfrekvencia spektrális amplitúdó négyzettel súlyozott átlaga:

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

A fázisspektrum elemzéséhez azt sorba szokás fejteni a központi körfrekvencia körül:

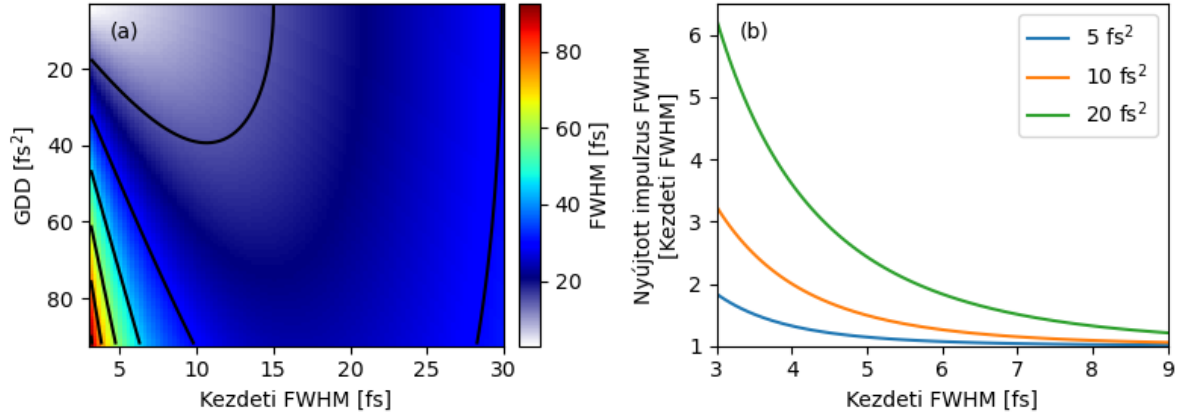
$$\begin{aligned} \Phi(\Omega) = \Phi_0 + GD \cdot (\Omega - \omega_0) + \frac{GDD}{2} \cdot (\Omega - \omega_0)^2 + \frac{TOD}{6} (\Omega - \omega_0)^3 \\ + \frac{FOD}{24} (\Omega - \omega_0)^4 + \dots, \end{aligned} \quad (4)$$

ahol GD a csoportkésleltetés (*Group Delay*), GDD a csoportkésleltetés-diszperzió (*Group Delay Dispersion*), TOD a harmadrendű derivált (*Third Order Derivative*), FOD a negyedrendű derivált (*Fourth Order Derivative*), QOD az ötödrendű derivált (*Fifth Order Derivative*). További deriváltak definiálása is lehetséges az utolsó kettő névsémája alapján, azonban kísérletileg az FOD mérése és kompenzálása is különös precizitást igényel. A fázisderiváltak impulzusokra egyénileg kifejtett hatását az 1. ábra szemlélteti. Jól látható, hogy a páros rendű deriváltak az impulzust szimmetrikus módon szélesítik, és a páratlan rendűek aszimmetrikusan mellékimpulzusokat hoznak létre, illetve a főimpulzusban is létrehozhatnak 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 fázisderiváltaknak.



1. ábra. A különböző rendű diszperziók hatásainak szemléltetése 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) csoportkéseletetés-diszperzió, (d) harmadrendű diszperzió, (e) negyedrendű diszperzió és (f) ötödrendű diszperzió.

A fázisderiváltak hatása függ az intenzitás spektrum szélességétől, vagyis az impulzus transzformáció-limitált 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.



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.

Az impulzus terjedése a Maxwell-egyenletekből levezethető hullámgörvényleg elágazhat ki:

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

ahol μ_0 a vákuum mágneses permeabilitás, $\vec{P}(x, y, z, t)$ az anyag polarizációvektora, amely tartalmazza az anyag választ a külső elektromos térre, c a vákuumbeli fénysebesség. Ennek speciális megoldásai az elektromágneses hullámcsomagok, vagyis a lézerimpulzusok. Dolgozatomban lineárisan polarizált impulzusokkal fogok foglalkozni, ezért elegendő a polarizációval párhuzamos komponenseket vizsgálni, így elhagyni a vektor jelölést. Továbbá csak az egyik irányba haladó impulzust fogom vizsgálni, vagyis alkalmazom az egyirányú impulzus terjedési egyenletet (*Unidirectional Pulse Propagation Equation, UPPE*), amellyel az (5) egyenlet a (6) alakba 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 törésmutatója, P^{NL} a nemlineáris anyagi polarizáció [14].

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

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 képes 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 nyalábtérrelése során az egyetlen alkalmas optikai elem az optikai tükör, nyalábok fókuszálására és kollimálására pedig a gömbtükör alkalmas.

Ezen elemek fázistolását a ... 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 [15].

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

A lézerrendszerek fejlődésével egyre nagyobb energiájú ultrarövid impulzusok, és így egyre nagyobb csúcsintenzitás vált elérhetővé, amely révén az impulzusok térerőssége már nem elhanyagolható az atom belsejében mérhető elektromos térhez képest [1]. Így az anyag polarizációja az impulzus térerősségétől már nem lineáris módon függ, vagyis az impulzus az anyagban mérőben eltérően terjed a kis intenzitású, lineáris terjedéshez képest.

2.2 Nemlineáris impulzusterjedés

Kis intenzitású impulzusok esetén az elektromostér nem változtatja meg az anyag választ. Ennek következtében a kimenő elektromos térerősség lineárisan fog függeni a bemenő térerősségtől, vagyis a nem-mágneses anyag leírható egy $H(\Omega)$ átviteli függvénnyel, amely adott anyag esetén teljes mértékben karakterizálható a $\chi(\Omega)$ frekvenciafüggő elektromos szuszceptibilitással. Ultrarövid impulzusok esetén azonban az elektromos térerősség gyakran olyan erősséget ér el, amely esetén a fény-anyag kölcsönhatás már nemlineáris. Ez a hullámegyenlet szempontjából azt jelenti, hogy az anyag lineáris polarizáción túl nemlineáris polarizáció formája is a beeső nagy intenzitású fény hatására. A nemlineáris optikai folyamatok leírásához tekintsük most az (6) hullámegyenlet jobb oldalán megjelenő polarizációs tagot, és használjuk a korábban említett lineáris polarizációra vonatkozó feltevést. Ekkor az anyagi polarizáció felírható

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

alakban, ahol P^L az anyagi polarizáció külső elektromos tértől lineárisan függő része, míg P^{NL} a magasabb rendű függéseket tartalmazó része.

A nemlineáris optikai jelenségeket szokás az alapján csoportosítani, hogy a jelenség rezonáns vagy nemrezonáns. Rezonáns nemlineáris optikai jelenség esetén az anyag két energia-nívója közötti energiakülönbség közel megegyezik a fény fotonenergiájával. Erre példa a telítődő abszorpció jelensége, amikor a beérkező fény fotonfluxusa meghaladja az anyag által elnyelni képes mennyiséget, így részben átlátszóvá válik. A nemrezonáns nemlineáris optikai jelenségek olyan jelenségek, amelyek esetén nem teljesül az előbbi feltétel, a beérkező fény elektromos tere összemérhetően nagy az atomban lévő Coulomb kölcsönhatásból adódó elektrosztatikus térerősséggel, és így az anyagi polarizáció az elektromos térerősség magasabb hatványaitól is függeni fog. Ilyen nemlineáris optikai jelenségek a másodharmonikus keltés és az önfázismoduláció is. Szélessávú impulzusok esetén mindkét típusú jelenség felléphet. Dolgozatomban azokat az eseteket vizsgálom, amikor rezonáns nemlineáris jelenség nem lép fel. 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 rezonáns nemlineáris optikai effektus során az időfüggő anyagi polarizáció az alábbi alakú:

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

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 Harmonic 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 $\chi^{(n)} = 0$, amely következtében a másodrendű (és a magasabb páros rendű) folyamatok nem lépnek fel.

Az anyagban nem azonnali módon játszódnak le a folyamatok. Az n -ed rendű polarizáció nem azonnali folyamatok esetén felírható a

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

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

A hullámegyenlet 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 hullámegyenletet egyszerűbb alakra, egy elsőrendű differenciálegyenletre lehet alakítani:

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

ahol $P^{NL} = \mathcal{P}^{NL} \cdot e^{i\omega_v t}$. A (12) feltétel szétbontása és transzformálása az impulzus körhullámszám és körfrekvencia spektrumára megmutatja, hogy az csak keskeny sávú impulzusok esetén lesz érvényes. Mivel a modern lézertechnológia lehetővé teszi rendkívül rövid, akár egyciklusú impulzusok előállítását is, ezért azok tárgyalásához egy jobb közelítés szükséges, amely igényt a SEWA elégít ki. Ez a közelítés 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 írható 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, hogyha a nemlineáris polarizáció időben gyorsan változik, akkor a SEWA közelítésben több fizikai jelenség jelenik meg, mint a SVEA közelítésben. Amennyiben az anyagban a nemlinearitást csak egy fényimpulzus hozza létre, akkor az anyag teljes harmadrendű nemlineáris polarizációja:

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

ahol a második tag a harmadik harmonikus keltést írja le. Az anyag áttetsző spektrális tartományában a $\chi^{(3)}$ valós mennyiségnek tekinthető. A (18) kifejezés hasonló felépítésű, mint az anyagi polarizáció lineáris része, így érdemes ezeket összevonni:

$$\begin{aligned} P^{L+NL} &= \epsilon_0 \chi^{(1)} \frac{1}{2} \mathcal{E} e^{i\omega_v t} + \epsilon_0 \chi^{(3)} \left(\frac{3}{8} |\mathcal{E}|^2 \mathcal{E} e^{i\omega_v t} + \frac{1}{8} \mathcal{E}^3 e^{3i\omega_v t} \right) \\ &= \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} + \frac{\chi^{(3)}}{4} (3|\mathcal{E}|^2 + \mathcal{E}^2 e^{2i\omega_v t}) \right) \frac{1}{2} \mathcal{E} e^{i\omega_v t} \\ &= \epsilon_0 \chi(\mathcal{E}, t) \frac{1}{2} \mathcal{E} e^{i\omega_v t}. \end{aligned} \quad (19)$$

Ezen a ponton érdemes elhagyni a harmadik harmonikus keltést, amelyet fizikailag az alapoz meg, hogy a későbbiekben vizsgálandó spektrális tartományon ennek hatásfoka elhanyagolható. Ezt követően az anyag törésmutatója:

$$\epsilon_r = 1 + \chi(\mathcal{E}, t) = 1 + \chi^{(1)} + \frac{3}{4} \chi^{(3)} |\mathcal{E}|^2 \quad (20)$$

$$\begin{aligned} n = \sqrt{\epsilon_r} &= \sqrt{1 + \chi^{(1)} + \frac{3}{8} \chi^{(3)} |\mathcal{E}|^2} \approx n_0 + \frac{1}{2n_0} \frac{3}{4} \chi^{(3)} |\mathcal{E}|^2 = n_0 + \bar{n}_2 |\mathcal{E}|^2 \\ &= n_0 + n_2 I(t) \end{aligned} \quad (21)$$

ahol n_2 a nemlineáris törésmutató, amely mértékegységét jellemzően cm^2/TW -ban szokás megadni, értéke például ömlesztett kvarc esetén 800 nm hullámhosszon $n_2 = 2,4 \cdot 10^{-4} cm^2/TW$ [16]. A törésmutató az intenzitásfüggés eredményeképpen tér- és időfüggő mennyiséggé válik. Az időbeli változás miatt az impulzus csörpölt lesz, a térbeli (transzverzális) változás a nyalábra pozitív lencseként hat. Az előbbi önfázismodulációt és self-steepeninget, az utóbbi pedig önfókuszálást okoz. Az említett harmadrendű folyamatokat az alábbiakban fogom bemutatni, és a matematikai tárgyaláshoz a korábban leírt (13) SVEA és (17) SEWA közelítéseket fogom felhasználni.

2.2.1. Önfázismoduláció (Self-Phase Modulation, SPM)

A törésmutató intenzitásfüggése miatt az impulzus különböző intenzitású része különböző fázis sebességgel fognak terjedni, így azok között fáziskülönbséget hoz létre, azonban az időbeli intenzitásprofilját nem befolyásolja. Ez az impulzus spektrális képében azt eredményezi, hogy újabb spektrális komponensek jelennek meg, így a Fourier-transzformáció limitált időbeli hossz lecsökken. A matematikai leírást tekintve, már SVEA közelítés is tartalmazza az önfázismodulációt, vagyis a jelenség hosszú impulzusok esetén is megjelenik. Érdekes megjegyezni, hogy ezen közelítés során ez az egyetlen időbeli nemlineáris jelenség, amely fellép, vagyis keskeny sáv szélességű impulzusok esetén csak az önfázismoduláció jelenik meg.

