

PÉCSI TUDOMÁNYEGYETEM

Fizika Doktori Iskola

Nemlineáris optika és spektroszkópia program

Ultrarövid fényimpulzusok előállítása az infravörös és az extrém ultraibolya tartományon

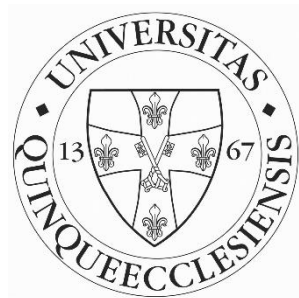
Doktori disszertáció

Tóth György

Témavezető:

Dr. Hebling János

egyetemi tanár



PÉCS, 2016

Tartalom

Bevezetés	5
I. Ultrarövid impulzusok előállítása szögdiszperzióval fázisillesztett optikai parametrikus csörpölt erősítővel	7
1. Tudományos előzmények.....	7
1.1 A nemlineáris optika alapjai	7
1.2 Fázisillesztési technikák.....	12
1.3 Optikai parametrikus csörpölt erősítők.....	18
2. Célkitűzés.....	23
3. Tudományos eredmények	24
3.1 Tökéletes fázisillesztés maximális nemlineáris együttthatónál	24
3.2 Szögdiszperzió kialakítása rácspárok segítségével	26
3.3 Optikai parametrikus csörpölt erősítők modellje	30
3.4 Kisjelű erősítés.....	35
3.5 Nagy energiájú ultrarövid impulzus előállítása	37
3.6 Összegzés.....	40
3.7 Summary.....	41
II. Attoszekundumos impulzusok előállítása koherens undulátor-sugárzással	43
1. Tudományos előzmények.....	43
1.1 Attoszekundumos impulzusok előállítása magasrendű felharmonikus keltéssel.....	44
1.2 Attoszekundumos impulzusok előállítása szabadelektron lézerrel.....	47
1.3 Relativisztikus sebességű elektron undulátor-sugárzása.....	52
1.4 Ultrarövid elektroncsomag előállítása	58
2. Célkitűzés.....	63
3. Tudományos eredmények	64
3.1 Javasolt elrendezés alakformált attoszekundumos impulzusok létrehozására.....	64
3.2 Modell relativisztikus sebességű elektronok mágneses térben való mozgásának, és az általuk keltett elektromágneses tér szimulációjához	66
3.3 Rövid undulátorban mozgó elektronok által keltett sugárzási tér alakja és energiája 70	
3.4 Alakformált attoszekundumos impulzusok előállítása	78
3.5 Cirkulárisan polarizált attoszekundumos impulzusok előállítása	82
3.6 Összegzés.....	84

3.7	Summary	86
III.	Köszönetnyilvánítás	88
IV.	Saját publikációk	89
1.	Az értekezéshez kapcsolódó saját publikációk	89
1.1	Referált folyóiratban megjelent publikációk.....	89
1.2	Oltalmi formák.....	89
1.3	Előadások	90
1.4	Poszterek	91
2.	Egyéb publikációk.....	92
2.1	Referált folyóiratban megjelent publikációk.....	92
2.2	Előadások	92
	Irodalomjegyzék	93

„Minden embernek kell legyen egy feladata ebben az életben – kötelességen belül, vagy azon felül is talán – mert különben nem lenne értelme annak, hogy él. Az emberi világ több kell legyen, mint egy bonyolult szerkezetű gép, melyben minden ember egy fogaskerék szerepét tölti be [...]. Minden embernek kell legyen egy feladata, egy titkos küldetése, mely Istentől való.”

Wass Albert, *Elvész a nyom*

Bevezetés

Az első lézerek megjelenésével lehetőség nyílt rövid ideig tartó, koherens fényvillanások, úgynevezett fényimpulzusok előállítására. Ezek a fényimpulzusok számos alkalmazás tekintetében igen hasznosnak bizonyultak [1]. Felmerült az igénye egyre rövidebb időbeli jelek előállításának, mely olyan technikák megjelenését eredményezte, mint a Q-kapcsolás [2], vagy a módusszinkronizáció [3]. Utóbbi technikával Ti: Zafír lézerrel a kristály rendkívül széles emissziós spektrumának és nagy nemlineáris törésmutatójának köszönhetően 5 femtoszekundumnál ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) is rövidebb lézerimpulzusokat tudtak előállítani [4,5]. Ezeket az impulzusokat, melyek időbeli intenzitásburkolójának félértékszélessége csak néhányszor hosszabb az oszcilláló elektromos tér periódusának hosszánál, ultrarövid impulzusoknak nevezzük.

A lézerefény impulzusának hosszán túl meghatározó szempont lett az impulzusban tárolt energia nagysága is. A fényimpulzus energiáját kis térrészre koncentrálnak akkor intenzitást értek el már az első lézerekkel is, hogy utat nyitottak a modern optika egyik leggyorsabban fejlődő ágának, a nemlineáris optikának [6]. Az első optikai parametrikus erősítők [7-9] megjelenése óta eltelt 50 év során az előállítható impulzusok hossza két optikai ciklus közelére csökkent, teljesítményük eléri a terawattos ($1 \text{ TW} = 10^{12} \text{ W}$) tartományt [10,11].

A nagy energiájú ultrarövid impulzusok rendkívül széles körű felhasználásáról könyvek tucatjai jelentek meg [12-15]. A femtoszekundumos impulzusok élettudományokban és kémiai folyamatok vizsgálatában betöltött megkerülhetetlen szerepén túl manapság kiemelkedő figyelmet kap az izolált attoszekundumos ($1 \text{ fs} = 10^{-18} \text{ s}$) impulzusok generálása [16]. Ezek segítségével az atom belső elektronpályái is feltérképezhetővé váltak [17]. A közeli infravörös tartományon működő, néhány ciklusú, intenzív fényimpulzusok másik fontos alkalmazási területe az ultragyors elektronnyalábok manipulálása, mely felhasználható például a négydimenziós elektronmikroszkópiában [18].

Doktori disszertációm témája intenzív, ultrarövid fényimpulzusok előállítása az infravörös és az extrém ultraibolya tartományon. A két tartományon az anyagok teljesen más optikai tulajdonságokat mutatnak, melynek következtében teljesen más technikára van szükség a különböző hullámhossz tartományon történő ultrarövid impulzusok előállítására. Ebből kifolyólag doktori disszertációm két fő részből épül fel. Mindkét rész három fejezetre

tagolódik. Az első fejezetben ismertetem a témához kapcsolódó tudományos háttérrel. A második fejezetben a jelenkor tudományos eredményeibe épülve mutatom be az általam megvalósítani kívánt célkitűzéseket. A harmadik fejezetben a célkitűzésekben megfogalmazott, általam elért tudományos eredményeket taglalom, majd összegzem.

Az első részben egy, a közeli infravörös tartományon működő, rendkívül nagy energiájú, néhány ciklusú optikai parametrikus csörpölt erősítő tervezését mutatom be. A „*Tudományos előzmények*” fejezetben rövid áttekintést adok a nemlineáris optika alapjairól, valamint bemutatom az optikai parametrikus erősítés, és az optikai parametrikus csörpölt erősítés működési elvét, korlátait és a korlátok legyőzésének lehetőségeit. A célkitűzést követően a tudományos eredményeket öt alfejezetben mutatom be, hangsúlyt fektetve az általam megírt numerikus kód működési elvére.

A disszertáció második részében egy, a Pécsi Tudományegyetem Fizikai Intézetében működő, töltött részecskék manipulálásával foglalkozó kutatócsoport tagjaként, Dr. Hebling Jánossal és Tibai Zoltánnal együtt javasolt, relativisztikus sebességű, elektromosan töltött részecskék mágneses téren való áthaladása során keltett, egy-néhány ciklusú, stabil vivő-burkoló fázissal rendelkező attoszekundumos fényforrást mutatok be. A második rész elején vázoló az attoszekundumos impulzusok generálásának legelterjedtebb módszereit, majd az általunk javasolt módszerhez szükséges elméleti háttérrel ismertetem. A célkitűzés után az elért tudományos eredmények következnek. Külön hangsúlyt fektetek a sugárzás keletkezését számoló, általam írt numerikus kód működési elvére. Ezt követően ismertetem a különböző tulajdonságú, elektronokból álló elektroncsomag és mágneses terek esetén elérhető impulzusenergiákat és impulzusalakokat.

I. Ultrarövid impulzusok előállítása szögdiszperzióval fázisillesztett optikai parametrikus csörpölt erősítővel

1. Tudományos előzmények

1.1 A nemlineáris optika alapjai

A nemlineáris optika nagy intenzitású fénynyalábok optikailag átlátszó közegekben való terjedésével foglalkozik. Jelen fejezetben rövid áttekintést adok különböző tulajdonságú anyagok fénnel – mint elektromágneses hullámmal – való kölcsönhatása során tapasztalható jelenségekről. Ehhez fel kell írunk az elektromágneses hullámot általánosan leíró Maxwell-egyenleteket [19]:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0.\end{aligned}\tag{1}$$

Az egyenletekben szereplő \mathbf{D} az elektromos eltolás vektor, ρ a szabad töltések sűrűsége, \mathbf{H} a mágneses térerősség, \mathbf{J} az elektromos áramsűrűség, \mathbf{E} az elektromos térerősség, \mathbf{B} pedig a mágneses indukció. Vákuumbeli terjedés esetén $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}$ és $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$, ahol $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$ a vákuum dielektromos állandója, vagy más néven a vákuum permittivitása, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{H}}{\text{m}}$ pedig a vákuum permeabilitása. Források hiányában ρ és \mathbf{J} értéke egyaránt zérus.

Anyagi közegek esetén az elektromágneses hullám közeggel való kölcsönhatását az \mathbf{E} és \mathbf{D} , valamint a \mathbf{B} és \mathbf{H} vektorok közötti kapcsolatok határozzák meg. Dielektrikumok esetén az elektromos, vagy mágneses tulajdonságot nem mutató anyag, elektromos tér hatására – az anyagban lévő töltések szétválása okán – erőteret hoz létre. Ez két módon valósulhat meg: vagy a dielektrikum molekulái már eleve rendezetlen dipólokból épültek fel, melyeket az elektromos tér a tér irányába fordít, vagy a molekulák külső tér nélkül nem alkottak dipólust, de az elektromos tér hatására a pozitív és negatív töltések elmozdulásával dipólokká válnak. Az elemi dipólok együttesen kifejtett hatását nevezzük elektromos polarizációnak.

A fény dielektrikumban való terjedését az elektromos tér és az elektromos polarizáció közti reláció határozza meg. Amennyiben a kapcsolat a

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi \mathbf{E} \quad (2)$$

alakot ölti, lineáris, izotróp anyagról beszélünk. A (2) egyenletben szereplő \mathbf{P} az elektromos polarizáció, χ pedig az elektromos szuszceptibilitás. Abban az esetben, amennyiben anizotróp közegről van szó, χ egy 3×3 -as tenzor. Az anizotróp anyagok molekulaszervezete minden esetben valamilyen rendezettséget mutat¹, így a bennük lezajló optikai folyamatok irányfüggővé válnak. Ebben az esetben a kitüntetett irányoktól eltekintve, melyek az optikai tengelyen fekszenek, minden irányhoz két különböző terjedési sebesség tartozik [20,21]. Ezt a jelenséget nevezzük kettőtörésnek.

Általános esetben a polarizáció a térerősségnek az adott dielektrikum által megszabott tetszőleges függvénye lehet, melyet a

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots) \quad (3)$$

hatványsorral közelíthetünk. Az egyenletben szereplő $\chi^{(1)}$ a lineáris szuszceptibilitás tenzor, $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$ pedig a másod-, illetve harmadrendű szuszceptibilitás tenzorok.

A forrásmentes Maxwell-egyenletekből kiindulva a nemlineáris közegben való terjedést leíró hullámegyenletre a

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (4)$$

összefüggést kapjuk, ahol n a törésmutató, c a vákuumbeli fénysebesség,

$$\mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0 (\chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots) \quad (5)$$

pedig a nemlineáris polarizációvektor. Megoldva (4) differenciálegyenletet, kísérletileg is megfigyelt, egymástól kategorikusan elválasztható jelenségek leírása válik lehetővé. Az (5) egyenlet első tagja által meghatározott úgynevezett másodrendű nemlineáris optikai jelenségek a másodharmonikus, a különbség- és összegfrekvencia keltés, az optikai parametrikus generálás és erősítés, az optikai egyenirányítás, valamint a Pockels-effektus. A harmadrendű tag által leírt legfontosabb jelenségek az optikai Kerr-effektus, az ön- és keresztfázis moduláció, valamint a négyhullám-keverés által megvalósítható különböző

¹ Megjegyezném, hogy az állítás megfordítása nem igaz, vagyis nem tekinthetjük minden esetben anizotrópnak azokat az anyagokat, melyek molekulaszervezete rendezett. Kőbős kristályrács esetén például az anyag izotróp.

frekvenciakonverziók. Az említett jelenségeket mélyrehatóan mutatja be számos nemlineáris optika könyv [22-25], ezért a továbbiakban csak a kutatási eredményeim tárgyalásához szorosan kötődő, optikai parametrikus erősítéssel foglalkozom.

A nemlineáris közegbe lépő elektromágneses tér térerősségét három különböző frekvenciájú, z irányban terjedő síkhullám szuperpozíciójaként felírva:

$$E(z, t) = \frac{1}{2} \sum_{q=1,2,3} A_q e^{i(k_q z - \omega_q t)} + A_q^* e^{-i(k_q z - \omega_q t)}, \quad (6)$$

valamint

$$\left| \frac{d^2 A}{dz^2} \right| \ll \left| k \frac{dA}{dz} \right| \quad (7)$$

lassan változó amplitúdó közelítést feltételezve, a (3)-(4) egyenleteken keresztül a

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} &= i \frac{4\pi d_{eff} \omega_1^2}{k_1 c} A_3 A_2^* e^{i\Delta k z} \\ \frac{dA_2}{dz} &= i \frac{4\pi d_{eff} \omega_2^2}{k_2 c} A_3 A_1^* e^{i\Delta k z} \\ \frac{dA_3}{dz} &= i \frac{4\pi d_{eff} \omega_3^2}{k_3 c} A_1 A_2 e^{-i\Delta k z} \end{aligned} \quad (8)$$

csatolt differenciálegyenlet-rendszerhez jutunk, amennyiben csak a másodrendű nemlineáris optikai jelenségeket vesszük figyelembe. A (6)-(8) egyenletekben bevezetésre kerülő mennyiségek az egyes hullámokhoz tartozó ω_q körfrekvenciák, a

$$k_q = \frac{n_q \omega_q}{c} \quad (9)$$

hullámszámok, az anyagra jellemző n_q törésmutató az ω_q frekvencián és d_{eff} effektív nemlineáris együttható, valamint a

$$\Delta k = k_3 - k_1 - k_2. \quad (10)$$

hullámszám-különbség.

Az effektív nemlineáris együttható a másodrendű elektromos szuszceptibilitás tenzorból határozható meg a terjedési és a polarizációs irány függvényében [22,26], illetve d_{eff} meghatározásánál gyakran a

$$d = \frac{1}{2} \chi^{(2)} \quad (11)$$

nemlineáris tenzort használják, mely veszteségmentes közegben a $d_{ijk} = d_{ikj}$ szimmetria miatt egy 3×6 -os tenzorra egyszerűsödik [22].

A (8) egyenletrendszer leírja az összes másodrendű nemlineáris optikai folyamatot. Optikai parametrikus erősítésről akkor beszélünk, ha egy ω_3 frekvenciájú intenzív (pumpa) és egy alacsonyabb, ω_2 frekvenciájú gyengébb (jel) hullám úgy halad keresztül a nemlineáris kristályon, hogy közben a gyengébb jel megerősödik. Az energiamegmaradás értelmében a folyamat során keletkeznie kell egy ω_1 frekvenciájú hullámnak is, melyre teljesül az

$$\omega_1 = \omega_3 - \omega_2 \quad (12)$$

feltétel. Az újonnan keletkező nyalábot idler-nek nevezzük. A továbbiakban a követhetőség kedvéért a pumpára vonatkozó mennyiségeket p , a jelre vonatkozóakat s , az idler-re vonatkozóakat pedig i index-szel fogom jelölni.

Kisjelű erősítés esetén, vagyis amikor a jel és az idler energiája elhanyagolható a pumpáló energiához képest, azaz (8) differenciálegyenlet-rendszer megoldásakor a pumpát konstansnak tekintjük, a jel és az idler intenzitása a nemlineáris közegben megtett L hosszúságú út végén az

$$I_s(L) = I_s(0) \left(1 + \frac{\Gamma^2}{g^2} \sinh^2 gL \right) \quad (13)$$

$$I_i(L) = I_s(0) \frac{\omega_i \Gamma^2}{\omega_s g^2} \sinh^2 gL$$

szerint alakul [27], ahol

$$I_j = \frac{1}{2} \epsilon_0 n_j |A_j|^2, (j = s, i) \quad (14)$$

$$g = \sqrt{\Gamma^2 - \left(\frac{\Delta k}{2} \right)^2}, \quad (15)$$

$$\Gamma^2 = \frac{2d_{eff}^2 \omega_s \omega_i}{n_p n_s n_i \epsilon_0 c^3} I_p. \quad (16)$$

Amennyiben az erősítés nagy, vagyis fennáll a $gL \gg 1$ összefüggés, a jelre vonatkozóan az

$$I_s(L) = I_s(0) \frac{1}{4} e^{2gL} \quad (17)$$

közelítést kapjuk, azaz a jel intenzitása exponenciálisan nő a kölcsönhatási hosszal. Az exponensben szereplő g parametrikus erősítési koefficiens nyilvánvalóan annál nagyobb, minél inkább teljesül a

$$\Delta k = 0 \quad (18)$$

fázisillesztési feltétel. Abban az esetben azonban, amikor $\Gamma^2 < (\Delta k/2)^2$, a parametrikus erősítési koefficiens képzetessé válik, mely drasztikus változást okoz az erősítés természetében. $\Gamma^2 \ll (\Delta k/2)^2$ esetén a jel intenzitása

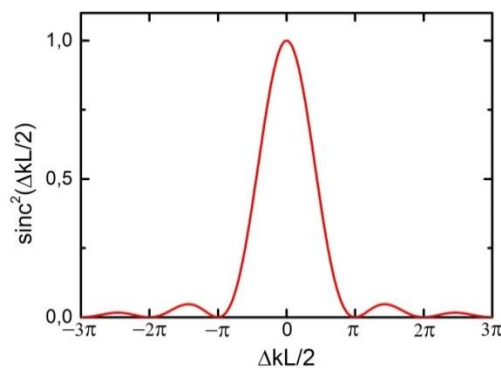
$$I_s(L) = I_s(0) + I_s(0) \Gamma^2 L^2 \text{sinc}^2(gL) \quad (19)$$

alakot vesz fel, ahol $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$. Az erősítésre ekkor a

$$G = \frac{I_s(L) - I_s(0)}{I_s(0)} \approx \frac{2d_{eff}^2 \omega_s \omega_i}{n_p n_s n_i \epsilon_0 c^3} I_p L^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad (20)$$

összefüggést kapjuk.

Megállapíthatjuk tehát, hogy az erősítés mértékét az optikai anyag anyagi természetén és a pumpáló intenzitáson túl a kölcsönhatási hossz és a fázisillesztés határozza meg. Míg tökéletes fázisillesztés esetén az erősítés nagyságát egyértelműen növeli a kölcsönhatási hossz, addig fázisillesztetlenség esetén a sinc^2 függvény természetének „köszönhetően” (1. ábra) $2\pi/\Delta k$ kölcsönhatási hosszon az erősítés zérusra redukálódik.



1. ábra A sinc^2 függvény.

A diszperzió miatt sokszor már keskeny sáv szélesség esetén is nehézséget jelent eleget tenni a (18)-as egyenletben megfogalmazott fázisillesztési feltételnek, mely biztosítani tudná a folyamatos erősítést. Nagy sáv szélességű ultrarövid impulzusok erősítése esetén ez még kritikusabb. Egy impulzus spektrális és időbeli félérték szélessége közti kapcsolatot a

$$\Delta\omega\Delta t \geq 2\pi c_B \quad (21)$$

összefüggés határozza meg, ahol $\Delta\omega$ az intenzitás spektrális, Δt az időbeli félértékszélesség. c_B az impulzus alakjától függő állandó, melynek értéke például Gauss alakú impulzusok esetén 0,441 [12]. Minél rövidebb impulzusokat szeretnénk tehát erősíteni, annál szélesebb frekvenciatartományon kell teljesülnie a $\Delta kL \approx 0$ fázisillesztési feltételnek.

Az

$$|\Delta k(\omega_s)| < \frac{\pi}{L} \quad (22)$$

relációnak eleget tevő spektrális tartományt, mely esetben $\text{sinc}^2(\Delta k(\omega_s)L) < 0,405$, erősítési sávzélességnek szokás nevezni.

Láttuk, hogy az erősítés szempontjából lényeges szerepet tölt be a kölcsönhatási hossz. A (22) egyenletben foglalt feltétel nagy kölcsönhatási hossz esetén azonban nagy sávzélességen egyetlen anyagban sem valósul meg automatikusan, így szükségessé vált különböző fázisillesztési technikák kidolgozása.

1.2 Fázisillesztési technikák

Egy anyag diszperzióját normálisnak mondjuk, amennyiben teljesül a

$$\frac{dn}{d\omega} > 0 \quad (23)$$

feltétel [19]. Dielektrikumok ettől eltérő viselkedést csak az abszorpciós sávok közelében mutatnak. A parametrikus erősítésre megfogalmazott (12) frekvenciakonverzió a (18) fázisillesztési feltétel mellett nyilvánvalóan nem teljesülhet normális diszperzió esetén. Anizotróp kristályokban azonban, ahogy arról már korábban is szó esett, a különböző polarizációjú hullámok különböző sebességgel terjednek, melyet az n törésmutatóra vonatkozó

$$\frac{1}{n^2} = \sum_{j=1}^3 \frac{k_j^2}{k^2(n^2 - n_j^2)} \quad (24)$$

Fresnel-egyenlet határoz meg [28]. Az egyenletben szereplő k_j a fény hullámszám vektorának j -edik komponense, k a vektor nagysága,

$$n_j^2 = \frac{\varepsilon_j}{\varepsilon_0}. \quad (25)$$

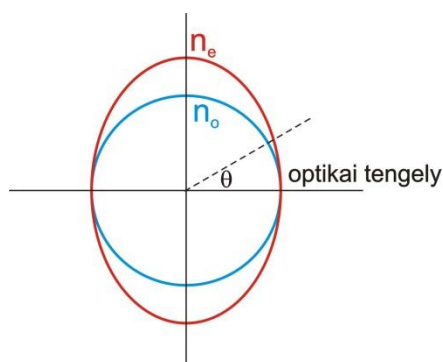
Az ε_j a dielektromos főtengetelyrendszerben felírt dielektromos tenzor diagonálisának j -edik sorában lévő eleme. Veszteségmentes közegben a főtengetelyrendszerben felírt dielektromos tenzornak csak a diagonálisban vannak nullától különböző elemei [20,28]. A legáltalánosabb esetben, amikor ezen elemek különböznek egymástól, kéttengelyű kristályról beszélünk. Ha két elem azonos, a kristály egytengelyű. Amennyiben mindhárom érték azonos, a kristály izotróp.

A (24) egyenlet megoldásai egy kétpalástú felületet határoznak meg, mely felületek közül egytengelyű kristály esetén az egyik egy gömbfelület, a másik pedig egy forgási ellipszoid (Frensel-ellipszoid). A gömbfelülethez tartozó törésmutató-értéket nevezzük ordinárius törésmutatónak, a másik, az ellipszis φ polár és θ azimut szögével jellemzett, terjedési iránytól függő törésmutatót pedig extraordinárius törésmutatónak. Kéttengelyű kristály esetén mindkét felület forgási ellipszoid, vagyis mindkét törésmutató extraordinárius.

Egytengelyű kristályok esetén az ordinárius és extraordinárius sugarak közti legnagyobb törésmutató-különbség az optikai tengelyre merőleges irányba lép fel (2. ábra). A legnagyobb extraordinárius törésmutatót n_e -vel, az ordináriust n_o -val jelölve, egy közbülső θ szög esetén az extraordinárius törésmutató az

$$\frac{1}{n_e(\theta)^2} = \frac{\cos^2\theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2\theta}{n_e^2} \quad (26)$$

alapján határozható meg. Amennyiben $n_o < n_e$, a kristályt pozitív egytengelyű kristálynak nevezzük, $n_o > n_e$ esetben negatív kristályról beszélünk.



2. ábra Ordinárius (kék) és extraordinárius (piros) törésmutató szemléltetése egytengelyű kristály főmetszeti síkjában.

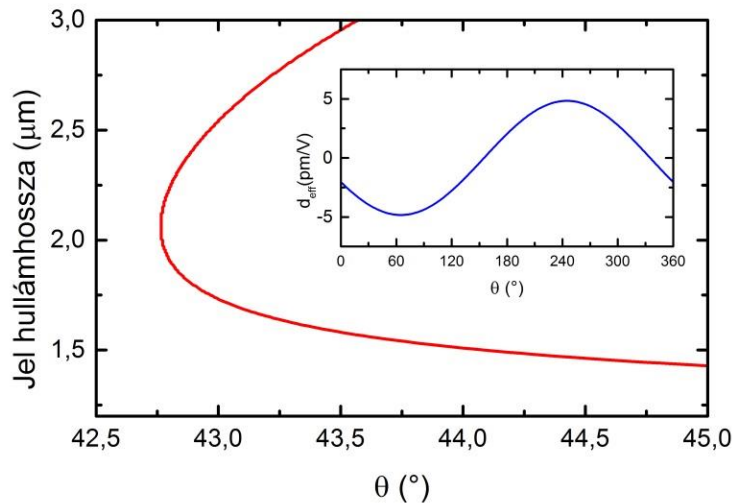
A kristály hullámhosszfüggő ordinárius és extraordinárius törésmutatóját az

$$n(\lambda)^2 = 1 + \sum_{j=1}^3 \frac{B_j \lambda^2}{\lambda^2 - C_j} \quad (27)$$

Sellmeier-egyenlettel szokás megadni.

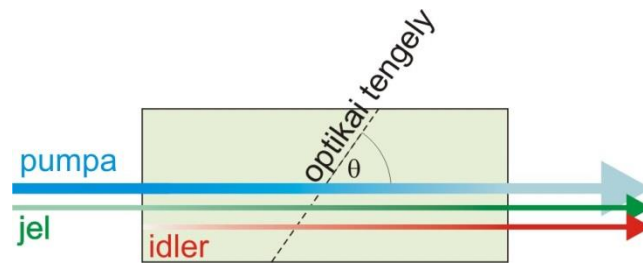
A kettősen törő kristályok törésmutatója tehát függ a fény polarizációjától és terjedési irányától. Ez a jelenség lehetővé teszi, hogy optikai parametrikus erősítés esetén a jel és a pumpa hullámszám-vektorának és polarizációjának alkalmas megválasztása mellett teljesülni tudjon (18) fázisillesztési feltétel. Abban az esetben, ha a jel és az idler polarizációja megegyezik, I-es típusú fázisillesztésről beszélünk, ellenkező esetben, a fázisillesztés II-es típusú.

A megfelelő kristály kiválasztásánál fontos tényező lehet, hogy a fázisillesztés milyen sávzélességen valósul meg, valamint, hogy mekkora a kristály nemlineáris együtthatója, mely függ θ és φ szögektől [26]. Magnéziummal adalékolt LiNbO₃ kristály (LN) esetén például I-es típusú fázisillesztést alkalmazva, 1,03 μm -es extraordinárius pumpálás mellett, a fázisillesztés a 3. ábra piros görbéjére teljesül. Az inzertben lévő kék görbe mutatja a nemlineáris együttható θ -tól való függését $3\varphi = 90^\circ$ mellett (ekkor érhető el a legnagyobb d_{eff} érték [29]). A fázisillesztés kiszámításához a [30] referenciában megadott Sellmeier-együtthatókat használtam.



3. ábra LN kristályban I-es típusú fázisillesztés esetén 1,03 μm -es pumpálást használva a tökéletes fázisillesztés a piros görbe mentén valósul meg. Az inzert ábrán a nemlineáris együttható θ függése látható $3\varphi = 90^\circ$ esetén.

Optikai parametrikus erősítő (OPA – Optical Parametric Amplifier) építésének első lépése a θ fázisillesztési szög meghatározása², mely segítségével kiválasztható, hogy adott pumpálási hullámhossz mellett milyen jel hullámhosszra teljesüljön a fázisillesztés. A 3. ábráról leolvasható, hogy a degenerált eset kivételével, amikor a jel hullámhossza a pumpálás hullámhosszának kétszerese, a fázisillesztés mindig két különböző hullámhosszra teljesül. Ezek közül az egyik a jel, a másik pedig az idler hullámhosszát fogja meghatározni. A fázisillesztési szög meghatározása után a kristályt úgy kell kivágni, hogy a kölcsönható nyalábok a kristályra való merőleges beesés esetén θ szöget zárjanak be az optikai tengellyel (4. ábra).



4. ábra Optikai parametrikus erősítés szemléltetése kollineáris fázisillesztés esetén. A nyilak fakulása, illetve erősödése a pumpában tárolt energia jelbe és idler-be történő átkonvertálódását szemlélteti.

Ultrarövid impulzusok erősítésekor fontos, hogy a parametrikus erősítés milyen széles spektrális tartományon tud megvalósulni. Az erősítés sáv szélessége kvalitatívan a

$$\Delta\lambda = \begin{cases} \frac{\lambda_s^2 |GVM|}{cL}, & \text{ha } \frac{1}{GVM} \neq 0 \\ \frac{0.8\lambda_s^2}{c\sqrt{|GVDM|L}}, & \text{ha } \frac{1}{GVM} = 0 \end{cases} \quad (28)$$

összefüggéssel számolható [27], ahol

$$\frac{1}{GVM} = \left(\frac{\partial k_i}{\partial \omega}\right)^{-1} - \left(\frac{\partial k_s}{\partial \omega}\right)^{-1} = \frac{1}{u_i} - \frac{1}{u_s}. \quad (29)$$

A GVM az angol group-velocity mismatch kezdőbetűiből származik, mely arra utal, hogy (29)-ben szereplő u_i -vel és u_s -el jelölt mennyiségek az idler és a jel csoportsebessége. A (28)-ban szereplő GVDM (group-velocity dispersion mismatch) (29)-hez hasonlóan a reciprok csoportsebesség-diszperziók különbsége. A (28)-(29) egyenletek alapján a legnagyobb erősítési sáv szélességet tehát akkor kapjuk, amikor a jel és az idler

² Kéttengelyű kristályok esetén ϕ is fontos szerepet játszik a fázisillesztés meghatározásánál.

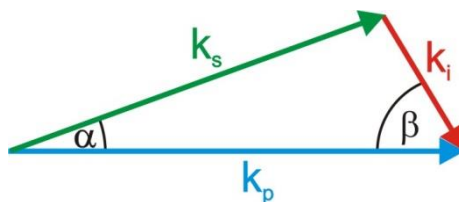
csoportsebessége megegyezik. I-es típusú fázisillesztés esetén ez egybeesik a degenerált esettel.

Jól megválasztott pumpálási hullámhossz esetén elérhető, hogy a jel és az idler csoportsebesség-diszperziója is megegyezzen. Ezen – a szakirodalomban „*mágikus hullámhossz*”-ként emlegetett – hullámhosszon történő pumpálás esetén extrém széles erősítési sáv szélességet tapasztalunk. Például BiB_3O_6 (BIBO) kristályban 790 nm-es hullámhosszon történő pumpálás esetén több, mint 100 THz (1,23-2,14 μm -es tartományon) széles az erősítési tartomány [31]. Ez az út azonban, amennyiben nagy energiájú impulzusokat szeretnénk előállítani, a legtöbb kristály esetén a nagy energiájú, „*mágikus hullámhosszon*” működő pumpáló források hiányában nem járható.

A fázisillesztésben egy újabb szabadsági fokot kapunk, ha megengedjük, hogy a kristályban a pumpa és a jel ne párhuzamosan, hanem egymással valamilyen α szöget bezárva haladjanak. Ebben az esetben nemkollineáris fázisillesztésről beszélünk. A nemkollineáris fázisillesztés feltétele:

$$\Delta \vec{k} = \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_i = \vec{0}, \quad (30)$$

melyet grafikusán az 5. ábra szemléltet.



5. ábra Nemkollineáris fázisillesztés grafikus szemléltetése.

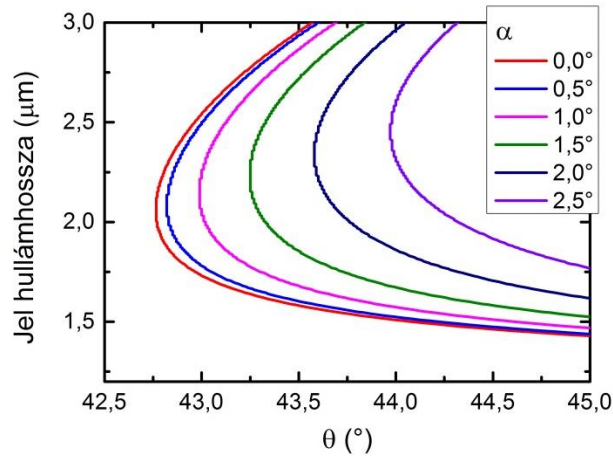
A (30) vektoregyenlet az 5. ábra jelölései alapján a

$$\begin{aligned} k_p &= k_s \cos \alpha + k_i \cos \beta \\ k_i \sin \beta &= k_s \sin \alpha \end{aligned} \quad (31)$$

alakra hozható.

