

Néhány ciklusú, alakformált
attoszekundumos impulzusok előállítása
szinkrotron sugárzással

TDK dolgozat

Készítette: Nagy-Csiha Zsuzsanna

Témavezető: Tóth György

PÉCSI TUDOMÁNYEGYETEM
TERMÉSZETTUDOMÁNYI KAR
FIZIKAI INTÉZET

Pécs, 2014

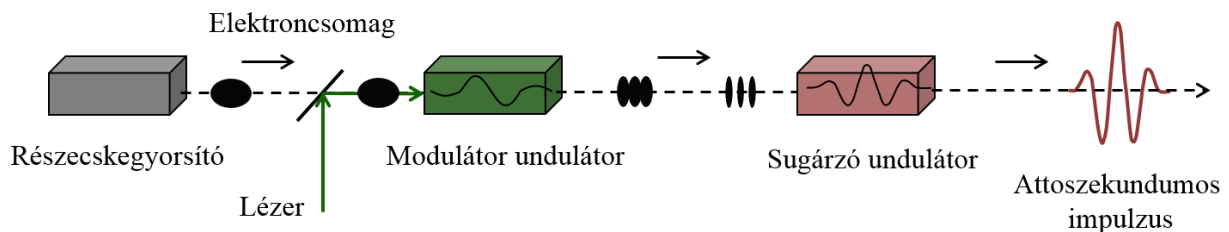
Bevezetés

Dolgozatom célja egy olyan eljárás bemutatása, mellyel lehetőség nyílik egy-, néhány ciklusú, stabil vivő-burkoló fázisú, néhány 10 nm központi hullámhosszú attoszekundumos impulzusok előállítására. A módszer kutatása, elméleti továbbfejlesztése jelenleg is zajlik a Pécsi Tudományegyetem Fizikai Intézetében Tibai Zoltán és Tóth György közreműködésével, Dr. Hebling János vezetése alatt. A munkába 2013 nyarától nekem is lehetőségem nyílt bekapcsolódni. A közelmúltban a Physical Review Letters elfogadta és 2014 szeptemberében meg is jelentette a kutatás addigi eredményeit összefoglaló cikket [1]. Jelenleg az eljárás továbbfejlesztésén, az előzőre épülő, bővebb cikk megírásán dolgozunk. Dolgozatomban szeretném bemutatni az eljárás elméleti alapjait, a cikkben összefoglalt, valamint az azóta született eredményeket. Részletesebben tárgyalom a módszer azon részterületeit (az attoszekundumos impulzus keletkezésének módja, a keltett impulzus számolása), amelynek vizsgálatában, modellezésében magam is részt vettem.

A jól kontrollált, néhány ciklusú lézerimpulzusok megjelenésének köszönhetően lehetőség nyílt attoszekundumos impulzusok létrehozására [2], melyeket például pumpa-próba kísérletekben felhasználva [3], az atomokon belüli elektronfolyamatok vizsgálata is lehetővé vált. A különböző módszerekkel (pl. gázban vagy plazmában történő magas-felharmonikus keltés, HHG [4]) létrehozott impulzusok alakja azonban többnyire nehezen kontrollálható, mely rontja azok felhasználhatóságát. Ráadásul jelenleg nem létezik olyan módszer, mellyel lehetőség nyílna stabil vivő-burkoló fázisú (Carrier Envelope Phase, CEP) attoszekundumos impulzusok létrehozására, holott ma már közismert, hogy az impulzus burkolójának maximuma és a vivőhullám közötti fáziskülönbségnek számos folyamatban jelentős szerepe van [ref]. A következőkben ismertetett módszerrel olyan néhány ciklusú attoszekundumos impulzusok előállítására nyílik lehetőség, melyek alakja jól formálható, vivő-burkoló fázisa szabályozható, mely széles körben felhasználhatóvá teszi az így kapott impulzusokat.

1. A modell elméleti leírása

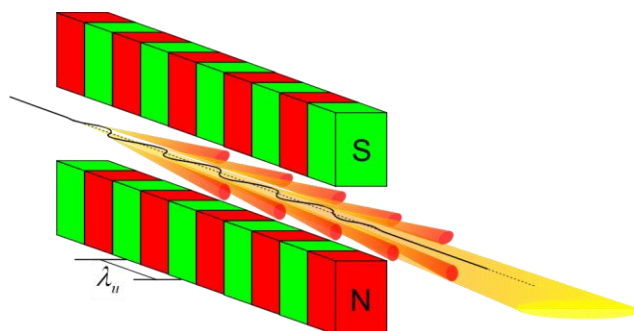
Az általunk javasolt eljárás két szakaszra bontható (1. ábra). Az első szakaszban a lineáris részecskegyorsítóból érkező, relativisztikus sebességgel mozgó elektroncsomagot egy modulátor undulátorba vezetjük. A modulátor undulátorban az undulátor és egy nagyteljesítményű lézer mágneses, valamint elektromágneses tere kölcsönhat az elektronokkal. A kölcsönhatás következtében az elektronok sebessége olyan módon változik (modulálódik), hogy megkezdődik az addig véletlenszerűen elhelyezkedő elektronok térbeli lokalizációja, csomósodása. A folyamat eredményeképp az undulátort elhagyva akár 10 nm-nél is kisebb longitudinális kiterjedésű elektron főlíák (a továbbiakban „nanobunchok”) alakulnak ki. A második szakaszban a kialakult nanobunchot egy újabb, ún. sugárzó undulátoron vezetjük keresztül. Az elektronok az undulátor mágneses terében haladva a tér által meghatározott pályára kényszerülnek, gyorsulásuk folytán elektromágneses sugárzást bocsátanak ki. Az egyes elektronok sugárzásának szuperpozíciójából néhány tized GW-os attoszekundumos impulzusok keletkeznek. A csomósodás során létrejövő nanobunchok kis longitudinális mérete lehetővé teszi, hogy a létrejövő impulzus rövid hullámhosszak (10-60 nm) esetén is koherens legyen. Így lehetőség nyílik igen rövid időbeli lefutású (36-225 as), viszonylag nagy energiájú (6-116 nJ) elektromágneses impulzusok létrehozására.