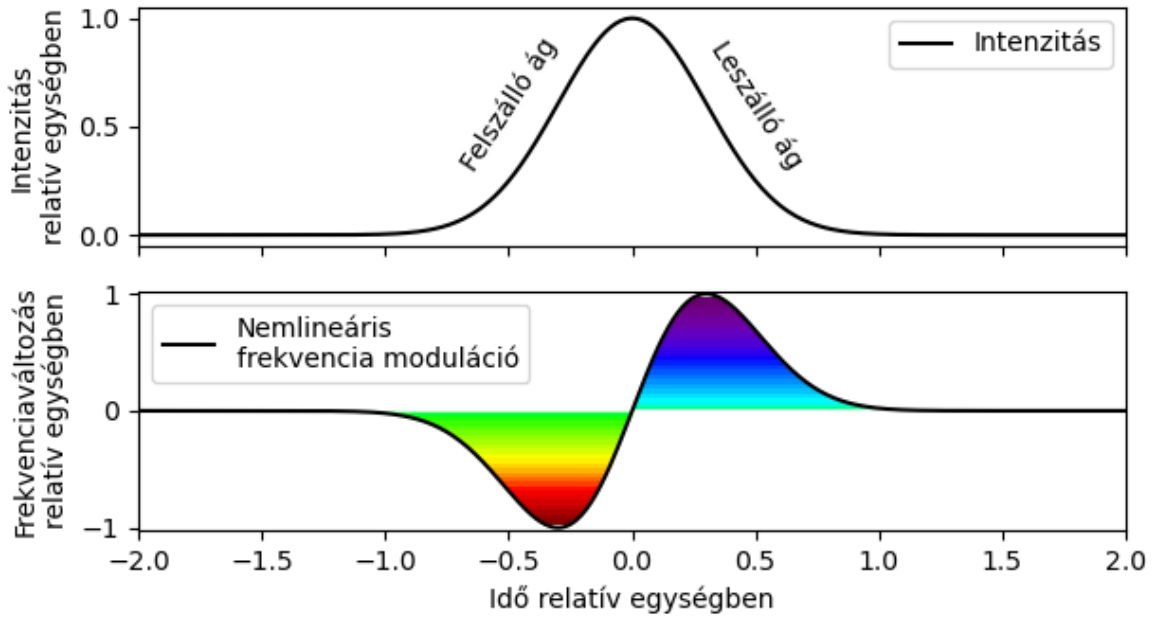
A (11) SVEA közelítő hullámegyenletbe behelyettesítve a (18) harmadrendű nemlineáris polarizációját, megkaphatjuk, hogy az önfázismoduláció fázistolása a

$$\varphi_{SPM}(t) = -\frac{\omega_v}{c} n_2 I(t) d, \quad (22)$$

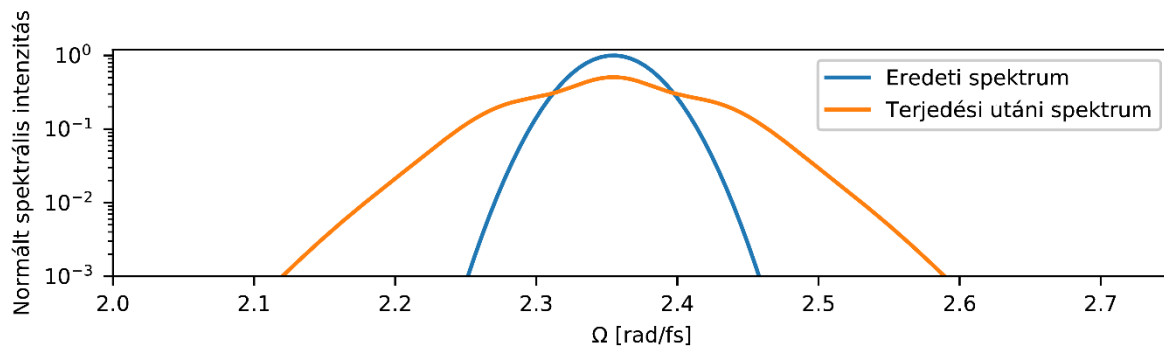
alakot veszi fel, míg a pillanatnyi körfrekvencia eltolódása

$$\delta\omega_{SPM}(t) = \frac{d\varphi_{SPM}}{dt} = -\frac{\omega_v}{c} n_2 \frac{dI(t)}{dt} d, \quad (23)$$

ahol d a közeg vastagsága. Az önfázismoduláció miatt bekövetkező pillanatnyi körfrekvencia eltolódást és a spektrum kiszélesedését a 3. és 4. ábrán lehet látni.



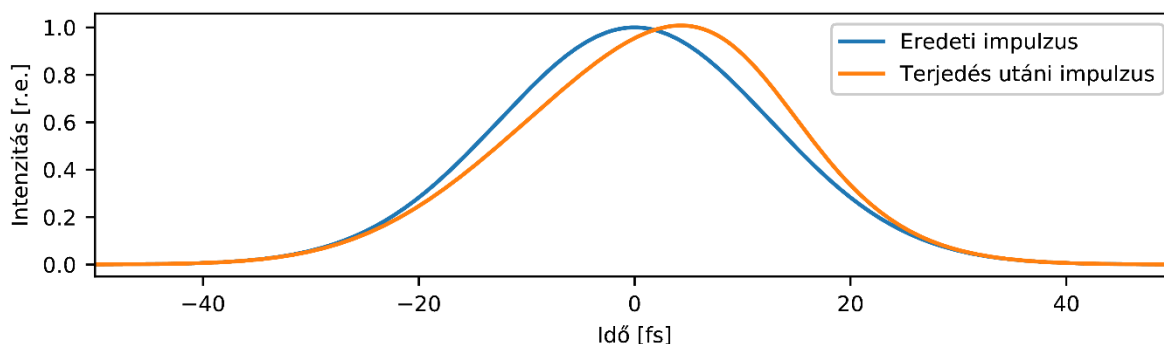
3. ábra. Körfrekvencia eltolódása az önfázismoduláció hatására egy Gaussos impulzus esetén



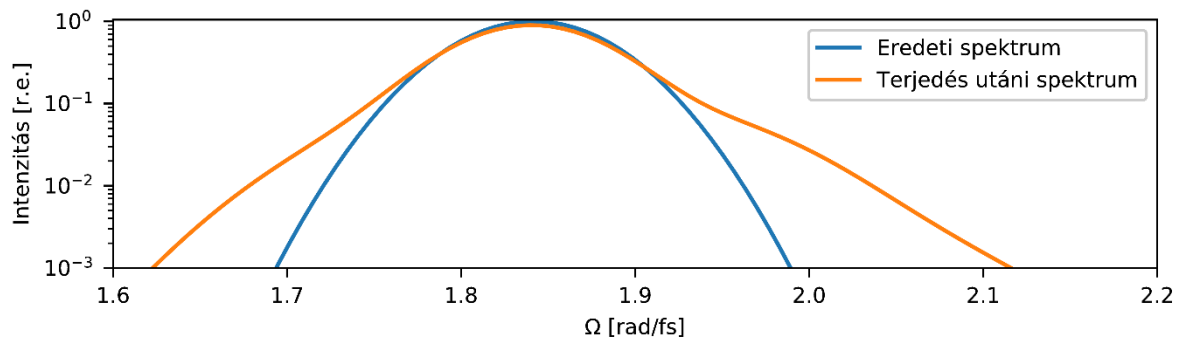
4. ábra. Az önfázismoduláció által kiszélesedett spektrum (narancssárga) összehasonlítva az eredeti spektrummal (kék). Jól látható, hogy a spektrális kiszélesedés a frekvenciaterben szimmetrikus. Az eredeti impulzus adatai: 800 nm központi hullámhossz, Gaussos intenzitásprofil, 60 fs FWHM időbeli hosszúság, 1 mJ energia, 0,2 mm nyalábsugár.

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, hanem azt numerikusan kell vizsgálni. Mivel a self-steepening a valóságban sem jelenik meg önmagában, ezért érdemes az önfázismodulációval együttes hatását vizsgálni. A jelenségek együttes hatását az impulzus időbeli és spektrális alakjára az 5. és 6. ábrán lehet látni. Összehasonlítva csak az önfázismoduláció hatásával, a SS az impulzus időbeli 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 hullámhossz pedig eltolódik a rövidebb hullámhosszak irányába. A jelenség úgy értelmezhető, hogy a csoportsebesség intenzitásfüggővé válik, és emiatt az impulzus eltérő intenzitású részei különböző sebességgel terjednek.



5. ábra. Az eredeti 800 nm központi hullámhosszú, 30 fs időbeli hosszúságú, 0,1 mJ energiájú, 0,25 mm nyalábsugarú impulzus időbeli alakja (kék), illetve 100 μ m ömlesztett kvarcbeli terjedés utáni impulzus időbeli alakja (narancssárga). 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.



6. ábra. Az eredeti 800 nm központi hullámhosszú, 30 fs időbeli hosszúságú, 0,1 mJ energiájú, 0,25 mm nyaláb-sugarú impulzus spektrális képe (kék), illetve 100 μm ömlesztett kvarcbeli terjedés utáni impulzus spektrális képe (narancssárga). A spektrális alakokból jól látható, hogy a self-steepening bevezetésének következtében az önfázismoduláció frekvenciatérbeli szimmetrikus szélesedését megtöri, további nagyfrekvenciás komponenseket hoz létre.

2.2.3. Önfókuszálás (*Self-focusing*, SF)

A törésmutató intenzitás-függése nem csak az impulzus időbeli alakját változtatja meg, hanem annak transzverzális térbeli eloszlását is. Pozitív nemlineáris törésmutató esetén ez azt jelenti, hogy a nyaláb nagy intenzitású helyein a törésmutató nagyobb lesz, mint a kis intenzitású helyeken. Ennek következtében a nyaláb térbeli fázisa torzulást szenved. Amennyiben a nyaláb nagy intenzitású része az optikai tengelyen található (például egy Gauss nyaláb esetén), akkor ennek hatására a nyaláb keresztmetszete elkezd lecsökkenni. Ezt a jelenséget nevezzük önfókuszálódásnak, amely a Kerr-effektus térbeli manifesztációja. Térben inhomogén eloszlású nyaláb esetén azonban az önfókuszálás lokális csúcsok kialakulásához vezet, amely annak további kísérleti felhasználási lehetőségeit csökkenti.

Habár az önfókuszálást a nagyintenzitású lézerrendszerekben tipikusan próbálják elkerülni, léteznek alkalmazások, amelyek esetén jól hasznosítható. Jó példa erre a Kerr lencsés módusszinkronizálás. 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.

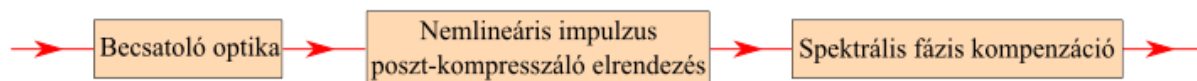
2.3. Nemlineáris impulzus poszt-kompresszió

A néhány ciklusú lézerimpulzusokat a természettudományos kutatásokban széles körben alkalmazzák. Ilyen alkalmazási területek többek között a nagy intenzitást igénylő folyamatok, mint például a plazmafizikai, illetve az attoszekundumos impulzuskeltést érintő kutatások, az elektronok atomokban, molekulákban és szilárdtestekben kialakuló dinamikájának meghatározása, vagy a nanostruktúrák vizsgálata [1]. Érdemes továbbá megemlíteni, hogy az ismétlési frekvencia és az átlagteljesítmény utóbbi években tapasztalható növekedésével az ipari alkalmazások száma is meredeken emelkedik. Az energetikus impulzusok előállítása az egyre nagyobb, komplikáltabb és költségesebb erősítő fokozatok felépítésével lehetséges, ugyanakkor ezek az erősítés folyamata révén korlátozzák az impulzusok sávszélességét, és ezáltal az elérhető legrövidebb impulzushosszt. Számos alkalmazás esetén az impulzusok nagy intenzitása mellett a néhány, vagy egy optikai ciklusra összenyomott hullámcsomagokra van szükség a nemlineáris folyamatok dinamikájának vizsgálatához. A lézeraktív közegek limitált spektrális

sávszélessége miatt azonban a néhány- és egyciklusú impulzusok előállítása a közeli infravörös tartományon közvetlenül az erősítő rendszerekkel tipikusan elérhetetlen.