A 6. ábra bemutatja a (30)-as egyenlet fázisillesztési feltételnek eleget tevő görbéket különböző α nemkollinearitási szögek esetén. A szemléltetésnél most is 1,03 μm -es pumpálási hullámhosszat feltételeztem LN kristályban. Jól látszik, hogy az α szög változtatásával a legnagyobb erősítési sáv szélességet ígérő hullámhossztartományok

eltolódnak, vagyis a kollineáris fázisillesztéstől eltérően, ebben az esetben a θ fázisillesztési szög és az α nemkollinearitási szög összehangolt megválasztásával, adott pumpálási hullámhossz mellett, megválaszthatóvá válik a nagy sávzélességű erősítési hullámhossz-tartomány. Ez a jelenség tette rendkívül sikeressé a nemkollineáris fázisillesztési technikát, és sikerült előállítani olyan intenzív impulzusokat, melyek időbeli lefutása mindössze 2-3 optikai ciklust tartalmazott [10,11,32].



6. ábra LN kristályban nemkollineáris fázisillesztés esetén a tökéletes fázisillesztés görbéi.

Az eddig bemutatott fázisillesztési technikák esetén a pumpa és a jel impulzus minden egyes frekvenciakomponense állandó szöget zárt be egymással az erősítés során. Ennek következtében (30) tökéletes fázisillesztési feltétel csak kevés hullámhosszra teljesül³.

Nyilvánvalóan akkor kapnánk a legnagyobb és spektrálisan a legszélesebb tartományt lefedő erősítést, ha a jel minden egyes frekvenciakomponensére teljesülne a (30) fázisillesztési feltétel. Ez abban az esetben érhető el, ha a jel minden egyes frekvenciakomponense a

$$\begin{aligned} k_p(\omega_p) &= k_s(\omega)\cos(\alpha(\omega)) + k_i(\omega_p - \omega)\cos(\beta(\omega)) \\ k_i(\omega_p - \omega)\sin(\beta(\omega)) &= k_s(\omega)\sin(\alpha(\omega)) \end{aligned} \quad (32)$$

egyenletrendszer által meghatározott frekvenciafüggő $\alpha(\omega)$ szög alatt hat kölcsön a nemlineáris kristályban a pumpa nyalábbal, azaz a jel különböző frekvenciakomponensei különböző irányba haladnak. Ezt a jelenséget szögdiszperzióknak nevezzük. Attól függően,

³ A 6. ábra θ kivágási szöghöz tartozó függőleges egyenesi és a fázisillesztési görbék metszéspontjai választják ki a (30) feltételnek eleget tevő hullámhosszakat. Ha a kivágási szöghöz tartozó függőleges vonal éppen érinti a fázisillesztési görbét, a (30) feltétel pontosan egy hullámhosszra teljesül. Más esetben az egyenletnek kettő, vagy nulla megoldása van.

hogy a kristály egy, vagy kéttengelyű, illetve egytengelyű kristály esetén melyik nyaláb ordinárius, illetve extraordinárius, k_j -k θ -tól és φ -tól is függhetnek. A fázisillesztésnek ezt a módját, amikor a jel szögdiszperzióját a (32)-es egyenletrendszer alapján meghatározott $\alpha(\omega)$ szerint próbáljuk meg létrehozni, szögdiszperziós fázisillesztésnek nevezzük.

Az első elméleti cikket a szögdiszperzióval történő fázisillesztés kapcsán Luis Cardoso és Goncalo Figueira publikálta [33], melyben a β -Bárium Borát (BBO) kristályban történő szögdiszperziós fázisillesztés megvalósításához egy optikai rácsot feltételeztek. Később más kristályokra is bemutatták ezt a technikát [33,34], majd a kísérleti megvalósítás során már rács párral oldották meg a fázisillesztést [35].

Fázisillesztetlenség esetén a jel intenzitásának a kölcsönhatási hosszától való (20) szerinti sinc²-es függését az okozza, hogy (8) csatolt differenciálegyenletben a konverziót erősen befolyásoló $e^{i\Delta kz}$ faktor képzetes része z -vel folyamatosan csökken. Ráadásul $z = \pi/\Delta k$ esetén előjelét is vált, mely az intenzitás csökkenését eredményezi. Az anyag polarizációját ezen periódusoknál ellentétesre változtatva – azaz megváltoztatva (8)-as egyenletben szereplő d_{eff} előjelét – folyamatos erősítést kapunk [9]. A fázisillesztésnek ezt a technikáját kvázi-fázisillesztésnek nevezzük. Martin M. Fejer és munkatársai kvázi-fázisillesztéssel történő másodharmonikus keltést leíró átfogó analízisét követően [36], kísérletileg első alkalommal CO₂-lézer másodharmonikusát keltették gallium arzenidben (GaAs) ezzel a technikával [37]. Mára már szinte rutinszerűvé vált a periodikusan polarizált kristályok előállítása és – főként optikai parametrikus oszcillátorokban való – alkalmazása [22,38-40].

1.3 Optikai parametrikus csörpölt erősítők

Ultrarövid impulzusok optikai parametrikus erősítése során általában egy keskeny sáv szélességű, időben (a jel Fourier-limitált hosszához képest) viszonylag hosszú pumpáló impulzussal egy nagy spektrális szélességű jelet erősítünk. Amennyiben mindkét impulzus Fourier-limitált, azaz (21) összefüggés esetén egyenlőség áll fenn, vagy csak kis mértékben tér el a Fourier-limitált esettől, a két impulzus átfedése a kölcsönhatás során csekély. Így, mivel a pumpa jelentős része feleslegesen van jelen, a hatásfok kicsi lesz. Másik probléma, hogy a folyamat során megerősödött, nagy intenzitású jellel nem kívánatos nemlineáris effektusok történnek. Ennek következtében – a fázisban bekövetkező torzulásokon túl – az

önfókuszálódás következtében a jel csúcshintenzitása akkorára nőhet, hogy az túllépi az anyag roncsolási küszöbét és maradandó károsodást okozhat a kristályszerkezetben.

A probléma megoldásához vezető utat, a csörpölt impulzus erősítést, először a lézertechnikában alkalmazták [41]. A módszer megértéséhez először vizsgáljuk meg a lineárisan poláros, ultrarövid impulzus evolúcióját lineáris, diszperzív közegen való áthaladás során.

A fényimpulzus lassan változó amplitúdó közelítését (SVEA – slowly varying envelope approximation) alkalmazva, a térerősség időbeli lefutását az

$$E(t) = \frac{1}{2} A(t) e^{i\omega_0 t} + c. c. \quad (33)$$

alakban írhatjuk fel, ahol $c.c.$ a komplex konjugáltat jelöli. Feltettük tehát, hogy a térerősség leírható egy gyorsan oszcilláló ω_0 körfrekvenciájú hordozóhullám és egy időben lassan változó $A(t)$ burkoló szorzatával.

Az $n(\omega)$ törésmutatójú közegben való terjedést a $k(\omega) = n(\omega) \cdot \omega/c$ diszperziós relációval jellemezve, a térerősség időbeli lefutása z távolság megtétele után az

$$\tilde{E}(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega) e^{i(\omega t - k(\omega)z)} d\omega = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega) e^{i\left(\omega t - \frac{n(\omega)\omega z}{c}\right)} d\omega \quad (34)$$

alakot ölti [12], ahol

$$\tilde{E}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(z=0, t) e^{-i\omega t} dt \quad (35)$$

a térerősség kezdeti időbeli lefutásának Fourier-transzformáltja. A (34) egyenlet exponensében szereplő

$$\frac{n(\omega)\omega}{c} z = \varphi(\omega) \quad (36)$$

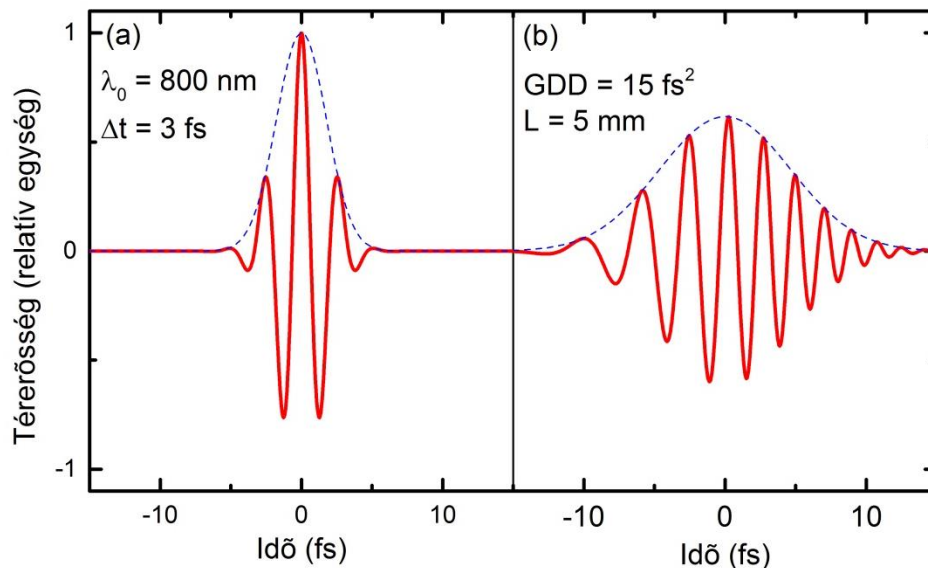
spektrális fázist ω_0 körül Taylor-sorba fejtve kapjuk:

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + GD(\omega - \omega_0) + \frac{GDD}{2} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{TOD}{6} (\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (37)$$

ahol GD, GDD, TOD rendre $\varphi(\omega)$ első-, másod-, és harmadrendű deriváltja az ω_0 helyen. A rövidítések az angol Group Delay (csoportkésés), Group Delay Dispersion (csoportkésés-diszperzió), és Third Order Dispersion (harmadrendű diszperzió) szóból

származnak, mely együttthatók egymástól megkülönböztethető módon hatnak az impulzus időbeli alakjára.

A (37) egyenletben balról jobbra haladva az első (φ_0) tag az $A(t)$ burkoló alatti fázist határozza meg⁴, a második tag – a magasabb rendű tagok elhanyagolása mellett – a fényimpulzus GD idejű késését okozza⁵. A harmadik tag hatására az impulzus időben megnyúlik és csörpöltté válik, ami annyit jelent, hogy – GDD előjelétől függően – az impulzus egyik végén hosszabb, a másik végén rövidebb hullámhossz figyelhető meg (7. ábra). A negyedik tag következményeként még bonyolultabb alakváltozások lépnek fel. Ilyen változás például az elő-, vagy utóimpulzusok keletkezése az időbeli képben.

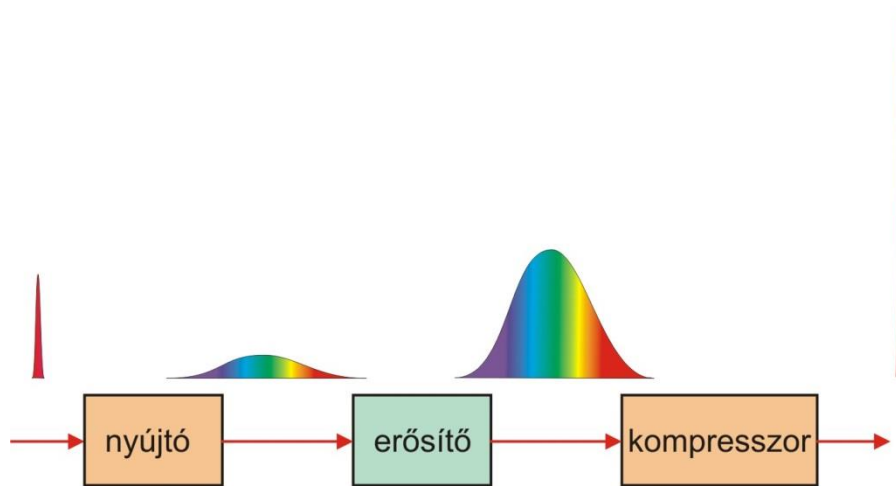


7. ábra 3 fs félértékszélességű, 800 nm központi hullámhosszú Fourier-limitált impulzus elektromos terének (piros folytonos görbe) és burkolójának (kék szaggatott görbe) időbeli lefutása 5 mm vastag, 15 fs^2 csoportkésés-diszperziójú anyagon történő áthaladás előtt (a) és után (b).

A csörpölt impulzus erősítésén alapuló technika abból áll, hogy egy időben rövid jelet egy általában pozitív GDD-vel rendelkező eszközzel (nyújtó (stretcher)) megnyújtunk, majd erősítés után egy negatív GDD-jű eszközzel (kompresszor) összenyomunk. A folyamatot a 8. ábra szemlélteti.

⁴ Ezt a tagot szokás vivő-burkoló fázisnak (CEP – Carrier-envelope phase) is nevezni

⁵ Amennyiben a magasabb rendű tagok jelentősek, GD mennyiség csak az ω_0 átlagos körfrekvenciájú hullámcsoporthoz képesti késési idejét határozza meg.



8. ábra Csörpölt erősítés sematikus ábrája.

Kísérletileg először regeneratív erősítőben valósítottak meg csörpölt erősítést, ahol módusszinkronizált Nd:YAG lézer impulzusait 300 ps-ra nyújtották, majd küldték be egy regeneratív Nd:üveg erősítőbe. Ezt követően egy rácspár segítségével nyomták össze az impulzust 1,5 ps-ra [41].

Ma már bevált módszer az optikai parametrikus erősítés és a csörpölt erősítés kombinálása, az optikai parametrikus csörpölt erősítés (OPCPA – Optical Parametric Chirped-Pulse Amplifier), mellyel lehetőség nyílt a néhány optikai ciklust tartalmazó TW-os impulzusok előállítására [11,42-46].

A minél nagyobb hatásfok elérése érdekében a csörpölt jel impulzushosszának és a pumpáló impulzus hosszának egy nagyságrendbe kell esnie [47]. Ez azonban még tökéletes fázisillesztés esetén is együtt jár a jel spektrumának beszűkülésével, ezzel együtt időbeli hosszának növekedésével. A spektrális szűkülés megértéséhez vizsgáljuk kisjelű erősítés esetén a jelre vonatkozó (17) összefüggést, mely tökéletes fázisillesztés esetén az

$$I_s(z, L) = I_s(z, 0) \frac{1}{4} e^{2\Gamma L} \sim I_s(z) e^{d_{eff} \sqrt{I_p(z)} L} \quad (38)$$

alakot ölti, ahol z a jel terjedésének iránya, $I_s(z, L)$ pedig L kölcsönhatási hosszt követően a jel intenzitásának z térkoordinátától való függése.

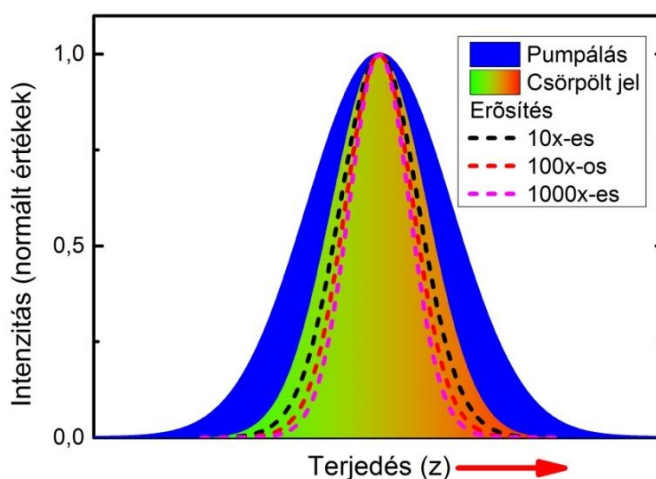
Gauss alakú intenzitásprofil feltételezve, az erősítést az

$$\exp(\alpha e^{-z^2/w^2}) \quad (39)$$

alakú kifejezés szabja meg, melynek maximuma e^α , félértékszélessége pedig $2w\sqrt{\ln(\alpha/(\alpha - \ln 2))}$. Utóbbi állandó w (pumpáló impulzushossz) esetén α -val monoton csökken, vagyis minél nagyobb erősítést alkalmazunk, annál keskenyebb lesz az erősített jel intenzitásának z irányú félértékszélessége. A csörpölt jel félértékszélessége minél jobban megközelíti a pumpa félértékszélességét, a hatás annál jelentősebb [47].

A spektrális keskenyedést az okozza, hogy csörpölt impulzusok esetén az impulzust felépítő frekvenciák nem egyenlő súlyban vannak jelen az impulzus terjedésének irányába, hanem egyik „végén” a magasabb, másik „végén” az alacsonyabb frekvenciák vannak túlsúlyban. A (38)-as egyenletből adódó félértékszélesség-csökkenés miatt a térbeli spektrumból eltűnnek a magas és alacsony frekvenciák, a spektrum beszűkül. Ennek eredményeként az erősítést követő kompresszió után a jel-impulzus a (21)-es egyenletben megfogalmazott Fourier-limit miatt hosszabbá válik, mint amilyen kezdetben volt.

Tehát minél nagyobb az erősítés, annál kisebb az erősített spektrális sáv szélesség. Ezt a hatást szemlélteti a 9. ábra, ahol a szaggatott görbék különböző erősítési faktorok esetén mutatják be a (38) alapján meghatározott, erősített jel-alakokat. A hatás valamelyest kompenzálható a pumpa és a csörpölt jel hosszai közti arány helyes megválasztásával [47,48], a pumpáló impulzus alakjával [48], az erősítés telítődésével [49], valamint a jel és pumpa közti késleltetés megfelelő megválasztásával [50]. Míg az első két technika a (38)-ban szereplő $I_p(z)$ térfüggését igyekszik csökkenteni, addig utóbbi kettő a kölcsönhatás közben megváltozó $I_p(z)$ alakokkal próbál kompenzálni.



9. ábra A pumpa (kék sáv) időbeli/térbeli hosszával összemérhető csörpölt jel (zöldből pirosba átmenő sáv) esetén az erősítés során a térfüggő intenzitás miatt a jel alacsony és magas frekvenciakomponensei elvesznek. Minél nagyobb az erősítés, annál jelentősebb ez a veszteség, mely az impulzus időtartamának növekedéséhez vezet.

2. Célkitűzés

Az utóbbi évtizedben több olyan OPCPA rendszert építettek [31,51-61], melyek az infravörös tartományon rövid hullámhosszú részén (1,4 μm -3 μm) működnek. Közülük a Ti:Zafir lézerrel pumpált BBO [51], a SOFIA fotodisszociációs jód-lézerrel [62] pumpált LBO és KDP [52], a Nd:YAG-gal pumpált KTA, KTP [53,57], valamint LN kristály [58] esetén a 20 fs félértékszélességnél is rövidebb impulzusok energiája mJ, csúcsteljesítménye TW nagyságrendű. Ezek az impulzusok felhasználhatók például keV-os fotonenergiával rendelkező, extrém rövid attoszekundumos impulzusok előállítására [63,64], vagy ultragyors elektroncsomagok manipulálására [18].

Célom volt egy olyan OPCPA tervezése, mely az infravörös tartományon egy elegendően széles jel-impulzusból extrém nagy energiájú ultrarövid impulzusokat képes előállítani. Az extrém nagy energia elérésének feltétele, hogy a nemlineáris kristály nagy nemlineáris együttthatóval rendelkezzen és nagy méretben, jó minőségben legyen gyártható. Ehhez – az intézetünkben folyó, vagy intézetünkkel együttműködő széleskörű kutatásokban felhasznált [39,65-68] – LN tűnt a legalkalmasabbnak [69].

További szempont volt, hogy pumpáló lézernek is egy már jól ismert és széles körben felhasznált lézertípust válasszak, mellyel extrém nagy, akár joule feletti energiákat is elértek már. Így esett a választás első körben az 1,03 μm -en működő Yb: YAG lézerre, mellyel meghaladták a 10 J-os energiát is [70]. Az extrém nagy csörp elkerülése érdekében törekedtem arra is, hogy olyan lézerforrást találjak, melynek impulzusai csak néhány ps hosszúságúak. Bár megjósolták, hogy Yb:YAG lézerrel is lehetséges ilyen impulzusokat előállítani [71], még ígéretesebbnek tűnik pumpaként egy, a jénai POLARIS-hoz hasonló, diódalézerrel pumpált Yb:CaF₂-erősítő, mellyel 16,6 J energiájú, 150 fs hosszú impulzusokat állítottak elő [72].

3. Tudományos eredmények

A célkitűzésben megfogalmazott OPCPA megtervezéséhez egy olyan software-t fejlesztettem a Pascal alapú, Windows-os környezetben futó, Delphi 7 rendszerben, mely lassan változó amplitúdó közelítésben képes megoldani a csörpölt optikai parametrikus erősítés folyamatát leíró csatolt differenciálegyenlet-rendszert. A differenciálegyenlet-rendszer a diszperzió és a parametrikus erősítésen kívül figyelembe veszi a harmadrendű nemlineáris optikai jelenségeket is.

Nagy energiájú, ultrarövid impulzusokat előállító, 1,03 μm -en pumpált LN alapú OPCPA-t már terveztek és meg is valósítottak a célkitűzésben megjelölt rövid hullámhosszú infravörös tartomány 2 μm feletti tartományán [58], azonban a hagyományosnak mondható nemkollineáris fázisillesztési technika a 2 μm alatti tartományokon csak más pumpálási hullámhossz esetén teszi lehetővé a nagy sávzélességű fázisillesztést [73]. Jelen fejezetben megmutatom, hogy rácspárral olyan szögdiszperzió hozható létre, mellyel 1,03 μm -es pumpálás mellett a rövidebb hullámhossztartományon is megvalósítható a fázisillesztés, közel 70 THz-es sávzélességen. A szögdiszperzió továbbá lehetőséget biztosít arra is, hogy a kristály optikai tengelyének a pumpáló impulzussal közbezárt szöge szabad paraméter legyen, mely következtében elérhetővé válik, hogy a kölcsönhatás közben a nemlineáris együttható értéke megegyezzen az elméleti maximummal.

Megmutatom továbbá, hogy az általam használt szögdiszperziós technikával, kihasználva a pumpa telítődését, az erősítési sávzélesség különböző erősítési faktorok esetén sem változik jelentősen, valamint, hogy több fokozatú rendszer esetén sem növekszik a Fourier-limitált impulzushossz.

3.1 Tökéletes fázisillesztés maximális nemlineáris együtthatónál

Nemlineáris kristályként 5%-os koncentrációban Mg-al adalékolt kongruens LN kristályt feltételeztem, mely ordinárius és extraordinárius törésmutatóit az:

$$n_o(\lambda) = \left(\frac{2,4272\lambda^2}{\lambda^2 - 0,01478} + \frac{1,4617\lambda^2}{\lambda^2 - 0,05612} + \frac{9,6536\lambda^2}{\lambda^2 - 371,216} + 1 \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$n_e(\lambda) = \left(\frac{2,2454\lambda^2}{\lambda^2 - 0,01242} + \frac{1,3005\lambda^2}{\lambda^2 - 0,05313} + \frac{6,8972\lambda^2}{\lambda^2 - 331,33} + 1 \right)^{\frac{1}{2}},$$
(40)

Sellmeier-egyenletek határozzák meg az infravörös tartományon [30].

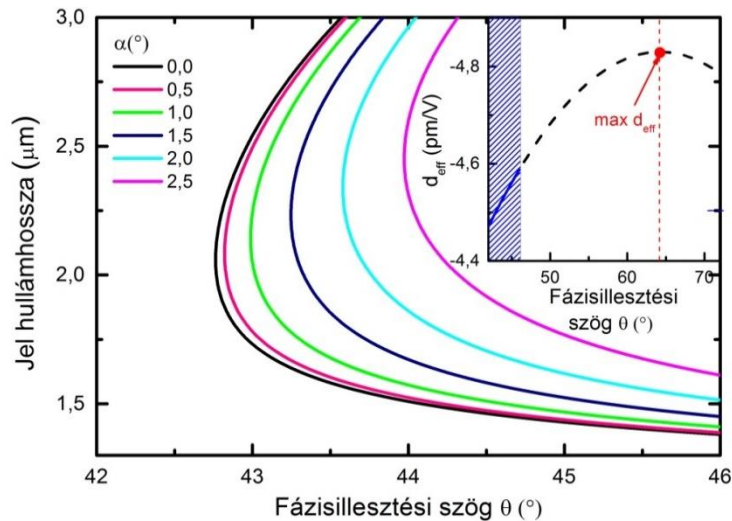
Az effektív nemlineáris együttható nagyságát a kristály orientációjára jellemző θ és φ szögek függvényében I-es típusú fázisillesztés esetén a

$$d_{eff}(\theta, \varphi) = -d_{22} \cos(\theta) \sin(3\varphi) + d_{31} \sin \theta$$
(41)

összefüggés határozza meg [29], ahol $d_{22} = 2,1$ pm/V, $d_{31} = -4,35$ pm/V, a (11)-ben definiált nemlineáris tenzor megfelelő elemei. Az effektív nemlineáris együttható nyilvánvalóan $\varphi = 30^\circ$ mellett éri el maximumát, ezért az optimális θ érték a pusztán egyváltozós

$$d_{eff}(\theta) = -d_{22} \cos(\theta) + d_{31} \sin \theta$$
(42)

függvény maximumához tartozó szélsőérték lesz: $\theta = 64,23^\circ$. Az így kapott $|d_{eff}(64,23^\circ)| = 4,83$ pm/V több, mint 7%-al nagyobb a 10. ábráról leolvasható, $2 \mu\text{m}$ feletti, nemkollineáris geometriával nagy sáv szélességen megvalósítható fázisillesztéshez tartozó $|d_{eff}(\approx 44^\circ)| = 4,5$ pm/V-től (10. ábra inzert), mely a (20)-as egyenlet alapján mintegy 15%-al nagyobb erősítést jósol.



10. ábra Kollineáris (fekete görbe) és $0,5-2,5^\circ$ közötti nemkollinearitási szögek esetén a tökéletes fázisillesztéshez tartozó görbék. Az inzertben az effektív nemlineáris együttható θ -tól való függése látható. A kéken csikozott tartomány megegyezik a fő ábrán felvett tartománnyal.

Célunk tehát a továbbiakban, hogy olyan eszközt találjunk, mellyel minél nagyobb spektrális tartományon nagy pontossággal létrehozható a

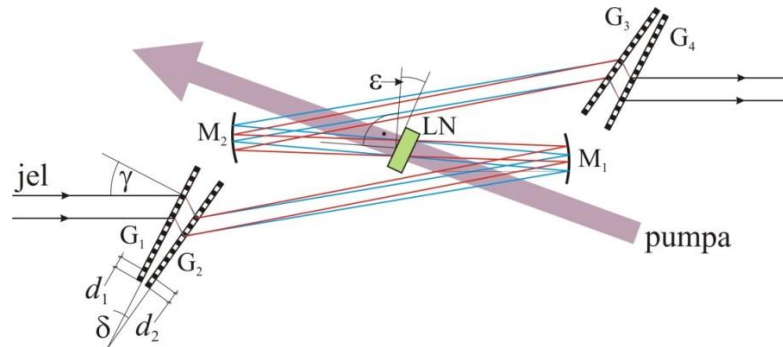
$$\begin{aligned}\Delta k_{\parallel}(\lambda_p, \theta_p) &= k_p(\theta_p) - k_s \cdot \cos(\alpha(\lambda_s)) - k_i \cdot \cos(\beta(\lambda_s)) = 0 \\ \Delta k_{\perp}(\lambda_p, \theta_p) &= k_s \cdot \sin(\alpha(\lambda_s)) - k_i \cdot \sin(\beta(\lambda_s)) = 0\end{aligned}\quad (43)$$

egyenletrendszer által meghatározott $\alpha(\lambda_s)$ szögdiszperzió. A (43)-as egyenlet lényegében megegyezik a nemkollineáris fázisillesztésnél tárgyalt (31)-es egyenlettel azzal a különbséggel, hogy jelen esetben α és β szög hullámhosszfüggő.

3.2 Szögdiszperzió kialakítása rácspárok segítségével

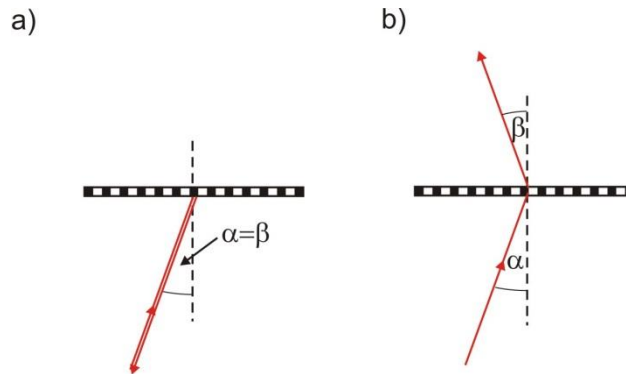
Szögdiszperziót leggyakrabban prizma- és rácspárok segítségével valósítanak meg. Nagy energiák esetén a diszperzió létrehozásához azonban csak rácsok jöhetnek szóba. Ennek oka, hogy a fény-anyag kölcsönhatások során az anyag roncsolási küszöbét meghaladó nagy intenzitások elkerülése végett meglehetősen nagy nyalábmérettel kell dolgozni. Prizma esetén a prizma csúcsától távol érkező sugarak jelentős nem kívánt anyagi diszperziót is szenvednek, továbbá nagy intenzitások esetén nem tekinthetünk el az önfázis-moduláció kártékony hatásától sem. Ezen jelenségek rácsok használatával kivédhetőek.

Az általunk javasolt elrendezés [74] sematikus vázlatát a 11. ábra mutatja be, ahol γ a jel haladási iránya és a d_1 rácsállandójú, G_1 -el jelölt rács beesési normálisa által közbezárt szög, δ pedig a G_1 és G_2 rácsok által közbezárt szög. A $G_3(=G_2)$ és $G_4(=G_1)$ rácsok a $G_1 - G_2$ rácspár által létrehozott szögdiszperzió kompenzálására alkalmas rácspár. Az M_1 és M_2 gömbtükröt úgy helyezzük el, hogy G_2 rács képe a μ arányú leképzés során a LN kristályban jelenjen meg. A jel központi hullámhossza és a LN kristály felületi merőlegese által közbezárt szög ε .



11. ábra Szögdiszperzióval fázisillesztett OPCPA sematikus ábrája.

A kristályban az $\alpha(\lambda_s)$ szögdiszperziót tehát a $G_1 - G_2$ rácspár és a LN kristályon történő fénytörés együttese határozza meg. Az optimalizáció szempontjából fontos paraméter a rácson történő diffrakció hatásfokát erősen befolyásoló Littrow szögtől való eltérés. Littrow szögnek azt a speciális, rácstra való beesési szöget nevezzük, mely esetben – reflexiós rácsot alkalmazva – az első rendben diffraktált nyaláb iránya ellentétes a beeső nyaláb irányával. Transzmissziós rács esetén Littrow szögű beesésről akkor beszélünk, ha az első rend úgy hajlik el, mintha a beeső nyaláb a beesési merőlegesre fektetett tükörről verődne vissza (12. ábra).



12. ábra Littrow szögű elrendezés reflexiós (a) és transzmissziós (b) rács esetén.

A d rácscellaállandójú transzmissziós rácsra α szögben beeső λ_0 hullámhosszúságú fénynyaláb a

$$\frac{\lambda_0}{d} = \sin(\alpha) - \sin(\beta) \quad (44)$$

rácsegyenesletnek megfelelő β szögben halad tovább. Az $\alpha_L = \alpha = -\beta$ feltétel alapján az α_L Littrow szög könnyen meghatározható [28]:

$$\alpha_L = \text{asin}\left(\frac{\lambda_0}{2d}\right). \quad (45)$$

Így a d rácscellaállandójú rácsra α szögben beeső λ_0 központi hullámhosszú fényimpulzus egyes hullámhosszkomponenseinek, a λ_0 -hoz tartozó Δ Littrow szögtől való eltéréssel kifejezett diffrakciós szögét a

$$\beta(\lambda, \Delta) = \text{asin}\left(\sin\left(\text{asin}\left(\frac{\lambda_0}{2d}\right) + \Delta\right) - \frac{\lambda}{d}\right) \quad (46)$$

egyenlet írja le, mely trigonometriai megfontolások alapján a

$$\beta(\lambda, \Delta) = \text{asin} \left(\frac{\lambda_0}{2d} \cos(\Delta) + \sqrt{1 - \frac{\lambda_0^2}{4d^2} \sin^2(\Delta)} - \frac{\lambda}{d} \right) \quad (47)$$

alakra hozható.

Ezt az elvet az általunk használni kívánt rácspárra alkalmazva, valamint figyelembe véve a kristályon való refrakciót, a szögdiszperzióra a

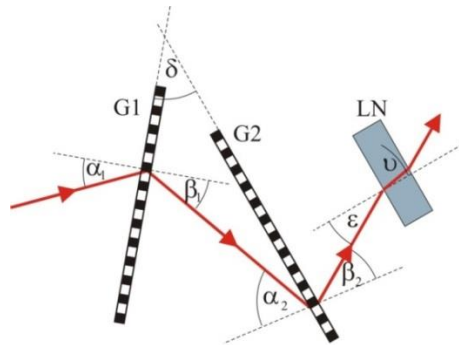
$$v(\lambda, \Delta_1, \Delta_2, d_1, d_2, \varepsilon, \mu) = \text{asin} \left(\mu \frac{\sin(\beta_2(\lambda, d_1, d_2, \Delta_1, \Delta_2)) - \beta_{20}(d_2, \Delta_2) + \varepsilon}{n_o(\lambda)} \right) \quad (48)$$

kifejezést kapjuk, ahol

$$\begin{aligned} \beta_2(\lambda, d_1, d_2, \Delta_1, \Delta_2) &= \text{asin} \left(\sin(\alpha_2(\lambda, d_1, d_2, \Delta_1, \Delta_2)) - \frac{\lambda}{d_2} \right), \\ \alpha_2(\lambda, d_1, d_2, \Delta_1, \Delta_2) &= \text{asin} \left(\frac{\lambda_0}{2d_2} + \Delta_2 \right) + \\ &\quad \text{asin} \left(\frac{\lambda_0}{2d_1} \cos(\Delta_1) + \sqrt{1 - \frac{\lambda_0^2}{4d_1^2} \sin^2(\Delta_1)} - \frac{\lambda_0}{d_1} \right) - \\ &\quad \text{asin} \left(\frac{\lambda_0}{2d_1} \cos(\Delta_1) + \sqrt{1 - \frac{\lambda_0^2}{4d_1^2} \sin^2(\Delta_1)} - \frac{\lambda}{d_1} \right), \end{aligned} \quad (49)$$

$$\beta_{20}(d_2, \Delta_2) = \text{asin} \left(\frac{\lambda_0}{2d_2} \cos(\Delta_2) + \sqrt{1 - \frac{\lambda_0^2}{4d_2^2} \sin^2(\Delta_2)} - \frac{\lambda_0}{d_2} \right).$$

A (48)-(49) összefüggés levezetése Dr. Pálfalvi László munkája, így – mivel nem saját eredmény – jelen dolgozatban részletekbe menően nem tárgyalom. Az egyenletben szereplő Δ_1 és Δ_2 a 13. ábra alapján értelmezhető d_1 és d_2 ráczállandójú G_1 és G_2 rácshoz tartozó α_1 és α_2 szögek Littrow szögtől való eltérését jelentik.

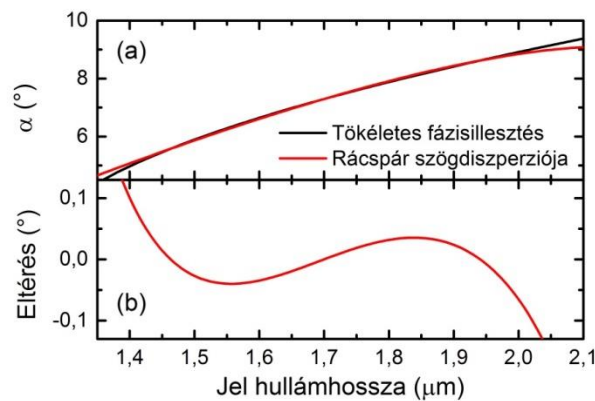


13. ábra Rácspáron való diffrakció sematikus ábrája.

A nagy sávzélességű szögdiszperzió megvalósításához a (48)-(49)-ben kifejtett meglehetősen bonyolult, hétváltozós $v(\lambda, \Delta_1, \Delta_2, d_1, d_2, \varepsilon, \mu)$ függvénynek nagy tartományon kell megegyeznie (43) által meghatározott $\alpha(\lambda_s)$ függvénnyel. Ez hét paraméter esetén könnyen megvalósítható; törekedtem azonban arra, hogy a nyaláb mindkét rácson közel Littrow szögben haladjon át, továbbá, hogy a kivitelezhetőség szempontjából nehezen kezelhető μ leképzési arány ne legyen túlságosan nagy. A paraméterek meghatározásához az Origin 9.0-ás verziójával [75] illesztettem $v(\lambda, \Delta_1, \Delta_2, d_1, d_2, \varepsilon, \mu)$ függvényt $\alpha(\lambda_s)$ -re és találtam olyan paramétereket, melyekkel a megfogalmazott szempontokat figyelembe véve nagy sávzélességen jól illeszkedő függvényt kaptam. A paramétereket az 1. táblázat foglalja össze; a függvény illeszkedését a 14. ábra mutatja be.

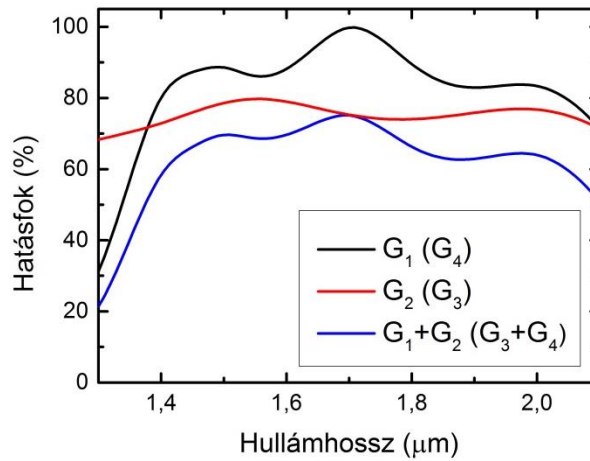
1. táblázat A szögdiszperziót a 11. ábra szerinti elrendezés alapján megvalósító rácspárhoz tartozó paraméterek.

Paraméterek	Érték
d_1 [μm]	1,513
d_2 [μm]	1,344
μ	1:3,5
γ [$^\circ$]	31,3 $^\circ$
δ [$^\circ$]	3,8 $^\circ$
ε [$^\circ$]	13,89 $^\circ$
F_1	0,6
F_2	0,4
h_1 [μm]	3,3
h_2 [μm]	1,9



14. ábra (a) Tökéletes fázisillesztéshez tartozó szögdiszperzió (fekete görbe) és az 1. táblázatban megadott paraméterek alapján beállított rácspár által létrehozott szögdiszperzió (piros görbe). (b) A tökéletes fázisillesztéshez tartozó szögdiszperziótól való eltérés.

Transzmissziós rács anyagául fused silica-t feltételeztünk, mivel ismert, hogy az 1,5 μm körüli hullámhossztartományon igen jó hatásfokú bináris rácsok készíthetők belőle [76]. A pontos hatásfok-adatokat Tokodi Levente határozta meg a GSolver [77] program segítségével. Ehhez optimalizálta mindkét rács esetén a rácsok finomszerkezetét; pontosabban a kitöltési tényezőt (F_1 és F_2 az 1. táblázatban) és a horonymélységet (h_1 és h_2 az 1. táblázatban). A rácsok hatásfokára vonatkozó eredményeit, melyeket felhasználtam az erősítési görbék meghatározásánál, a 15. ábra foglalja magában.



15. ábra Az egyes rácsok diffrakciós hatásfoka (fekete és piros görbe), valamint együttes hatásfokuk (kék görbe).

A szögdiszperziót létrehozó elem bemutatása, paramétereinek meghatározása után az erősítés folyamatára egy alkalmas modellt kell találni, mely helyesen írja le a folyamat során lezajló másod- és harmadrendű nemlineáris optikai folyamatokat.

3.3 Optikai parametrikus csörpölt erősítők modellje

Az általam használt nemstacionárius OPCPA modell alapjául E. Gaižauskas és munkatársai által is alkalmazott [78] csatolt differenciálegyenlet-rendszer szolgált. A modell lassan változó amplitúdó közelítést használ, mely esetben a jel (s), idler (i) és pumpa (p) tér- és időfüggő elektromos terét az

$$E_l(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} A_l(t) \exp(j\mathbf{k}_l \mathbf{r} - j\omega_l t) + c. c. \quad (50)$$

összefüggés írja le, ahol $l=s, i, p$ a jel, idler és pumpa megkülönböztetésére szolgáló index, $A_l(t)$ az elektromos tér lassan változó komplex amplitúdója, \mathbf{k}_l a hullámszámvektor, ω_l a központi körfrekvenciája, j pedig az imaginárius egység.

A terjedést, valamint a másod- és harmadrendű nemlineáris optikai folyamatokat is helyesen leíró csatolt nemlineáris hullámegyenlet alakja a következő:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial A_s}{\partial z} + v_{sp} \frac{\partial A_s}{\partial t} + jD_s A_s &= j \frac{\omega_s \chi^{(2)}}{2n_s c} A_p A_i^* \exp(-j\Delta k z) + \\
& j \frac{3\omega_s \chi^{(3)}}{8n_s c} A_s (|A_s|^2 + 2|A_i|^2 + 2|A_p|^2), \\
\frac{\partial A_i}{\partial z} + v_{ip} \frac{\partial A_i}{\partial t} + jD_i A_i &= j \frac{\omega_i \chi^{(2)}}{2n_i c} A_p A_s^* \exp(-j\Delta k z) + \\
& j \frac{3\omega_i \chi^{(3)}}{8n_i c} A_i (2|A_s|^2 + |A_i|^2 + 2|A_p|^2), \\
\frac{\partial A_p}{\partial z} + jD_p A_p &= j \frac{\omega_p \chi^{(2)}}{2n_p c} A_s A_i \exp(j\Delta k z) + \\
& j \frac{3\omega_p \chi^{(3)}}{8n_p c} A_p (2|A_s|^2 + 2|A_i|^2 + |A_p|^2).
\end{aligned} \tag{51}$$

Az egyenletben szereplő $1/v_{qp} = (\partial k_q(\omega)/\partial \omega)^{-1} - (\partial k_p(\omega)/\partial \omega)^{-1}$ ($q=s, i$) a jel és az idler pumpával szembeni csoportsebesség eltérése, $D_l = \sum_{m=2}^{\infty} \frac{1}{m!} \frac{\partial^m k}{\partial \omega^m}(\omega_l) \left(-j \frac{\partial}{\partial t}\right)^m$ az anyag diszperzióját írja le az időtartományban⁶ [79]. A differenciálegyenlet-rendszer bal oldalán szereplő tagok tehát a lineáris terjedését, a jobb oldalon szereplők pedig a másod- és harmadrendű nemlineáris optikai folyamatokat írják le. Az egyenlet a „pumpa szemszögéből” írja le a folyamatot, vagyis a pumpával együtt mozgó koordinátarendszerben oldjuk meg a nemlineáris hullámegyenletet.

Az így megválasztott koordinátarendszerben a skalár Δk értéket is a pumpa terjedésének irányába írjuk fel:

$$\Delta k = k_p - k_s \cos(\alpha) - k_i \cos(\beta). \tag{52}$$

Az egyenletben szereplő α a jel és a pumpa, β pedig az idler és a pumpa hullámszámvektora által közbezárt szög.

⁶ Az (51) csatolt differenciál-egyenlet alapját képező [78], D_l esetében csak a csoportsebesség-diszperziót vette figyelembe.

Az (51) csatolt differenciálegyenlet-rendszer numerikus megoldására a Split-step Fourier algoritmust [80,81] használtam. A módszer lényege, hogy a nemlineáris változást időben, a terjedést pedig frekvencia-térben kezeljük. Az (51) csatolt differenciálegyenlet-rendszer minden egyenlete átírható

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (53)$$

alakra, ahol \hat{D} differenciál operátor a lineáris terjedés tagjait, \hat{N} pedig a nemlineáris terjedést foglalja magában. A jelre vonatkozóan ezen operátorok például a

$$\hat{D} = -v_{sp} \frac{\partial}{\partial t} - \sum_{m=2}^{\infty} \frac{1}{m!} \frac{\partial^m k}{\partial \omega^m}(\omega_l) \left(-j \frac{\partial}{\partial t}\right)^m \quad (54)$$

$$\hat{N} = j \frac{\omega_s \chi^{(2)}}{2n_s c} A_p A_i^* \exp(-j\Delta kz) / A_s + j \frac{3\omega_s \chi^{(3)}}{8n_s c} (|A_s|^2 + 2|A_i|^2 + 2|A_p|^2)$$

értékeket veszük fel.

A fényimpulzus viselkedését az L hosszúságú kristályon való áthaladás során úgy határozzuk meg, hogy kis δz lépésközökre felbontva a kristályt, minden egyes lépésközben először $\hat{D} = 0$, majd az így kapott A -ra vonatkozóan, $\hat{N} = 0$ mellett is megoldjuk (53) differenciálegyenletet. A \hat{D} differenciál operátorban szereplő időbeli deriváltat a legkézenfekvőbb a

$$\frac{\partial^m}{\partial t^m} A(t) = \int_{-\infty}^{\infty} (i\omega)^m \mathcal{A}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (55)$$

összefüggés alapján kezelni [82], ahol $\mathcal{A}(\omega)$ az $A(t)$ függvény Fourier-transzformáltja. A lineáris terjedést így a spektrális tartományon számoljuk.

Tehát (53) differenciálegyenlet megoldásához minden egyes δz lépésköz esetén első lépésben meghatározzuk a $B(z, t) = \int_z^{z+\delta z} \hat{N}A(z, t) dz$ függvényt, majd ezt Fourier-transzformálva, az $\mathcal{A}(z + \delta z, \omega) = \int_z^{z+\delta z} \mathcal{D}(\omega) \mathcal{B}(z, \omega) dz$ alapján megkapjuk az $A(t)$ komplex térerősség burkoló komplex spektrumát a $z + \delta z$ helyen. Ezt inverz Fourier-transzformálva megkapjuk a komplex burkoló időbeli alakját. Így N darab δz nagyságú részre osztott L hosszúságú kristály esetén a kristályon való áthaladást az

$$A_{m+1}(t) = \mathcal{F}^{-1} \left[\int_z^{z+\delta z} \widehat{\mathcal{D}}(\omega) \mathcal{F} \left(\int_z^{z+\delta z} \widehat{N}(A_m(t)) \cdot A_m(t) dz \right) dz \right] \quad (56)$$

rekurzió N-szeri elvégzésével határozhatjuk meg, ahol \mathcal{F} a Fourier-transzformáltat, $\widehat{\mathcal{D}}(\omega)$ pedig a $\widehat{\mathcal{D}}$ differenciál operátor Fourier-transzformáltját jelenti.

A LN-ra vonatkozó – (40)-ben tárgyalt – Sellmeier-egyenletek birtokában, a diszperzióra jellemző $k(\omega)$ könnyen meghatározható. Az általam írt modell a lineáris terjedést a

$$\widehat{\mathcal{D}}(\omega) = \frac{(n_{e,o}(\omega) \cdot \cos(\eta(\omega)) - n_g(\omega_p)) \omega}{c} \quad (57)$$

alapján veszi figyelembe, ahol $n_g(\omega)$ az ω frekvenciához tartozó csoport törésmutató, $\eta(\omega)$ pedig a szög frekvenciafüggése a kristályban. Nyilvánvalóan konstans $\eta(\omega)$ mellett hagyományos nemkollineáris OPCPA-t, $\eta(\omega) = 0$ esetben pedig kollineáris OPCPA-t is modellezhetünk. A nemlineáris jelenségeket figyelembevevő \widehat{N} operátor jellege megegyezik (54)-ben tárgyaltakkal.

Az általam írt kód bemenő paraméterei között szerepel a pumpáló lézer és a jel kezdeti Fourier-limitált Δt félértékszélessége és I_0 intenzitása, melyekből – gauss alakú burkolót feltételezve⁷ – az

$$A(t) = \sqrt{\frac{2I_0}{\varepsilon_0 c n_g}} \exp\left(-2 \ln(2) \frac{t^2}{\Delta t^2}\right) \quad (58)$$

alapján határozza meg az (51) differenciálegyenlet-rendszer megoldásához szükséges komplex térerősség-burkolókat. Az idler a kezdeti feltételek szerint zérus.

Az F felület megadásával a program az impulzusok energiáit a

$$W = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c F n_g \int_{-\infty}^{\infty} |A(t)|^2 dt \quad (59)$$

alapján számolja.

A jel nyújtását eredményező GDD-t a

⁷ A program Lorentz, Supergauss, és Sech függvényekkel is képes számolni.

$$GDD = \frac{\sqrt{\frac{\tau^2}{\Delta t^2} - 1}}{4\ln(2)} \Delta t^2 \quad (60)$$

összefüggés alapján határoztam meg [83], ahol Δt a Fourier-limitált hosszat, τ pedig a megnyújtott hosszat jelenti. Az új komplex amplitúdó ezek alapján az

$$A_s(t) = \mathcal{F}^{-1} \left(\mathcal{F}(A_s(t)) \exp \left(-i \frac{GDD}{2} (\omega - \omega_s)^2 \right) \right) \quad (61)$$

alakot veszi fel.

A program a megadott időablakot kettő hatványai szerint osztja fel, hogy a Split-Step algoritmus elvégzése során a Fourier-transzformációhoz a gyors Fourier-transzformációt (FFT – Fast Fourier Transformation) lehessen használni, mely jelentősen csökkenti a futási időt [82].

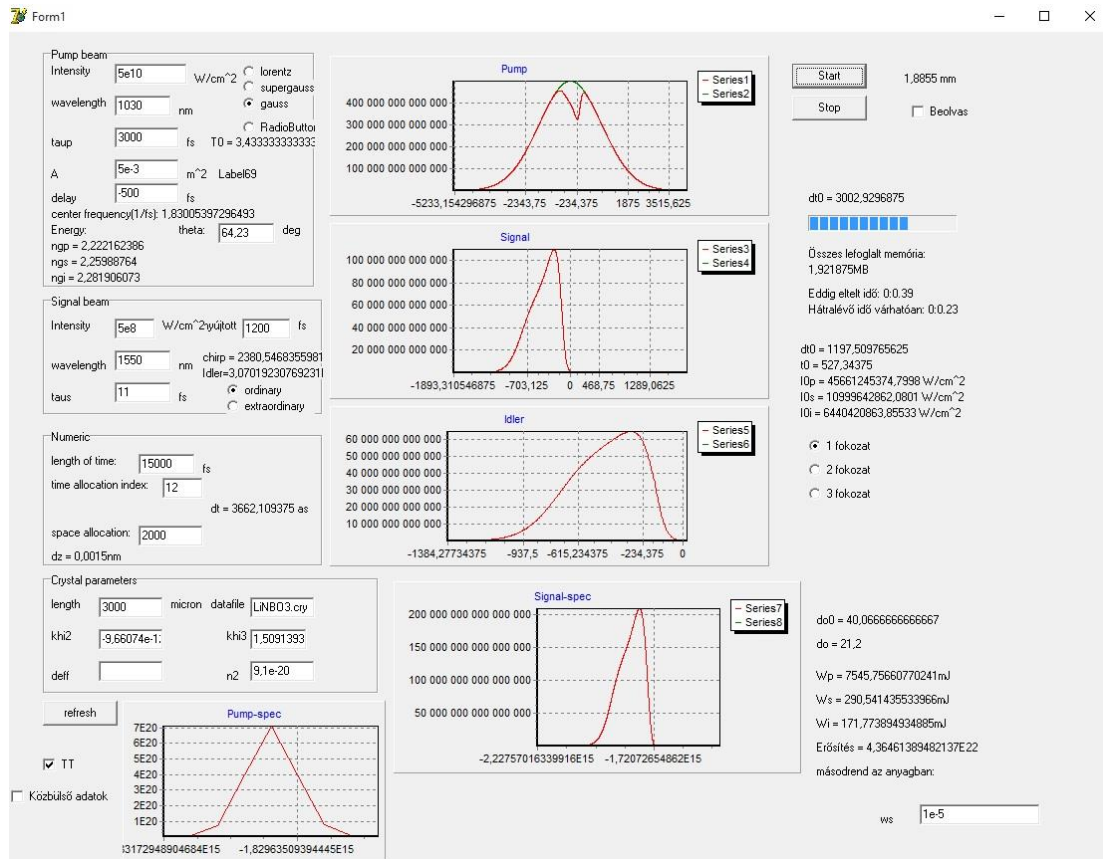
A program képes több fokozatú rendszert is kezelni. Minden egyes fokozatnál beállítható a jel központi frekvenciájának a pumpa intenzitásmaximumától való késleltetése, a pumpálás intenzitása és a nyalábok keresztmetszete. Több fokozat esetén a nyaláb keresztmetszetének megváltoztatásával természetesen – az energiamegmaradás elvét figyelembe véve – a jel komplex amplitúdójának nagyságát az

$$A_s^{új}(t) = A_s(t) \sqrt{\frac{F}{F_{új}}} \quad (62)$$

szerint változtatjuk, ahol F az előző fokozatban, $F_{új}$ pedig a soron következő fokozatban használt nyalábfelület.

A programmal lehetőség van egy korábban kiszámolt jel-impulzus beolvasására is. Ez akkor lehet különösen fontos, ha különböző kristályokat, vagy különböző szögdiszperziót szeretnénk alkalmazni az egyes fokozatokban.

A futás során látható a pumpa, a jel és az idler időbeli alakja, valamint a jel spektruma (16. ábra). A futás befejezését követően a program egy-egy file-ba kiírja a pumpa, a jel és az idler kezdeti, valamint az egyes fokozatok utáni időbeli és spektrális tartományon értelmezett komplex amplitúdóit. Kimenő adat még a terjedés során a jel, az idler és a pumpa energiájának alakulása, valamint az erősítés mértéke.



16. ábra Az általam fejlesztett program számolás közben.

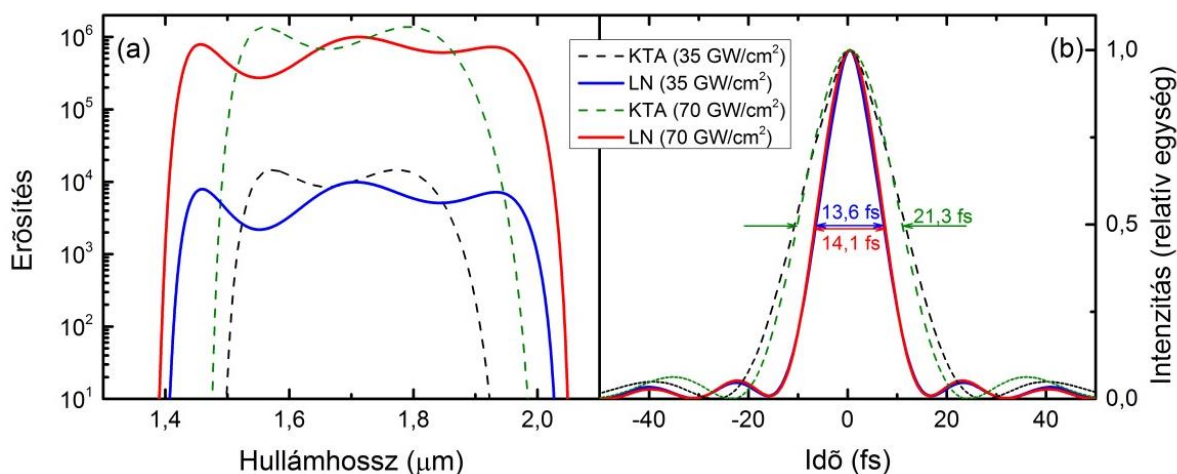
3.4 Kisjelű erősítés

Az általunk tervezett OPCPA [74] elvi korlátait kisjelű erősítés mellett lehet a legjobban bemutatni. A kapott eredményeket összehasonlítom a nemkollineáris elrendezésű KTA erősítővel kapott eredményekkel, melyet 1,03 μm -es pumpával előszeretettel alkalmaznak az 1,4-1,8 μm -es tartományon [53,84-87].

Kisjelű erősítésnél kritérium, hogy a pumpáló impulzus energiájának csökkenése elhanyagolható legyen. Az 1.3 fejezet végén tárgyalt csörpölt erősítésnél tapasztalt intenzitásprofilról függő spektrális keskenyedés elkerülése érdekében, a számítás során, a pumpa-impulzusnál több, mint egy nagyságrenddel rövidebb jel-impulzust feltételeztem.

Mind a LN, mind a KTA kristályt 2,5 mm hosszúnak választottam. A pumpáló impulzus időbeli hossza 15 ps, központi hullámhossza 1,03 μm volt. A jel-impulzus, – hogy megfelelően nagy legyen a sávzélessége –, egy 1,55 μm központi hullámhosszú, időben 4 fs Fourier-limitált hosszából 0,5 ps-ra nyújtott impulzus volt. A számításokat 35 GW/cm^2 és

70 GW/cm² pumpáló intenzitások mellett végeztem el. Az így kapott erősítési görbéket és Fourier-limitált impulzusalakokat a 17. ábra mutatja be.



17. ábra (a) LN-ban szögdiszperzióval (folytonos vonalak), illetve KTA-ban nemkollinearisan (szaggatott vonalak) fázisillesztett OPCPA erősítési görbéi kisjelű erősítés esetén. (b) Fourier-limitált impulzushosszak Gauss alakú bemenő spektrumok esetén.

Az eredmények alapján elmondható, hogy rácspárral történő szögdiszperzióval 2,5 mm-es LN kristályban 35 GW/cm²-es pumpálás esetén 65 THz-es sávzélességen átlagosan $5,3 \times 10^3$ -szoros, 70 GW/cm²-es pumpálás esetén közel 70 THz-es sávzélességen pedig átlagosan $5,7 \times 10^5$ -szeres erősítés érhető el. Az erősítési görbék számításánál figyelembe vettem a rácspár által okozott veszteségeket mind az OPCPA-ba bemenő, mind az erősített jel-impulzus esetén.

Nemkollineáris fázisillesztést alkalmazva KTA kristályban, ahol $\theta_p = 56,6^\circ$ -nak és $\alpha = 5^\circ$ -nak volt megválasztva, az elérhető erősítési sávzélesség mindkét feltételezett pumpáló intenzitás esetén 50 THz alatt marad. Az 50 THz-es erősítési sávzélességen a KTA átlagos erősítése 35 GW/cm²-es pumpáló intenzitás esetén 17-szer, 70 GW/cm²-es pumpáló intenzitás esetén pedig 1,4-szer nagyobb, mint amit LN esetén tapasztalunk a 70 THz-es erősítési sávzélességen. Hogy a LN alulmarad a KTA erősítésével szemben, annak fő oka a szögdiszperziót létrehozó, majd kompenzáló rácspárból eredő veszteség (15. ábra). Nagyobb intenzitások esetén azonban még a rácspárokból eredő veszteség ellenére is megközelíthető, illetve meghaladható a KTA-val elérhető átlagos erősítés. Ennek oka, hogy a KTA $n_2 = 2,3 \times 10^{-15}$ cm²/W nemlineáris törésmutatója [88] 2,5-szer nagyobb a LN $n_2 = 9,1 \times 10^{-16}$ cm²/W törésmutatójánál [89], mely nagy intenzitások és számottevő

terjedési hosszak esetén jelentős önfázis-modulációt okoz a pumpáló impulzus tekintetében. Ebből kifolyólag KTA esetén romlik a fázisillesztés és csökken a parametrikus erősítés hatásfoka.

A rendkívül széles, 70 THz-es spektrális sávzélességnek köszönhetően, szögdiszperzióval fázisillesztett LN esetén, Gauss alakú bemenő jel-spektrumot feltételezve, az erősített jel intenzitásának időbeli félértékszélessége 35 GW/cm²-es pumpáló intenzitás esetén 13,6 fs, 70 GW/cm²-es pumpáló intenzitás esetén pedig 14,1 fs (17. ábra b)). Ez 40%-kal rövidebb, mint amit hasonló feltételek mellett el lehet érni KTA kristályt alkalmazva. További előnye a LN-nak a KTA-val szemben, hogy nagy méretben is könnyen hozzáférhető a kereskedelmi forgalomban, a nagy apertúra pedig lehetővé teszi a nagy energiájú impulzusok előállítását.

Kijelenthető tehát, hogy az egyik legelterjedtebb, nagy energiát biztosító lézert használva pumpaként, rácspár segítségével előidézve a jel szögdiszperzióját, az 1,4-2,0 μm-es hullámhossz-tartományán LN kristályban el lehet érni akár 70 THz-es sávzélességű erősítést is. Ez messze meghaladja a hagyományos kollineáris technikával elérhető 3-9 THz-es, valamint az infravörös tartománynak az 1,3-2,0 μm-es tartományán előszeretettel alkalmazott KTA kristály nemkollineáris fázisillesztésével megvalósítható 50 THz-es sávzélességet. Az általunk javasolt szögdiszperziós technika tehát – a fázisillesztés megvalósításának és kompenzálásának nehézségét leszámítva – minden szempontból előnyösebbnek bizonyul, mint a korábban alkalmazott technikák.

3.5 Nagy energiájú ultrarövid impulzus előállítása

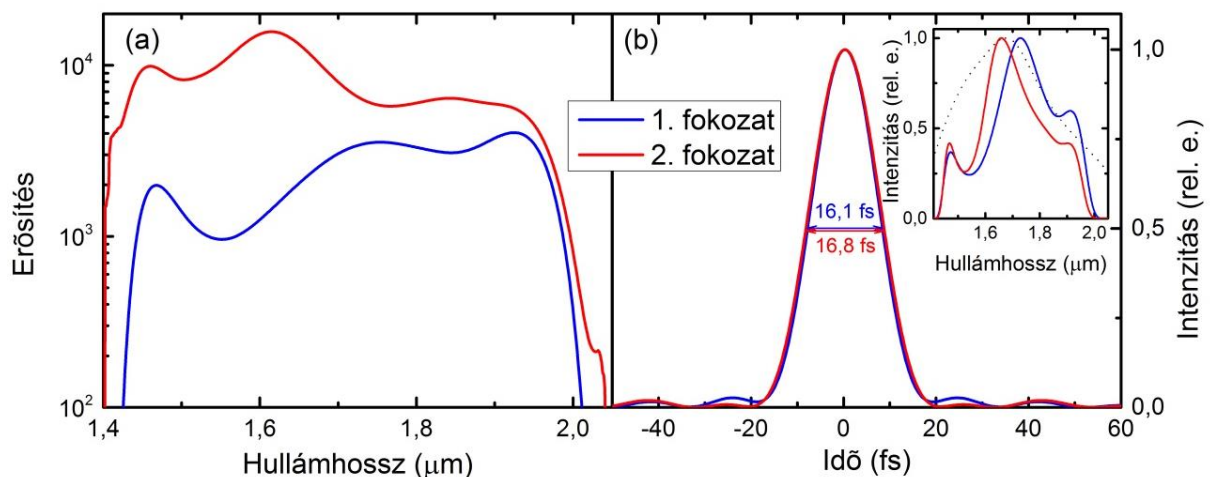
Az elvi korlátok és lehetőségek áttekintése után a felhasználás tekintetében fontos megvizsgálni, hogy a tervezett OPCPA rendszer reális paraméterek mellett milyen hatásfokkal és mekkora energiájú ultrarövid impulzusokat képes előállítani. Megmutatom, hogy az általam javasolt OPCPA két fokozatban gyenge jelű fehér fényből akár joule nagyságrendű impulzusok előállítására is alkalmas.

A szimulációhoz 2 ps-os, 1,03 μm központi hullámhosszú, 1,4 J energiájú pumpáló impulzust feltételeztem, melyet például Yb:YAG thin-disk lézerral [71], vagy az egyre robosztusabb energiaértékeket elérő Yb:CaF₂ erősítővel [72] lehet produkálni. A jelet ezúttal egy Gauss alakú, 8 fs félértékszélességű, 1,65 μm központi hullámhosszú, Fourier-limitált

impulzusról 1,1 ps hosszúságúra nyújtott impulzus biztosította. A kívánt spektrális tartománynak megfelelő szélességű jelet elő lehet állítani például mJ-os femtoszekundumos lézertimpulzusok különbség-frekvencia generálásával [51].

Az első fokozatban 2,5 mm-es, a másodikban 2,0 mm-es LN kristályt feltételeztem. A pumpáló intenzitás az első fokozatban 35 GW/cm^2 , a második fokozatban 65 GW/cm^2 volt. A nyalábátmérők 0,6 mm és 35,6 mm szélesek voltak az első és a második fokozatban. Ez 198 μJ és 1,38 J pumpáló energiának felel meg.

A szimulációval kapott eredményeket a 18. ábra mutatja be. Az első fokozatban a 20 nJ-os kezdeti energiából $1,4 \times 10^3$ -szoros erősítéssel 27,8 μJ energiájú, 16,1 fs-os Fourier-limitált impulzushozhoz tartozó spektrummal rendelkező impulzus keletkezik, melyet kitérítve, átküldve a második fokozatra, egy újabb, közel 8000-szeres erősítést követően, 222 mJ-os, 16,8 fs-nak megfelelő impulzussá alakul. A spektrális sáv szélesség megőrzésénél jelentős szerepe volt a pumpa telítődésének, valamint a pumpa csúcs-intenzitásának és a jel csúcs-intenzitásának egymáshoz viszonyított időbeli eltérésének (delay). A két fokozatban elért $1,1 \times 10^7$ -szeres erősítés 16%-os pumpa-jel konverziós hatásfoknak felel meg. A keletkező háromciklusú impulzus teljesítménye 13 TW, mely a pumpáló lézer energiájával és a nyalábmérettel skálázható.



18. ábra (a) Két fokozatú, LN-ban szögdiszperzióval fázisillesztett OPCPA első (kék) és második fokozatához tartozó erősítési görbéi, valamint (b) az intenzitás időbeli lefutása az insetben a hozzá tartozó spektrum-alakokkal.

Ezen a ponton fontosnak tartom megjegyezni, hogy egyáltalán nem triviális az, hogy az apertúra méretének növelésével skálázhatóvá tehetünk egy OPCPA-t. A nemkollineáris

fázisillesztési technikának például határt szabhat a pumpáló impulzus időbeli hossza [90]. Ennek oka, hogy a pompa és a jel impulzusfrontja nem illeszkedik, ami limitáló hatással van a hasznos nyalábméretre. Időben rövid pumpáló impulzusok esetén tehát az apertúrát sokszor nem a kristály gyártási technológiája, hanem a nemkollinearitási szög határozza meg. Szögdiszperziót alkalmazva ez a jelenség nem lép fel, az impulzusfront illeszkedése automatikusan teljesül.