Erre megoldást jelent az erősített impulzusok poszt-kompresszállása, amely nemlineáris optikai folyamatok útján új frekvencia komponenseket hoz létre, így jóval rövidebb impulzusokat tudunk elérni a spektrális fázis nemlineáris folyamatokat követő kompenzálásával. Ezen elrendezések jellemzően az eddig bemutatott fizikai jelenségeken alapulnak, vagyis az önfázismoduláción, a self-steepeningen, az önfókuszáláson, a diszperzió és a diffrakción. Továbbá különösen nagy intenzitások esetén kihasználják az közegbeli ionizációt is, például ionizációval támogatott önfázismoduláció (*ionization enhanced self-phase modulation* [17]). Az utóbbi folyamat megjelenése esetén az energiaveszteség azonban jelentősen megnő, valamint a spektrális fázis nehezen visszakompenzálhatóvá válik, így szub-2 ciklusú impulzust nem lehet elérni. A spektrális kiszélesedést követően a teljes spektrális fázistolást kompenzálni kell, amit jellemzően csörpölt (fázismodulált, dielektrikum rétegzésű) tükrök segítségével [18, 19] szoktak elvégezni. Finomabb diszperzió-kompenzáláshoz megfelelő spektrális-fázis karakterisztikájú anyagú ékpáron kell tovább terjeszteni. Ilyen anyag például ADP kristály vagy ömlesztett kvarc.

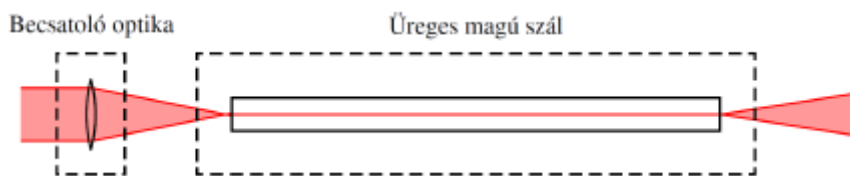
A poszt-kompresszálló elrendezések blokksémája a 7. ábrán látható. Az ilyen elrendezéseket az alapján különböztetjük meg, hogy milyen közegben megy végbe a nemlineáris folyamat: üreges magú szálban (*hollow core fiber, HCF*), többátmenetes cellában (*multipass cell, Herriott cell*) vagy vékony lemezek sorozatában (*multiple thin plates*). Az impulzus spektrumának jelentős szélesítése filamentáció segítségével is lehetséges, azonban jellemzően alacsonyabb energián végezhető el, és az impulzus spektrális fázisának kompenzálása rendkívül nehézé válhat. Azonban kísérleti vizsgálatok megmutatták, hogy a filamentáció során a kónikus emisszió révén létrejövő külső gyűrűben az impulzus önkompresszállódik, vagyis további fáziskompenzáció nélkül is közel van a Fourier-transzformáció limitált hosszhhoz [20]. A poszt-kompressziós elrendezéseket lehet több egymást követő fokozatban is alkalmazni, illetve vizsgálták már különböző metódusok kombinációit is [21, 22, 23].



7. ábra. A nemlineáris poszt-kompresszálló elrendezések általános blokksémája.

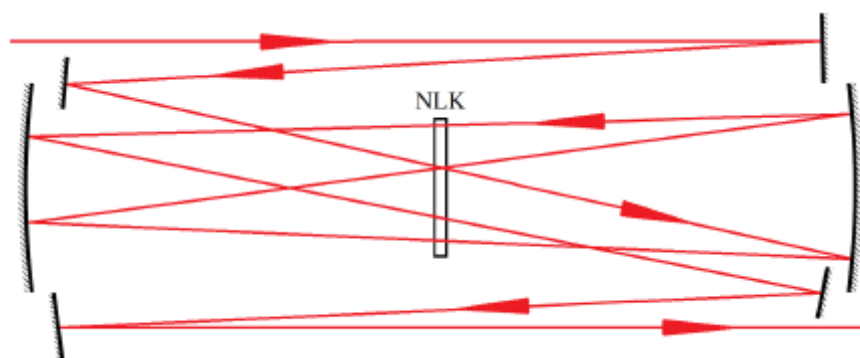
A HCF alapú elrendezések esetén az üreges magú optikai szál magja nemesgázzal, vagy molekuláris gázzal van feltöltve [24]. Annak megoldására, hogy a fény a szál magjában terjedjen annak ellenére, hogy a cladding törésmutatója nagyobb a magénál, a szálat kifeszítik. Ekkor a HCF görbületi sugara a több kilométert is elérheti, amely révén annak transzmissziója ideális esetben kis bemeneti sávszélesség esetén nagyobb is lehet mint 80% [25]. Az ilyen elrendezést kifeszített rugalmas üreges magú szálnak (*stretched flexible hollow core fiber, SF-HCF*) nevezik. Ilyen elrendezéssel rendkívül nagy kompressziót el lehet érni (akár 15-ös faktor), azonban a transzmisszió csak tipikusan 50% körüli értékű [21, 25]. A hullámvezetőben való terjedésnek köszönhetően a kimeneten kiváló nyalábminőség érhető el. Mivel az SF-HCF-ek esetén a magátmérő néhányszor száz mikrométer nagyságrendjébe esik, azok különösen érzékenyek a becsatolásra, illetve a nyalábok instabilitásaira. Több mJ energiájú impulzusok esetén az optikai szál hossza több méter is lehet, így az elrendezés által elfoglalt nagy hely is nehézséget okozhat a gyakorlatban [26]. Az optikai szálban való terjedés a magban az impulzusok energiáját jelenleg néhányszor 10 mJ-ban maximálja, azonban a további felskálázás jelenleg is aktívan kutatott

terület [26, 27]. Ezen felül a nemesgázok diszperziója kisebb, mint a levegőnek, így a szálban való terjedés során az impulzus nem szenved el nagy lineáris fázistolást, amit később kompenzálni kell. Egy tipikus SF-HCF elrendezés sematikus képe a 8. ábrán látható.



8. ábra. SF-HCF alapú poszt-kompressziós elrendezés sematikus felépítése.

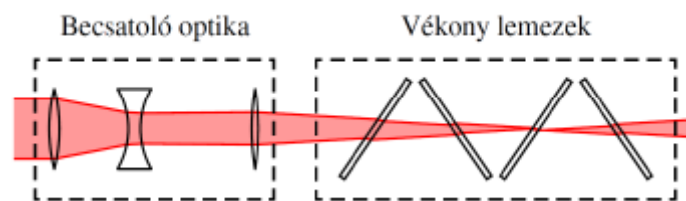
A többátmenetes cella, amely sematikusán a 9. ábrán látható, nagy figyelmet kapott az elmúlt években az ipar számára gyártott nagy ismétlési frekvenciájú és nagy átlagteljesítményű ultragyors lézereken való alkalmazhatósága miatt. Az elrendezés úgy épül fel, hogy egy rezonátorban elhelyeznek egy vagy több vékony nemlineáris közeget (például ömlesztett kvarcot, melynek jellemző vastagsága nagyjából egy milliméter), vagy vákuumkamrában helyezik el a rezonátort és valamilyen nemesgázzal töltik fel azt [28, 29]. Az utóbbi esetben a gáz nyomásának változtatásával lehet hangolni annak nemlineáris törésmutatóját és ezzel a spektrális szélesedés mértékét [30]. További kontrollt jelent a spektrális fázisban és a szélesedésben, ha a cella gömbtükröi csörpölt bevonatúak [29]. A rezonátorba becsatoláskor az impulzus térbeli módusát illeszteni kell a rezonátor saját módusához, amely révén a cella hullámvezetőhöz hasonlóan viselkedik, ezáltal a kimenő nyaláb transzverzális eloszlása és spektrális homogenitása is kiváló lesz. Az elrendezés hátránya, hogy a bemenő impulzus energiájának növelésével a rezonátor tükrök méretét és azok távolságát is növelni kell annak érdekében, hogy az impulzus ne ronsolja azokat [28]. A rezonátor gömbtükrökének sávszélessége az ultra-szélessávú impulzusok előállításánál különösen kritikus. Emiatt főképpen itterbium (Yb) adalékolt lézeroszcillátorokból illetve erősítő fokozatokból, illetve más keskenysávú lézerezősítőkből származó impulzusok esetén alkalmazzák.



9. ábra. A többátmenetes cella sematikus ábrája, ahol az NLK a nemlineáris optikai közeget jelöli. Jellemzően több tízszer halad át a nyaláb a nemlineáris közeget, itt az átláthatóság kedvéért csak néhányat rajzoltam be. A gömbtükrök mellett lévő síktükrök és gömbtükrök a cellába, illetve az abból való kicsatolást szolgálja. Ekkor a gömbtükrökre a jobb módus illesztés miatt van szükség.

A vékony dielektrikum lemezek sorozatán alapuló kompresszor esetén az impulzus több vékony optikai közegen (jellemző vastagságuk néhány száz mikrométer) halad át, amelyek között az impulzus levegőben vagy vákuumban tud terjedni, amit sematikusán a 10. ábra mutat be. Mivel a lemezek kellően vékonyak, az impulzus az önfokuszálódás ellenére sem éri el a filamentációhoz vagy végső esetben az anyag károsodásához szükséges intenzitást, miközben az

SPM és a SS hatására a spektrális szélesedés bekövetkezik. Az optikai közeg vastagsága befolyásolja az impulzus által akkumulált diszperziót és az önfókuszálódás mértékét. A lemezbeli önfókuszálódás és a lemezek közötti térben fellépő diffrakció következtében a nyaláb lefókuszálódik, majd újra kitágul. Amikor a kitágulás következtében a nyaláb intenzitása kellő mértékben lecsökken, behelyezünk egy újabb lemezt, amelyben ugyanez a folyamat játszódik le. Ennek az elrendezésnek az előnye, hogy több joule impulzusenergia esetén is használható kicsiny energiaveszteség mellett¹ [31], így az egyetlen elérhető poszt-kompressziós elrendezés ezen az energia tartományon. A korlátozást ennél a módszernél a nagy apertúrák vékony lemezek elérhetősége és mechanikai problémái jelenthetik. Továbbá fontos megemlíteni, hogy az impulzus térbeli profilja erősen befolyásolja a spektrális szélesedést a nyaláb keresztmetszete mentén, amely erős tér-időbeli csatolódásokhoz vezethet, amely csökkenti a kísérletekben való felhasználhatóságot.



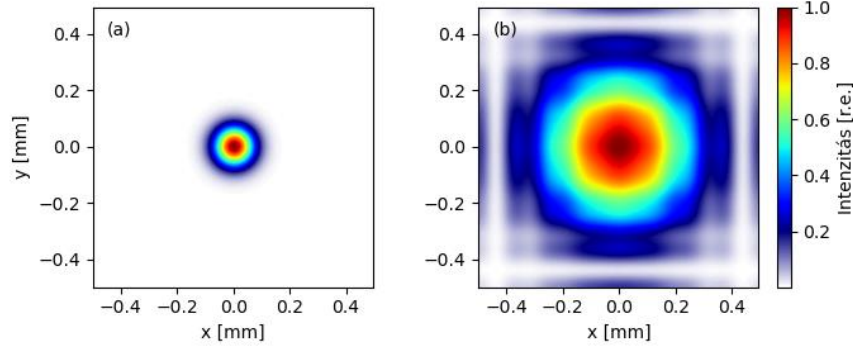
10. ábra. A vékony lemezek sorozatán alapuló poszt-kompresszálo elrendezés sematikus felépítése. Az ábrán elhelyeztem egy teleszkópot, amellyel a nyaláb keresztmetszetét lehet állítani.

2.4. Nagy nyalábok terjesztésének problémái

A nagy energiájú impulzusok poszt-kompressziója során az egyik legnagyobb kihívás az optikai elemek károsodásának megakadályozása. Mivel az optikai roncsolás elsősorban a nyaláb energiasűrűségével arányosan jelenik meg [32], ezért a nyalábméretet megfelelően nagynak kell megválasztani az optikákon. Ez a gyakorlatban azt jelenti, hogy akár 100 – 150 mm átmérőjű optikák használata is szükségessé válik.

Numerikus számolásoknál a lineáris terjesztés során a (7) kifejezést használjuk, vagyis a 3 dimenziós $E(k_{x,l}, k_{y,m}, \omega_n)$ elektromos amplitúdó spektrumot reprezentáló tömböt besorozzuk egy fázisfaktoral. Mivel a nyaláb transzverzális eloszlását szeretnénk vizsgálni, ezért a fázisfaktoral való szorzás előtt és után diszkrét Fourier-transzformálni (DFT) kell az elektromos teret reprezentáló tömböt. A DFT során a rács méretének és felbontásának megfelelő megválasztása kritikus probléma, mivel nem megfelelő paraméterek esetén a terjedés helytelen eredményt fog adni. A hiba arra vezethető vissza, hogy a Fourier-térben két szomszédos potbeli fázistolás közti különbség nagyobb, mint 2π , ami a valós térben a 11. ábrán látható interferenciaszerű módon jelenik meg.

¹ Ez abban az esetben teljesül, ha lineárisan poláros az impulzus, és a lemezekbe Brewster-szög alatt esik be, valamint vastagabb lemezek esetén anti-reflexiós réteggel van ellátva. Ellenkező esetben a reflexiós veszteségek miatt nagyban lecsökken a rendszer transzmissziója.