3.6 Összegzés

Disszertációm I. részében ismertettem a nemlineáris optika alapjait, különös tekintettel az optikai parametrikus erősítésre. Ezt követően bemutattam a leggyakrabban alkalmazott fázisillesztési technikákat, valamint az OPCPA működési elvét. A célkitűzésben megfogalmazott állításokat öt alfejezetben tárgyaltam:

- Meghatároztam, hogy LN kristályban az effektív nemlineáris együttható maximalizálása mellett, 1,03 μm -es pumpáló lézert feltételezve, milyen szögdiszperzió esetén teljesül a tökéletes fázisillesztés.
- Bemutattam azt az általunk javasolt, két rácspárból, egy LN kristályból és a leképzéshez szükséges két gömbtükörből álló rendszert, mely nagy pontossággal létrehozza, majd kompenzálja az első pontban meghatározott szögdiszperziót.
- A harmadik pontban bemutattam az általam kifejlesztett nemstacionárius OPCPA modellt, mellyel a számolásokat végeztem. A modell lassan változó amplitúdó közelítés mellett megfelelően kezeli az optikai parametrikus erősítésben résztvevő mindhárom hullámra vonatkozó diszperziót, valamint a másod- és harmadrendű nemlineáris optikai folyamatokat. Az általános elsőrendű parciális differenciálegyenlet-rendszer megoldásához a split-step algoritmust alkalmaztam.
- A modell ismertetését követően megmutattam, hogy az általunk javasolt elrendezéssel az 1,4-2,0 μm -es tartományon gyakran használt KTA-nál 40%-al szélesebb erősítési sáv szélesség érhető el.
- Az utolsó fejezetben megmutattam, hogy az általunk javasolt elrendezést két fokozatban használva, 1,4 J-os pumpáló lézerrel a 20 nJ-os jelből 16%-os pumpa-jel konverziós határfok mellett, 13 TW-os, 17 fs-os impulzusok állíthatók elő. Rámutattam, hogy az elrendezés – szemben a szögdiszperziót nem tartalmazó nemkollineáris geometriával – még rövid impulzushosszak esetén is lehetőséget biztosít az energia apertúrával való skálázhatóságára.

3.7 Summary

In Chapter 1 the fundamentals of nonlinear optics, in particular the optical parametric amplification, the most popular phase-matching techniques, and the main principles of the optical parametric chirped pulse amplification were discussed.

In Chapter 2 the goals were discussed. In Chapter 3, I proposed to utilize angular dispersion of the signal beam for broadband optical parametric chirped pulse amplification (OPCPA) in Lithium Niobate (LN) for efficient generation of high-power few-cycle pulses in the 1,4-2,05 μm wavelength range. The scheme enables to utilize the second largest nonlinear optical coefficient of LN in type I phase matching. An optimized double-grating structure can be used to provide the required angular dispersion. Numerical calculations for a two-stage system predict $1,1 \times 10^7$ total energy gain, 222 mJ output energy, 16% energy conversion efficiency, 16.8 fs (3 cycles) Fourier limited signal pulse duration, and 13 TW peak power. This work was consists of 5 sections:

- In LN at pump wavelength of 1,03 μm , I determined the angular dispersion needed for the perfect phase matching and resulting maximal effective nonlinear coefficient too.
- I proposed a setup, which can produce the necessary angular dispersion for the approximately perfect phase-matching in the LN crystal. The fundamental elements of this setup are the grating pair and the imaging system.
- I improved a non-stationary OPCPA model. The model takes into account the second order nonlinear interaction of signal, idler, and pump waves, the dispersion of the pulses, and self- and cross-phase modulation. The description of the three-wave nonlinear interaction can be deduced from Maxwell's equation by use of the slowly-varying amplitude approximation. The split-step Fourier method was used for the solution of the general differential equation-system.
- The gain obtained with LN using angular dispersion phase matching was calculated for a realistic setup with taking into consideration the diffraction efficiency of the gratings too. The calculations were performed for two different pump intensities, and the results were compared with the gain of a conventionally used noncollinear technique in KTA. The conclusion of this section is that our technique can produce 40% wider spectral gain than the KTA can produce based on noncollinear phase matching technique.

- In order to demonstrate the applicability of the proposed angular-dispersion assisted scheme for application to high-power few-cycle pulse generation, I performed simulations for a two-stage OPCPA system. In both LN stages pump depletion, gain saturation, and other effects were taken into account. This numerical calculation predict $1,1 \times 10^7$ total energy gain, 222 mJ output energy, 16% energy conversion efficiency, 16,8 fs (3 cycle) Fourier limited pulse duration, and 13 TW peak power.

Furthermore, the advantages of the proposed scheme are

1. the availability of large-aperture high-quality LN crystals
2. the possibility to use efficient, cost-effective, compact diode-pumped solid-state lasers for pumping directly at 1 μm (without second-harmonic generation!)
3. the inherent pulse-front matching of the scheme
4. the large effective nonlinearity of LN.

These features enable further scalability of the scheme towards the 100 TW power level.

II. Attoszekundumos impulzusok előállítása koherens undulátor-sugárzással

1. Tudományos előzmények

Az eddigiek során tárgyalt, ultrarövid elektromágneses impulzusok előállítását célzó technikák attoszekundumos impulzusok előállítására nem alkalmazhatóak. Ennek fő oka, hogy a fényimpulzus intenzitásának időbeli félértékszélessége (továbbiakban: impulzushossz) legalább egy optikai ciklus hosszúságú kell, hogy legyen. Ez azt jelenti, hogy például 1 fs-os impulzushossz esetén az impulzus központi hullámhossza nem lehet hosszabb 300 nm-nél. Attoszekundumos impulzusok előállítása esetén tehát olyan fényforrásra van szükség, mely az ultraibolya tartományon világít; az anyagok többsége azonban ezen a tartományon általában nem átlátszó. Még drasztikusabb a helyzet, ha abból az intuitív feltevésből indulunk ki, hogy az elméleti határt jelentő egyciklusú impulzusokat jóval nehezebb előállítani, mint a több optikai ciklust tartalmazó impulzusokat. Ebben az esetben az attoszekundumos impulzus központi hullámhossza az extrém ultraibolya (XUV – Extreme Ultraviolet; 10 nm-120 nm), vagy a röntgen tartományba (10 nm alatt) kell, hogy essen. Az orvostudomány területén ugyan már régóta alkalmaznak XUV és röntgen forrásokat; ezek azonban nem képesek a lézerhez hasonló, koherens sugárzás előállítására, ezért nem alkalmasak ultrarövid fényimpulzusok keltésére.

Nagy áttörést jelentett az attoszekundumos fizikában az a felfedezés, miszerint nagy intenzitású femtoszekundumos impulzusok alacsony nyomású nemesgázzal való kölcsönhatása során, a lézer terjedési irányában, a lézer alapharmonikusának páratlan számú többszöröseit (felharmonikusait) keltik [91,92]. Már az első kísérletekkel elérték a századik felharmonikust, így a jelenséget magasrendű felharmonikus generálásnak (HHG - High-Order Harmonic Generation) nevezték el.

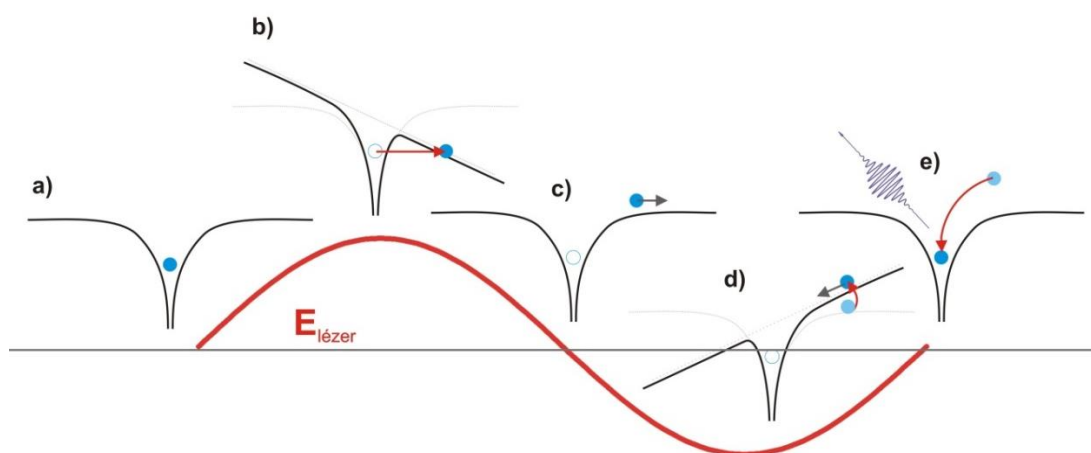
Másik – napjainkban javasolt és szimulációkkal egyre nagyobb körben vizsgált – technika, mellyel attoszekundumos impulzusok állíthatók elő, relativisztikus sebességű töltött részecskék által keltett sugárzáson alapul. Ezen az elven működnek többek között a szabadelektron-lézerek [93-95], valamint a Thomson-szóráson alapuló [96-99] attoszekundumos technikák.

1.1 Attoszekundumos impulzusok előállítása magasrendű felharmonikus keltéssel

Napjainkban a legelterjedtebb módszer attoszekundumos impulzusok keltésére a HHG technika. A technika alapjául szolgáló fizikai folyamatot Corkum félklasszikus elmélete alapján [100] mutatom be.

HHG keltés esetén nagy intenzitású femtoszekundumos impulzusokat fókuszálnak valamilyen nemesgázba. Az attoszekundumos impulzus keletkezése, a femtoszekundumos impulzus egyetlen oszcillációján belül lejátszódó fizikai folyamatok eredménye.

Az atomok külső elektronjai az iontörzs Coulomb-potenciál terében mozognak (19. ábra a), mely GV/cm nagyságrendbe esik. Nagy intenzitású ($I \approx 10^{15} \text{ W/cm}^2$) elektromágneses térben, az elektromos mező csúcsértékének környezetében, az atom külső elektronjai által érzékelt Coulomb-tér olyan mértékű deformációt szenved, hogy az elektron alagút-effektus révén képes kiszabadulni a kötött állapotból (b). Ez az állapot a femtoszekundumos impulzus periódusának töredéke alatt áll csak fenn, amikor az atom által érzékelt térerősség nagysága a maximum közelében van. A kiszabadult elektron a lézer terében gyorsulni kezd. Először eltávolodik az atomtörzstől (c), majd ezt követően – lineárisan poláros fényimpulzus esetén – a lézerfény elektromos térerősség-vektora megfordul. Ennek hatására az elektront az aktuális sebességével ellentétes irányú erőhatás éri, melynek következtében mozgása lassulni kezd, majd megfordul (d). Az így visszajutó elektron kicsiny, de véges valószínűséggel befogódik az eredeti kötött állapotába, melynek során egy nagyenergiájú foton kibocsátásával leadja a lézertől nyert energiát (e).



19. ábra Magasrendű felharmonikus generálás sematikus ábrája a Corkum-féle félklasszikus elmélet alapján.

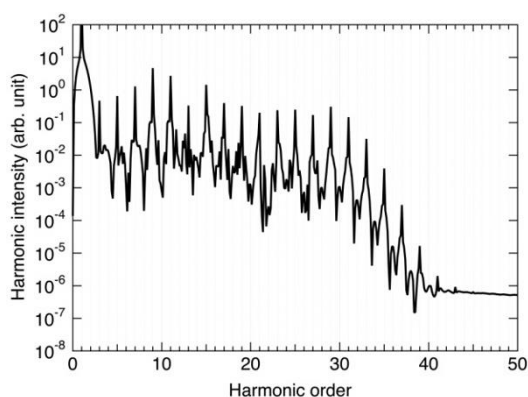
A rekombinálandó elektron mozgási energiája ideális körülmények között akár 3,17-szeresét is elérheti a lézer terében stacionárius körülmények között rezgő szabad elektron átlagos rezgési energiájának (ponderomotoros energia):

$$W_{kin} = 3,17U_p = 3,17 \frac{q_e^2 E_l^2}{4m_e \omega_l^2}. \quad (63)$$

Az egyenletben szereplő U_p a ponderomotoros energia, $q_e = 1,6 \times 10^{-19}$ C és $m_e = 9,1 \times 10^{-31}$ kg az elektron töltése és tömege, E_l és ω_l pedig a lézer térerősségének amplitúdója és körfrekvenciája. A maximális fotonenergia értéke tehát

$$W_{max} = \hbar \omega_{max} = W_k + 3,17 \times U_p, \quad (64)$$

ahol $\hbar = 1,054 \times 10^{-34}$ Js a redukált Planck-állandó, W_k az elektron atomtörzshöz való kötési energiája, ω_{max} pedig a kibocsátott foton maximális körfrekvenciája. Sok térerősség-oszcillációt tartalmazó lézerfény esetén a fent leírt folyamat minden oszcilláció során újra és újra lejátszódik, melynek következtében az emissziós spektrum a lézerfény ω_l frekvenciájának páratlan számú többszöröseinek diszkrét vonalaiból épül fel egészen az ω_{max} levágási frekvenciáig. Egy tipikus emissziós spektrumot mutat a 20. ábra. A fésűszerű spektrumon egy gyors exponenciális lefutást (perturbatív tartomány) követően egy állandó intenzitású (plató) tartomány következik, mely az ω_{max} frekvencián történő levágással (cut-off) ér véget.



20. ábra Magas-harmonikus generálás emissziós spektruma [101].

Elsőként a Központi Fizikai Kutatóintézetben (KFKI) dolgozó Farkas Győző és Tóth Csaba mutatta meg annak a lehetőségét, hogy egy, a 20. ábra szerinti spektrummal rendelkező

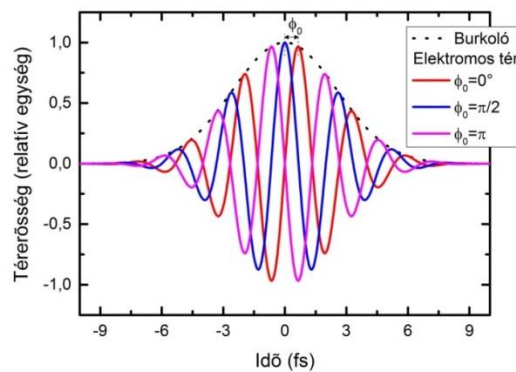
impulzusban, a perturbatív tartományt kiszűrve, $T/2$ periódussal egymást követő attosekundumos impulzusok alakulhatnak ki [102], ahol T a keltő lézertér periódusideje. Az így keletkező impulzusok kimutatása nem mindennapi feladat elé állította a fizikus társadalmat [103].

A diszkrét spektrumvonalakból felépülő impulzussorozat kísérleti szempontból csak nagyon korlátozottan alkalmazható; Krausz Ferenc csoportjának azonban ultrarövid femtoszekundumos lézerekkel sikerült olyan spektrumot generálni, melynek Fourier-transzformáltja izolálta attosekundumos impulzust jósolt [104,105]. A folyamat a fent leírtak alapján érthető: sok optikai ciklust tartalmazó impulzus esetén az emisszió minden egyes lézer-oszcilláció alatt kétszer jön létre, melynek hatására impulzussorozat alakul ki. Abban az esetben azonban, amikor az ionizációt létrehozó lézerimpulzus egyetlen optikai ciklusának két térerősségsúcsa jóval nagyobb a környezetében lévőkénél, a folyamat nagy hatásfokkal csak egyszer játszódik le.

A magas-harmonikus generálást tehát alapvetően a lézerimpulzus térerősségének karakterisztikája szabja meg. Ez magában foglalja azt a tapasztalati úton is megfigyelt jelenséget, miszerint a sugárzás emissziós spektrumára jelentős hatással van a femtoszekundumos impulzus vivőburkoló-fázisa [106,107]. A vivőburkoló-fázis (CEP – Carrier Envelope Phase) nem más, mint az impulzus vivő-hulláma és burkolója közti fáziskülönbség. Gauss-alakú burkoló esetén az impulzus időbeli lefutását az

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{t^2}{w^2}} \cdot \sin(\omega_0 t + \phi_0) \quad (65)$$

alakban felírva, a CEP-et a ϕ_0 fázis tag határozza meg. A 21. ábra azonos burkolóval, de különböző CEP-el rendelkező impulzusok térerősség-lefutását mutatja be.



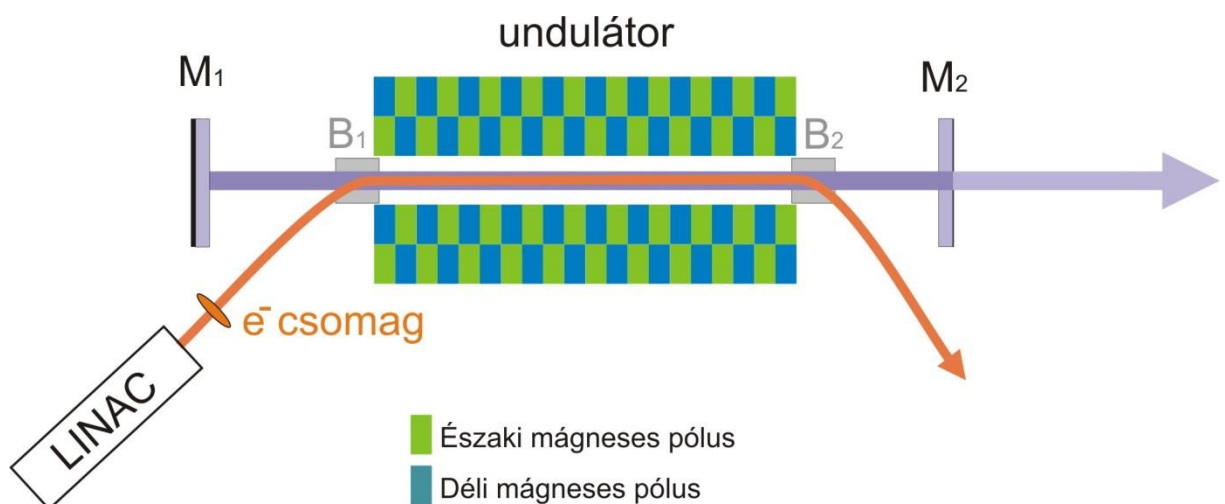
21. ábra 800 nm központi hullámhosszú, 3 fs hosszú impulzus burkolója (szaggatott vonal) és térerősségének időbeli lefutása 0 (piros), $\pi/2$ (kék), és π (magenta) CEP esetén.

Az első HHG-vel előállított, detektált attoszekundumos impulzust Krausz Ferenc és munkatársai állították elő 2001-ben [108]. Az azóta eltelt tizenöt évben számos új technika jelent meg a HHG-vel előállítható izolált attoszekundumos impulzusok generálásával kapcsolatban [109-113]. Az így keletkező izolált attoszekundumos impulzusok energiája a néhány tized nJ-tól [110,111,114-116] a néhány tíz nJ-ig [117,118] terjed.

Sansone és munkatársai számítások alapján azt is megmutatták, hogy lehetőség van a HHG-vel előállított, közel egyciklusú attoszekundumos impulzusok CEP-jének 5%-os hibahatáron belüli stabilizálására is [110,119]. A CEP-stabilitás nem más, mint az egymás után keletkező attoszekundumos impulzusok CEP-jének átlagos eltérése.

1.2 Attoszekundumos impulzusok előállítása szabadelektron lézerrel

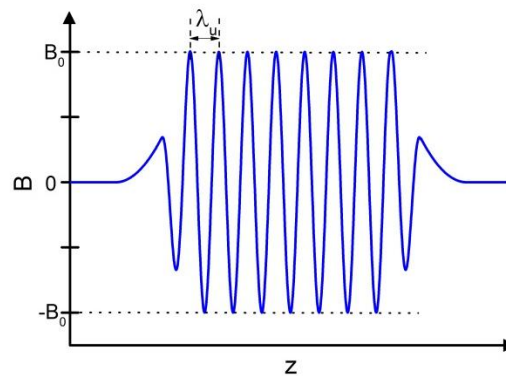
A XX. század végén, XXI. század elején egyre nagyobb körben elterjedő szabadelektron-lézerek (FEL – Free Electron Laser) az egyik legegzotikusabb fényforrásnak mondhatók. Ezek a fényforrások hagyományos értelemben nem is nevezhetők lézerek, hiszen a fénykibocsátás nem valamilyen atom, vagy molekula energiaszintjei közötti átmenetből keletkezik, hanem pályájukról eltérített, relativisztikus sebességű elektronok sugárzásából.



22. ábra Szabadelektron-lézer sematikus rajza.

A FEL sematikus rajzát a 22. ábra mutatja, mely ránézésre nagyban hasonlít a hagyományos lézerekre: a fény itt is egy rezonátorban erősödik, melyet az M₂ kicsatoló

tükrön keresztül csatolnak ki. Az energia-bevitelt (pumpálást) ezúttal azonban a rezonátoron kívül, általában egy LINAC-ban (LINAC – Linear particle accelerator) relativisztikus sebességre gyorsított elektroncsomag biztosítja. A fényerősítés az undulátor által létrehozott, térben periodikusan változó mágneses térben (23. ábra) valósul meg. Az undulátorok akár több száz periódussal is rendelkezhetnek, hosszuk elérheti a több tíz, vagy akár száz métert is. A B_1 mágnes a LINAC-ból érkező elektronnyalábnak a rezonátor tengelyének irányába való fordításáért felelős. A B_2 mágnes a „felhasznált” elektronnyalábot kicsatolja a rendszerből.



23. ábra Undulátor mágneses tere.

FEL-sugárzás jelenléte nélkül az elektroncsomag kezdetben zajszerű sugárzása, az undulátorra jellemző λ_{SU} undulátor-periódus⁸ és

$$K = \frac{q_e B_0 \lambda_{SU}}{2\pi m_e c} \quad (66)$$

undulátorparaméter, valamint az elektroncsomagra jellemző

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (67)$$

Lorentz-faktor által meghatározott

$$\lambda_r = \frac{\lambda_{SU}}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2 \right) \quad (68)$$

hullámhosszú sugárzássá alakul [120]. Az egyenletekben szereplő B_0 – az undulátor által létrehozott – szinuszos jellegű mágneses tér amplitúdója, c a fénysebesség, v az

⁸ Az undulátor-periódus SU indexezése a későbbiek során bevezetésre kerülő moduláló undulátortól (MU) való megkülönböztetés miatt célszerű.

elektroncsomag sebességének nagysága, θ pedig az elektron \mathbf{v} sebességvektora és az elektrontól a sugárzás megfigyelésének pontjába mutató \mathbf{R} vektor által közbezárt szög.

A sugárzási hullámhossz (68) szerinti alakulása a relativisztikus sebességgel a megfigyelési pont felé mozgó elektronok sugárzásának Doppler-eltolódásából ered. A $K^2/2$ korrekciós tag az elektronok egyenletestől eltérő mozgásának hozománya, mely hatást az undulátor mágneses tere által az egyes elektronokra gyakorolt

$$F_L = q_e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (69)$$

Lorentz-erő határoz meg. A teljes sugárzási tér az elektroncsomagban lévő elemi töltések által keltett sugárzási terek [19] összességéből áll elő:

$$\mathbf{E}(t, \mathbf{r}) = \sum \left[\frac{q_e \mu_0}{4\pi} \frac{\mathbf{R} \times ((\mathbf{R} - R\boldsymbol{\beta}) \times \dot{\mathbf{v}})}{(R - \mathbf{R} \cdot \boldsymbol{\beta})^3} \right]_{ret}, \quad (70)$$

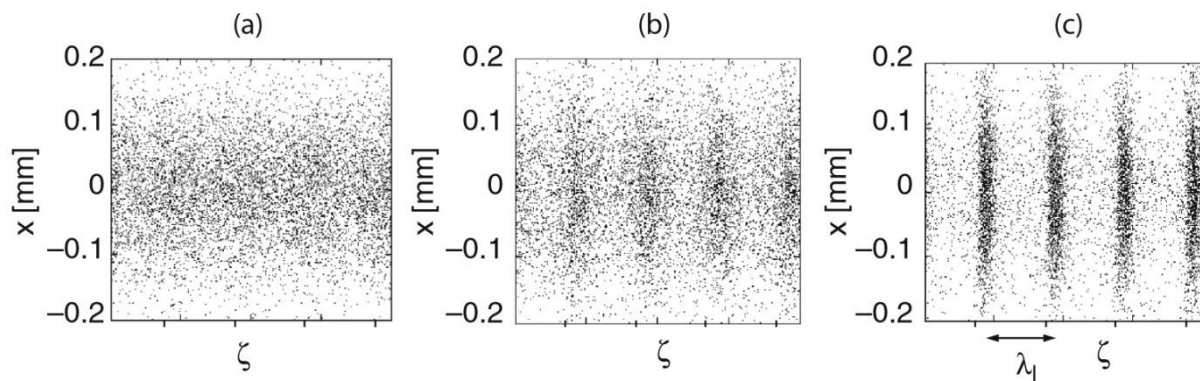
ahol t a labor koordinátarendszerében (továbbiakban: laborkoordináta) mért idő, \mathbf{r} a megfigyelési ponthoz tartozó helyvektor, $\dot{\mathbf{v}}$ az elektron sebességvektorának idő szerinti deriváltja, azaz a gyorsulás, $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$. Az alsó indexben szereplő „ret” (retardáció) arra utal, hogy az \mathbf{r} pontban a t_0 időpillanatbeli elektromos teret úgy határozzuk meg, hogy megkeressük azt a τ_0 időpillanatot, melyre teljesül az

$$|\mathbf{r} - \boldsymbol{\xi}(\tau_0)| = R \quad (71)$$

feltétel, ahol $\boldsymbol{\xi}(\tau)$ a részecske pályáját leíró térgörbe a labor koordinátarendszerében. A (71) feltétel lényegében azt fejezi ki, hogy a sugárzás meghatározásához meg kell keresni azt a téridő pontot, ahol és amikor a részecske éppen úgy sugárzott, hogy az t_0 időpillanatban érkezzen az \mathbf{r} által meghatározott megfigyelési pontba.

Napjainkban az előállítható elektroncsomagok hossza tipikusan ps nagyságrendű, mely néhány tized milliméter haladás irányú (továbbiakban longitudinális) hosszúnak felel meg. Ebből azt a következtetést vonhatnánk le, hogy az elektroncsomagban jelenlevő egyes elektronok által (70) szerint keltett sugárzás csak akkor tud konstruktív lenni, ha a keltett sugárzás hullámhossza minimum az elektroncsomag longitudinális méretének kétszerese, hiszen amennyiben az elektroncsomag mérete eléri a fél-hullámhosszat, az „elől” és „hátral” elhelyezkedő elektronok által keltett sugárzás fázisai közti különbség pontosan akkora lenne, hogy az kioltást eredményezne. FEL-ekben azonban az elektronokra nem csak az undulátor mágneses tere hat, hanem az elektronok által keltett elektromágneses sugárzás is. Ennek hatására a kezdetben zajszerű sugárzásból az undulátor mágneses tere és a keletkező sugárzás

együttes hatása által az elektroncsomagban létrejövő úgynevezett mikrocsofósodás (24. ábra) következik be, mely az elektroncsomagban longitudinális irányban periodikussá váló sűrűségeloszlás kialakulását jelenti. A mikrocsofósodásnak köszönhetően megerősödik a (68)-as egyenletben foglalt, úgynevezett rezonancia-feltételnek eleget tevő λ_r hullámhosszú, keskeny sávzélességű sugárzás [120]. Az első szabadelektron-lézerek esetén ennek a folyamatnak a kialakulásához az elektroncsomag undulátoron való többszöri áthaladására volt szükség, melynek következtében a rezonátorban kialakuló elektromágneses tér fel tudott erősödni annyira, hogy jelentősen befolyásolja az elektronok mozgását [121-123].



24. ábra Mikrocsofósodás folyamatának numerikus szimulációja [120]. A kezdetben longitudinális irányban homogénnek tekintett elektroncsomag (a) az undulátorban való haladás közben a rezonancia-feltételnek eleget tevő hullámhossz-távolságokon csomósodni kezd (b), majd a folyamat során kialakulnak a mikrocsofók (c). Az egyes grafikonok vízszintes tengelye (ζ) hosszúság dimenziójú. Az elektroncsomag hossza elhanyagolható az undulátor hosszához képest, így (a), (b) és (c) állapotok nem egyszerre vannak jelen a szabadelektron-lézerben, hanem egymás után alakulnak ki.

Egy adott elektroncsomag esetén tehát a mikrocsofók kialakulásának gyorsasága attól függ, hogy mennyire erős a rezonátorban jelenlévő λ_r hullámhosszúságú sugárzás. Emiatt a röntgen tartományon működő szabadelektron-lézerek esetén például, ahol megfelelő tükrök hiányában nem lehet rezonátort építeni, gyakran alkalmaznak seed lézert, mely felgyorsítja a csomósodás folyamatát [124]. Másik lehetőség, a napjainkban egyre elterjedtebbé váló, rendkívül hosszú undulátorok építése [125-131], mely utat nyitott a csomósodás úgynevezett ön-erősített spontán emisszió [127,132] (SASE – self-amplified spontaneous emission) során történő kialakulásának. Az ilyen típusú szabadelektron-lézereket, melyekben nem történik meg sem az elektroncsomag, sem a fény visszacsatolása, egy-utas szabadelektron-lézereknek nevezzük.

Természetesen azt, hogy mekkora energiájú és milyen tulajdonságú elektromágneses sugárzást lehet előállítani a szabadelektron-lézerrel, nagyban befolyásolják az elektroncsomag

tulajdonságai. Ilyen, az elektroncsomagot jellemző tulajdonságok a Q össztöltés, a transzverzális ($\Delta x, \Delta y$) és longitudinális (Δz) méret, a csomagban lévő elektronok átlagos W energiája, melyet sokszor az energiával arányos γ Lorentz-faktorral szokás jellemezni⁹. Fontos paraméter még az elektroncsomagot felépítő egyes elektronok energiaszórását meghatározó $\Delta\gamma$ energiabizonytalanság, valamint az elektroncsomag δ divergenciája és σ emittanciája, melyek az elektroncsomag transzverzális méretének változását eredményezik a terjedés során.

Ahogy arról korábban is szó esett, attoszekundumos impulzusok előállításának feltétele, hogy az impulzus központi hullámhossza az XUV, vagy a röntgen tartományba essen. Ezen a tartományon a legnagyobb hatásfokkal a SASE elvén működő egy-utas szabadelektron-lézerek képesek sugározni [124,128-131,133]. A minél rövidebb sugárzási hullámhossz elérését célzó legelterjedtebb technika a nagy erősítésű magas-harmonikus generálás (HGHC – high-gain harmonic generation). HGHC technika során egy viszonylag rövid wiggler-ben¹⁰ a seed impulzus segítségével „előmodulálják” az elektroncsomagot, majd az előmodulált csomag a modulátor után elhelyezett sugárzó undulátorban kelti a sugárzást, melynek frekvenciája a seed impulzus frekvenciájának valamely egész számú többszöröse [133]. Ez az effektus azonban igen kicsiny, ezért egy diszperzív elemet (chicane-t¹¹) tesznek a modulátor és a sugárzó undulátor közé, hogy az elektronok gyorsabban rendeződjenek, és így az elektroncsomagban létrejőjön valamely felharmonikus sugárzást lehetővé tevő térbeli elektroneloszlás. A sugárzás egy olyan sugárzó undulátorban történik, melynek fizikai paraméterei úgy vannak beállítva, hogy (68) rezonancia-feltétel szerint a kívánt felharmonikus hullámhosszának megfelelő sugárzás keletkezzen.

Attoszekundumos impulzusok előállítására sokszor a két technika együttes alkalmazását javasolják [94,95], illetve valamilyen, a HGHC-től eltérő sugárzás előtti elő-modulációt [134,135]. Izolált attoszekundumos impulzus előállításának a feltételét, ahogy azt a HHG technikánál is láttuk, FEL-ek esetén is a moduláló lézer intenzitás burkolója alatti elektromos térerősség ciklusainak száma és CEP-je határozza meg [94,134-137].

A szabadelektron-lézerrel előállítható attoszekundumos impulzusok előnye a HHG technikával szemben, hogy jóval nagyobb energiájú impulzusok előállítását teszi lehetővé.

⁹ $W = \gamma m_e c^2 \approx \gamma \times 0,5 \text{ MeV}$.

¹⁰ A wiggler annyiban különbözik az undulátortól, hogy undulátorparaméterére teljesül a $K > 1$ feltétel.

¹¹ A chicane nem más, mint egy mágnesekből álló rendszer, mely az elektronokat eltéríti, majd visszairányítja eredeti pályájukra. Eközben a nagyobb energiájú elektronok a relativisztikus tömegnövekedés miatt kevésbé térnek le a pályáról, így rövidebb utat tesznek meg, mint a kisebb energiával rendelkezők. Ennek eredményeként az amúgy is valamivel gyorsabb, nagyobb energiával rendelkező elektronok relatív térbeli elmozdulása nagyobb lesz, mint a kisebb energiával rendelkező elektronoké.

Hátránya viszont, hogy a LINAC, melyben az elektronok gyorsítása történik, rendkívül nagy és költséges. SASE esetén maga a sugárzó undulátor kiterjedése is számottevő lehet. Közös jellemzője azonban a HHG-nek és szabadelektron-lézeres technikának, hogy a keletkező attoszekundumos impulzusok általában sok optikai ciklust tartalmaznak, valamint a keletkező impulzusok CEP-jét nem lehet tetszőlegesen beállítani. Ultrarövid impulzusok esetén a CEP megválasztásának fontosságát már több folyamat esetén is kimutatták femtoszekundumos [94,138,139] és attoszekundumos [107,140] impulzusok esetén egyaránt. 2014-ben javasoltunk egy, a modulált elektroncsomagok koherens undulátor-sugárzásán alapuló technikát, mely képes CEP-kontrolált attoszekundumos impulzusok előállítására [141]. Az elrendezés és az eredmények ismertetése előtt azonban bemutatom az attoszekundumos impulzus előállításáért felelős folyamat alapját képező fizikai folyamat, egyetlen, az undulátoron relativisztikus sebességgel áthaladó elektron által keltett sugárzási tér kialakulását és annak jellemzőit.

1.3 Relativisztikus sebességű elektron undulátor-sugárzása

A Liénard-Wiechert-potenciálból kiindulva, egy, a térben $\xi(t)$ -vel jellemezhető pályán mozgó elektron által keltett sugárzási tér az

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \left[\frac{q_e}{4\pi\epsilon_0} (1 - \beta^2) \frac{\mathbf{R} - R\boldsymbol{\beta}}{(R - R\boldsymbol{\beta})^3} + \frac{q_e}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{R} \times ((\mathbf{R} - R\boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\nu}})}{(R - R \cdot \boldsymbol{\beta})^3} \right]_{ret} \quad (72)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \left[\frac{1}{R} \mathbf{R} \times \mathbf{E} \right]_{ret}$$

alakot veszi fel [19], ahol \mathbf{B} a keletkező sugárzás mágneses tere. A (72)-es egyenlet által meghatározott elektromos tér első tagja a gyorsulástól független, „sebesség-tér”, mely $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{0}$ esetben visszaadja a Coulomb-teret, vagyis egy $1/R^2$ szerint lecsengő sztatikus térről van szó. Az egyenlet második tagja, a „gyorsulási tér” viszont csak abban az esetben jelenik meg, ha az elektron nem egyenletes mozgást végez ($\dot{\boldsymbol{\nu}} \neq \mathbf{0}$). Ez egy tipikus sugárzási tér, mely merőleges \mathbf{R} -re, lecsengése pedig $1/R$ -el arányos. Ebből kifolyólag, amikor egy gyorsulva mozgó elektron sugárzási teréről beszélünk, csak utóbbit vesszük figyelembe. Tehát az elektron által keltett sugárzási tér alakja:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \left[\frac{q_e}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{R} \times ((\mathbf{R} - R\boldsymbol{\beta}) \times \dot{\mathbf{v}})}{(R - \mathbf{R} \cdot \boldsymbol{\beta})^3} \right]_{ret} \quad (73)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \left[\frac{1}{R} \mathbf{R} \times \mathbf{E} \right]_{ret} .$$

Az undulátorban mozgó elektron sugárzásának meghatározásához szükség van az undulátorban mozgó elektron pályájára, melyet (69) alapján a

$$\gamma m_e \ddot{\boldsymbol{\xi}}(t) = q_e \mathbf{v} \times \mathbf{B}(z(t)). \quad (74)$$

mozgásegyenlet határoz meg [142]. Az undulátor mágneses terét

$$\mathbf{B}(z) = B_0 \sin(k_{SU} z) \mathbf{e}_y \quad (75)$$

alakban szokás felvenni [120,143], ahol $k_{SU} = 2\pi/\lambda_{SU}$, \mathbf{e}_y pedig az y irányba mutató egységvektor. Az elektron pályáját leíró $\boldsymbol{\xi}(t)$ térgörbe koordinátáit $x(t), y(t), z(t)$ -vel jelölve, a pálya a (74) mozgásegyenlet

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= \frac{q_e}{\gamma m_e} B(z) \dot{z}, \\ \ddot{y} &= 0, \\ \ddot{z} &= \frac{q_e}{\gamma m_e} B(z) \dot{x} \end{aligned} \quad (76)$$

csatolt differenciál-egyenletrendszerre történő átalakításával határozható meg. Elsőrendű közelítésben, amikor a transzverzális sebesség nem túl nagy, alkalmazható a

$$v_z = \dot{z} \approx v \quad (77)$$

közelítés. Az egyenletrendszer megoldása ekkor

$$\begin{aligned} x(0) &= 0, \\ \dot{x}(0) &= \frac{q_e B_0}{\gamma m_e k_u} \end{aligned} \quad (78)$$

kezdeti feltételek mellett az

$$\begin{aligned} x(t) &= \frac{e q_e}{\gamma m_e v k_u^2} \sin(k_{SU} v t), \\ z(t) &= v t \end{aligned} \quad (79)$$

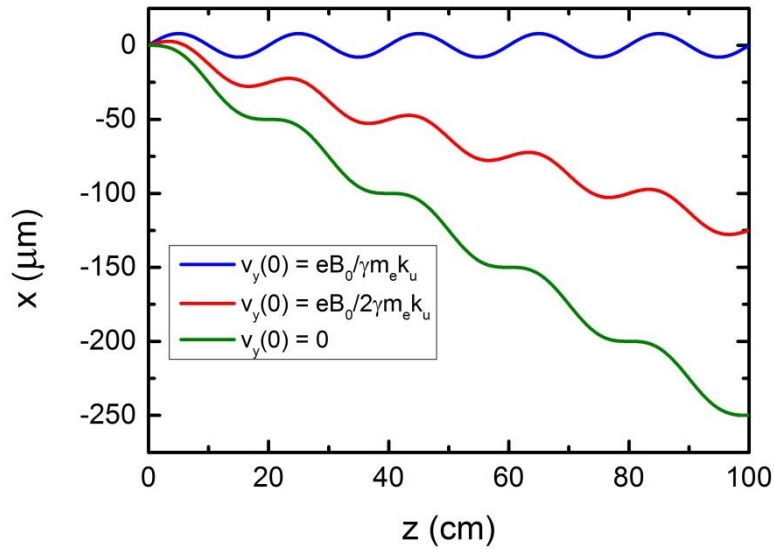
alakot veszi fel. Ebben az esetben az elektron a térben egy

$$x(z) = \frac{q_e B_0}{\gamma m_e v k_{SU}^2} \sin(k_{SU} z) = \frac{K}{\beta \gamma k_{SU}} \sin(k_{SU} z) \quad (80)$$

szinusz alakú pályán mozog, transzverzális sebessége pedig

$$v_x(z) = \frac{Kc}{\gamma} \cos(k_{SU}z) \quad (81)$$

szerint változik. Érdeemes megemlíteni a (78)-ban meghatározott kezdősebesség szerepét, mely az elektron mágneses tér által okozott átlagos kitérésének zéruson tartásáért felelős. Amennyiben ez a feltétel nem teljesülne, az elektron szinuszos mozgás helyett oldal irányba is haladna (25. ábra). A kezdősebességet általában az undulátor első két mágnesével állítják be. Ezt a módszert trimmelésnek nevezzük. Trimmelt undulátor mágneses terét szemlélteti például a 23. ábra is.



25. ábra Elektron pályája $\lambda_u = 20$ cm és $K = 0,5$ mellett különböző transzverzális kezdősebességek esetén. Az elektron energiája $\gamma = 2000$ -nek megfelelően volt megválasztva.

A mozgás során a z tengellyel bezárt maximális θ_{max} szög, melynek kulcsfontosságú szerepe lesz a későbbiekben az elektron által keltett sugárzás karakterisztikájában, (80) egyenlet alapján határozható meg:

$$\theta_{max} = \left. \frac{dx}{dz} \right|_{z=0} = \frac{K}{\beta\gamma} \approx \frac{K}{\gamma}. \quad (82)$$

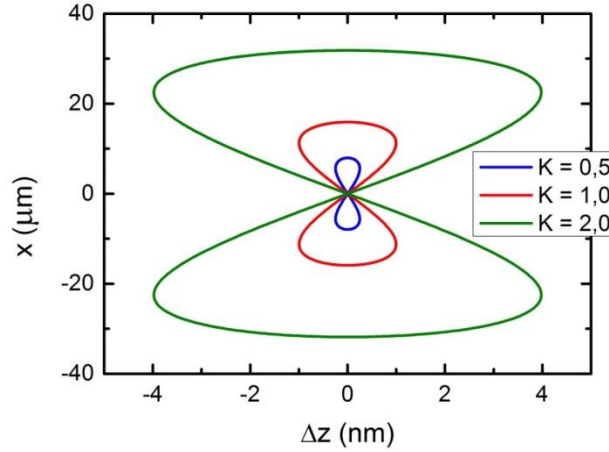
Abban az esetben, ha az elektron transzverzális sebességére nem teljesül a $v_x \ll v_z$ feltétel, nem alkalmazható a (77)-es közelítés, az analitikus számolás során figyelembe kell venni a longitudinális sebesség változását is! Az ennek megfelelő másodrendű közelítésben a térgörbét az

$$\begin{aligned}
x(t) &= \frac{K}{\gamma k_u} \sin(\bar{v}_z k_{SU} t), \\
z(t) &= \bar{v}_z t - \frac{K^2}{8\gamma^2 k_{SU}} \sin(2\bar{v}_z k_{SU} t)
\end{aligned} \tag{83}$$

egyenletek írják le [120], ahol

$$\bar{v}_z = c \left(1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \right) \tag{84}$$

az elektron átlagos z irányú sebessége. Az elektron mozgását a $\bar{v}_z \mathbf{e}_z$ -vel mozgó koordinátarendszerben a 26. ábra szemlélteti. Az elektron e mozgó koordinátarendszerhez viszonyított longitudinális és transzverzális kitérésének aránya (83) szerint egyenesen arányos a K undulátor-paraméterrel, azaz minél nagyobb K értéke, annál jelentősebb a longitudinális kitérés szerepe.



26. ábra Elektron trajektóriája a $\bar{v}_z \mathbf{e}_z$ -vel mozgó koordinátarendszerben különböző K undulátorparaméter esetén. A számolásnál az elektron relativisztikus faktora $\gamma = 2000$, az undulátor periódushossza $\lambda_u = 20$ cm volt.

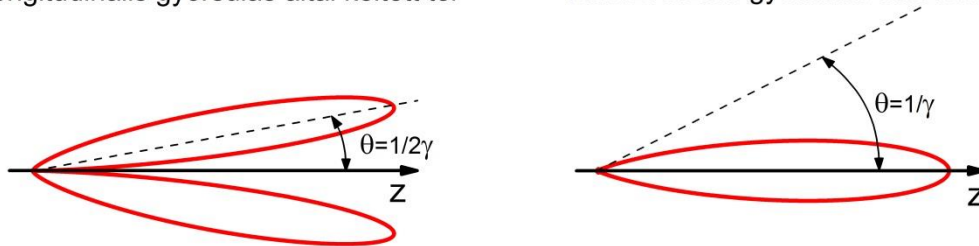
Az elektron longitudinális és transzverzális gyorsulásából származó P sugárzási teljesítmény szögeloszlását

$$\begin{aligned}
\frac{dP_l}{d\Omega} &= \frac{e^2 \dot{v}_z^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^5}, \\
\frac{dP_t}{d\Omega} &= \frac{e^2 \dot{v}_x^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \frac{(1 - \beta \cos \theta)^2 - \gamma^{-2} \sin^2 \theta \cos^2 \phi}{(1 - \beta \cos \theta)^5}
\end{aligned} \tag{85}$$

összefüggések határozzák meg, ahol θ a z tengellyel bezárt szög, ϕ pedig a $-z$ -re merőleges – gyorsulásvektor irányától mért azimutszög. Az egyenletben meghatározott sugárzások

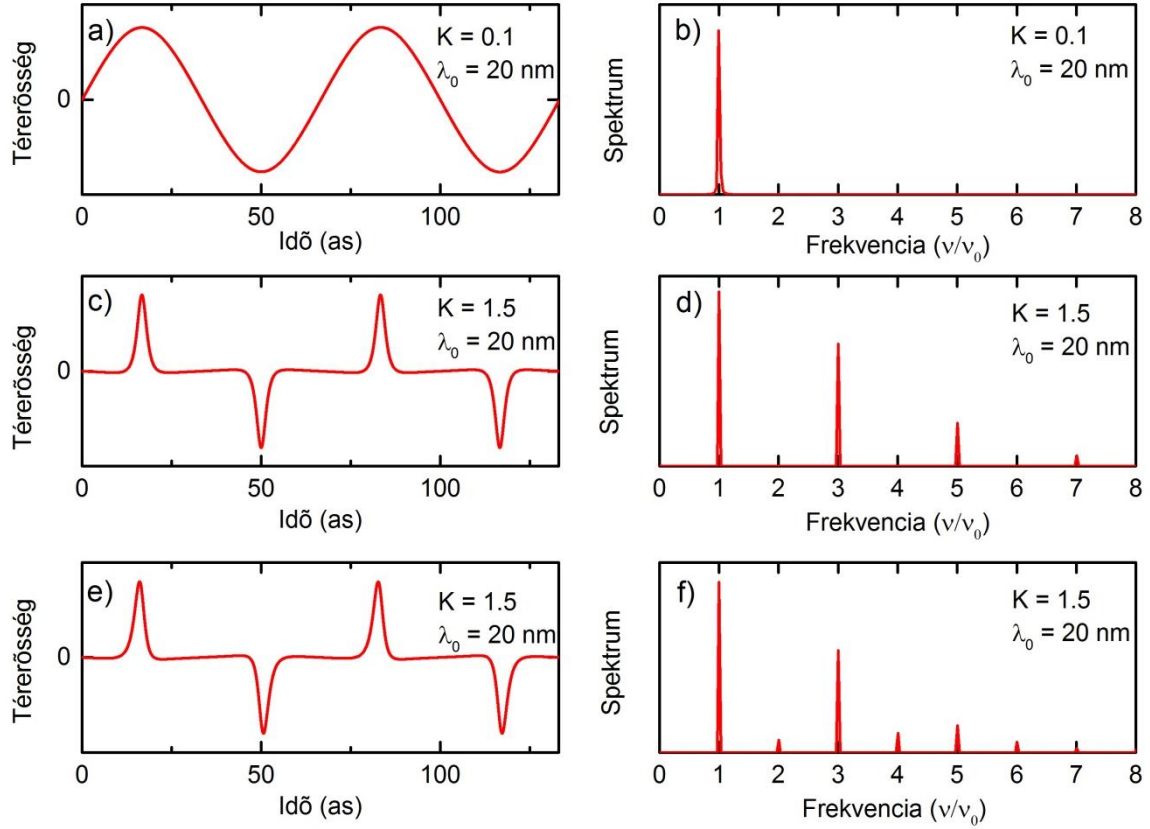
jellegét a 27. ábra mutatja be. Longitudinális gyorsulás esetén a sugárzás a mozgásra szimmetrikusan szétválnak. A térben ez azt jelenti, hogy longitudinális gyorsulás esetén a sugárzási tér az $1/\gamma$ nyílásszögű kúp palástjának irányában maximális. Ezzel szemben transzverzális gyorsulás esetén a sugárzás a $2/\gamma$ nyílásszög belsejébe koncentrálnak.

- a) Longitudinális gyorsulás által keltett tér b) Transzverzális gyorsulás által keltett tér



27. ábra Relativisztikus sebességű részecske sugárzásának téreloszlása a sebesség irányához viszonyított longitudinális (a), illetve transzverzális (b) irányú gyorsulás esetén.

Az elektron trimmelt undulátoron való áthaladása közben kialakuló szinuszos mozgása során, mozgásának iránya (82) szerint a z tengellyel maximálisan θ_{max} szöget zár be. Amennyiben ez a szög kisebb a transzverzális gyorsulás által létrehozott sugárzási térszögnél, a sugárzási tér időbeli alakjának jellege megegyezik az elektron (Lorentz-erő által megszabott) gyorsulás-idő függvényének jellegével (szinuszos mozgás esetén a sugárzás is szinuszos lesz). A sugárzási spektrum ennek megfelelően egyetlen, (68) alapján meghatározható frekvencián megjelenő csúcsból áll. Nagyobb undulátor-paraméterek esetén azonban ($K > 1$), amikor $\theta_{max} > 1/\gamma$, a megfigyelési pontban a sugárzás „szakadozottá válik”, az időbeli kép torzul, mely a spektrumban megjelenő páratlan számú felharmonikusok megjelenését eredményezi. Amennyiben a sugárzást nem a fő tengelyen, hanem az azzal $\sim 1/2\gamma$ szöget bezáró egyenesen vizsgáljuk, jelentőssé válik az elektron longitudinális mozgásából származó sugárzás is, melynek frekvenciája pontosan kétszerese az alapfrekvenciának (26. ábra). Ennek megfelelően a tengelytől távolodva egyre erősebbé válnak a páros felharmonikus-komponensek is a sugárzási spektrumban. Ezen folyamatokat foglalja össze a 28. ábra.



28. ábra Egyetlen, $\gamma = 2000$ relativisztikus faktoral jellemezhető elektron által keltett sugárzási tér időbeli és spektrális alakja. Kis, $K = 0,1$ undulátorparaméter mellett az időbeli lefutás (a) szabályos szinusz, melynek megfelelően a spektrumban a központi frekvencián egyetlen csúcs jelenik meg (b). Nagy, $K = 1,5$ undulátorparaméter esetén a sugárzás szakadozottá válik (c), mely a spektrumban megjelenő páratlan felharmonikusokat eredményez (d). A z tengelytől távolabb ($0,1$ mrad) páros felharmonikusok is megjelennek (f).

A későbbiekben fontos szerepet fog játszani az egy elektron által egy periódusban kisugárzott fotonok

$$N = \frac{2\pi}{3} \alpha K^2 \quad (86)$$

száma [19], mely szerint adott ν_0 sugárzási frekvencián az egy periódus alatt kisugárzott

$$W = N h \nu_0 \quad (87)$$

összenergia független az elektron energiájától, azt csak az undulátor K undulátorparamétere határozza meg. Az egyenletben szereplő $\alpha = 1/137$ a finomszerkezeti állandó, $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Js pedig a Planck-állandó. Látható tehát, hogy az elektron energiájának növelésével adott ν_0 sugárzási frekvencián nem lehet növelni a keletkező impulzus

energiáját¹². Azonban az elektron energiája adott hullámhosszú sugárzás esetén (85) alapján jelentős hatással van a sugárzás térszögére: nagyobb elektron energiák esetén az összenergia kisebb térszögbe koncentrálódik, azaz a sugárzás tengelyén mért fluxus γ^2 -tel skálázódik.

A fentiek alapján elektronok undulátor-sugárzásával elméletileg bármilyen rövid hullámhosszú elektromágneses sugárzás kelthető, melynek időbeli változása kis undulátorparaméter esetén lemásolja az undulátor mágneses terének térbeli eloszlását. A hullámhossznak pusztán a fizikailag előállítható undulátor periódushossza, valamint az elektron energiája szab határt. Jelentős energiájú sugárzás azonban, ahogy arról a FEL-ek esetén már szó esett, csak nagyszámú elektron együttes, koherens sugárzásával állítható elő. A koherens, konstruktív sugárzásnak azonban feltétele, hogy az elektronsokaság terjedés irányú hossza ne haladja meg a keltett sugárzás fél hullámhosszát, ugyanis ellenkező esetben az elektronsomag „*elején*” és „*végén*” keltett elektromágneses sugárzás destruktívan adódik össze. Jelentős energiájú sugárzás generálásához szükséges nagyszámú elektronból álló elektronsomagok mérete azonban tipikusan néhány száz mikrométer, mely közvetlenül csak mikrohullámú sugárzás előállítására alkalmas. Az elektronsomag modulálásával azonban, ahogy arról már korábban szó esett, van mód arra, hogy ezen elektronsomagok alkalmassá váljanak intenzív ultraibolya, vagy akár röntgen fényimpulzusok előállítására. A következő fejezetben azt a módszert mutatom be röviden, amely segítségével olyan szerkezetű elektroneeloszlás hozható létre, hogy a létrejövő modulált elektronsomaggal lehetőség nyíljon attosekundumos impulzusok rövid undulátorban történő előállítására. [141].

1.4 Ultrarövid elektronsomag előállítása

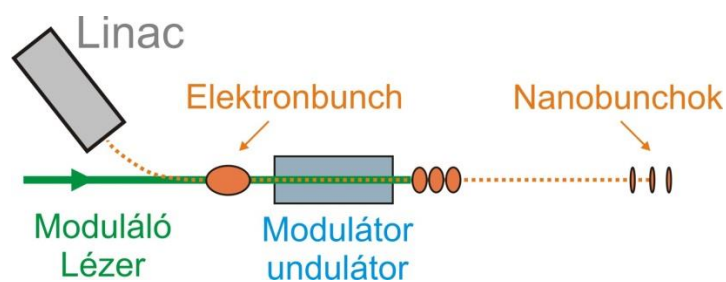
A szabadelektron lézerekről szóló fejezetben megállapítottuk, hogy az ultraibolya, vagy röntgen tartományon való konstruktív sugárzás csak az elektronsomag modulálásával együtt lehetséges. Ezzel kapcsolatban számtalan munka látott napvilágot [120-135], melyek közös vonása, hogy a mikrosomók kialakításán túl arra is törekednek, hogy az elektronmanipuláció során kialakuló elektroneeloszlás viszonylag hosszú ideig megőrizze

¹² Nagyobb energiával rendelkező elektronoknak hosszabb undulátoron kell áthaladniuk ahhoz, hogy azonos K undulátorparaméter esetén ugyanazt a frekvenciát sugározzák, mint a kisebb energiájú elektronok. Azonos undulátorparaméter azonban a nagyobb energiájú elektronok esetén kisebb mágneses térerősséget jelent. Ugyanazon undulátoron áthaladva a nagyobb energiájú elektronok sugárzási hullámhossza rövidebb, mint az alacsonyabb energiájú elektronok által keltett sugárzásé. Ebből kifolyólag ugyanazon az undulátoron áthaladva a nagyobb energiájú elektronok által keltett sugárzási tér energiája nagyobb lesz, mint a kisebb energiájú elektronok által keltett sugárzásé.

mikrocsomósodott állapotát. Ez azért szükséges, mert szabadelektron lézerek esetén a nagy energiájú sugárzás egy tipikusan néhány tíz, vagy néhány száz méter hosszú undulátorban keletkezik.

A mi esetünkben a cél olyan attoszekundumos impulzusok előállítása, mely mindössze egy, vagy néhány optikai ciklust tartalmaz, mely előállítására kimondottan rövid undulátorok lesznek alkalmasak. Ebből kifolyólag nem elsődleges szempont a csomósodás folytán keletkező mikrocsomók hosszú ideig tartó stabilitása.

A 29. ábra az általunk javasolt, ultrarövid impulzusok előállításához felhasználható extrém rövid mikrocsomók (továbbiakban nanocsomók) előállítását létrehozó berendezés sematikus ábráját mutatja. A moduláció során a Linac-ból érkező relativisztikus sebességű elektroncsomag – mely mágnesek segítségével jut a modulátor undulátorba (MU) –, az undulátor mágneses terével együtt egy nagy intenzitású lézernyalábbal lép kölcsönhatásba. Az elektromágneses tér hullámhossza és a MU periódushossza úgy vannak megválasztva, hogy az átlagosan $\bar{\gamma}$ Lorentz-faktorral jellemezhető elektronok esetén teljesüljön a (68)-as egyenletben felírt rezonancia-feltétel. Ez fizikailag annyit jelent, hogy amíg az elektron a fő mozgási irányába megteszi a λ_{MU} undulátor-periódusnyi távolságot, addig a lézernak pontosan egy optikai ciklusa halad át rajta. Annak megfelelően, hogy az undulátorba való belépéskor az elektronra a lézer elektromos tere milyen fázisban hat, lesznek olyan elektronok, melyek az undulátorban való haladás során gyorsulni és lesznek olyanok, melyek lassulni fognak. Ennek köszönhetően a MU után az elektroncsomagban jelenlévő elektronok – kezdetben homogénnek tekinthető¹³ – térbeli eloszlásában a lézersugár irányában a lézer hullámhosszának megfelelő távolságokon periodikusan változó sűrűsödések jelennek meg.



29. ábra Nanocsomók előállításának sematikus rajza.

¹³ Az elektroncsomagban jelenlévő elektronok térbeli eloszlása sokszor jól közelíthető Gauss-eloszlással; azonban a moduláló lézer hullámhossza általában nagyságrendekkel rövidebb az eloszlás félérték szélességénél, így a csomósodás folyamatának leírásánál nem vétünk nagy hibát, ha longitudinális irányban a kezdeti eloszlást homogénnek tekintjük.

A kialakuló nanocsomók longitudinális hossza

$$\Delta z \approx \frac{\lambda_l \sigma_0}{2\Delta\gamma}, \quad (88)$$

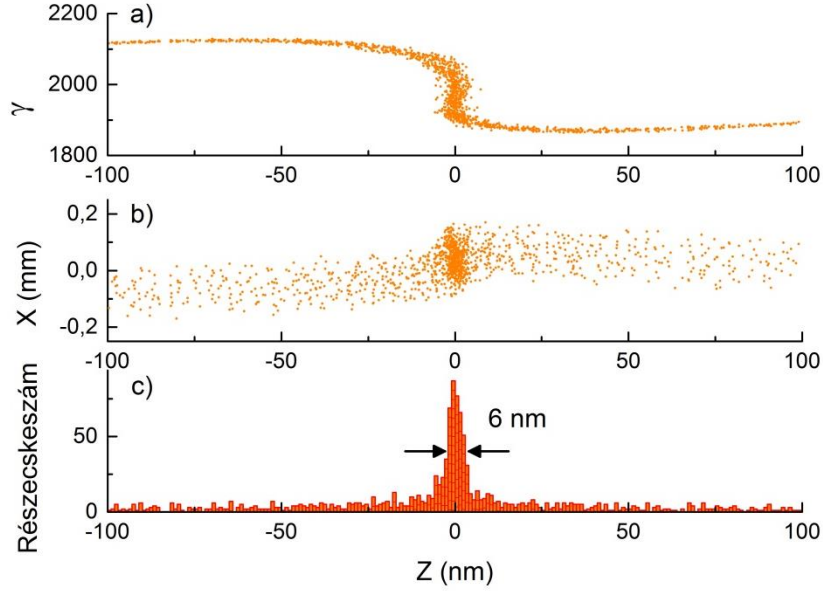
szerint alakul [135,144], ahol λ_l a moduláló lézer hullámhossza, σ_0 az elektroncsomag kezdeti energiabizonytalansága, $\Delta\gamma$ pedig a moduláció során bekövetkező energia-moduláció (elektronok energiájának szórása), amely arányos a moduláló lézer intenzitásával. Ennek megfelelően a minél rövidebb nanocsomók előállításának feltétele a nagy energiamoduláció elérése. Minél nagyobb azonban az energiamoduláció, annál nagyobb az elektronok közti sebességkülönbség, amely a kialakuló nanocsomó gyors szétfolyását eredményezi. Ez jelentős problémát jelent FEL-ek esetén, esetünkben azonban, ahol ultrarövid attoszekundumos impulzusok előállítása a cél, ahogy látni fogjuk, nem okoz problémát.

Számolásaink során törekedtünk a megvalósíthatóság keretein belül maradni, így egy olyan elektroncsomagból indultunk ki, melyet kísérletileg már létrehoztak. Az elektroncsomag kiválasztásánál szem előtt tartottuk, hogy a nagy energia elérése érdekében minél nagyobb legyen a töltéssűrűség, valamint, hogy minél kisebb legyen a (88)-as egyenletben szerepet játszó kezdeti energiabizonytalanság. Ezen feltételeket szem előtt tartva választásunk a Németországban működő FLASH II által előállított elektroncsomagra esett [145,146], melynek legfontosabb paramétereit a 2. táblázat foglalja magába.

2. táblázat FLASH II által előállított elektroncsomag paramétereit

Paraméter	Érték
Elektronok átlagos energiája	$\bar{\gamma} = 2000$
Elektronok közti energiabizonytalanság	$\sigma_0 = 0,05\%$
Elektroncsomag töltése	$Q = 0,25 \text{ nC}$
Elektroncsomag longitudinális hossza	$L = 30 \mu\text{m}$
Elektroncsomag átmérője	$d = 60 \mu\text{m}$
Elektroncsomag normál emittanciája	$\epsilon = 1,4 \text{ mm mrad}$

A FLASH II által előállított elektroncsomagot felhasználva, 10 TW-os, 516 nm hullámhosszon működő lézerrel; $K = 1,4$ undulátorparaméterrel jellemezhető egyciklusú trimmelt moduláló undulátort használva 6 nm-es nanocsomókat lehet előállítani [141]. A nanocsomó fázisterét, a csomóban jelenlévő elektronok térbeli eloszlását, valamint a töltéssűrűséget a 30. ábra szemlélteti.



30. ábra Nanocsomó fázistere (a), a nanocsomót alkotó elektronok térbeli helyzete (b), valamint az elektronok longitudinális irányú eloszlása (c).

A lézer nagy teljesítményére nem pusztán a nagy intenzitás elérése miatt van szükség. Fontos szempont, hogy a moduláció egész folyamata során közel azonos lézerintenzitás érje a MU hatására transzverzális irányba kitérő, kiterjedt elektroncsomag minden egyes elektronját, valamint, hogy a MU fő periódusán a lézer elektromos tere minél jobban megközelítse a szabályos szinuszfüggvényt. Ezen feltételek biztosításához a lézerimpulzust leíró

$$\mathbf{E}(\rho, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{\rho^2}{w^2(z)}\right) \exp\left(-i\left(kz + k\frac{\rho^2}{2R(z)} - \Psi(z)\right)\right) \mathbf{e}_x \quad (89)$$

Gauss-nyaláb paramétereit a MU paramétereirez illeszkedve kell megválasztani. A Gauss-nyalábot henger-koordinátarendszerben leíró (89) egyenletben ρ a sugár, z a terjedés iránya, w_0 a nyalábsugár, $k = 2\pi/\lambda$ a hullámszám,

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (90)$$

a nyalábsugár,

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (91)$$

a Rayleigh-hossz,

$$\Psi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right), \quad (92)$$

pedig a Gouy-fázis [28].

A moduláláshoz használt MU $K = 1,4$ undulátorparamétere 2000-es Lorentz-faktor, valamint 516 nm-es moduláló lézer hullámhossz mellett

$$\lambda_U = \frac{2\gamma^2\lambda_l}{1 + K^2/2} \quad (93)$$

alapján [120] 2,3 m-es undulátorperiódust jelent. Az elektroncsomag elektronjainak a mozgás során a maximális kitérése (83) alapján több, mint 250 μm . Ezek alapján Tibai Zoltán a moduláló lézer nyalábnyakját 750 μm -nek határozta meg.

2. Célkitűzés

Az utóbbi másfél évtizedben több olyan technika is megjelent, mellyel attoszekundumos impulzusok állíthatók elő [94,108-113,119,134-137,147-150]. Ezek közül néhány olyan ultrarövid impulzusokat jósol, melyek intenzitásának időbeli félértékszélessége mindössze néhány optikai ciklus hosszúságú [109,110,119]. Ilyen esetben, ahogy femtoszekundumos időskálán már jól ismert [108], rendkívül fontos, hogy az egymás után előállított attoszekundumos impulzusok vivő-burkoló fázisa ne fluktuáljon (CEP-stabilitás), valamint, hogy az impulzusok CEP-jét a kívánt felhasználás tekintetében előre be lehessen állítani. Numerikus számítások szerint HHG technikával előállított ultrarövid attoszekundumos impulzusok esetén van mód a CEP befolyásolására [110], ám előre meghatározott módon azt szabályozni, ahogy például femtoszekundumos impulzusnál teszik [151-153], nem lehetséges.

Dr. Hebling János vezetése alatt, Tibai Zoltánnal egy olyan, elektronmanipuláláson és undulátor-sugárzáson alapuló technikát dolgoztunk ki, mellyel lehetőség nyílik rendkívül stabil, előre megszabott CEP-el rendelkező ultrarövid attoszekundumos impulzusok előállítására [141]. A projektben az elektroncsomag manipulációjának számításait Tibai Zoltán végezte. Az én feladatomban a manipulált elektronfelhő rövid planáris, illetve helikális undulátoron való áthaladásának szimulálása és az általuk keltett elektromágneses sugárzás meghatározása volt.

3. Tudományos eredmények

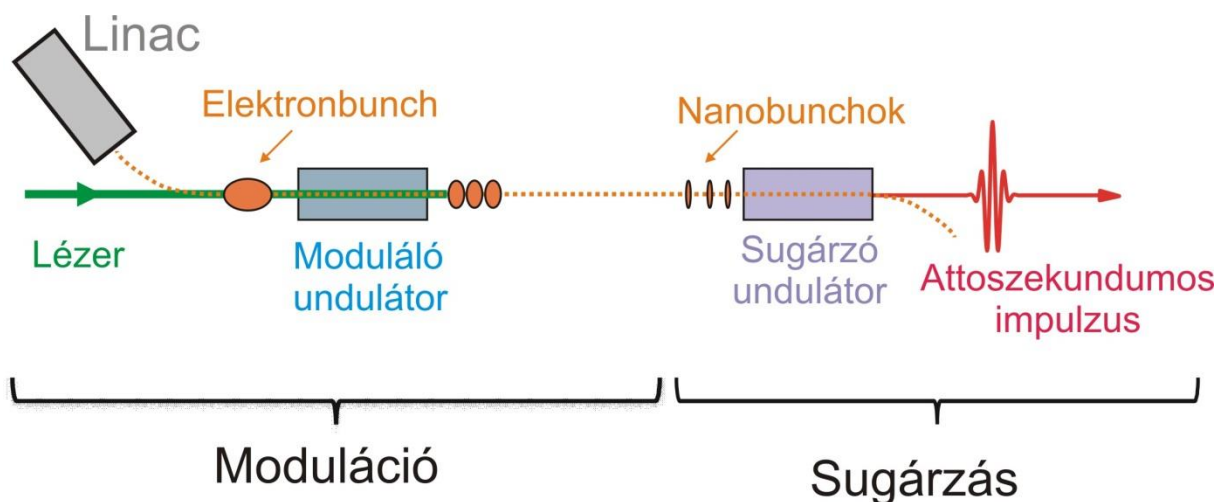
A célkitűzésben megfogalmazott feladatomhoz egy olyan programot fejlesztettem Delphi 7 rendszerben, amely laborkoordinátákban meghatározza a sztatikus, térben változó mágneses térben relativisztikus sebességgel repülő elektronok pályáját. Ezt követően adott megfigyelési pontban, (73) alapján kiszámítja az elektronok által keltett elektromágneses sugárzást. Bemelő paraméterként megadható, hogy a program a számítást egy adott felületen lévő megfigyelési pontok összességén hajtsa végre, és az így kapott adatokból meghatározza a felületen áthaladó összes energiát.