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

Nagy nyalábok fókuszálása és propagáltatása során hasonló probléma jelenik meg, mivel a tükrökön nagy méretű rács szükséges, a fókusz környékén pedig magas felbontású rács. Ez a dolgozat későbbi fejezetében vizsgált poszt-kompressziós elrendezés esetén $2^{20} \times 2^{20} \times 2^{10} \approx 1,126 \cdot 10^{15}$ adatpontot igényelne, amely *complex128* adattípus esetén közel 8 PiB memória igényt jelentene, amely kielégítése hatalmas technológiai kihívás lenne.

2.5. Szimulációs háttér

Az előző szakaszban tárgyalt problémára megoldást jelent a fejlett Fourier-transzformáció (*Advanced Fourier-Transform, AFT*) [15, 33], amely lényege, hogy a transzformáció során kifaktorizáljuk a fázistolás másodrendű tagját. Valamint létrehozunk egy új rácsot, amelynek a méretét a kifaktorizált másodrendű fázis határozza meg, és amely olyan méretű, hogy a vizsgált diszkrétizált mennyisége megfelelően felbontású legyen és az ne lógjon le a rácsról. Vagyis egy $\mathcal{E}^*(x, y, \omega)$ elektromos amplitúdó tömb esetén, ha annak fázis $\Phi(x, y, \omega) = \varphi_{res}(x, y, \omega) + \frac{\alpha}{2}(x^2 + y^2)$ alakban felírható, akkor a kétdimenziós fejlett Fourier-transzformáció [15]:

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

és

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

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

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

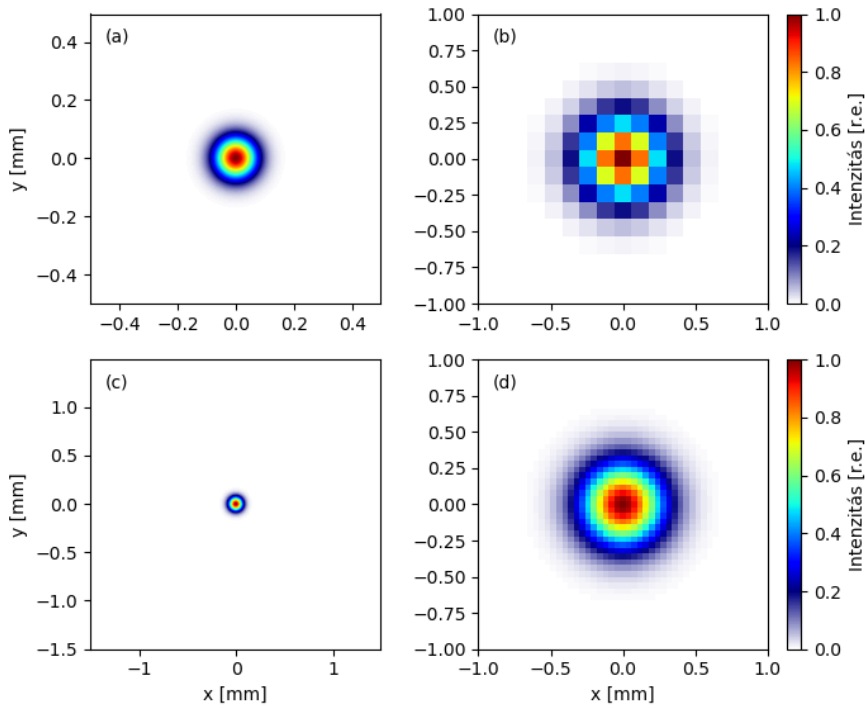
lesz, ahol dk_x a DFT-vel nyerhető körhullámszám-rács lépésköze, dx pedig az eredeti térbeli rács lépésköze. Az inverz fejlett Fourier-transzformáció a (24) és (25) egyenletekhez hasonlóan írható fel. Legyen a kiindulási elektromos tér amplitúdója $\mathcal{E}^*(k_x, k_y, \omega)$ és a fázisa pedig $\Psi(k_x, k_y, \omega) = \psi_{res}(k_x, k_y, \omega) + \frac{\beta}{2}(k_x^2 + k_y^2)$ 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 11. ábrán látható paramétereket használva AFT segítségével megkaphatjuk a helyes, hibával nem terhelt eredményt is, amit a 12. 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 ebben az 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 a nagyságával arányos, ezért az AFT utáni rács felbontása az eredeti rács nagyságával lesz arányos.



12. ábra (a) 0,1 mm sugarú diffrakciólimitált Gaussos nyaláb az FFT-vel történő számoláshoz optimális rács paraméterekkel. (b) A nyaláb 15 cm terjedést követően az FFT-vel történő számoláshoz optimális rács paraméterekkel. (c) 0,1 mm sugarú diffrakciólimitált Gaussos nyaláb az AFT-vel történő számoláshoz optimális rács paraméterekkel. (d) A nyaláb 15 cm terjedést követően az AFT-vel történő számoláshoz optimális rács paraméterekkel.

3. Motiváció és célkitűzés

A 10 mJ feletti energiájú impulzusok utólagos időbeli összenyomása nagy kihívást jelent minden spektrális tartományon. Különösen nagy igény alakult ki a néhány- és egyciklusú időbeli hossza történő összenyomásra, amely ilyen impulzusenergiák esetén a már standardnak számító elrendezésektől eltérő megoldásokat kíván meg. Az ultrarövid impulzusok poszt-kompresszióját emiatt a kísérletek mellett intenzíven tanulmányozzák numerikus szimulációk, [34] illetve gépi tanulás segítségével is [35], Ezek hátránya általában, hogy egy-, vagy kétdimenziós vizsgálatok, amelyekkel csak az impulzus spektrális kiszélesedését, esetleg henger-szimmetrikus eloszlását lehet tanulmányozni. Következésképpen, az ilyen rendszerekben fellépő tér- és időbeli csatolódások, különösképpen az inhomogén bemeneti nyalábprofilok esetén, rejtve maradnak.

Az ELI-ALPS-ban található SYLOS Experimental Alignment (SEA) lézerrendszerhez tervezett vékony lemezek sorozatán alapuló poszt-kompressziós elrendezést jelenleg is kísérleti tesztelés alatt áll. A lézer kimenetén mérhető térbeli intenzitáseloszlás meglehetősen részletgazdag, a nagyenergiás lézerrendszerek pumpalézereire jellemző inhomogenitásokat tartalmaz. Emiatt a nemlineáris optikai kölcsönhatás során az önfokuszálódás révén a lokális intenzitás-csúcsok erősödnek, és térbeli torzulások jönnek létre. A kísérleti elrendezés megfelelően körültekintő tervezésével az ilyen jellegű térbeli modulációk, és a tér- és időbeli csatolódások minimalizálhatók.

A munkám során ezért célom volt egy olyan 3+1D numerikus szimulációs környezet létrehozása, amely segítségével részletesen tanulmányozhatom a SEA lézerrendszer 30 mJ energiájú impulzusainak spektrális kiszélesedését, nyalábprofiljának torzulását és a megjelenő tér-időbeli csatolódásokat vékony lemezes elrendezésben. A numerikus szimulációk felhasználásával lehetőség nyílik a kísérleti megvalósítás során a rendszer működési tartományának megtalálására, valamint későbbi optimalizálására. Továbbá, a kísérleti eredmények értelmezéséhez szintén szükséges a szimulációs eredményekkel történő összehasonlítás, amely révén a releváns fizikai folyamatok jól beazonosíthatók. Végül pedig különösen fontos, hogy a kísérleti eredményekkel validált szimulációt alkalmazva a nagyobb impulzusenergiák esetére vonatkozó feliskálázási trendek is meghatározhatók.

4. Tudományos eredmények

4.1. Szimuláció felépítése

A numerikus szimulációs kód az alapoktól kezdve lett felépítve azzal a céllal, hogy nagy-energiájú impulzus poszt-kompressziót vizsgáljunk. A szimulációt Python programozási nyelven [36] írtam meg, ahol a NumPy [37] és a Numba [38] csomagokat is felhasználtam a számítások felgyorsítására. A vékonylemezek sorozatán alapuló poszt-kompresszió sarkalatos pontja, hogy a nemlineáris és lineáris közeg szétválasztható egymástól, amelyet a szimulációban is érdemes kihasználni. Habár mindkét terjedés leírásához a (6) UPPE egyenletet használom, a lineáris terjedés során a $P^{NL} = 0$, így a differenciálegyenlet analitikusan megoldható, amelynek az eredménye a (7) egyenlet lesz. A nemlineáris közegben, vagyis a vékony lemezekben azonban oldható meg az egyenlet analitikusan, így numerikus megoldót kell alkalmazni. Többféle séma lehetséges az egyenlet megoldására [14], azonban én az osztott lépésű módszert (*split-step method*) választottam. Ennek oka, hogy szemben a többi eljárással, lehetővé teszi a lineáris effektusok analitikus kezelését, míg a nemlineáris hatásokat numerikus módon vesszük figyelembe.



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

Az osztott lépésű módszer lényege, hogy a megoldandó differenciálegyenlet jobb oldalát optimális módon különböző részekre osztja fel, és minden egyes részt egy rész lépésben haddatja a vizsgált mennyiségre az adott forrásnak legjobban megfelelő módszer segítségével. Például a (6) UPPE egyenlet, 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 differenciálegyenlet lineáris forrása, $\mathcal{N}(E, \vec{k})$ pedig a nemlineáris forrása. Ekkor az osztott lépésű módszer értelmében a differenciálegyenletet az alábbi módon két részre szeparáljuk:

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

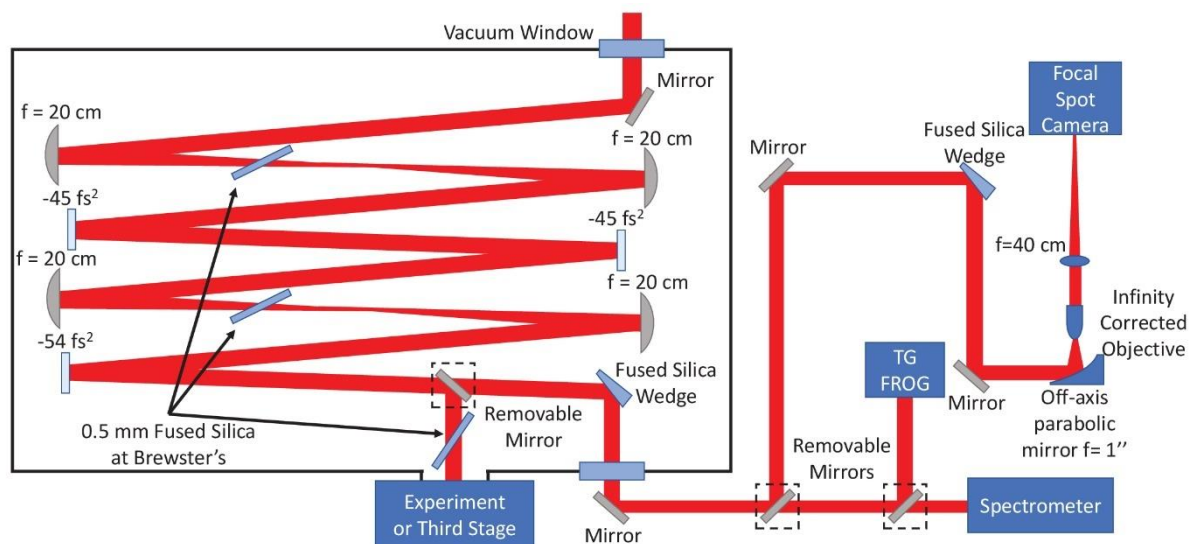
A (22) kifejezés első egyenlete a klasszikus lineáris terjedést írja le, amely analitikus megoldását a (7) formula adja meg a Fourier-térben. A második egyenlet analitikus formában nem oldható meg, így azt numerikus módon kell megoldani. A szimulációban a numerikus megoldást a negyedrendű Runge-Kutta módszerrel [14] határoztam meg.

Az impulzus spektrumának szélesedésében rendkívül fontos szerepet játszik az impulzus eredeti spektruma és spektrális fáza, ezért a szimulációs kódot úgy alkottam meg, hogy kísérletileg mért spektrumot és spektrális fázist is képes bemeneti paraméterként kezelni. Emellett a kísérlettel való jobb egyezés céljából a kódot úgy implementáltam, hogy képes legyen mért nyalábprofillal illetve hullámfronttal is számolni.

A jelenleg elérhető, és a dolgozat témáját képezőhöz hasonló szimulációk legnagyobb limitáló tényezője, hogy a lineáris terjedés és fókuszálás során fellépő kvantálási hibákat csak úgy tudják kiküszöbölni, hogy megnövelik a szimulációs tér pontszámát. Ez azonban a számítás memóriaigényén túl annak futási idejét is jelentősen megnöveli, amely a szimulációs vizsgálatok elvégzését megnehezíti, vagy ellehetetleníti. Ezen probléma megoldására alkalmaztam a fejlett Fourier-transzformációt, amellyel képes vagyok közel tetszőleges nagyságú távolságra propagáltatni a nyalábot közel tetszőleges görbületi sugarú gömbtükör után. Az egyetlen limitáló tényezőt a gépi számábrázolásból adódó numerikus hiba jelenti.

4.2. Szimuláció hitelesítése

Ahhoz, hogy a szimuláció által adott eredményeket megbízhatónak lehessen tekinteni, a szimulációt összehasonlítottam az irodalomban megtalálható kísérletileg mért eredményekkel. Ezen felül az összehasonlítást nagyban segíti, ha a szerzők végeztek szimulációs vizsgálatokat is, amelyek eredményei további összehasonlítási alapot képeznek. Ezen szempontok alapján a [39] cikkben tárgyalt kísérleti és szimulációs eredményeket választottam a szimulációs kódom validálására. A szerzők által használt kísérleti elrendezés a 14. ábra látható.

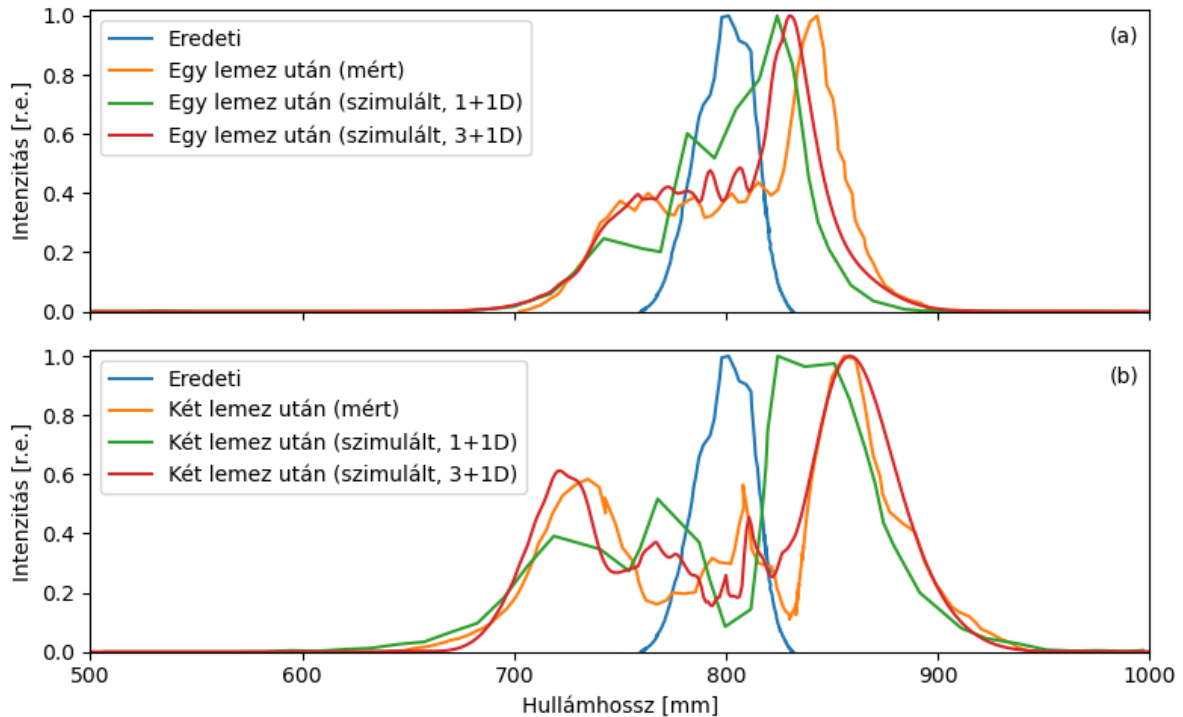


14. ábra. A [39] referenciában használt kísérlet elrendezés. A nyaláb az ábra felső részén lép be a vákuumkamrába, reflektálódik egy síktükörrel, majd egy $f = 20$ cm fókusztávolságú gömbtükörrel fókuszálják, és egy 0,5 mm vastag ömlesztett kvarc lemezen terjesztik át. Ezután egy $f = 20$ cm fókusztávolságú gömbtükörrel kollimálják azt és két $GDD = -45$ fs² csörpölt tükörrel kompenzálják a spektrális fázist. Ezt követően újabb $f = 20$ cm fókusztávolságú gömbtükörrel befókuszálják egy 0,5 mm vastag ömlesztett kvarc lemezbe, majd ismét kollimálják a nyalábot egy $f = 20$ cm fókusztávolságú gömbtükörrel. Ezt követően a spektrális fázist kompenzálják egy $GDD = -54$ fs² csörpölt tükörrel, ami után a nyaláb vagy egy harmadik 0,5 mm vastag ömlesztett kvarc lemezen halad keresztül, vagy egy ömlesztett kvarc ékről vett reflexiót a diagnosztikába vezetik be. Az időbeli karakterizálást egy tranziens rácson alapuló frekvenciabontott optikai kapuzáson (*transient grating frequency resolved optical gating*, **TG-FROG**) [40] alapuló eszközzel végezték, míg a spektrális és térbeli diagnosztikát egy spektrométerrel és egy fókuszfoltot figyelő kamerával oldották meg. Az ábrát a [39] cikkből vettem át.

A kísérletet vákuumban végezték el. A spektrális szélesítéshez három lemezt használtak, amelyek mindegyike 0,5 mm vastagságú és Brewster-szög alatti beesésben helyezték a nyalábvonalba, így minimalizálva a reflexiók veszteségeit. Az egyes lemezeket a fókusztávolság elé helyezték, majd utánuk a nyalábot újra kollimálták és a spektrális fázist csörpölt tükrökkel kompenzálták.

Az egyes lemezek utáni szimulációs és mért eredményeket a 15. ábra ábrán szemléltetem, ahol a szimulációhoz használt szimulációs paramétereket az 1. táblázat táblázatban foglaltam össze. A 14. ábra alapján a szimulált és a mért spektrális szélesedés jól egyezik, tehát a szimuláció a kísérlettel megegyező eredményt tud adni közeli infravörös tartományon, 40 fs időbeli hossz alatt, nem-ionizáló kölcsönhatás esetén. Az egy lemez utáni szélesedés esetén az eltérés elsődlegesen abból adódik, hogy a szerzők nem adták meg, hogy az eredeti intenzitás spektrumot hol mérték, illetve a spektrális fázisról sem adtak részletes információt azon túl, hogy jelentős mennyiségű TOD-t tartalmaz. Mivel ezek a szélesedés jellegét és így a végső intenzitás spektrumot is alapvetően befolyásoló tényezők, ezért a numerikus reprodukáláshoz kulcsfontosságúak. A kísérleti eredményeket prezentáló publikációkban általános problémaként jelenik meg, hogy az egyes impulzusparaméterek mérésének körülményei elnagyoltan kerülnek bemutatásra. Ez a szimulációs és későbbi kísérleti reprodukálást is jelentősen megnehezíti. A két lemezt követő szélesedés esetén ezen hibákon túl a csörpölt tükör fázis-karakterisztikájának eltérése az ideálistól is szerepet játszik. A szimulációban egy véges spektrális sáv szélességű fázistolást alkalmaztam, amely GDD-t és TOD-t tartalmaz. Ezzel szemben a gyártó által megadott, tervezési spektrális fázisprofil, amit a 16. ábra ábra mutatja be, jól látható módon tartalmaz oszcillációkat.

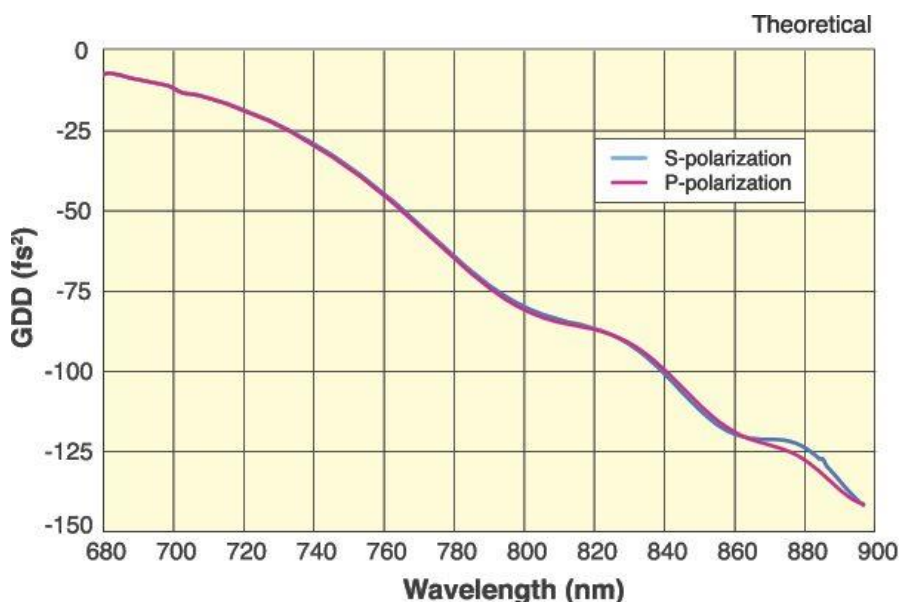
A haramdik lemezben a szélesedést nem tudtam megfelelő egyezéssel reprodukálni, aminek az okát abban látom, hogy az ott lejátszódó szélesedésben már szerepet játszhat az ionizáció. Ez azzal indokolható, hogy a spektrum rövid hullámhosszú tartományán megjelenik az erre utaló mellékcsúcs, továbbá a spektrum kisimul, amely egyáltalán nem jellemző az önfázismoduláció és self-steepening által okozott spektrális szélesedésre. A méréssel és 1+1D szimulációval kapott spektrumok a 17. ábra mutatja be.



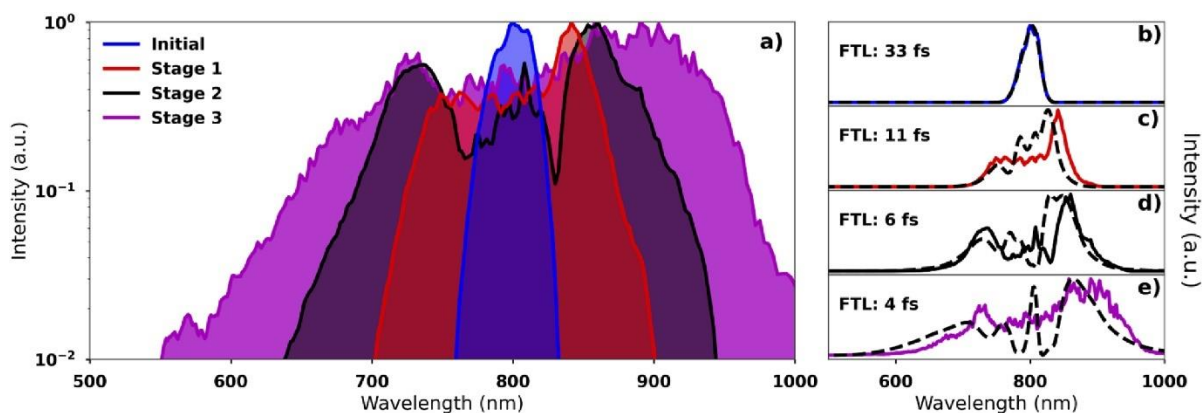
15. ábra. Mért, 1+1D szimulációval és 3+1D szimulációval kapott spektrális szélesedések a [39] kísérlet alapján. A mért és 1+1D szimulált spektrumok a [39] cikkből átvéve. A 3+1D szimuláció távoli zónában számolt tengelymenti spektrum.

Impulzus paraméterek		
Impulzus spektrum		Mért (30 fs FTL)
Impulzus spektrális fázisa	GDD	0 fs ²
	TOD	5 000 fs ³
	FOD	0 fs ⁴
Impulzus energia		950 μJ
Központi hullámhossz		800 nm
Nyalábprofil		Gaussos
Nyalábsugár az első fókuszáló tükrön		6 mm
Szimulációs paraméterek		
Időbeli ablak nagysága		1 ps
Időbeli pontok száma		1024
Kezdeti transzverzális tér ablak mérete		25 mm
Transzverzális tér pontjainak száma		64

1. táblázat. A szimulációhoz használt impulzus paraméterei és a szimulációs tér kezdeti mérete.