Megmutatom, hogy alkalmasan választott rövid undulátor esetén az elektronok által keltett elektromágneses tér időbeli eloszlása lemásolja az undulátor mágneses terének térbeli eloszlását, ezáltal lehetővé téve változatos alakú elektromos térerősség-lefutás előállítását [141,154]. Számításaim szerint a térbeli eloszlás lemásolása következtében az impulzus vivő-burkoló fázisának stabilitása még a femtoszekundumos impulzusok esetén elért eredményeknél is kedvezőbb.

Megmutatom továbbá, hogy az általunk javasolt technika a planáris sugárzó undulátor helikális undulátorra való cseréjével lehetőséget biztosít cirkulárisan polarizált attoszekundumos impulzusok létrehozására is [155].

3.1 Javasolt elrendezés alakformált attoszekundumos impulzusok létrehozására

Az általunk javasolt, relativisztikus sebességű elektroncsomag manipulálásán és undulátor-sugárzásán alapuló eszköz sematikus ábráját a 31. ábra mutatja be. A folyamat két fő részre osztható: az elektroncsomag manipulálására (31. ábra: moduláció) és a manipulált elektroncsomag sugárzására (31. ábra: sugárzás). A modulációt, melynek szimulációját Tibai Zoltán végezte a „*gyorsító közösség*” által elfogadott, széles körben alkalmazott General Particle Tracer (GPT) [156] kód segítségével, az 1.4-es fejezetben tárgyaltam. A GPT-vel végzett számítások figyelembe vették az elektronok közt ható Coulomb-kölcsönhatást is.



31. ábra Javasolt elrendezés egyciklusú, CEP-stabil attoszekundumos impulzusok előállítására.

Moduláció során a Linac-ból érkező elektroncsomag a MU-ban kölcsönhatásba lép az undulátor térben változó sztatikus mágneses terével és a lézer elektromágneses terével. Az elektroncsomagot alkotó egyes elektronok az undulátorba való belépés pillanatában a lézer szinuszos elektromos terének különböző fázisait érzékelik. Ez döntő módon határozza meg az egész moduláció során megvalósuló energiaátadást, melynek következtében azon elektronok, melyek gyorsulnak, nyilvánvalóan energiát vesznek fel az elektromágneses térből, azok pedig, melyek lassulnak, energiát adnak le. Ennek hatására a modulálódott elektroncsomagban beindul a csomósodás.

Az elektroncsomagot akkor lehet a leghatékonyabban felhasználni ultrarövid attoszekundumos impulzusok előállítására, amikor az elektroncsomagban a terjedés irányában periodikusan megjelenő nanocsomók longitudinális hossza a legkisebb. Ez az 1.4 fejezetben megadott paraméterek mellett a MU után 2,6 m szabad terjedés után következik be. Ezen a ponton helyezzük el az „*impulzus-alakú*” mágneses teret létrehozó sugárzó undulátort (SU). Ilyen típusú undulátorok elkészítése komoly mérnöki feladat [157].

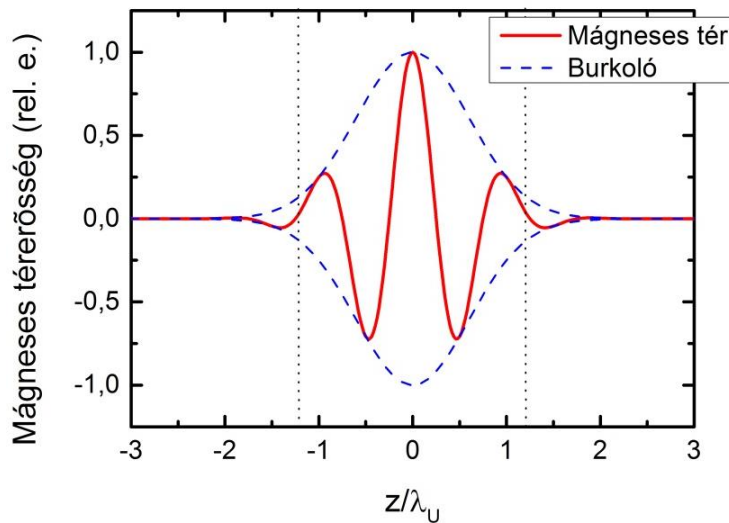
A szabadon terjedő, megközelítően egyenes vonalú, egyenletes mozgást végző elektronok a sugárzó undulátorba érve – az undulátor mágneses terének hatására – kitérnek eredeti pályájukról. Ennek következtében az r_0 megfigyelési pontban (73) által meghatározott sugárzási teret hoznak létre, melyek összessége jól megválasztott SU esetén egy/néhány ciklusú attoszekundumos impulzus formájában manifesztálódik.

3.2 Modell relativisztikus sebességű elektronok mágneses térben való mozgásának, és az általuk keltett elektromágneses tér szimulációjához

Sztatikus mágneses térben relativisztikus sebességgel mozgó elektronok mozgásegyenletét (74) differenciálegyenlet határozza meg. Az undulátor impulzus alakú mágneses terét

$$\mathbf{B}(z) = B_0 \exp\left(-\frac{\left(z - \frac{\lambda_{SU}}{2\pi} \varphi_0\right)^2}{\zeta^2} \cdot 2\ln(2)\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{SU}} z\right) w(z, L) \mathbf{e}_x \quad (94)$$

alakban definiáltam, ahol B_0 a mágneses tér amplitúdója, melyet (66) köt össze az undulátorparaméterrel. Az exponens által meghatározott Gauss alakú burkoló négyzetének félértékszélessége ζ . A $w(z, L)$ kétváltozós függvény az *ablak-függvény* (*window function*), melynek értéke 1, amennyiben $|z| \leq L/2$, egyébként zérus. Számításaim során felhasznált tipikus mágneses görbe (94) szerinti alakját a 32. ábra piros görbéje mutatja be.



32. ábra Mágneses tér térbeli alakja (piros folytonos görbe), burkolója (kék szaggatott görbe) és az ablak-függvény által kivágott tartomány (pontozott vonalak által közbezárt rész). A görbéhez tartozó paraméterek: $L = 2,5 \times \lambda_u$, $\zeta = 1,5 \times \lambda_u$, $\varphi_0 = 0$.

A (94)-es egyenlet exponensében szereplő $\frac{\lambda_{SU}}{2\pi} \varphi_0$ tag a vivő-burkoló fázis megadásának lehetőségét hordozza magában. Hogy φ_0 nem a trigonometrikus függvény argumentumába került, annak oka, hogy $w(z, L)$ ablak-függvény a $z = 0$ koordinátától

negatív és pozitív irányba egyformán vágja le a függvényt. Ennek következtében, amennyiben φ_0 pusztán egy fázistolásként lenne jelen a koszinusz-függvény argumentumában, $\varphi_0 = m\pi/2$ értékek kivételével (ahol $m \in \mathbb{Z}$) nem lehetne olyan L értéket választani, mely esetben az ablak-függvény nélkül értelmezett (94)-es mágneses térre teljesülne a $\mathbf{B}(-L/2) = \mathbf{B}(L/2) = \mathbf{0}$ feltétel. A feltétel teljesülésének fontosságát az indokolja, hogy enélkül (94) alapján felírt mágneses térerősség nem zérusról, hanem attól valamilyen módon eltérő értékről indulna, vagy fejeződne be. Ez pedig fizikailag nyilvánvalóan képtelenség. Ez a feltétel magával vonzza azt a következményt is, hogy L értékét nem lehet akárhogy megválasztani, teljesülnie kell az $L = 0,5 + m\lambda_{SU}$ feltételnek, ahol m nulla, vagy valamilyen pozitív egész.

Az általam írt modell relativisztikus sebességű elektronok mágneses térben való mozgására és az általuk keltett elektromágneses sugárzás kiszámítására, minden egyes elektronra megoldja (74) differenciál-egyenletet az Euler-módszer [82] segítségével, majd a pályából meghatározza (73) sugárzási teret. Utóbbi időbeli skálája a retardáció miatt nem triviális.

A sugárzás diszkrét értékeit a numerikus felbontásból adódó δt időközönként határozza meg a program. Ezen δt idő alatt az elektron $\delta z = v_z \cdot \delta t$ -vel közelebb kerül a mozgás tengelyén elhelyezett megfigyelési ponthoz. Ebből kifolyólag a δt időegység „kezdetén” keletkező sugárzási tér δz -vel több utat tesz meg a megfigyelési pontig, mint az időegység „végén” keletkező sugárzási tér. Az időegység „végén” keletkező sugárzás pillanatában az időegység „elején” keletkező sugárzási tér keletkezésének helyétől $dz = c\delta t$ utat tett meg, melynek köszönhetően $dt = (dz - \delta z)/c = \delta t(1 - \beta_z)$ -vel korábban ér a megfigyelési pontba. Tehát a labor koordinátarendszerében az elektron mozgását egyenközűen felosztva dt időintervallumokra, a keletkező sugárzás időfelbontása

$$\tau_j = \tau_{j-1} + \delta t(1 - \beta_z^j) \quad (95)$$

szerint alakul, ahol j a j . időbeli lépésközt, β_z^j pedig az elektron c -re normált sebességének z komponensét jelöli a $j \cdot \delta t$ időpillanatban. β_z^j j -től való függésének következtében a keletkező sugárzás mintavételezése nem lesz lineáris; ráadásul a különböző időpontban, különböző sebességgel az undulátorba érkező elektronok időskálája is különbözni fog egymástól. Az egyes elektronok által keltett sugárzási terek összegzéséhez tehát a fent leírt módon

meghatározott elektromos tereket újra kell skálázni! Az újraszkalázás az előre megadott $\delta\tau$ időlépésenkénti szakaszonkénti lineáris interpolációval történik [158].

Jelölje \mathbf{E}_j^i a megfigyelési pontban az i . elektron j . időbeli lépésekor keltett elektromos teret, τ_j^i pedig a hozzá tartozó időadatot. Az általam fejlesztett kód megkeresi τ_j^i minimumát (τ_{min}), mely nyilvánvalóan valamelyik elektron első sugárzási adatának beérkezési ideje lesz ($j = 1$). Ezt követően a $\delta\tau$ idővel későbbi pillanatnyi sugárzás meghatározása érdekében, minden egyes elektron esetén meg kell keresni azt a j értéket, melyre teljesül a $\tau_{j(i)}^i \leq \tau_{min} + \delta\tau < \tau_{j(i)+1}^i$ feltétel¹⁴. Ezzel meghatároztuk minden egyes elektron esetén annak az intervallumnak a helyét, melyen az új időskála következő mintavételezési pontja lesz. Ezen intervallumon az elektromos tér $\mathbf{E}_{j(i)}^i$ -ről $\mathbf{E}_{j(i)+1}^i$ -re változik; az intervallum közbülső $\tau_{min} + \delta\tau$ pontjában az újonnan mintavételezett elektromos térhez az $\mathbf{E}_{j(i)}^i$ és $\mathbf{E}_{j(i)+1}^i$ pontok által meghatározott, τ_j^i -vel paraméterezett egyenes-szakasz $\tau_{min} + \delta\tau$ -hoz tartozó értékét rendeltem, azaz az új mintavételezés második térerősség-értéke:

$$\epsilon_2^i = \frac{\mathbf{E}_{j(i)+1}^i - \mathbf{E}_{j(i)}^i}{\tau_{j(i)+1}^i - \tau_{j(i)}^i} (\tau_{min} + \delta\tau - \tau_{j(i)}^i) \quad (96)$$

lesz. Az összes többi, $\delta\tau$ időbeli lépésközönként mintavételezett térerősség-értéket a fent leírtakhoz hasonlóan határoztam meg, mely lehetővé tette, hogy az így kapott ϵ_k^i térerősség-adatokat i szerint összegezzem és megkapjam az összes elektron által együttesen keltett sugárzási teret.

Adott pontban a térbeli energiasűrűség (fluxus) az

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (97)$$

Poynting-vektor időbeli integráljával határozható meg [19]. Ezt a mennyiséget integrálva a felületre, megkapjuk az impulzus teljes energiáját. Az impulzus energiájának kiszámításához tehát a fent leírt procedúrát nem elegendő egyetlen megfigyelési pontra elvégezni, hanem egy akkora felületet kell választani, mely elegendően nagy ahhoz, hogy a kiterjedt impulzus ráférjen. Ésszerűnek tűnik az a megfontolás, hogy ezt a felületet a (85) alapján meghatározható térszögek segítségével számoljuk ki, azonban később látni fogjuk, hogy elektronsokaság esetén a sugárzás térszöge jóval kisebb lesz, mint egyetlen elektron sugárzási

¹⁴ A $j(i)$ indexezés azért szükséges, mert különböző i -hez (elektron) különböző j (időbeli lépés) adatok tartozhatnak.

térszöge. Ebből kifolyólag a számítási kapacitás és gyorsaság optimalizálása érdekében a felület nagyságát célszerűbb empirikus úton megválasztani.

A számításokat nem az egyes elektronokra végeztük el, hiszen ez esetünkben 250 pC töltés mellett több mint másfél milliárd elektront jelentene. Számításainknál úgynevezett makrorészecskéket vezettünk be. A makrorészecskék töltés/tömeg aránya megegyezik az elektron töltés/tömeg arányával. A szimulációk szempontjából ez annyit tesz, hogy például Gauss-alakú sűrűségeloszlást feltételezve az elektroncsomó nem másfél milliárd elektrontól, hanem ugyanolyan eloszlású, százezer, 15000 elektront összefogó makrorészecskéből áll. Jogos felvetés, hogy az elektronok között ható Coulomb-kölcsönhatás miatt nem áll-e túlságosan távol ez a modell a valóságtól, de eredményeinket összevetve a tízszeres felbontással (tízszer kisebb makrorészecskéket feltételezve) kapott eredményekkel, azt tapasztaltuk, hogy az általunk használt felbontás, mely 16125 elektrontól álló makrorészecskéket jelent, a keletkező sugárzás alakjának és energiájának tekintetében elhanyagolhatóan kis változásokkal jár. További érv a modell érvényessége mellett, hogy a makrorészecskékkel történő egyszerűsítés már régóta bevett szokás a szakirodalomban [159].

A program számára bemenő paraméter maga a nanocsomó (a makrorészecskékhez rendelt pillanatnyi hely- és sebességvektorok), az undulátor mágneses terét meghatározó K undulátorparaméter, λ_{SU} undulátorperiódus, φ_0 fázislag, L undulátorhossz, ς burkoló félértékszélességre jellemző mennyiség, az undulátor térbeli helyzete, valamint a megfigyelési felület nagysága, helyzete és felbontása. Bemenő paraméter továbbá a makrorészecskék töltése.

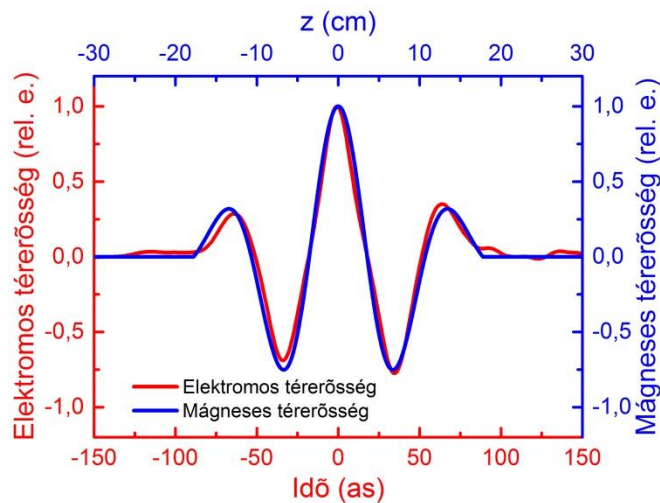
Az általam Delphi 7 rendszerben írt kódot témavezetésem alatt Nagy-Csiha Zsuzsanna átírta C nyelvre, mely kódba több új, hasznos funkciót is beépített. Nagy előnye volt az általam írt software-hez képest a program könnyű automatizálhatósága, mely lehetővé tette nagyszámú számítás együttes futtatását. Munkájából a XXXII. Tudományos Diákköri Konferenciára benyújtott dolgozatot készítette [160], mellyel a lézerfizika tagozaton első helyezést ért el.

3.3 Rövid undulátorban mozgó elektronok által keltett sugárzási tér alakja és energiája

A nanocsomó előállítását szimuláló számítások minden esetben a FLASH II által előállított elektroncsomag paramétereiből indultak ki (2. táblázat). Egyedül az elektronok átlagos energiáját (γ) és az elektroncsomag transzverzális méretét (d) tekintettük az (ésszerűség határain belül) szabadon változtatható paraméternek.

A számolások során a SU (94) alakú mágneses terét úgy választottam meg, hogy $L = 2,5 \times \lambda_u$, $\zeta = 1,5 \times \lambda_u$, $\varphi_0 = 0$ legyen (32. ábra). A keletkező sugárzást az undulátor közepétől számított 8 m-es távolságban határoztam meg.

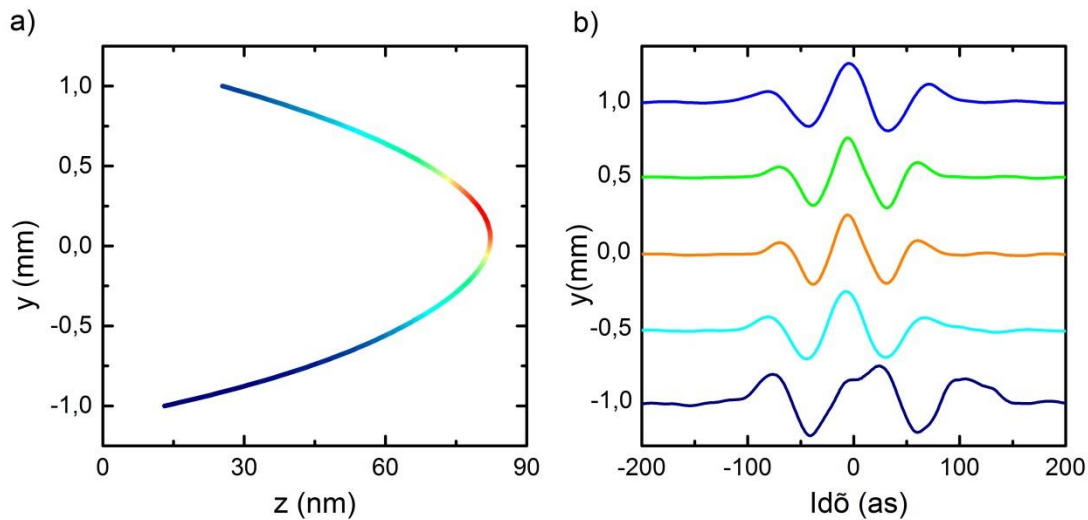
A 33. ábra egy tipikus mágneses tér térbeli, valamint a rajta áthaladó, $\bar{\gamma} = 2000$ átlagos relativisztikus faktoral jellemezhető elektroncsomag (30. ábra) által keltett elektromos tér időbeli lefutását mutatja. Az undulátor undulátorparamétere $K = 0,5$ volt, a sugárzás központi hullámhosszának $\lambda_r = 20$ nm -t választottam. Ezen adatokból (68) segítségével könnyen meghatározható a szükséges undulátorperiódus: $\lambda_{SU} = 14,2$ cm , valamint (66) alapján a mágneses tér $B_0 = 37,7$ mT amplitúdójának értéke is.



33. ábra Undulátor mágneses tere (kék görbe) és a keletkező sugárzás elektromos terének időbeli lefutása (piros görbe).

Az impulzus energiájának meghatározásához a 33. ábra szerinti télerősség-lefutást nyilvánvalóan nem elegendő egyetlen pontban meghatározni; a számolást a (85)-ből következő $1/\gamma$ félnyílásszögű kúp által meghatározott felületelemen kell elvégezni. A felületen történő számolás lehetőséget nyújt arra is, hogy képet kapjunk a keletkező

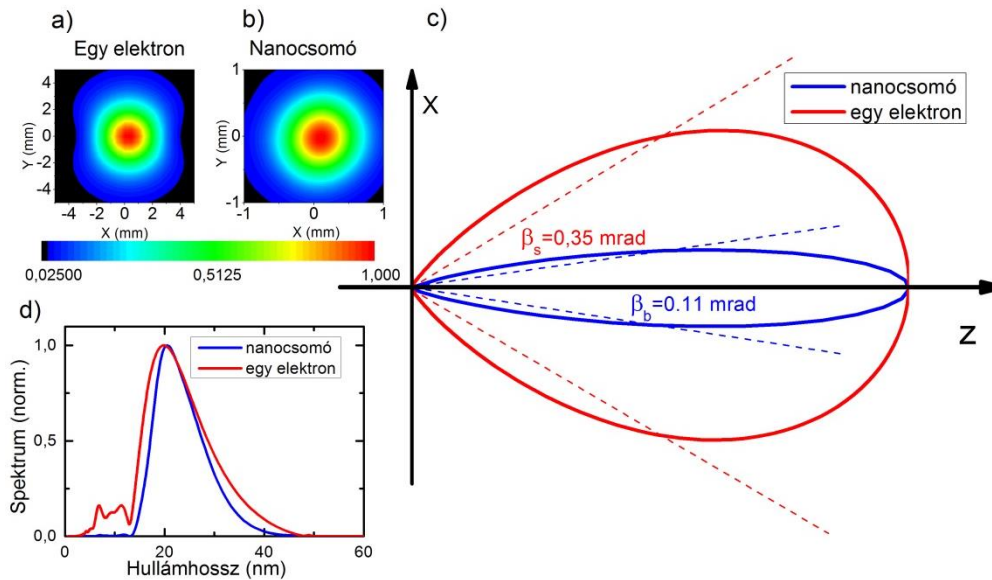
attoszekundumos impulzus impulzusfrontjáról, mely y - z metszeti képét a SU közepétől mért 8 m-es távolságban a 34. ábra (a) része mutatja be. A pirostól kékig terjedő színskála az intenzitásértékek alakulását szemlélteti. A 34. ábra (b) része a különböző helyeken számított térerősség-lefutásokat ábrázolja. Jól látszik, hogy az impulzus alakja csak közel zérus intenzitásértéknél (mélykék) tér el jelentősen a kívánt alaktól, azaz az egész kiterjedt impulzusra igaz, hogy a térerősség időbeli lefutása lemásolja a SU mágneses terének térbeli alakját.



34. ábra (a) Impulzusfront szemléltetése az y - z síkban. A pirostól mélykékig terjedő színskálát a maximális intenzitásértéktől skálázott intenzitásadatok határozzák meg. (b) Különböző koordinátákon számolt impulzusalakok.

A számolásnál feltételezett paraméterek mellett egyetlen makrorészecske által keltett sugárzási tér energiája 4,7 pJ. Ennek megfelelően a nanocsomóban lévő körülbelül 380 makrorészecske által sugárzott összenergiára $4,7 \text{ pJ} \times 380^2 = 0,68 \text{ } \mu\text{J}$ energiát várunk. Ezzel szemben számításaim azt mutatták, hogy az impulzus energiája mindössze 26,7 nJ. Az eltérés eredetének feltárásához első lépésben érdemes összehasonlítani egyetlen makrorészecske által keltett sugárzási tér szögeloszlását a nanocsomó által keltett sugárzási tér szögeloszlásával, melyeket a 35. ábra mutat be. Ezek alapján egyetlen makrorészecske által keltett sugárzás téreloszlása jóval nagyobb térszögbe oszlik el, mint a nanocsomó által keltett sugárzási tér. Ennek oka, hogy az egyes makrorészecskék által keltett sugárzási terek a részecskék különböző helyzete miatt nem mindenhol tudnak konstruktívan összeadódni. A destruktív interferencia két tényezőtől fakadhat: egyrészt a nanocsomó longitudinális kiterjedéséből, melyről megállapítottuk, hogy fél-hullámhossznál rövidebb nanocsomók esetén a sugárzás

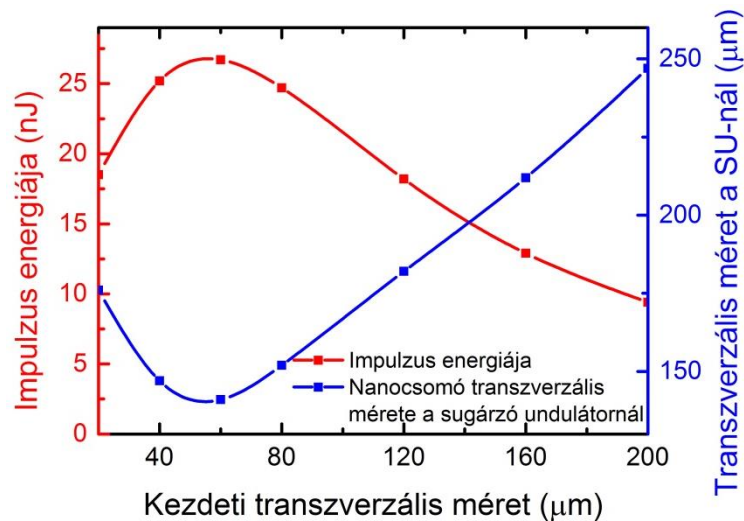
még konstruktív tud maradni, másfelől a nanocsomó transzverzális méretéből. Jelen esetben a nanocsomó longitudinális mérete 6 nm körül van, mely a 35,5 cm hosszú undulátoron való áthaladás során sem növekszik számottevően. Ebből kifolyólag az energiaveszteség nagy részét a nanocsomó transzverzális mérete folytán előálló destruktív interferencia kell, hogy okozza.



35. ábra Egyetlen makrorészecske és nanocsomó által keltett elektromágneses sugárzás fluxusa (a, b), a sugárzások téreloszlása (c) és spektrumai (d). Mindegyik mennyiség normált érték!

Érdeemes összehasonlítani az egy részecske által keltett sugárzási tér spektrumát a nanocsomó által keltett sugárzási tér spektrumával. A 35. ábra d) részén látszik, hogy a spektrumok csúcsa mindkét esetben (68) alapján várt 20 nm körül van; egyetlen elektron sugárzása esetén azonban az 5-13 nm-es tartományon is jelentős sugárzás észlelhető. Ennek oka, hogy (94) alakú mágneses tér nem biztosítja a trimmelést, vagyis az elektron a mozgás során kitér oldalirányba (25. ábra), melynek hatására a sugárzás spektrumában megjelennek a c/λ_r alappfrekvencia páros számú felharmonikusai is (v. ö. 28. ábra). Ez a jelenség nanocsomók esetén nem tapasztalható, mivel a felharmonikus sugárzás fél-hullámhossza rövidebb a nanocsomó longitudinális hosszánál, vagyis ezen komponensek nem tudnak konstruktívan összeadódni. Ebből kifolyólag a nanocsomó által keltett sugárzás spektruma jóval egyenletesebb lesz, mint a csomót alkotó egyes elektronok által keltett sugárzási spektrumok külön-külön.

A transzverzális méretből adódó, fent tapasztalt energiaveszteség minimalizálása érdekében megvizsgáltuk a Linac-ból érkező, különböző transzverzális méretű elektroncsomagból előállítható nanocsomók transzverzális méretét és az általuk kelthető attoszekundumos impulzusok energiáját. A számítások eredményét a 36. ábra mutatja be. A nanocsomó transzverzális mérete (kék görbe) és a keltett impulzus energiája (piros görbe) teljes mértékben (anti)korrelál.



36. ábra Linac-ból érkező különböző (kezdeti) transzverzális méretű elektroncsomagok transzverzális mérete a sugárzó undulátornál (kék), valamint a keletkező attoszekundumos impulzus energiája (piros görbe).

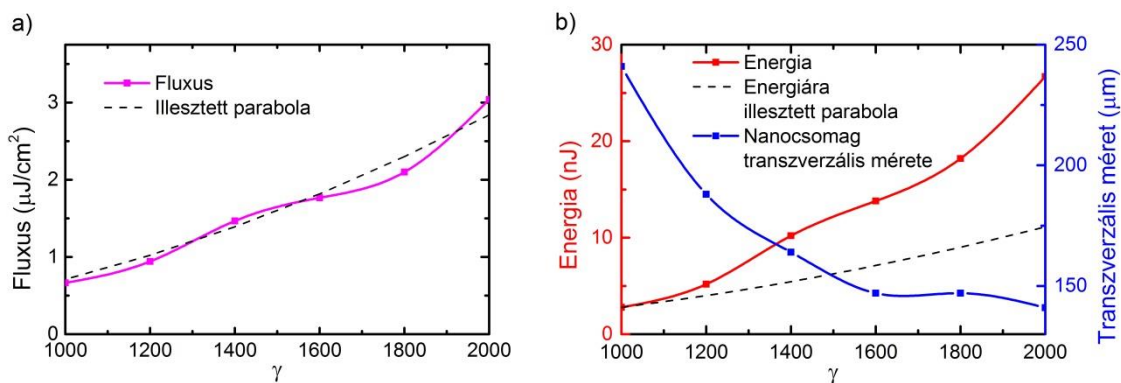
Meglepőnek tűnhet, hogy a sugárzó undulátornál kialakuló nanocsomó transzverzális mérete nem monoton függvénye a kezdeti transzverzális méretnek. Ez két okból fakad: egyrészt a kezdetben egymáshoz közelebb álló elektronok által egymásra gyakorolt nagyobb Coulomb-teréből eredő taszítóerőből, másrészt abból, hogy az állandónak tekintett normál emittancia estén kisebb transzverzális mérethez nagyobb divergencia tartozik [120].

Nagy energiájú egyciklusú attoszekundumos impulzus generálása érdekében tehát a FLASH II által előállított elektroncsomag akkor a legelőnyösebb, ha annak transzverzális átmérője 60 µm.

A transzverzális méretnél fizikailag jóval könnyebben kezelhető paraméter az elektroncsomagban jelenlévő elektronok átlagos energiája. Az energiával szoros kapcsolatban lévő γ Lorentz-faktor (85) alapján a sugárzás térszögét γ^{-2} szerint skálázza. Ebből kifolyólag az elektronok energiájának növelésével egyre kisebb lesz a különbség egyetlen elektron és a nanocsomó által keltett sugárzás térszöge között, hiszen utóbbit – rövid hullámhosszú

sugárzás esetén – γ -nál jelentősebben befolyásolja a nanocsomó transzverzális mérete (35. ábra). A nagyobb átfedés következtében tehát az energia nagyobb hányada kerülhet a nanocsomó által is konstruktívnak tekinthető sugárzási térrészbe. Az 1.3. fejezetben tárgyaltak alapján a térszög csökkenésének köszönhetően a fluxus γ^2 -el skálázódik, azaz a nanocsomó transzverzális mérete által lekorlátozott sugárzási térszögbe γ növelésével γ^2 -el arányosan növekedő energiát várunk.

Elvégezve a számolást, ahol a sugárzó undulátor λ_{SU} periódushosszát különböző γ értékek esetén úgy választottam meg, hogy a keletkező sugárzás λ_r hullámhossza ne változzon, a keltett sugárzás z tengelyen számolt fluxusa az elmélet szerinti γ^2 -es függést mutatta (37. ábra a)). A teljes kisugárzott energia azonban γ^2 -nél erősebb függést mutatott (37. ábra b)). Ennek oka, hogy alacsonyabb elektron-energiák esetén a nanocsomók kialakulásához hosszabb időre van szükség, így az elektroncsomag emittanciája és a Coulomb-kölcsönhatás hosszabb ideig fejt ki a transzverzális méret növekedését eredményező hatást.



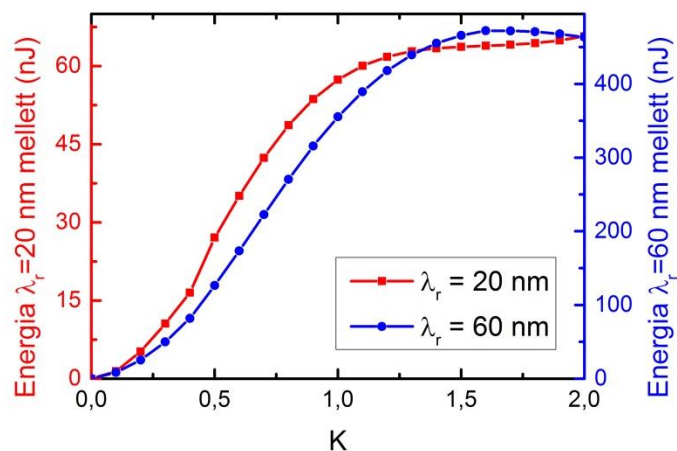
37. ábra a) Nanocsomót alkotó elektronok átlagos energiájának függvényében a sugárzás tengelyen számolt fluxusa (magenta folytonos görbe) a várt négyzetes függés (fekete szaggatott görbe) szerint viselkedik. b) A γ -val csökkenő transzverzális nanocsomó-méret miatt a keletkező sugárzás összenergiája γ^2 -nél gyorsabban növekszik.

A számítások alapján megállapítható, hogy intenzív attoszekundumos impulzusok előállításához jóval kedvezőbb a nagyobb energiájú elektroncsomag felhasználása, mely során nem csak a fluxus-változásból eredő energiatöbblet, de a nanocsomók kedvezőbb transzverzális mérete is jelentősen növeli a sugárzó undulátorban keletkező attoszekundumos impulzusok energiáját.