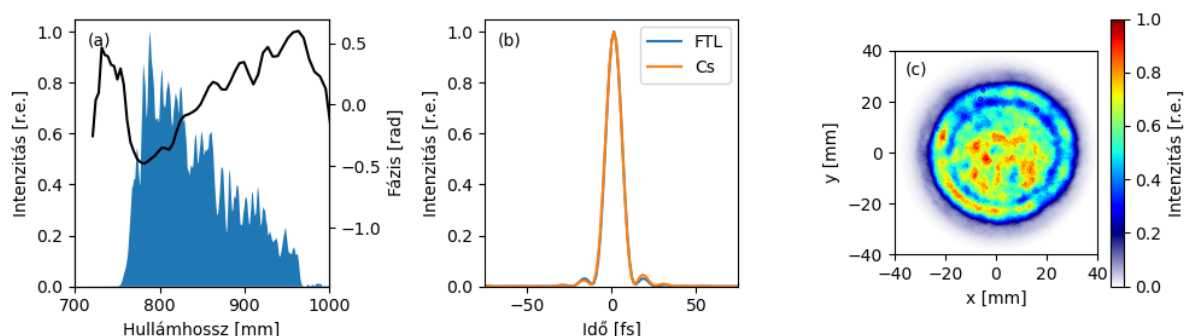
16. ábra. A Newport 10Q20UF.40 csörpölt tükrő által bevitt GDD a hullámhossz függvényében. Jól látható, hogy az általa bevezetett spektrális fázis oszcillációkat tartalmaz. Átvéve [41]-ből.



17. a) A mért intenzitás spektrum a hullámhossz függvényében (kék) kezdetben, (piros) egy fokozat után, (fekete) két fokozat után és (lila) három fokozat után. A jobb oldalon látható folytonos vonallal a mért spektrum, szaggatott vonallal pedig az 1+1D szimuláció eredménye b) eredetileg, c) egy fokozat után, d) két fokozat után és f) három fokozat után. Átvéve [39]-ből.

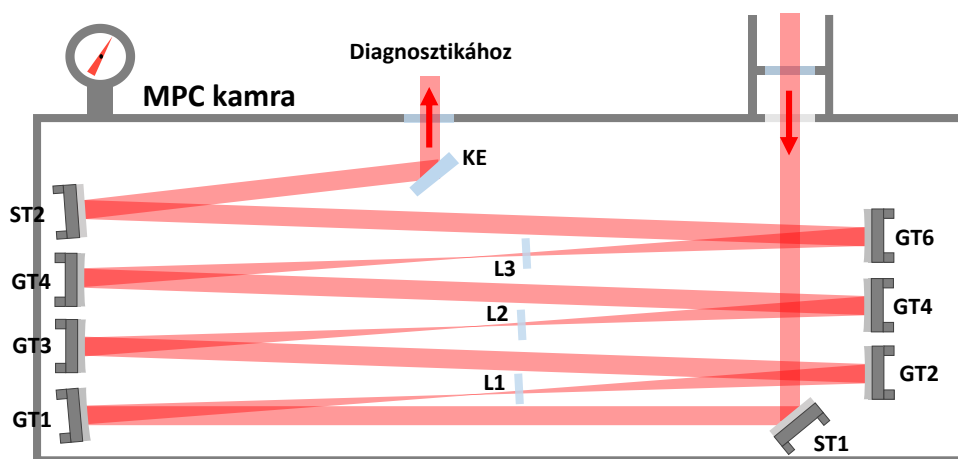
4.3. Tervezett poszt-kompressziós elrendezés bemutatása

Az ELI-ALPS-ben elérhető Sylos Experimental Alignment (SEA) lézer egy nemcollineárisan fázisillesztett optikai parametrikus csörpölt impulzus erősítő fokozatokból (*noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification*, **NOPCPA**) felépülő rendszer, amellyel a rendszer tipikusan 40 mJ impulzusenergiát, sub-15 fs közel Fourier-transzformáció-limitált (**FTL**) időbeli hosszát és 57 mm átmérőjű flat-top nyalábprofilt tud előállítani. Az impulzus központi hullámhossza 825 nm, és spektruma 750 nm-től 960 nm-ig terjed.



18. ábra. Chirp-scan időbeli karakterizálás eredménye (a) spektrálisan és (b) időben a kísérlet tervezett helyén. (c) Közeli térben mért intenzitásprofil teljes energián.

A poszt-kompresszió során a cél, hogy a nyaláb mentén a szélesedés a lehető leghomogénebb legyen és a nyalábprofil a lehető legkisebb torzulást szenvedje el. A tervezett elrendezés három lemezt fog tartalmazni, amelyek között nem végzünk spektrális fáziskompenzációt (18. ábra). Ahogy az az ábráról is látható, minden egyes lemez külön fokozatban van, vagyis mindegyiket követően a nyalábot újra kollimáljuk. Ennek több szempontból is jelentősége van, amelyek közül a legfontosabb, hogy az önfokuszálás által potenciálisan fellépő optikai roncsolást biztosan elkerüljük. Továbbá a nagy térbeli frekvenciával rendelkező komponensek a szabad terjedés révén eldiffraktálnak a következő lemezre, amely révén a nyalábminőség és ezáltal a spektrális szélesedés homogenitása a következő lemezben javítható.



19. ábra. A tervezett poszt-kompressziós elrendezés. GT1-6: 1,5 m fókusz távolságú gömbtükrök, ST1-2: sktükrök, KE: ömlesztett kvacék az impulzus energiájának lecsökkentéséhez, hogy alkalmas legyen diagnosztikai vizsgálatokra.

A 200 μm vastag ömlesztett kvarc lemezek anti-reflexiós bevonattal vannak ellátva 500-1200 nm hullámhossz-tartományon. A lemezek a fókuszok után lesznek elhelyezve, így az ön-fókuszálódásnak és a diffrakciónak ellentétes előjelű hatása lesz. Az elrendezés nagyvákuumban lesz elhelyezve, így elkerülve a levegőbeli nemlineáris terjedést.

A kísérlet folyamán a csúcsintenzitás változtatásával tervezzük hangolni a spektrális szélesedést. Ezt a vékony lemezek optikai tengely mentén való mozgásával lehet elérni. A lemezek fókuszhoz közelebb tolásával nő a csúcsintenzitás, attól való távolítással pedig csökken.

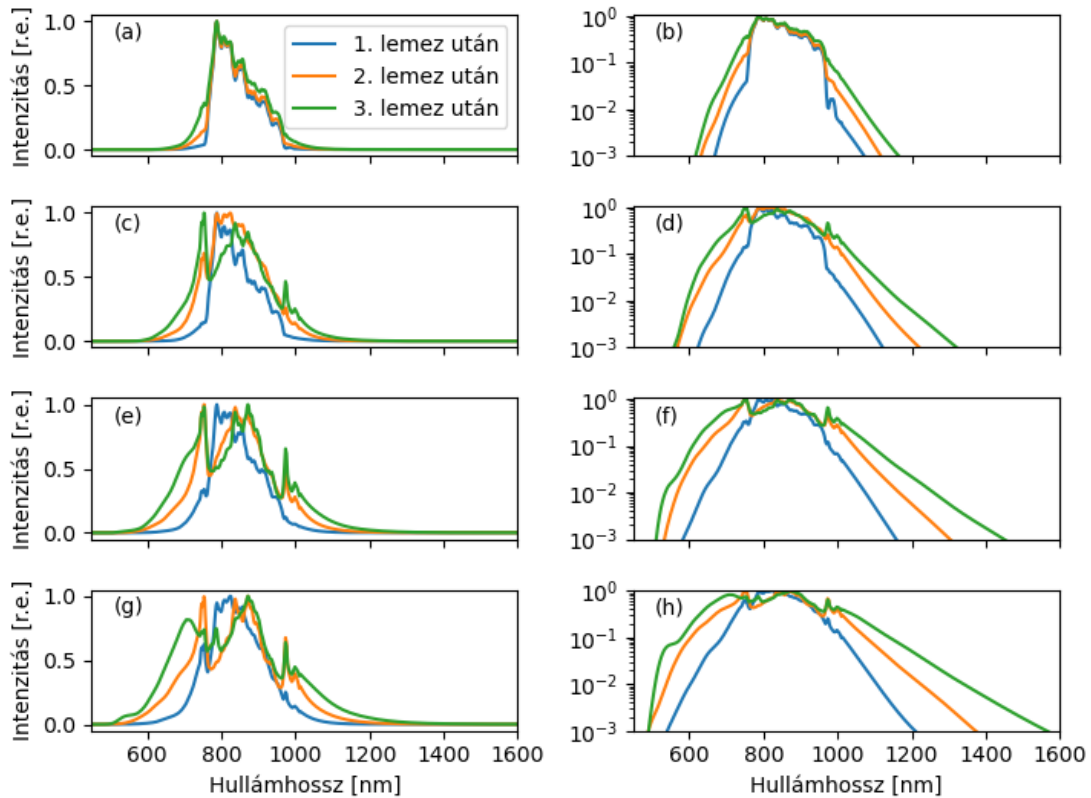
4.4. Szimulációs eredmények

Az előző szakaszban tárgyalt kísérleti elrendezés numerikus szimulációjához az ELI-ALPS SYLOS Lézer Csoportja rendelkezésemre bocsátotta a SEA lézer kísérlet helyén elérhető impulzusparamétereit, amelyeket a 18. ábra mutat be. Ezek a mért impulzusspektrum, spektrális fázis, nyalábprofil és a hullámfront. Mérések alapján a spektrum a nyalábprofil mentén homogén. Továbbá, mivel a hullámfront közel sík, ezért azt a szimuláció során teljesen síknak vettem fel. Az impulzus eredeti paramétereit és a szimulációs rács jellemzőit a 2. táblázatban tüntettem fel.

Impulzus paraméterek	
Impulzus spektrum	Mért (12 fs FTL)
Impulzus spektrális fázisa	Mért
Impulzus energia	30 mJ
Központi hullámhossz	825 nm
Nyalábprofil	Mért
Nyalábsugár az első fókuszáló tükrön	25 mm
Szimulációs paraméterek	
Időbeli ablak nagysága	1,145 ps
Időbeli pontok száma	2048
Kezdeti transzverzális tér ablak mérete	140 mm
Transzverzális tér pontjainak száma	256

2. táblázat. A szimulációhoz használt impulzus paramétereit és a szimulációs tér kezdeti mérete.

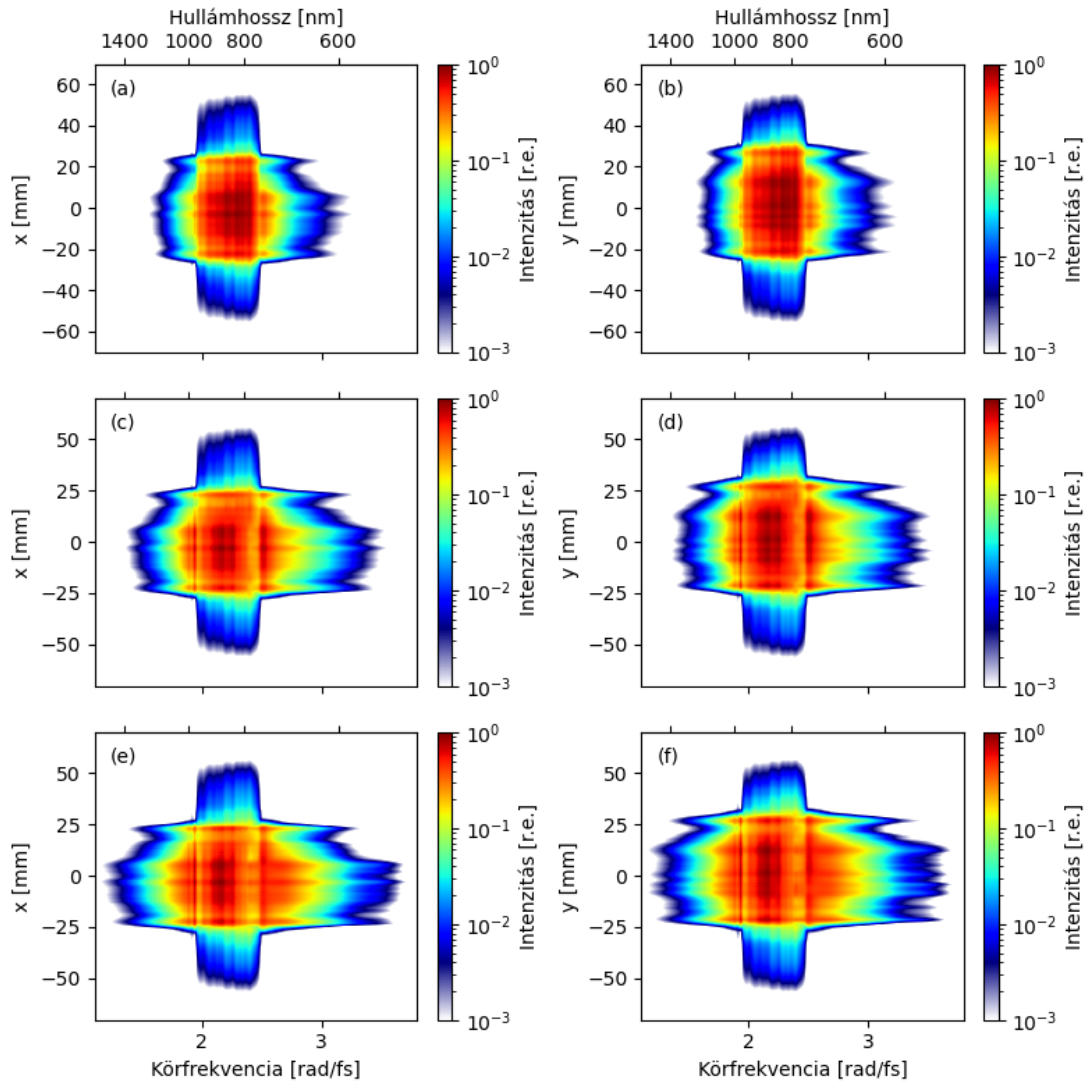
A tervezett kísérlethez hasonló módon, megvizsgáltam a spektrális szélesedés változását a lemezek longitudinális pozíciójának hangolásának függvényében. A 20. ábra ábrán látható a spektrum szélesedése egy, két és három lemez után különböző csúcsintenzitások esetén a kollimáló tükör síkjában. A 20. ábráról egyértelműen leolvasható az a kísérleti tapasztalat, miszerint nagyobb bementi intenzitás esetén a szélesedés jelentősebb. Továbbá megfigyelhető, hogy a csúcsintenzitástól függetlenül az első lemezt követően a rövid hullámhosszú oldalon a spektrális szélesedés megáll, míg a hosszú hullámhosszú oldalon jelentősen tovább szélesedik. Ennek a hátterében az áll, hogy az ömlesztett kvarc nulla GDD pontja, vagyis az a hullámhossz, amely esetén a GDD nulla, körülbelül 1273 nm [42]. Ennek következtében az impulzus vörös oldala, amely ehhez a ponthoz közelebb van, kevesebb diszperziót szenved el, jobban kompresszált marad, illetve az ennél nagyobb hullámhosszú komponensek esetén a lemez negatív GDD-t visz be. A 10 TW/cm² csúcsintenzitáshoz tartozó spektrumok mutatják a legnagyobb spektrális szélesedést, azonban ebben az esetben a modell érvényessége megkérdőjelezhetővé válik a figyelembe nem vett, nagy intenzitások esetén végbe menő folyamatok miatt, mint például az ionizáció.



20. ábra. Különböző számú lemez után az impulzus térben integrált spektruma a kollimáló tükrön (a-b) $I_0 = 2,5 \text{ TW/cm}^2$, (c-d) $I_0 = 5 \text{ TW/cm}^2$, (e-f) $I_0 = 7,5 \text{ TW/cm}^2$ és (g-h) $I_0 = 10 \text{ TW/cm}^2$ bemenő csúcshintésség esetén. Az ábra bal oldalán lineáris, a jobb oldalán logaritmus skálán vannak ábrázolva a spektrumok.

A kísérleti tapasztalatok szerint ugyanis 10 TW/cm^2 intenzitás körül már beindul a szabad elektronok keltése, azaz elkezdjük ionizálni a nemlineáris közeget [43]. Ezt a szélesített spektrumban tipikusan a rövidebb hullámhosszúságú, 500 nm alatti spektrális komponensek megemelkedése jelzi. Az ionizáció bár a kékoldali szélesedést megnöveli, de a többfotonos abszorpció miatt lecsökken a nemlineáris közeg transzmissziója, amely a teljes elrendezés hatásfokát is lerontja. Ezen felül, a jelentős ionizáció a vékonylemezen áthaladó impulzus spektrális fázisát is képes oly módon modulálni, hogy annak visszakompenzálása csörpölt tükrökkel már nem lesz lehetséges. A fentiek fényében a részletesebb elemzéshez a $7,5 \text{ TW/cm}^2$ intenzitású esetet fogom használni, mivel ekkor a spektrális szélesedés elegendő a szub-2 ciklusú impulzusok előállításához, míg az ionizáció potenciálisan nem fog mérhetően fellépni.

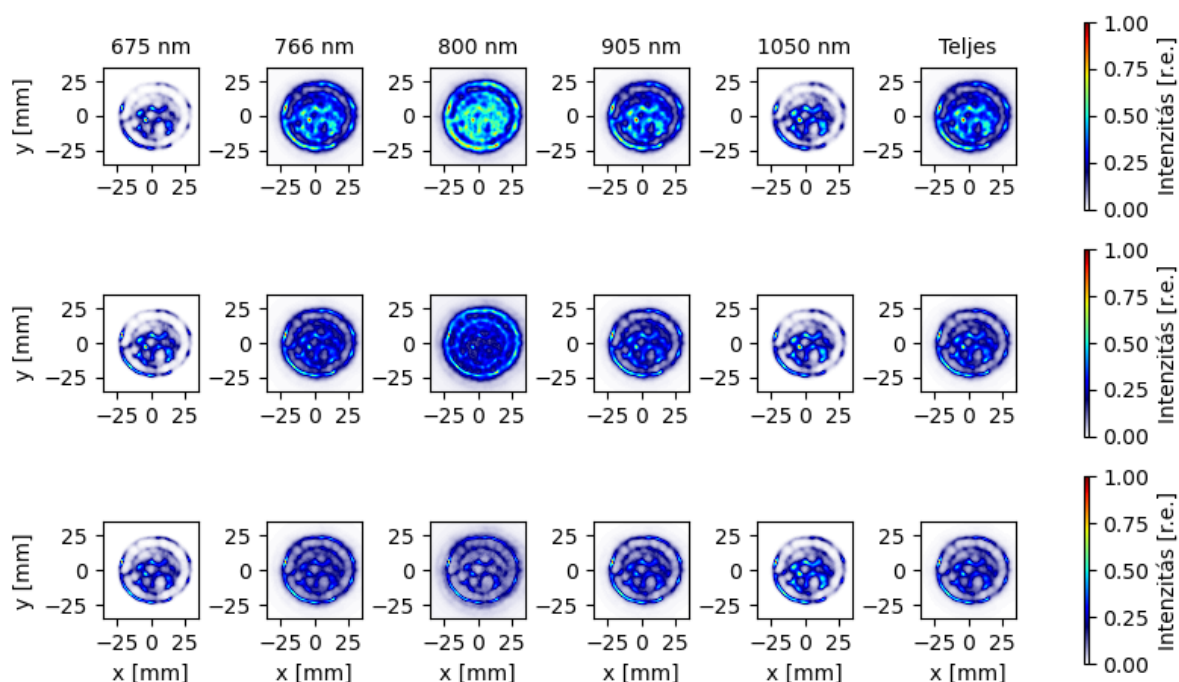
A 21. ábra ábrán látható a nyaláb spektrumának térbeli eloszlása x (első oszlop) és y (második oszlop) irányban térben integrálva, és annak változása az egyes lemezekon való áthaladást követően. Mindkét irányban jól látszódik, hogy a nyaláb intenzívebb részei szélesednek jobban spektrálisan. A második lemeztől kezdve a spektrum egyre komplexebb eloszlást követ, a homogenitás egyre csökken. Ennek további vizsgálatához tekintsük a 22. ábra ábrát, ahol a nyalábprofil mutatom be a kollimáló tükrök síkjában 20 nm sávszélességű spektrális tartományokban. A spektrális tartományok központi hullámhossza a kísérlet során elérhető sávszűrők alapján lett kiválasztva. A 22. ábra alapján az eredeti spektrum nagy intenzitású részeit képező centrális rész 760 és 860 nm között a spektrális szélesedés révén kiürül. Továbbá a lokális intenzitásmaximumok kialakulása a 2. és a 3. lemez után egyre jelentősebb.



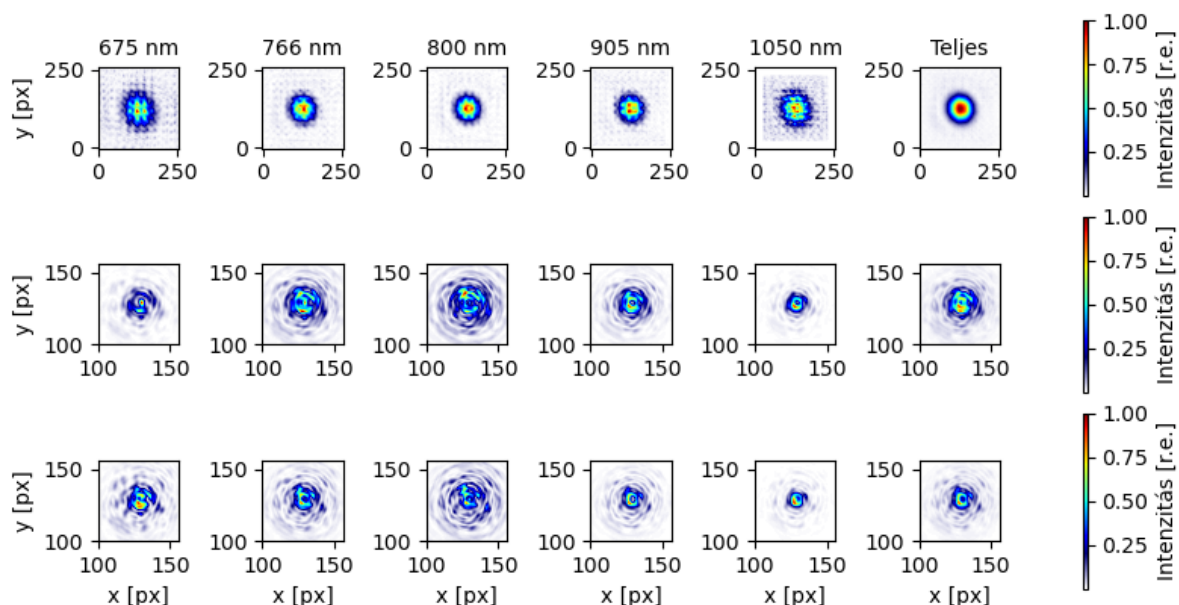
21. ábra. A $7,5 \text{ TW/cm}^2$ csúcsintenzitáshoz tartozó két dimenziós integrált spektrum változása az egyes lemezek után a kollimáló tükrök síkjában. (a-b) az első lemez után, (c-d) a második lemez után és (e-f) a harmadik lemez után. A bal oldali oszlop az y irányban lett integrálva, a jobb oldali oszlop pedig az x irányban.

A 23. ábra ábrán látható a nyalábprofil és annak frekvenciakomponensek szerinti eloszlása a fókuszban.

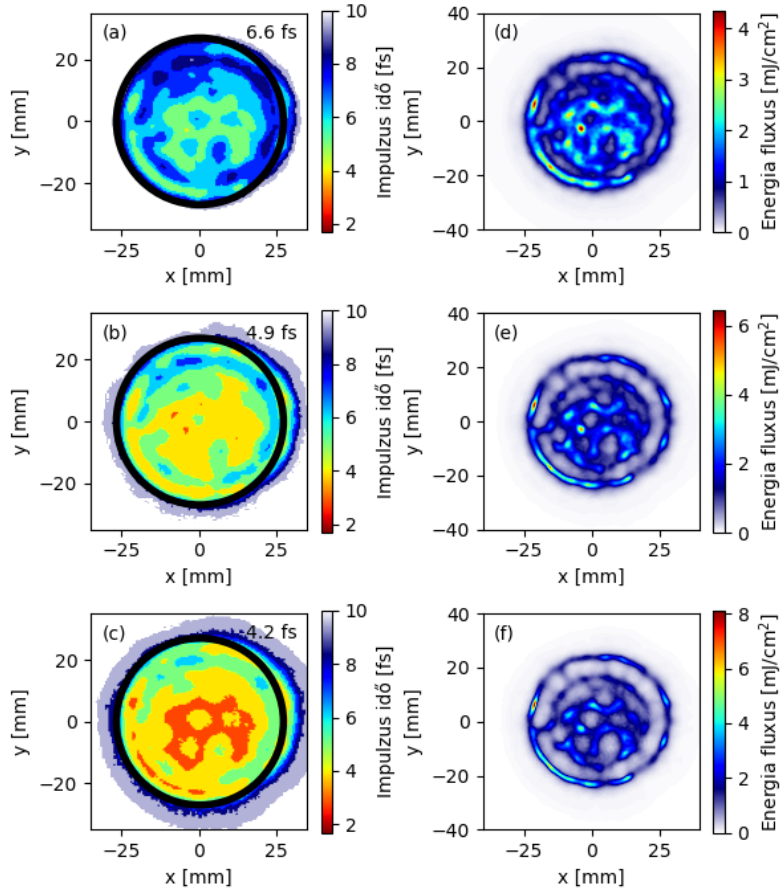
A 24. ábra ábrán látható az FTL impulzusidő eloszlása a nyalábprofil mentén a kollimáló tükrön az egyes lemezeket követően. A spektrális homogenitás, és így az FTL impulzusidő homogenitása is a térbeli intenzitáseloszlást követi, ami egybeesik a kísérleti tapasztalattal, hogy nagyobb intenzitás esetén nagyobb a spektrális szélesedés, ami rövidebb FTL időt eredményez.