Az attoszekundumos impulzus energia növelésének érdekében megvizsgáltam a sugárzás során keletkező fotonszám növelésének lehetőségét. Adott hullámhosszú sugárzás előállításánál (86) szerint egyedül a K undulátorparaméter felelős az egy sugárzási periódus

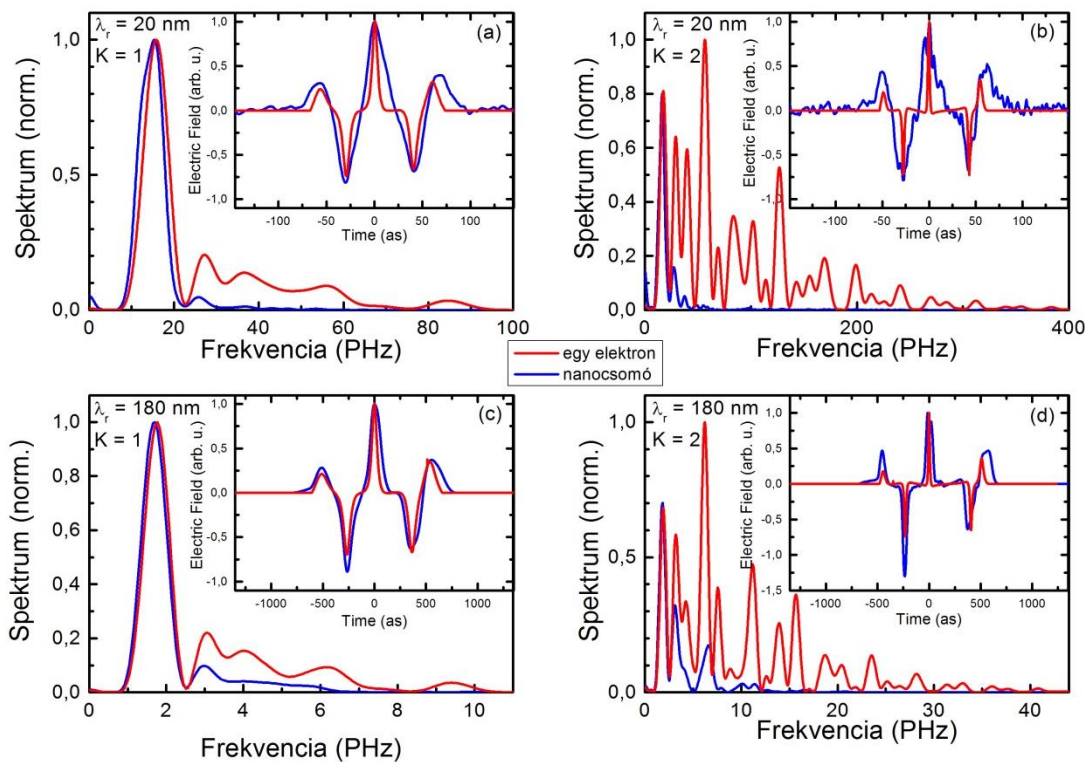
alatt kisugárzott fotonok számáért. Ésszerű elgondolás tehát, hogy K növelésével a megnövekedett fotonszámnak köszönhetően nagyobb energiájú attoszekundumos impulzusok kelthetők.

A 38. ábra mutatja be a különböző K undulátorparaméterrel végzett számításaim eredményét $\lambda_r = 20$ nm és $\lambda_r = 60$ nm sugárzási hullámhosszak esetén. Kis K undulátorparaméterek esetén az energiának a (86) alapján jóslott négyzetes függése tapasztalható. Az undulátorparaméter növelésével azonban $K = 0,5$ környékén a függvény lineárisává változik, majd $K > 1$ után telítődésbe megy.



38. ábra A sugárzott energia K undulátorparamétertől való függése $\lambda_r = 20$ nm (piros görbe) és $\lambda_r = 60$ nm (kék görbe) központi sugárzási hullámhosszak esetén.

A sugárzás energiájának K^2 -es függéstől való eltérését a nagy undulátorparaméterek esetén megjelenő felharmonikusok, sugárzó forrás kiterjedéséből következő, destruktív interferenciája okozza [154]. Ennek bizonyításául szolgál a 39. ábra, ahol összehasonlítom az egyetlen elektron és a nanocsomó által keltett sugárzási tér spektrumát két-két különböző hullámhossz, és undulátorparaméter mellett. Mindkét hullámhosszon a felharmonikusok drasztikus kioltódását látjuk. A nanocsomót felépítő egyes elektronok által keltett sugárzási térben $K = 2$ undulátorparaméter esetén az energia túlnyomó része a felharmonikusokba kerül. Ezek a hullámhossz-komponensek azonban a nanocsomó longitudinális és transzverzális mérete miatt nem tudnak konstruktívan összeadódni, szinte teljesen eltűnnek az elektronok összességének sugárzásból keletkező attoszekundumos impulzus spektrumából. Ez jelentős energia-vesztéssel jár, mely alapján K növelésével nem csak az impulzusalak torzul (39. ábra inzertek), de a keletkező sugárzás energiája is csökkenni kezd.



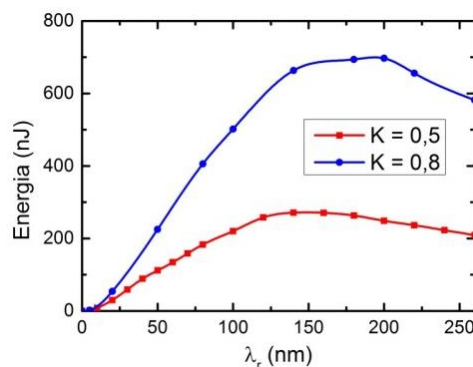
39. ábra Egyetlen elektron (piros görbe) és nanocsomó (kék görbe) által keltett sugárzási tér spektrumai (68) alapján 20 nm-es (a, b) és 180 nm-es (c, d) sugárzási hullámhosszon $K = 1$ (a, c) és $K = 2$ (b, c) esetén. Az inzertek az időbeli képet mutatják a tengelyen.

Hosszabb sugárzási hullámhosszak esetén azt várhatnánk, hogy az első néhány felharmonikus-komponens jelentősen fel tud erősödni; a 39. ábra azonban nem ezt mutatja. Ennek oka, hogy a kezdetben 6 nm hosszú elektroncsomó a sugárzó undulátoron történő áthaladás közben folyamatosan növekszik. Esetünkben például azonos undulátorparaméterek mellett 180 nm-es sugárzási hullámhosszhoz 9-szer hosszabb sugárzó undulátorra van szükség, mint 20 nm-es sugárzási hullámhosszon; ebből kifolyólag a nanocsomó a hosszabb úton mind longitudinális, mind transzverzális méretét tekintve jelentősebb változást szenved.

Megállapítható tehát, hogy az undulátorparaméterrel csak $K < 1$ tartományon van mód jelentősen befolyásolni a keletkező attoszekundumos impulzusok energiáját. Nanocsomó esetén $K \approx 1$ undulátorparaméter közelében a sugárzásban megjelenő felharmonikus komponensek nem tudnak olyan mértékben megerősödni, mint az egyetlen elektron által keltett sugárzási térben. Ennek eredményeként a nanocsomó által, a sugárzó undulátorban keltett attoszekundumos impulzus elektromos terének időbeli lefutása nagyobb toleranciával őrzi meg a SU mágneses terének alakját.

A 38. ábra meglepő eredményt mutat, amennyiben azt vizsgáljuk, hogy a két különböző hullámhosszon keltett attoszekundumos impulzusok energiája azonos K undulátorparaméter mellett milyen viszonyban áll egymással. A számítások alapján $\lambda_r = 60$ nm -es sugárzási hullámhosszon még kis undulátorparaméterek esetén is jóval nagyobb impulzusenergiák érhetőek el, mint $\lambda_r = 20$ nm esetén. Ahogy erről korábban is szó esett, (86) alapján egy elektron által egy periódus alatt kisugárzott fotonok számát csak a K undulátorparaméter határozza meg; vagyis (86) $\lambda_r = 20$ nm és $\lambda_r = 60$ nm esetén is azonos fotonszámot jósol. Ebből azonban az következik, hogy a háromszor nagyobb frekvencián történő $\lambda_r = 20$ nm-es sugárzás háromszor akkora energiájú kell, hogy legyen, mint a $\lambda_r = 60$ nm-es. Hogy ettől drasztikusan eltérő viselkedést tapasztalunk, annak az az oka, hogy hosszabb hullámhosszak esetén a keletkező sugárzás térszögére kisebb befolyása van a nanocsomó transzverzális méretének, mint rövidebb hullámhosszak esetén. Ennek megfelelően hosszabb hullámhosszak esetén kisebb az energiavesztéség.

A 40. ábra az 5-250 nm-es hullámhossz-tartományon mutatja be a keletkező elektromágneses impulzusok hullámhossztól való energiafüggését $K = 0,5$ és $K = 0,8$ undulátorparaméterek esetén. A számítások alapján $\bar{\gamma} = 2000$ relativisztikus faktorial jellemezhető nanocsomók esetén az energiafüggvényben 150 nm körül telítődés figyelhető meg. Ennek oka, hogy 150 nm-es sugárzási hullámhossz körül az egy elektron és a nanocsomó által keltett sugárzási tér szögeloszlása megközelítőleg azonos, így 150 nm-nél hosszabb hullámhosszak esetén egyre kisebb szerepe lesz a nanocsomó transzverzális mérete okozta veszteségnek. A 150 nm feletti közel azonos sugárzási térszögek miatt a konstruktívan interferáló fotonok száma is közel azonos, így ezen a tartományon érzékelhetővé válik a hullámhosszal csökkenő fotonenergia hatása, mely az energia-függvény csökkenését eredményezi.



40. ábra Az attoszekundumos impulzusok energiája a λ_r központi hullámhossz függvényében $K = 0,5$ (piros görbe) és $K = 0,8$ (kék görbe) undulátorparaméterek esetén.

A fentiek alapján megállapítottam, hogy adott nanocsomó esetén a sugárzó undulátorban keletkező attoszekundumos impulzusok energiája nagyban függ a $SU K$ undulátorparaméterétől, valamint a keletkező sugárzás λ_r központi hullámhosszától. Azt is megállapítottam, hogy jelentős energiájú ultrarövid attoszekundumos impulzusok csak nagy energiájú elektroncsomagokkal állíthatók elő. Nyilvánvaló továbbá az a felvetés, miszerint a sugárzó undulátorban keletkező attoszekundumos impulzusok energiája jelentősen növelhető a nanocsomóban jelenlévő ösztöltés növelésével. Erre vonatkozóan tettünk kísérletet, amikor Tibai Zoltán kiszámolta, hogy milyen nanocsomók állíthatók elő 800 nm-es és 1032 nm-es moduláló lézerek segítségével. Összhangban (88)-al, 1032 nm-es moduláló lézerrel a nanocsomó hossza az 516 nm-es moduláló lézerrel előállítható hossz kétszeresére változott. Ennek megfelelően a nanocsomóban jelenlévő elektronok száma is közel megduplázódott. Elvégezve a fent taglalt számításokat ezekre a nanocsomókra, arra az eredményre jutottam, hogy a csomósításhoz 1032 nm-es moduláló lézert alkalmazva, a sugárzó undulátorban keletkező attoszekundumos impulzusok 60 nm-nél hosszabb sugárzási hullámhosszakon 2-3-szor nagyobb energiájúak, mint amit 512 nm-es moduláló lézerrel csomósított nanocsomókkal el lehet érni [161].

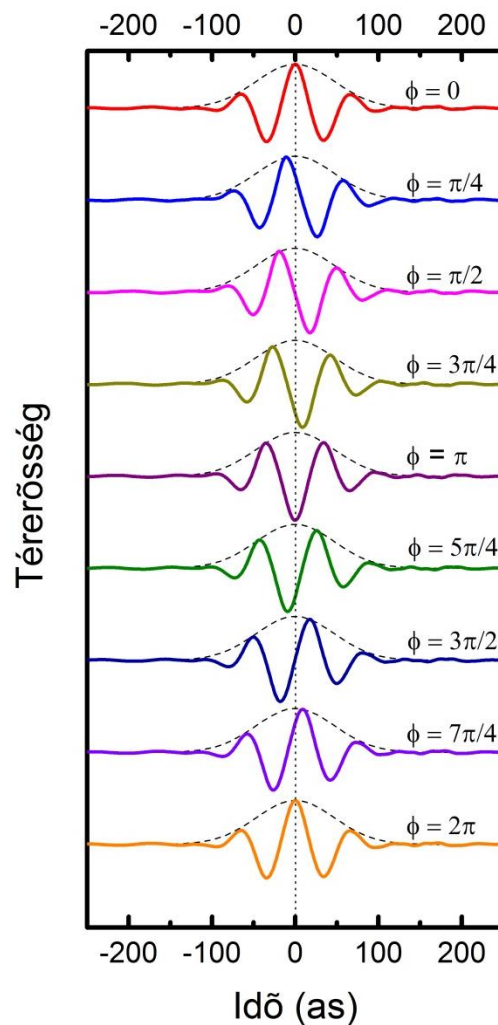
Az eddigiek során megmutattam, hogy az általunk ultrarövid attoszekundumos impulzusok előállítására javasolt eszköz bizonyos paraméterei hogyan befolyásolják a sugárzó undulátorban keletkező elektromágneses impulzusok energiáját. A továbbiakban a keltett impulzusok elektromos terének időbeli lefutásával foglalkozom.

3.4 Alakformált attoszekundumos impulzusok előállítása

Az attoszekundumos impulzusok felhasználása szempontjából számos alkalmazás tekintetében válhat fontossá az impulzus térerősségének időbeli lefutása. Jelen fejezetben bemutatom, hogy az általunk javasolt módszer esetén, a MU megfelelő megválasztásával hogyan befolyásolható a keltett attoszekundumos impulzusok térerősségének időbeli alakja, valamint, hogy az egymás után előállított impulzusok alakja mennyire mondható állandónak.

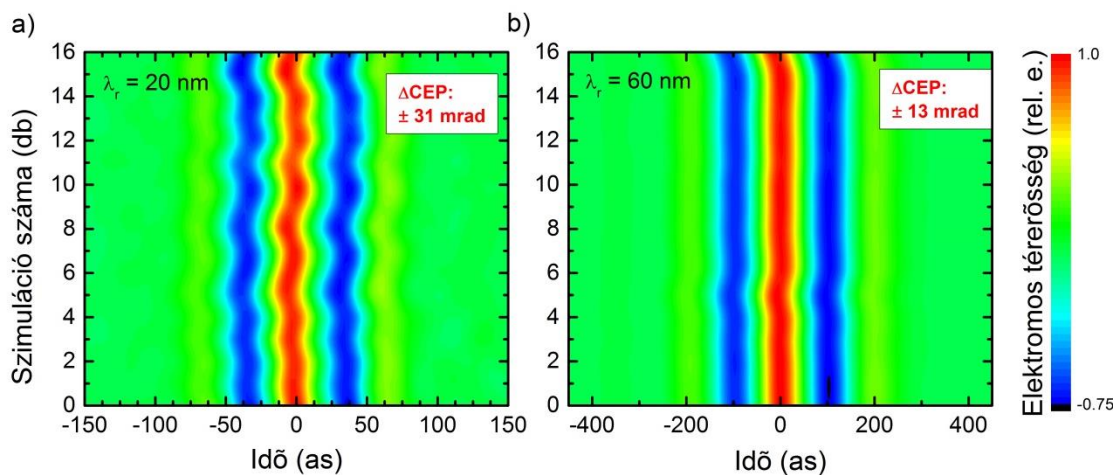
Az undulátor (94) mágneses terének φ_0 paraméterét változtatva lehetőség nyílik különböző vivő-burkoló fázisú attoszekundumos impulzusok előállítására. A 41. ábra az így előállítható elektromágneses impulzusok elektromos terének időbeli lefutását mutatja, ahol φ_0 paramétert 0 és 2π között, $\pi/4$ lépésközönként változtattam. Az elektronok mozgását – az

eddigiektől eltérő módon $L = 4,5\lambda_{SU}$ undulátorhossz mellett számoltam, ahol λ_{SU} -t úgy választottam meg, hogy $K = 0,5$ undulátorparaméter mellett a sugárzási hullámhossz $\lambda_r = 20$ nm legyen. Az eddigiek során feltételeztem, $L = 2,5\lambda_{SU}$ -tól való eltérést az indokolja, hogy különböző vívő-burkoló fázisok esetén, mely (94) szerint definiált mágneses tér φ_0 paraméterének változtatásával áll elő, a mágneses tér alakok, az undulátorral kísérletileg előállított mágneses terek alakjától [157] jelentősen eltérőek lehetnek. Az ebből fakadó esetlegesen hibás eredmények elkerülése érdekében indokoltá vált a kísérletileg megvalósított mágneses tér alakjához hűbb esetet vizsgálni, mely az undulátor hosszának növelésével vált lehetségessé. A különböző vívő-burkoló fázissal előállított impulzusok energiája, valamint a SU mágneses terének alakjához való alakhűség megegyezik a korábban tárgyalt, $\varphi_0 = 0$ esettel.



41. ábra Az általunk javasolt berendezéssel előállítható CEP-kontrolált attoszekundumos impulzusok térorösségének időbeli lefutása (színes görbék) és térorösség-burkolójuk (szaggatott görbék).

Kísérleti szempontból fontos lehet az egymás után érkező egy-ciklusú attoszekundumos impulzusok CEP-stabilitása, vagyis az arra jellemző mennyiség, hogy az egymást követő impulzusok vivő-burkoló fázisa mennyiben tér el egymástól. Bár az alakformáltság biztosíték ebből a szempontból, azonos statisztikai tulajdonságokkal (2. táblázat) rendelkező elektroncsomagokkal ¹⁵ számítás-sorozatot végeztünk erre vonatkozóan. A 42. ábra tizenhat különböző, GPT-vel számolt nanocsomó által, a sugárzó undulátorban keltett elektromágneses sugárzás térerősségének az időbeli lefutását szemlélteti $\lambda_r = 20$ nm (42. ábra a), illetve $\lambda_r = 60$ nm (42. ábra b) sugárzási hullámhossz esetén. Az egymás utáni impulzusok vivő-burkoló fázisa közti szórás $\lambda_r = 20$ nm -es sugárzási hullámhossz esetén 31 mrad, $\lambda_r = 60$ nm sugárzási hullámhosszon pedig 13 mrad. Ezek az értékek jóval kisebbek, mint amit jelenleg femtoszekundumos időskálán el tudnak érni.

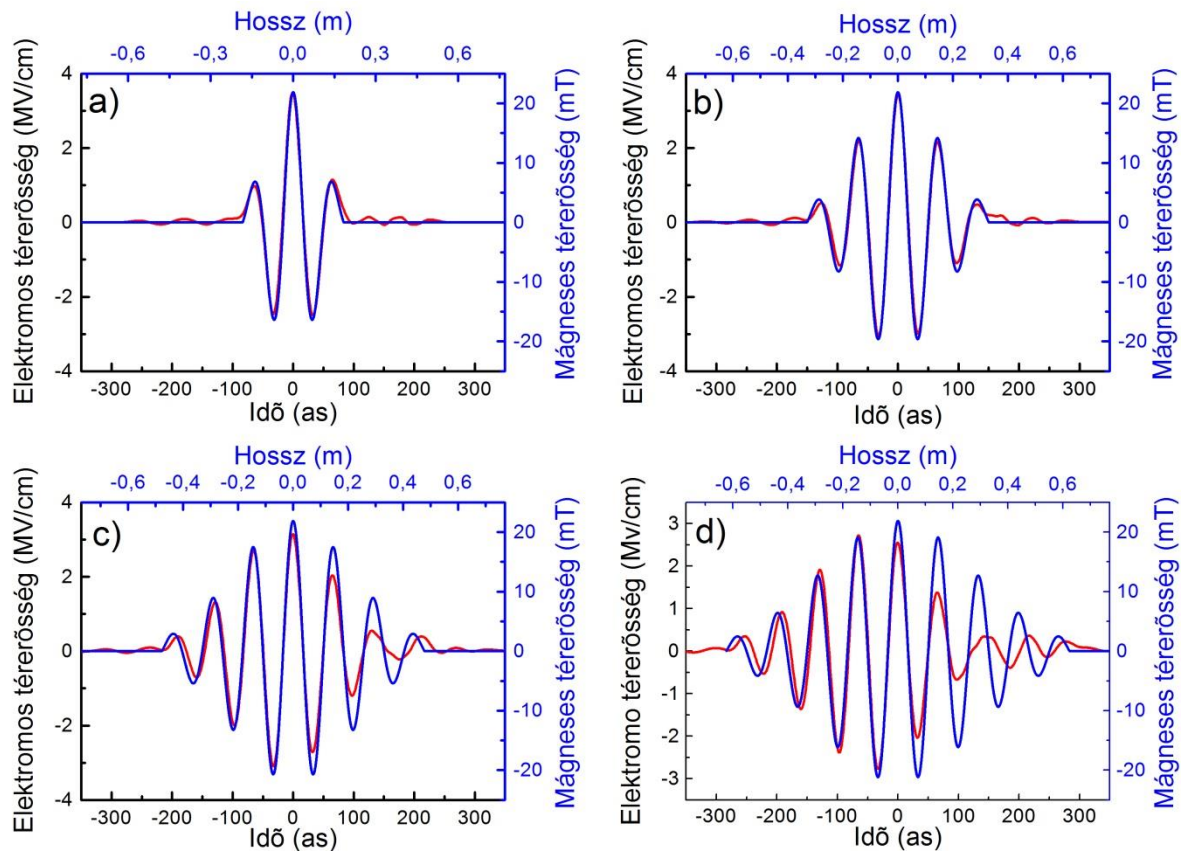


42. ábra A CEP és a jitter stabilitásának szemléltetése $\lambda_r = 20$ nm (a) és $\lambda_r = 60$ nm sugárzási hullámhosszakon.

A 42. ábra nem csak a CEP-ről, de az időbeli jitter bizonytalanságáról is közöl információt. Jelen esetben az attoszekundumos impulzus időbeli jitter-ét vizsgálhatjuk az elektroncsomagot a fotókatódból előállító lézerimpulzushoz, vagy a modulációt végző moduláló lézerimpulzushoz képest. Számításaink szerint az utóbbihoz viszonyított jitter bizonytalansága nagyságrendekkel kisebb, mint az elektroncsomagot létrehozó lézerimpulzusra vonatkozó jitter-é.

¹⁵ Az elektroncsomag statisztikai tulajdonságai, mint az energiabizonytalanság, emittancia, stb. nem határozzák meg egyértelműen az elektroncsomagban jelenlévő egyes elektronok hely- és sebességvektorát. Ebből kifolyólag a GPT-vel történő szimuláció során, két egymás utáni számítás esetén, már a folyamat elején is különböző tulajdonságú makrorészecskék alkotják az elektroncsomagot. Ez nyilvánvalóan hatással lesz a kialakuló nanocsomó egyes elektronjainak hely- és sebességvektoraira.

Eljárásunkkal lehetőség nyílik többciklusú impulzusok létrehozására is. Ennek azonban korlátot szab a nanocsomók terjedés során bekövetkező gyors szétfolyása. Számításaim alapján a keletkező sugárzás térerősségének időbeli lefutása 2,5-3 optikai ciklusig őrzi meg jól a mágneses tér térbeli változásának alakját (43. ábra).



43. ábra Undulátor mágneses terének térbeli változása (kék görbék) és a nanocsomó undulátoron történő áthaladása következtében keltett elektromágneses sugárzás térerősségének időbeli változása (piros görbék) 1,5 (a), 2,5 (b), 3,5 (c), illetve 4,5 (d) ciklus esetén. A sugárzás központi hullámhossza minden esetben 20 nm.

3.5 Cirkulárisan polarizált attoszekundumos impulzusok előállítása

A sugárzó undulátort helikális undulátorra cserélve, melynek mágneses tere

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(z) = & B_0 \exp\left(-\frac{z^2}{\zeta^2} \cdot 2\ln(2)\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{SU}} z\right) w(z, L) \mathbf{e}_x + \\ & B_0 \exp\left(-\frac{(z - \lambda_{SU}/4)^2}{\zeta^2} \cdot 2\ln(2)\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{SU}} \left(z - \frac{\lambda_{SU}}{4}\right)\right) w\left(z - \frac{\lambda_{SU}}{4}, L\right) \mathbf{e}_y \end{aligned} \quad (98)$$

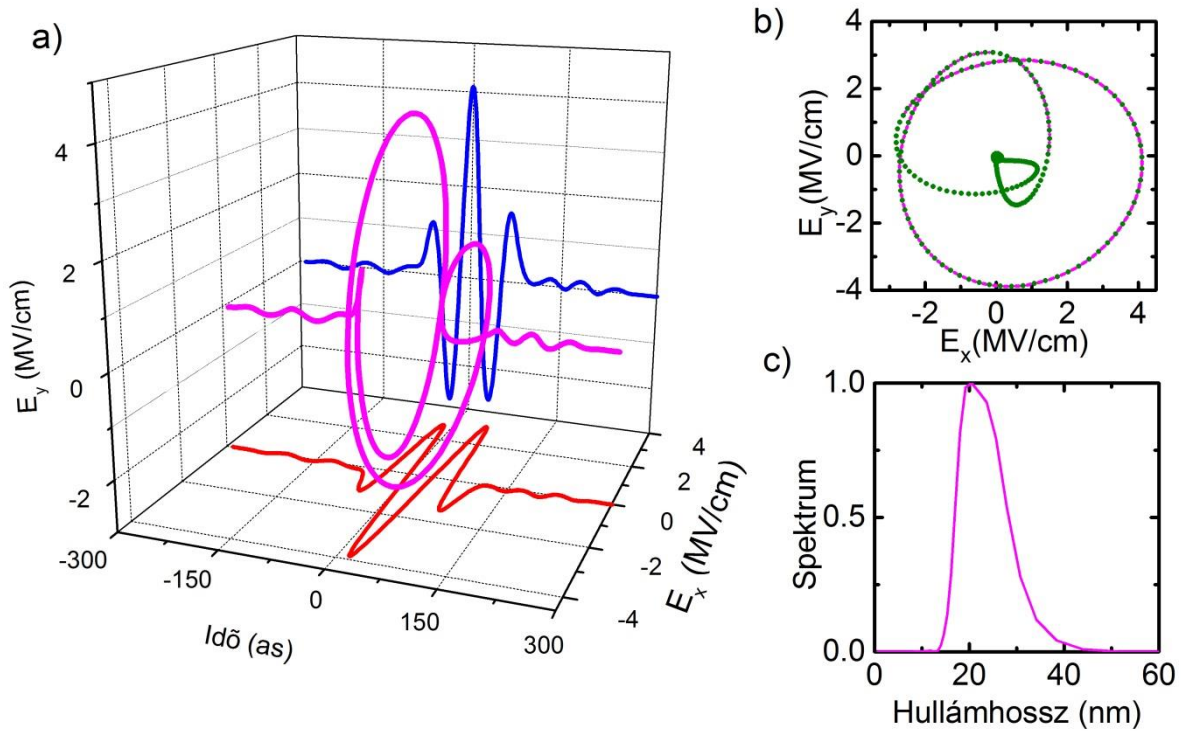
alakban írható [143], cirkulárisan poláros sugárzás állítható elő [155,162,163]. Az általunk javasolt elrendezés (31. ábra) sugárzó undulátorát helikális undulátorra cserélve, az undulátorra jellemző $L = 2,5\lambda_{SU}$, $\zeta = 1,5\lambda_{SU}$ paramétereket változatlanul hagyva, a Tibai Zoltán által számolt nanocsomókkal egy/néhány ciklusú cirkulárisan polarizált attoszekundumos impulzusok kelthetők [155]. A (98) szerint definiált mágneses tér lényegében két, egymásra merőleges, egymáshoz képest az undulátor tengelye mentén $\lambda_{SU}/4$ -el eltolt (75) szerint meghatározott planáris undulátor mágneses terének szuperpozíciójából áll elő. Nem feledkezhetünk meg arról, hogy (98) alakban felírt mágneses tér esetén $|\mathbf{B}(0)| \approx \sqrt{2}B_0$ ¹⁶, így a (66) egyenletben bevezetésre került K undulátorparaméter helikális undulátorok esetén a

$$K_{hel} = \frac{q_e B_0 \lambda_{SU}}{\sqrt{2} \pi m_e c} \quad (99)$$

alakot ölti.

Számításaim szerint [155] a 2. táblázat adatai alapján előállított nanocsomóval (30. ábra) 30 nJ – 300 nJ energiájú, közel egyciklusú cirkulárisan polarizált attoszekundumos impulzusok állíthatók elő a 20 nm – 250 nm-es hullámhossz-tartományon. A 44. ábra egy tipikus térerősség-lefutást mutat.

¹⁶ Az egyenlőség abban az esetben teljesülne, amennyiben a mágneses térerősség csak a szinuszos jellegében függne z -től, és nem lenne jelen a Gauss-alakú moduláció.



44. ábra (a) Cirkulárisan polarizált attoszekundumos impulzus időbeli lefutása (magenta), valamint az x (piros) és y (kék) irányú komponense $\gamma = 2000, K = 0,5, \lambda_r = 20$ nm mellett. (b) Az elektromos térerősség időbeli változása az x - y síkon. A zöld pöttyök 1 as-os időközöket jelölnek. (c) A keletkező attoszekundumos impulzus intenzitás-spektruma

3.6 Összegzés

Disszertációm II. részében ismertettem az attoszekundumos impulzusok előállítására legelterjedtebben alkalmazott módszer (HHG) elméleti hátterét, majd röviden bemutattam a szabadelektron-lézer által nyújtott lehetőségeket ezen a területen. Ezt követően a munkámhoz szorosan kapcsolódó fejezetben megadtam a relativisztikus sebességű elektronok undulátorban történő sugárzásának elméleti leírását. A negyedik fejezetben röviden bemutattam az ultrarövid elektroncsomagok kialakítására általunk javasolt módszer leírását, valamint a Tibai Zoltán által meghatározott – munkám során legtöbbször felhasznált – elektroncsomag térbeli és fázistérbeli pillanatképét. A célkitűzésben megfogalmazott feladatomat négy alfejezetben tárgyaltam:

- Bemutattam az általunk javasolt technikát.
- Bemutattam az általam írt, relativisztikus sebességgel mozgó elektronok alkotta nanocsomó undulátoron történő áthaladása következtében keltett elektromágneses sugárzást meghatározó modellt.
- Megmutattam, hogy térben Gauss-burkolójú, impulzusalakú mágneses térben $K \leq 0,5$ undulátorparaméter mellett a nanocsomók által az undulátorban keltett elektromágneses sugárzás elektromos térerősségének időbeli lefutása nagy pontossággal lemásolja a mágneses tér térbeli alakját.
- Megmutattam, hogy ultrarövid impulzusok keltésére alkalmas rövid sugárzó undulátor esetén, a sugárzást keltő nanocsomók transzverzális mérete jelentősen befolyásolja az undulátorban keletkező attoszekundumos impulzusok energiáját. Ennek oka, hogy a nanocsomók által keltett sugárzás, a transzverzális irányban egymástól távol elhelyezkedő egyes elektronok által keltett sugárzási tér jelentős fáziskülönbségből eredő inkoherencia miatt, nem tud nagy térszögben erősödni, így a nanocsomó mérete lekorlátozza a sugárzási térszöget.
- Megmutattam, hogy a nanocsomó átlagos energiája rövid hullámhosszak esetén (≈ 20 nm) az elméletileg várt γ^2 -es függésnél erősebben befolyásolja az undulátorban keletkező attoszekundumos impulzusok energiáját. A $\gamma = 1000$ relativisztikus faktorial jellemezhető elektroncsomagból előállított nanocsomó által, a sugárzó undulátorban keltett attoszekundumos impulzus energiája, 2,8 nJ-ról közel tízszeresére, 26,7 nJ-ra nő, amennyiben $\gamma = 2000$ relativisztikus faktorial jellemezhető elektroncsomagból indulunk ki. Ennek

oka, hogy nagyobb relativisztikus faktor esetén nem csak az egyes elektronok sugárzási térszöge csökken, hanem a moduláció során a nanocsomók transzverzális mérete is kisebb lesz.

- Megmutattam, hogy a sugárzó undulátor K undulátorparaméterével az impulzus alakhűségének rovására jelentősen növelhető az undulátorban keletkező attoszekundumos impulzusok energiája. Az energia undulátorparaméterrel való növelésének azonban korlátot szab, hogy nagy K értékek esetén az egyes elektronok által keltett sugárzás energiájának nagy része a felharmonikus komponensekbe kerül, mely komponensek a nanocsomó kiterjedése miatt nem tudnak konstruktívan erősödni. Számításaim alapján a magasabb harmonikusok keletkezéséből származó alaktorzulás és energiavesztés $K < 1$ undulátorparaméter esetén még nem számottevő.
- Megmutattam, hogy a sugárzó undulátorban keletkező attoszekundumos impulzus energiája hosszabb központi hullámhosszakon nagyobb, mint rövidebb hullámhosszak esetén. Ennek oka, hogy hosszabb hullámhosszakon az egy elektron által keltett sugárzási tér szögeloszlása jobban átfed a nanocsomó által keltett sugárzási tér szögeloszlásával, mint rövidebb hullámhosszak esetén. Ebből kifolyólag hosszabb hullámhosszak esetén kisebb a nanocsomó transzverzális méretéből eredő energiavesztés hatása, mint rövidebb hullámhosszak esetén.
- Megmutattam, hogy rendkívül stabil az általunk javasolt eljárással előállítható attoszekundumos impulzusok vivőburkoló-fázis stabilitása. Az egymás után érkező attoszekundumos impulzusok vivőburkoló-fázisa közti szórás 20 nm-es hullámhosszon 31 mrad; 60 nm-en mindössze 13 mrad.
- Megmutattam, hogy az általunk javasolt eljárással lehetőség van 2,5-3 optikai ciklust tartalmazó attoszekundumos impulzusok előállítására is.
- Megmutattam, hogy a sugárzó planáris undulátort helikális undulátorra cserélve, egyciklusú, cirkulárisan polarizált attoszekundumos impulzusok állíthatók elő.

3.7 Summary

In the first section, I presented the scientific background of my work: the most popular attosecond generation technique, the high-order harmonic generation (HHG) technique, the principles of the free electron lasers (FELs) and the FEL microbunching process, the emission of the relativistic electron in the magnetic field of the undulator and the nanobunching process which were used in our work. I demonstrated my goals in the second section and the results in the third section:

We proposed a robust method for producing few-cycle polarized or circularly polarized, waveform-controlled, carrier-envelope-phase stable attosecond pulses in the ultraviolet spectral range. It is based on coherent undulator radiation of relativistic electron layers [141,154,155,161].

The fundamental statements of my dissertation are:

- I created a model, which calculates the trajectory of the relativistic electrons in the undulator and determines the emitted radiation by electrons.
- It was shown that the temporal shape of the electric field of the generated attosecond pulses by nanobunch follows the spatial shape of the magnetic field of the radiator undulator.
- It was shown that a large transverse nanobunch size reduces the emission solid angle as compared to the radiation of a single electron. Therefore, the larger transversal size of the nanobunch results in smaller total energy of the attosecond pulse.
- The transversal size of the nanobunch decreases at the radiator undulator by increasing the energy of the electrons ($\propto \gamma$). As a consequence, the solid angle of the radiation increases with γ causing the total radiated energy to increase faster than γ^2 .
- The generated attosecond pulses energy is proportional to K^2 below about $K = 0,5$, followed by a saturation at larger K . The reason of the saturation is that a larger K results in more pronounced harmonics of the radiation frequency and for shorter wavelength destructive interference occurs. Furthermore, for $K > 1$ undulator parameter, the temporal shape of the generated attosecond pulses starts to deviate strongly from the spatial shape of the magnetic field of the radiator undulator.
- The generated attosecond pulse energy increases with increasing wavelength, followed by saturation and subsequent energy decrease. The reason of the increase is that the radiation angle of nanobunch increases with increasing wavelength. The reason of the

saturation is that the radiation angle of the nanobunch is closer the radiation angle of the single electron in case of longer wavelength, therefore the solid angle of radiation can not be grow, furthermore the photon energy is less in case of longer wavelength.

- The carrier-envelope phase of the attosecond pulse can be arbitrarily set by adjusting the phase in the spatial distribution of the magnetic field of the undulator. The standard deviations of the carrier envelope phase are 31 mrad and 13 mrad at 20 nm and 60 nm, respectively.
- Multi-cycle pulse can also be produced by the proposed method.
- If the planar radiator undulator is replaced by a helical undulator, the generated attosecond pulse becomes circularly polarized.

III. Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Hebling János Professzor Úrnak, aki a nehezebb időkben sem mondott le rólam és a szakmához való hozzáállásával olyan példát mutatott, melyet az élet más területein is kamatoztatni tudtam és tudok. Köszönöm Tibai Zoltánnak az élvezetes közös munkát és a munka melletti kitartásban való példamutatását. Külön köszönettel tartozom Dr. Fülöp Józsefnek és Dr. Pálfalvi Lászlónak a sok segítségért és szakmai iránymutatásért. Köszönöm TDK munkásomnak, Nagy-Csiha Zsuzsannának, hogy mindig számíthattam munkájára és sok terhet vett le a vállamról.

Köszönetet mondok általános iskolai nevelőtanáromnak, Czérna Sándornak, aki először látta meg bennem a nyitottságot a matematika iránt és kezdte feltárni előttem ezt a titokzatos és izgalmas világot. Szavait azóta sem feledem: az emberi elme olyan, mint a gyémánt. Minél többet használja az ember, minél tovább csiszolja, annál fényesebben ragyog.

Hálával tartozom szüleimnek, akik erejükön felül segítettek és támogattak egész életemben. Köszönöm feleségemnek alázatos, türelmes szeretetét; hogy tetteikkel és szavakkal minden másodpercben mellettem állt. Köszönöm kislányomnak, hogy a késői órákban is mindig kitörő örömmel fogadott.

Köszönöm továbbá mindazok segítségét, akik valamilyen módon hozzájárultak jelen dolgozat elkészítéséhez és szakmai háttéréhez.

IV. Saját publikációk

1. Az értekezéshez kapcsolódó saját publikációk

1.1 Referált folyóiratban megjelent publikációk

- [S1] **Gy. Tóth**, L. Pálfalvi, L. Tokodi, J. Hebling, and J. A. Fülöp, „*Scalable broadband OPCPA in Lithium Niobate with signal angular dispersion*”, Opt. Commun. 370, 250-255 (2016)
- [S2] Z. Tibai, **Gy. Tóth**, M. I. Mechler, J. A. Fülöp, G. Almási and J. Hebling, „*Proposal for Carrier-Envelope-Phase Stable Single-Cycle Attosecond Pulse Generation in the Extreme-Ultraviolet Range*”, Phys. Rev. Lett. 113, 104801 (2014)
- [S3] **Gy. Tóth**, Z. Tibai, Zs. Nagy-Csiha, Zs. Márton, G. Almási and J. Hebling, „*Circularly polarized carrier-envelope-phase stable attosecond pulse generation based on coherent undulator radiation*”, Opt. Lett. 40 (18), 4317-4320 (2015)
- [S4] **Gy. Tóth**, Z. Tibai, Zs. Nagy-Csiha, Zs. Márton, G. Almási and J. Hebling, „*Investigation of novel shape-controlled linearly and circularly polarized attosecond pulse sources*”, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B 369 (2016) 2-8
- [S5] Z. Tibai, **Gy. Tóth**, Zs. Nagy-Csiha, J. A. Fülöp, G. Almási, J. Hebling and J. Hebling, „*Carrier-envelope-phase stable linearly and circularly polarized attosecond pulse sources*”, Proc. of FEL2015, Daejeon, Korea, MOP071

1.2 Oltalmi formák

- [O1] G. Almási, M. I. Mechler, **Gy. Tóth**, Z. Tibai and J. Hebling, US 20160020574 A1 (szabadalmi bejelentés)

1.3 Előadások

- [E1] Z. Tibai, **Gy. Tóth**, Zs. Nagy-Csiha, J. A. Fülöp, Zs. Márton, G. Almási, J. Hebling, „Investigation of the Newly Proposed Carrier-Envelope-Phase Stable Attosecond Pulse Source”, CLEO: 2015 - Laser Science to Photonic Applications, Konferencia helye, ideje: San Jose (Amerikai Egyesült Államok), 2015.05.10-2015.05.15., (ISBN:978-1-55752-968-8) (2015)
- [E2] Z. Tibai, **Gy. Tóth**, Zs. Nagy-Csiha, J. A. Fülöp, Zs. Márton, G. Almási, J. Hebling, “Investigation of Novel Carrier-Envelope-Phase Stable Linearly and Circularly Polarized Attosecond Pulse Sources”, Workshop 2015: "Photon and fast Ion induced Processes in Atoms, MOlecules and Nanostructures”, Konferencia helye, ideje: Debrecen, 2015.03.24-2015.03.26 (2015)
- [E3] Tibai Zoltán, **Tóth György**, Mechler Mátyás Illés, Fülöp József András, Almási Gábor, Hebling János, “Stabil vivő-burkoló fázisú attoszekundumos impulzusok generálása extrém ultraibolya tartományban”, Magyarország, MAFIOK 2014: Matematikát, fizikát és informatikát oktatók XXXVIII. országos konferenciája, Pécs, Magyarország, 2014.08.25-2014.08.27., Pécsi Tudományegyetem Pollack Mihály Műszaki és Informatikai Kar, ISBN: 978-963-642-722-1 (2014)
- [E4] Z. Tibai, **Gy. Tóth**, J. A. Fülöp and J. Hebling, “Single-cycle pulse generation by Thomson-scattering in the MIR to X-Ray spectral ranges”, SPIE Optics+Optoelectronics. Konferencia helye, ideje: Prague, Csehország, 2013.04.15-2013.04.18. Paper 8779-71.
- [E5] Ollmann Zoltán, Tibai Zoltán, **Tóth György**, Almási Gábor, Fülöp József, Mechler Mátyás, Pálfalvi László, Hebling János „Pécsi kapcsolódási lehetőségek az ELI-ALPS-hoz - a THz-től az XUV-ig a ps-től az as-ig Pécsi HELIOS program” ELI ALPS symposium, 2013. január 25., Budapest
- [E6] Tibai Zoltán, **Tóth György**, Mechler Mátyás Illés, Fülöp József András, Hebling János, Stabil vivő-burkoló fázisú néhány ciklusú impulzusok keltése a fs-as tartományban, Lézer Tea 2013, 2013. április 10., Pécs, Magyarország (2013)

1.4 Posztterek

- [P1] Z. Tibai, **Gy. Tóth**, Zs. Nagy-Csiha, J. A. Fülöp, G. Almási, J. Hebling, „Carrier-Envelope-Phase Stable Linearly and Circularly Polarized Attosecond Pulse Sources”, in Proceedings of the 37th International Free-Electron Laser Conference, FEL2015, Daejeon, South-Korea, 2015, Report No. MOP071, (2015)
- [P2] Z. Tibai, **Gy. Tóth**, Zs. Nagy-Csiha, J. A. Fülöp, G. Almási, J. Hebling, „CEP Stable Attosecond Pulse Sources Based on Laser Produced Electron Bunches”, ELI-ALPS 3rd User workshop, 05-06 nov 2014, Szeged, Hungary
- [P3] Tibai Zoltán, **Tóth György**, Nagy-Csiha Zsuzsanna, Mechler Mátyás, Fülöp József, Almási Gábor, Hebling János, „Egyciklusú, alakformált, stabil vívő-burkolójú attoszekundumos impulzusok előállítása szinkrotron sugárzással” In: Ádám P, Almási G (szerk.), Kvantumelektronika 2014: VII. Szimpózium a hazai kvantumelektronikai kutatások eredményeiről. Konferencia helye, ideje: Budapest, Magyarország, 2014.11.28 Pécs: Pécsi Tudományegyetem, TTK Fizikai Intézet, 2014. pp. 66-67. (ISBN:978-963-642-697-2)
- [P4] Hebling J, Almási G, Fülöp J, Mechler M, Tibai Z, **Tóth Gy**, „Simple setups for carrier-envelope-phase stable single-cycle attosecond pulse generation”, In: Caitlin Scholl, Volker RW Schaa (szerk.) Proceedings of the 35th International Free-Electron Laser Conference, FEL 2013. Konferencia helye, ideje: New York, Amerikai Egyesült Államok, 2013.08.26-2013.08.30. Geneva: CERN, 2013. pp. 63-67. (ISBN:978-395450126-7)
- [P5] Tibai Z, **Tóth G**, Mechler M I, Fülöp J. A., Hebling J, „Proposal for sub-femtosecond pulse generation with controlled carrierenvelope phase”, In: CLEO_Europe (szerk.) Conference on Lasers and Electro-Optics, International Quantum Electronics Conference : CLEO/EUROPE-IQEC 2013. Konferencia helye, ideje: Munich, Németország, 2013.05.12-2013.05.16. München: European Optical Society, 2013. Paper CG_P_21. (Optics InfoBase Conference Papers) (ISBN:978-147990594-2)

- [P6] Z Tibai, **Gy Tóth**, M I Mechler, J A Fülöp, J Hebling, „Proposal for EUV-VUV pulse generation with controlled carrier-envelope phase”, In: Ultrafast Optics (UFO IX). Konferencia helye, ideje: Davos, Svájc, 2013.03.04-2013.03.08.p. TuP.23.
- [P7] **Gy. Tóth**, L. Pálfalvi, J. Hebling, J. A. Fülöp, „Design of a multi-100-TW near-single-cycle infrared OPCPA system”, Light at Extreme Intensities 2011 (LEI 2011) (2011)

2. Egyéb publikációk

2.1 Referált folyóiratban megjelent publikációk

- [S6] C. L. Korpa, **Gy. Tóth** and J. Hebling, J. Phys. B 49 (3), 035401 (2016)
- [S7] L. Pálfalvi, J. A. Fülöp, **Gy. Tóth** and J. Hebling, Phys. Rev. AB 17 (3), 031301 (2014)
- [S8] R. Hegenbarth, A. Steinmann, **G. Tóth**, J. Hebling and H. Giessen, J. Opt. Soc. Am. B 28 (5) 1344-1352 (2011)

2.2 Előadások

- [E1] L. Pálfalvi, J. A. Fülöp, Gy. Tóth, J. Hebling, „Evanescent-wave proton accelerator driven by intense THz pulses”, in: SPIE Optics+Optoelectronics, Prága, Csehország (2013)
- [E2] L. Pálfalvi, J. A. Fülöp, Gy. Tóth, J. Hebling, „Evanescent-wave proton accelerator driven by intense THz pulses”, in: CLEO/Europe – IQEC 2013, München, Németország (2013)
- [E3] L. Pálfalvi, J. A. Fülöp, Gy. Tóth, J. Hebling, „Evanescent-wave proton accelerator driven by intense THz pulses”, in: OTST 2013 Kyoto, Japán (2013)

Irodalomjegyzék

- [1] A. G. K. Thyagarajan, *Lasers* (Springer, New York, USA, 2010).
- [2] F. J. McClung and R. W. Hellwarth, *Journal of Applied Physics* **33**, 828 (1962).
- [3] L. E. Willis, *Physical Review* **134**, A1429 (1964).
- [4] D. H. Sutter, L. Gallmann, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, G. Steinmeyer, and U. Keller, *Applied Physics B-lasers and Optics* **70**, S5 (2000).
- [5] R. Ell *et al.*, *Optics Letters* **26**, 373 (2001).
- [6] A. E. H. P. A. Franken, C. W. Peters and G. Weinreich, *Physical Review Letters* **7**, 118 (1961).
- [7] S. A. Akhmanov and R. V. Khokhlov, *Sov. Phys. JETP* **16**, 252 (1963).
- [8] N. M. Kroll, *Physical Review* **127**, 1207 (1962).
- [9] N. B. J. A. Armstrong, J. Ducuing and P. S. Pershan, *Physical Review* **127**, 1918 (1962).
- [10] S. Witte, R. T. Zinkstok, A. L. Wolf, W. Hogervorst, W. Ubachs, and K. S. E. Eikema, *Optics Express* **14**, 8168 (2006).
- [11] D. Herrmann, L. Veisz, R. Tautz, F. Tavella, K. Schmid, V. Pervak, and F. Krausz, *Optics Letters* **34**, 2459 (2009).
- [12] W. R. Jean-Claude Diels, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (Elsevier, San Diego, California, USA, 2006).
- [13] P. G. Markus Braun, Wolfgang Zinth, *Ultrashort Laser Pulse in Biology and Medicine* (Springer, 2008), Biological and Medical Physics, Biomedical Engineering.
- [14] L. C. C. Ricardo Elgul Samad, Sonia Licia Baldochi and Nilson Dias Vieira Junior, in *Coherence and Ultrashort Pulse Laser Emission*, edited by F. J. Duarte (InTech, 2010).
- [15] F. X. Kärtner, *Few-Cycle Laser Pulse Generation and Its Applications* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2004), Topics in Applied Physics, 95.
- [16] A. Baltuska *et al.*, *Nature* **421**, 611 (2003).
- [17] M. Drescher *et al.*, *Nature* **419**, 803 (2002).
- [18] A. H. Zewail, *Science* **328**, 187 (2010).
- [19] J. D. Jackson, *Klasszikus elektrodinamika* (Typotex, Budapest, Magyarország, 2003).

- [20] N. Károly, *Elektrodinamika* (Tankönyvkiadó, Budapest, Magyarország, 1985).
- [21] E. M. L. L. D. Landau, *Elméleti Fizika VIII* (Typotex, 2010), Folytonos közegek elektrodinamikája.
- [22] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Elsevier Science, USA, 2003).
- [23] Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics* (A Wiley-Interscience Publication, New York, USA, 1984).
- [24] R. L. Sutherland, *Handbook of Nonlinear Optics* (Marcel Dekker, New York, USA, 2003).
- [25] G. New, *Introduction to Nonlinear Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, USA, 2011).
- [26] J. E. Midwinter and J. Warner, *British Journal of Applied Physics* **16**, 1135 (1965).
- [27] M. Grishin, *Advances in Solid State Lasers Development and Applications* (InTech, 2010).
- [28] R. D. Guenther, *Modern Optics* (Wiley, 1990).
- [29] D. N. Nikogosyan, *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey* (Springer, New York, USA, 2005).
- [30] D. E. Zelmon, D. L. Small, and D. Jundt, *Journal of the Optical Society of America B-optical Physics* **14**, 3319 (1997).
- [31] A. Gaydardzhiev, I. Nikolov, I. Buchvarov, V. Petrov, and F. Noack, *Optics Express* **16**, 2363 (2008).
- [32] J. Darginavičius, N. Garejev, and A. Dubietis, *Optics Letters* **37**, 4805 (2012).
- [33] L. Cardoso and G. Figueira, *Optics Express* **12**, 3108 (2004).
- [34] L. Cardoso and G. Figueira, *Optics Communications* **251**, 405 (2005).
- [35] L. Cardoso, H. Pires, and G. Figueira, *Optics Letters* **34**, 1369 (2009).
- [36] M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, and R. L. Byer, *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **28**, 2631 (1992).
- [37] L. Gordon, G. L. Woods, R. C. Eckardt, R. R. Route, R. S. Feigelson, M. M. Fejer, and R. Byer, *Electronics Letters* **29**, 1942 (1993).
- [38] L. E. Myers and W. R. Bosenberg, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 1663 (1997).
- [39] R. Hegenbarth, A. Steinmann, G. Toth, J. Hebling, and H. Giessen, *Journal of the Optical Society of America B-optical Physics* **28**, 1344 (2011).
- [40] R. L. Byer, *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* **6**, 549 (1997).
- [41] D. Strickland and G. Mourou, *Optics Communications* **56**, 219 (1985).

- [42] H. Kiriya, N. Inoue, Y. Akahane, and K. Yamakawa, *Optics Express* **14**, 438 (2006).
- [43] R. Antipenkov, A. Varanavicius, A. Zaukevicius, and A. P. Piskarskas, *Optics Express* **19**, 3519 (2011).
- [44] O. Novak, H. Turcicova, M. Smrz, J. Huynh, M. Pfeifer, and P. Straka, *Applied Physics B-Lasers and Optics* **108**, 501 (2012).
- [45] T. Stanislauskas *et al.*, *Optics Express* **22**, 1865 (2014).
- [46] F. Tavella, Y. Nomura, L. Veisz, V. Pervak, A. Marcinkevičius, and F. Krausz, *Optics Letters* **32**, 2227 (2007).
- [47] J. Moses, C. Manzoni, S.-W. Huang, G. Cerullo, and F. X. Kärtner, *Optics Express* **17**, 5540 (2009).
- [48] M. Guardalben, J. Keegan, L. Waxer, V. Bagnoud, I. Begishev, J. Puth, and J. Zuegel, *Optics Express* **11**, 2511 (2003).
- [49] H. Fattahi, *Third-Generation Femtosecond Technology* (Springer International Publishing, 2016), Springer Theses.
- [50] I. N. Ross, P. Matousek, G. H. C. New, and K. Osvay, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2945 (2002).
- [51] C. Vozzi, F. Calegari, E. Benedetti, S. Gasilov, G. Sansone, G. Cerullo, M. Nisoli, S. De Silvestri, and S. Stagira, *Optics Letters* **32**, 2957 (2007).
- [52] I. Nikolov, A. Gaydardzhiev, I. Buchvarov, P. Tzankov, F. Noack, and V. Petrov, *Optics Letters* **32**, 3342 (2007).
- [53] O. D. Mücke *et al.*, *Optics Letters* **34**, 2498 (2009).
- [54] B. E. Schmidt *et al.*, *Applied Physics Letters* **96**, 121109 (2010).
- [55] O. Chalus, A. Thai, P. K. Bates, and J. Biegert, *Optics Letters* **35**, 3204 (2010).
- [56] C. Li, D. Wang, L. Song, J. Liu, P. Liu, C. Xu, Y. Leng, R. Li, and Z. Xu, *Optics Express* **19**, 6783 (2011).
- [57] G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, S. Ališauskas, A. Pugžlys, A. Baltuška, T. Popmintchev, M.-C. Chen, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, *Optics Letters* **36**, 2755 (2011).
- [58] Y. P. Deng *et al.*, *Optics Letters* **37**, 4973 (2012).
- [59] F. Silva, P. K. Bates, A. Esteban-Martin, M. Ebrahim-Zadeh, and J. Biegert, *Optics Letters* **37**, 933 (2012).
- [60] N. Ishii, K. Kaneshima, K. Kitano, T. Kanai, S. Watanabe, and J. Itatani, *Optics Letters* **37**, 4182 (2012).

- [61] I. Nobuhisa, K. Keisuke, K. Teruto, W. Shuntaro, and I. Jiro, *Journal of Optics* **17**, 094001 (2015).
- [62] J. Dostál, H. Turčičová, B. Králíková, L. Král, and J. Huynh, *Appl. Phys. B* **97**, 687 (2009).
- [63] A. Gordon and F. Kärtner, *Optics Express* **13**, 2941 (2005).
- [64] J. Tate, T. Auguste, H. G. Muller, P. Salières, P. Agostini, and L. F. DiMauro, *Physical Review Letters* **98**, 013901 (2007).
- [65] K.-L. Yeh, M. C. Hoffmann, J. Hebling, and K. A. Nelson, *Applied Physics Letters* **90**, 171121 (2007).
- [66] J. Hebling, A. G. Stepanov, G. Almási, B. Bartal, and J. Kuhl, *Appl. Phys. B* **78**, 593 (2004).
- [67] J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, S. Klingebiel, G. Almási, F. Krausz, S. Karsch, and J. Hebling, *Optics Letters* **37**, 557 (2012).
- [68] L. Palfalvi, J. A. Fulop, G. Toth, and J. Hebling, *Physical Review Special Topics-accelerators and Beams* **17**, 031301 (2014).
- [69] R. V. F. Schmidt, *Cryst. Res. Technol.* **16**, 127 (1981).
- [70] T. Gonçalves-Novo, D. Albach, B. Vincent, M. Arzakantsyan, and J.-C. Chanteloup, *Optics Express* **21**, 855 (2013).
- [71] J. Tümmler, R. Jung, H. Stiel, P. V. Nickles, and W. Sandner, *Optics Letters* **34**, 1378 (2009).
- [72] A. Kessler *et al.*, *Optics Letters* **39**, 1333 (2014).
- [73] O. Isaienko and E. Borguet, *J. Opt. Soc. Am. B* **30**, 2075 (2013).
- [74] G. Tóth, L. Pálfalvi, L. Tokodi, J. Hebling, and J. A. Fülöp, *Optic Communications* **370**, 250 (2016).
- [75] <http://origin.en.softonic.com/>.
- [76] S. Wang, C. Zhou, Y. Zhang, and H. Ru, *Appl. Opt.* **45**, 2567 (2006).
- [77] GSolver, <http://www.gsolver.com>.
- [78] E. Gaizauskas, R. Grigonis, and V. Sirutkaitis, *Journal of the Optical Society of America B-optical Physics* **19**, 2957 (2002).
- [79] T. Brabec and F. Krausz, *Physical Review Letters* **78**, 3282 (1997).
- [80] T. R. Taha and M. I. Ablowitz, *Journal of Computational Physics* **55**, 203 (1984).
- [81] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, 2001).
- [82] K. A. S. I. N. Bronstejn, G. Musiol, H. Mühlig, *Matematikai kézikönyv* (Typotex, Budapest, Magyarország, 2006).

- [83] A. E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, Sausalito, California, 1986).
- [84] E. Pelletier, A. Sell, A. Leitenstorfer, and R. J. D. Miller, *Optics Express* **20**, 27456 (2012).
- [85] O. D. Mucke *et al.*, *Optics and Spectroscopy* **108**, 456 (2010).
- [86] D. Kraemer, R. Hua, M. L. Cowan, K. Franjic, and R. J. D. Miller, *Optics Letters* **31**, 981 (2006).
- [87] D. Kraemer, M. L. Cowan, R. Hua, K. Franjic, and R. J. Dwayne Miller, *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 813 (2007).
- [88] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer, New York, 2006).
- [89] R. DeSalvo, A. A. Said, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland, and M. Sheik-Bahae, *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **32**, 1324 (1996).
- [90] a. J. H. József András Fülöp, in *Recent Optical and Photonic Technologies*, edited by K. Y. Kim (In-Tech, 2010).
- [91] J. J. Macklin, J. D. Kmetec, and C. L. Gordon, *Physical Review Letters* **70**, 766 (1993).
- [92] A. L'Huillier and P. Balcou, *Physical Review Letters* **70**, 774 (1993).
- [93] P. Emma, K. Bane, M. Cornacchia, Z. Huang, H. Schlarb, G. Stupakov, and D. Walz, *Physical Review Letters* **92**, 074801 (2004).
- [94] A. A. Zholents and W. M. Fawley, *Physical Review Letters* **92**, 224801 (2004).
- [95] E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller, and M. V. Yurkov, *Optics Communications* **212**, 377 (2002).
- [96] K. Lee, Y. H. Cha, M. S. Shin, B. H. Kim, and D. Kim, *Physical Review E* **67**, 7, 026502 (2003).
- [97] K. Lee, B. H. Kim, and D. Kim, *Phys. Plasmas* **12**, 8, 043107 (2005).
- [98] J. Meyer-ter-Vehn and H. C. Wu, *Eur. Phys. J. D* **55**, 433 (2009).
- [99] S.-Y. C. Kitae Lee, and Dong-Eon Kim, in *Advances in Solid State Lasers Development and Applications*, edited by M. Grishin (InTech, 2010).
- [100] P. B. Corkum, *Physical Review Letters* **71**, 1994 (1993).
- [101] K. L. Ishikawa, in *Advances in Solid-State Lasers*, edited by M. Grishin (InTech, 2010).
- [102] G. Farkas and C. Tóth, *Physics Letters A* **168**, 447 (1992).
- [103] A. Pierre and F. D. Louis, *Reports on Progress in Physics* **67**, 813 (2004).
- [104] C. Spielmann, N. H. Burnett, S. Sartania, R. Koppitsch, M. Schnürer, C. Kan, M. Lenzner, P. Wobrauschek, and F. Krausz, *Science* **278**, 661 (1997).

- [105] M. Schnürer *et al.*, Physical Review Letters **80**, 3236 (1998).
- [106] G. G. Paulus, F. Grasbon, H. Walther, P. Villoresi, M. Nisoli, S. Stagira, E. Priori, and S. De Silvestri, Nature **414**, 182 (2001).
- [107] L. Y. Peng and A. F. Starace, Physical Review A **76**, 043401 (2007).
- [108] M. Hentschel *et al.*, Nature **414**, 509 (2001).
- [109] Y. Huo, Z. Zeng, R. Li, and Z. Xu, Optics Express **13**, 9897 (2005).
- [110] G. Sansone *et al.*, Science **314**, 443 (2006).
- [111] I. J. Sola *et al.*, Nat Phys **2**, 319 (2006).
- [112] H. Mashiko, S. Gilbertson, C. Li, S. D. Khan, M. M. Shakya, E. Moon, and Z. Chang, Physical Review Letters **100**, 103906 (2008).
- [113] F. Krausz and M. Ivanov, Reviews of Modern Physics **81**, 163 (2009).
- [114] E. Goulielmakis *et al.*, Science **320**, 1614 (2008).
- [115] H. Mashiko, S. Gilbertson, M. Chini, X. Feng, C. Yun, H. Wang, S. D. Khan, S. Chen, and Z. Chang, Optics Letters **34**, 3337 (2009).
- [116] F. Ferrari, F. Calegari, M. Lucchini, C. Vozzi, S. Stagira, G. Sansone, and M. Nisoli, Nature Photonics **4**, 875 (2010).
- [117] H. Mashiko, S. Gilbertson, C. Q. Li, E. Moon, and Z. H. Chang, Physical Review A **77**, 5, 063423 (2008).
- [118] E. Skantzakis, P. Tzallas, J. Kruse, C. Kalpouzos, and D. Charalambidis, Optics Letters **34**, 1732 (2009).
- [119] G. Sansone, E. Benedetti, C. Vozzi, S. Stagira, and M. Nisoli, New Journal of Physics **10**, 025006 (2008).
- [120] M. D. Peter Schmöser, Jörg Rossbach, *Ultraviolet and Soft X-Ray Free-Electron Lasers* (Springer, 2008).
- [121] D. A. G. Deacon, L. R. Elias, J. M. J. Madey, G. J. Ramian, H. A. Schwettman, and T. I. Smith, Physical Review Letters **38**, 892 (1977).
- [122] M. Billardon *et al.*, Physical Review Letters **51**, 1652 (1983).
- [123] G. N. Kulipanov, V. N. Litvinenko, I. V. Pinaev, V. M. Popik, A. N. Skrinsky, A. S. Sokolov, and N. A. Vinokurov, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip. **296**, 1 (1990).
- [124] E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller, and M. V. Yurkov, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **445**, 178 (2000).
- [125] T. L. D. S. Group, Linac Coherent Light Source (LCLS) Design Study Report, 1998.

- [126] J. Rossbach, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **375**, 269 (1996).
- [127] J. Andruszkow *et al.*, Physical Review Letters **85**, 3825 (2000).
- [128] Elettra and FERMI lightsources, <http://www.elettra.trieste.it/>.
- [129] SACLA, <http://xfel.riken.jp/eng/>.
- [130] SLAC National Accelerator Laboratory, <https://www6.slac.stanford.edu/>.
- [131] FLASH Free-electron laser FLASH, <http://flash.desy.de/>.
- [132] R. Bonifacio, C. Pellegrini, and L. M. Narducci, Optics Communications **50**, 373 (1984).
- [133] L. H. Yu, Physical Review A **44**, 5178 (1991).
- [134] A. A. Zholents and G. Penn, Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams **8**, 050704 (2005).
- [135] A. A. Zholents, Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams **8**, 040701 (2005).
- [136] D. Xiang, Z. Huang, and G. Stupakov, Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams **12**, 060701 (2009).
- [137] E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller, and M. V. Yurkov, Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams **9**, 050702 (2006).
- [138] P. Dombi, F. Krausz, and G. Farkas, J. Mod. Opt. **53**, 163 (2006).
- [139] T. Wittmann, B. Horvath, W. Helml, M. G. Schatzel, X. Gu, A. L. Cavalieri, G. G. Paulus, and R. Kienberger, Nat Phys **5**, 357 (2009).
- [140] L. Y. Peng, E. A. Pronin, and A. F. Starace, New Journal of Physics **10**, 025030 (2008).
- [141] Z. Tibai, G. Toth, M. I. Mechler, J. A. Fulop, G. Almasi, and J. Hebling, Physical Review Letters **113**, 104801 (2014).
- [142] P. Hráskó, *Relativitáselmélet* (Typotex Kiadó, Budapest, Magyarország, 2002).
- [143] J. A. Clarke, *The Science and Technology of Undulators and Wigglers* (Oxford University Press, Oxford, United Kingdom, 2004).
- [144] E. Hemsing, G. Stupakov, D. Xiang, and A. Zholents, Reviews of Modern Physics **86**, 897 (2014).
- [145] K. Honkavaara *et al.*, in *FEL2012Nara*, Japan, 2012).
- [146] B. F. S. Ackermann, V. Miltchev, J. Rossbach, in *FEL2012Nara*, Japan, 2012).
- [147] A. Marinelli, E. Hemsing, and J. B. Rosenzweig, Physical Review Letters **110**, 064804 (2013).

- [148] D. J. Dunning, B. W. J. McNeil, and N. R. Thompson, *Physical Review Letters* **110**, 104801 (2013).
- [149] T. Tanaka, *Physical Review Letters* **110**, 084801 (2013).
- [150] E. Prat and S. Reiche, *Physical Review Letters* **114**, 244801 (2015).
- [151] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, and S. T. Cundiff, *Science* **288**, 635 (2000).
- [152] T. J. Yu *et al.*, *Optics Express* **15**, 8203 (2007).
- [153] G. Cerullo, A. Baltuška, O. D. Mücke, and C. Vozzi, *Laser & Photonics Reviews* **5**, 323 (2011).
- [154] G. Tóth, Z. Tibai, Z. Nagy-Csiha, Z. Márton, G. Almási, and J. Hebling, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **369**, 2 (2016).
- [155] G. Tóth, Z. Tibai, Z. Nagy-Csiha, Z. Márton, G. Almási, and J. Hebling, *Optics Letters* **40**, 4317 (2015).
- [156] GPT, <http://www.pulsar.nl/gpt/>.
- [157] W. D. Kimura *et al.*, *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* **7**, 091301 (2004).
- [158] T. G. Stoyan Gisbert, *Numerikus módszerek I.* (Typotex Kiadó, Budapest, 2002).
- [159] M. J. de Loos, C. A. J. van der Geer, S. B. van der Geer, A. F. G. van der Meer, D. Oepts, and R. Wünsch, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **507**, 97 (2003).
- [160] Z. Nagy-Csiha, in *XXXII. OTDK Konferencia* Kolozsvár, Románia, 2014).
- [161] G. T. Z. Tibai, Zs. Nagy-Csiha, J. A. Fülöp, G. Almási, J. Hebling, in *FEL2015* Daejeon, Korea, 2015).
- [162] S.-i. Kimura, M. Kamada, H. Hama, X. M. Maréchal, T. Tanaka, and H. Kitamura, *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* **80**, 437 (1996).
- [163] Y. Li, B. Faatz, and J. Pflueger, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **613**, 163 (2010).