22. ábra. A nyalábprofil az egyes lemezeket követően a kollimáló tükrök síkjában különböző (675 nm, 766 nm, 800 nm, 905 nm és 1050 nm) sávszűrőket alkalmazva, illetve a teljes spektrális tartalmú nyalábprofil. A felső sor az 1. lemez után, a középső sor a 2. lemez után, az alsó sor a 3. lemez után. Az egyes sávszűrők 20 nm FWHM széles Gasussos spektrális profilúak.



23. ábra. A nyalábprofil az egyes lemezeket követően a fókuszpontban különböző (675 nm, 766 nm, 800 nm, 905 nm és 1050 nm) sávszűrőket alkalmazva, illetve a teljes spektrális tartalmú nyalábprofil. A felső sor az 1. lemez után, a középső sor a 2. lemez után, az alsó sor a 3. lemez után mutatja be azt. Az egyes sávszűrők 20 nm FWHM széles Gasussos spektrális profilúak. Az első lemez után AFT-t használtam a fókuszpontbeli nyalábprofil meghatározásához, a másik két esetben FFT-t.



24. ábra. A FTL impulzusidő eloszlása a transzverzális profil mentén (a) egy, (b) kettő és (c) három lemez után, valamint a nyalábprofil (d) egy, (e) kettő és (f) három lemez után a kollimáló tükör síkjában. A bal oldali ábrákon jelölt fekete körökön belül az átlagos FTL impulzusidő egy lemez követően 6,6 fs, két lemezt követően 4,9 fs és három lemezt követően 4,2 fs. A kör sugara 27 mm.

A 24. ábráról jól leolvasható, hogy az FTL hossz és a térbeli intenzitáseloszlás erősen korrelálnak egymással, amely a spektrális szélesedés intenzitásfüggésének következménye.

Az eredményekből világosan látszik, hogy ezen nyalábba el lehet érni rendkívül nagy szélesedést, amely akár szub-2 ciklusú impulzusokat is eredményezhet. Továbbá az eredményekből az is látszódik, hogy a spektrális szélesedés a nyalábprofilt jelentősen torzítja mind közeli-mezőben, mind a fókuszban, így az alkalmazások döntő többségénél nem lehet felhasználni azt. A nyalábprofil degradációja az eredeti nyalábprofil inhomogenitására és gyűrűs profiljára vezethető vissza. Ezen struktúrákat a harmadrendű nemlinearitás felerősítette. A végzendő kísérlet során fontos feladat, hogy a szélesedés előtt a nyaláb térbeli profilját homogenizáljuk, ezzel javítja a poszt-kompresszió utáni nyaláb minőségét is.

5. Konklúziók és kitekintés

Munkám során kifejlesztettem egy 3+1D numerikus szimulációs környezetet, amely lehetővé teszi a nagy energiájú lézerimpulzusok poszt-kompressziójának vizsgálatát vékony dielektrikum lemezekben. A kódban hasonló szimulációkban eddig nem használt impulzusterjesztési eljárást alkalmaztam, amely révén a nagy energiájú impulzusok fókuszálásához szükséges nagy apertúrák kezelése is lehetővé vált. Továbbá, a 3+1D térben történő szimuláció révén a tér- és időbeli csatolódások meghatározása is lehetővé vált, amelyre eddig más szimulációkban nem volt lehetőség. A szimulációs kódot először összevettem a szakirodalomban fellelhető szimulációs és kísérleti eredményekkel. Ezek alapján a szimulációs kód jobb egyezést mutat a kísérleti eredményekkel, mint az irodalomban használt szimulációs szoftverek. Ezt követően megvizsgáltam az ELI-ALPS SEA lézerrendszerének nyalábjára tervezett kísérleti elrendezést, amelyben 30 mJ energiájú impulzusokat kompresszálunk közel egy optikai ciklusnak megfelelő időbeli hosszra. A SEA lézer impulzusainak tervezett felhasználási helyén mért paramétereit felhasználva meghatároztam az impulzusok spektrális szélesedését és kimeneti fázisát, valamint az elrendezésben fellépő tér- és időbeli csatolódásokat is sikeresen felbontottam.

A numerikus szimulációk eredményei alapján a vékonylemezes eljárás nagyenergiájú impulzusok esetén történő alkalmazásának legkritikusabb pontja a lemezeken mérhető térbeli intenzitáseloszlás homogenitása. Ez ugyanis meghatározza a kimenő impulzusok spektrális homogenitását, a kompresszálhatóságot, valamint a fókuszálhatóságot. A lokális intenzitásmaximumok a lemezekben történő önfókuszálás révén meredekebbé válnak, ezáltal hot-spotok kialakulását eredményezik, amelyek a nemlineáris közeg, valamint a terelő optikák roncsolását eredményezhetik. Emiatt különösen fontos, hogy a poszt-kompressziós elrendezés előtt a lézerimpulzusok térbeli profilját megfelelően előkészítsük. Az impulzusok térbeli profiljának javítását tipikusan a távoli térben végzett térszűréssel szokták megvalósítani.

A közeljövőben a SEA lézer impulzusaival tervezek kísérletet végezni, amely eredményeit összehasonlítom majd a kísérleti paraméterekre elvégzett szimulációk eredményeivel. Ezen felül további célom, hogy a vékonylemezes poszt-kompresszió nagyobb energiájú impulzusok esetén való felhasználhatóságát is megvizsgáljam egyciklusú impulzusok előállítására 100 mJ és 1 J impulzusenergia közti tartományon. Az ilyen, akár 100 TW feletti csúcsintenzitású impulzusok esetén különösen fontos, hogy a kompresszált impulzusok tér- és időbeli csatolódásait a numerikus szimulációkat felhasználva kísérletileg minimalizáljuk.

6. Köszönetnyilvánítás

Szeretném megköszönni Dr. Nagymihály Roland Sándornak az állandó szakmai támogatást és a segítségét a kutatómunkámban. Továbbá szeretnék köszönetet mondani Tóth Szabolcsnak, aki mindig kiváló tanácsokkal látott el a szimulációval kapcsolatban.

Valamint szeretném megköszönni Dr. Osvay Károlynak, a Nemzeti Lézeres Transzmutációs Laboratóriumnak (iktatószám: NKFIH-476-16/2021, azonosító: NLP-14) és a Magyar Államnak, hogy a támogatásukkal lehetővé tették a dolgozat elkészülését.

7. Irodalomjegyzék

- [1] T. Nagy, P. Simon és L. Veisz, „High-energy few-cycle pulses: post-compression techniques,” *Advances in Physics: X*, %1. kötet6, November 2020.
- [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. Beaurepaire, 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] J.-C. Diels és W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, Elsevier, 2006.
- [9] 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.
- [10] F. Krausz és M. Ivanov, „Attosecond physics,” *Reviews of Modern Physics*, %1. kötet81, p. 163–234, February 2009.
- [11] 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.
- [13] 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.
- [14] 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.

- [15] S. Tóth, „Optimization of high peak power few-cycle optical parametric chirped pulse amplifier systems,” 2021.
- [16] D. Milam, „Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica,” *Applied Optics*, vol. 37, p. 546, January 1998.
- [17] P. He, Y. Liu, K. Zhao, H. Teng, X. He, P. Huang, H. Huang, S. Zhong, Y. Jiang, S. Fang, X. Hou és Z. Wei, „High-efficiency supercontinuum generation in solid thin plates at 0.167 TW level,” *Optics Letters*, vol. 42, p. 474, January 2017.
- [18] R. Szipöcs, C. Spielmann, F. Krausz és K. Ferencz, „Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers,” *Optics Letters*, vol. 19, p. 201, February 1994.
- [19] V. Pervak, I. Ahmad, M. K. Trubetskov, A. V. Tikhonravov és F. Krausz, „Double-angle multilayer mirrors with smooth dispersion characteristics,” *Optics Express*, vol. 17, p. 7943, April 2009.
- [20] Y. Gao, Y. Su, S. Xu, X. Zhu, K. Zhao, S. Fang, J. Zhu és Z. Wei, „Generation of annular femtosecond few-cycle pulses by self-compression and spatial filtering in solid thin plates,” *Optics Express*, vol. 29, p. 29789, August 2021.
- [21] B.-H. Chen, M. Kretschmar, D. Ehberger, A. Blumenstein, P. Simon, P. Baum és T. Nagy, „Compression of picosecond pulses from a thin-disk laser to 30 fs at 4 W average power,” *Optics Express*, vol. 26, p. 3861, February 2018.
- [22] C.-H. Lu, W.-H. Wu, S.-H. Kuo, J.-Y. Guo, M.-C. Chen, S.-D. Yang és A. H. Kung, „Greater than 50 times compression of 1030 nm Yb:KGW laser pulses to single-cycle duration,” *Optics Express*, vol. 27, p. 15638, May 2019.
- [23] Y.-C. Cheng, C.-H. Lu, Y.-Y. Lin és A. H. Kung, „Supercontinuum generation in a multi-plate medium,” *Optics Express*, vol. 24, p. 7224, March 2016.
- [24] A. Hoffmann, M. Zürch, M. Gräfe és C. Spielmann, „Spectral broadening and compression of sub-millijoule laser pulses in hollow-core fibers filled with sulfur hexafluoride,” *Optics Express*, vol. 22, p. 12038, May 2014.
- [25] T. Nagy, M. Forster és P. Simon, „Flexible hollow fiber for pulse compressors,” *Applied Optics*, vol. 47, p. 3264, June 2008.
- [26] T. Nagy, S. Hädrich, P. Simon, A. Blumenstein, N. Walther, R. Klas, J. Buldt, H. Stark, S. Breitkopf, P. Jójárt, I. Seres, Z. Várallyay, T. Eidam és J. Limpert, „Pulse compression to 3-cycle duration beyond 300 W average power,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2020.
- [27] T. Nagy, M. Kretschmar, M. J. J. Vrakking és A. Rouzée, „Generation of above-terawatt 15-cycle visible pulses at 0.167 kHz by post-compression in a hollow fiber,” *Optics Letters*, vol. 45, p. 3313, June 2020.
- [28] 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.

- [29] L. Silletti, A. bin Wahid, P. Balla, E. Escoto, K. Horn, V. Wanie, A. Trabattoni, F. Calegari és C. M. Heyl, „Sub-20 fs single-stage post-compression of an Ytterbium fiber laser,” in *Optica High-brightness Sources and Light-driven Interactions Congress 2022*, 2022.
- [30] M. Ueffing, S. Reiger, M. Kaumanns, V. Pervak, M. Trubetskov, T. Nubbemeyer és F. Krausz, „Nonlinear pulse compression in a gas-filled multipass cell,” *Optics Letters*, %1. kötet43, p. 2070, April 2018.
- [31] J. I. Kim, Y. G. Kim, J. M. Yang, J. W. Yoon, J. H. Sung, S. K. Lee és C. H. Nam, „Sub-10 fs pulse generation by post-compression for peak-power enhancement of a 100-TW Ti:Sapphire laser,” *Optics Express*, %1. kötet30, p. 8734, March 2022.
- [32] M. H. Niemz, „Threshold dependence of laser-induced optical breakdown on pulse duration,” *Applied Physics Letters*, %1. kötet66, p. 1181–1183, March 1995.
- [33] 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.
- [34] G. Ycas, D. Maser és D. Hickstein, „PyNLO: Nonlinear optics modelling for python,” 2015.
- [35] 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.
- [36] G. Van Rossum és F. L. Drake, „Python 3 Reference Manual,” Scotts, 2009.
- [37] 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.
- [38] 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.
- [39] M. Stanfield, N. F. Beier, S. Hakimi, H. Allison, D. Farinella, A. E. Hussein, T. Tajima és F. Dollar, „Millijoule few-cycle pulses from staged compression for strong and high field science,” *Optics Express*, %1. kötet29, p. 9123, March 2021.
- [40] J. N. Sweetser, D. N. Fittinghoff és R. Trebino, „Transient-grating frequency-resolved optical gating,” *Optics Letters*, %1. kötet22, p. 519, April 1997.
- [41] *Chirped Mirrors for Ultrashort Pulses*.
- [42] I. H. Malitson, „Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica*,†,” *Journal of the Optical Society of America*, %1. kötet55, p. 1205, October 1965.

- [43] L. Sudrie, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon és L. Berge, „Self-guided propagation of ultrashort IR laser pulses in fused silica,” in *Technical Digest. Summaries of papers presented at the Quantum Electronics and Laser Science Conference. Postconference Technical Digest (IEEE Cat. No.01CH37172)*.