1. ábra: Az elrendezés sematikus ábrája

1.1. Az undulátor

Az undulátor egy térben periodikus, időben állandó mágneses mezőt létrehozó berendezés (2. ábra). A mágneses mező az általában két sorban elhelyezett, periodikusan váltakozó polaritású állandó mágnesek mágneses terének szuperpozíciójából áll elő [5], az undulátor mágneses mezőjének periódusát undulátorperiódusnak (λ_u) nevezzük. Egy töltött részecske (általában elektron) az undulátorba érve a Lorenz-erő által meghatározott pályára kényszerül. A pálya alakja függ a részecske paramétereitől (tömeg, sebesség, töltés), az mágneses tér alakjától, a térerősség és az undulátorperiódus nagyságától.



2. ábra: Az undulátor sematikus ábrája

Célszerű bevezetni az undulátorparamétert (K), mely csak az adott undulátorra jellemző mennyiség [6]:

$$K = \frac{eB_0\lambda_u}{2\pi m_e c}, \quad (1)$$

ahol B_0 maximális mágneses indukció nagysága, e és m_e az elektron töltése és tömege, c a vákuumbeli fénysebesség. Valójában a berendezést csak kis K esetén ($K \ll 1$) nevezzük undulátornak, nagy K esetén ($K \gg 1$) wigglerről beszélünk [7].

1.2. Nanobunchok előállítása

Ha egy elektront haladási irányára merőleges, váltakozó polaritású mágneses mezőn, (pl. undulátoron) vezetünk keresztül, gyorsulása folytán elektromágneses sugárzást bocsát ki, melynek következtében energiája csökken. A folyamat fordított irányban is lejátszódhat: az elektron az elektromágneses térből energiát vesz fel, melynek hatására gyorsulni kezd [8]. Ezen a mára jól ismert elven alapul az un. Inverz szabad elektron lézeres gyorsító (Inverse Free Electron Laser (IFEL) accelerator), ahol az energiaátvitel az elektromágneses tér és a részecske

között a modulátor undulátorban, egy moduláló lézer segítségével történik. Ezt a folyamatot használjuk ki eljárásunk első felében, a nanobunchok kialakításánál.

A megfelelő energiamodulációhoz egy nagy intenzitású lézernyalábbal lövünk rá a modulátor undulátorba érkező elektroncsomagra úgy, hogy a lézernyaláb terjedési iránya és az elektroncsomag haladási iránya megegyezzen. Ahhoz, hogy az energiaátvitel hatásfoka a lehető legnagyobb legyen, teljesülnie kell annak a feltételnek, hogy azon idő alatt, amíg a részecskén a lézer egy hullámhossznyi halad, az elektron a térben pontosan egy undulátorperiódusnyi távolságot tegyen meg. Ennek – az úgynevezett rezonanciafeltételnek – a teljesüléséhez az undulátor paramétereit és a lézer hullámhosszát (λ_L) úgy kell megválasztani, hogy azok kielégítsék a

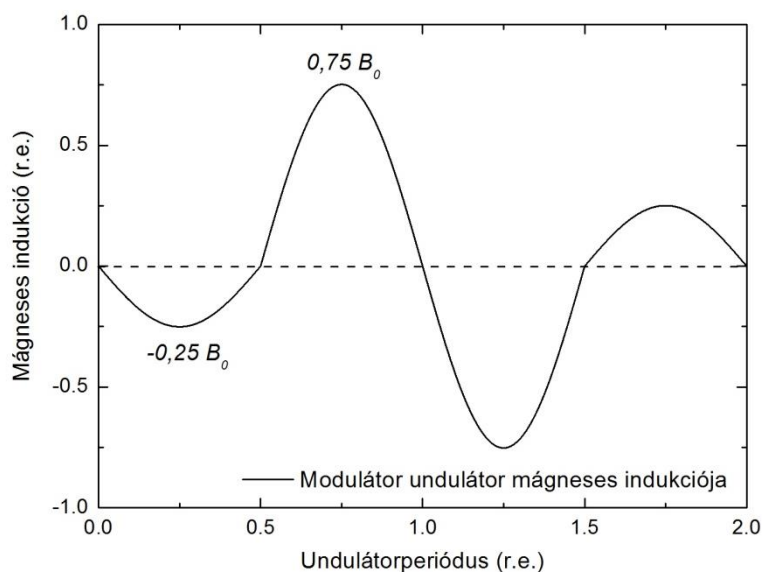
$$\lambda_{MU} = \frac{2\gamma^2 \lambda_L}{1 + \frac{K_{MU}^2}{2}} \quad (2)$$

összefüggést [8], melyben λ_{MU} a modulátor undulátor undulátorperiódusa, K_{MU} az undulátorparaméter, γ pedig a Lorenz-tényező:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{|\vec{v}|^2}{c^2}}}, \quad (3)$$

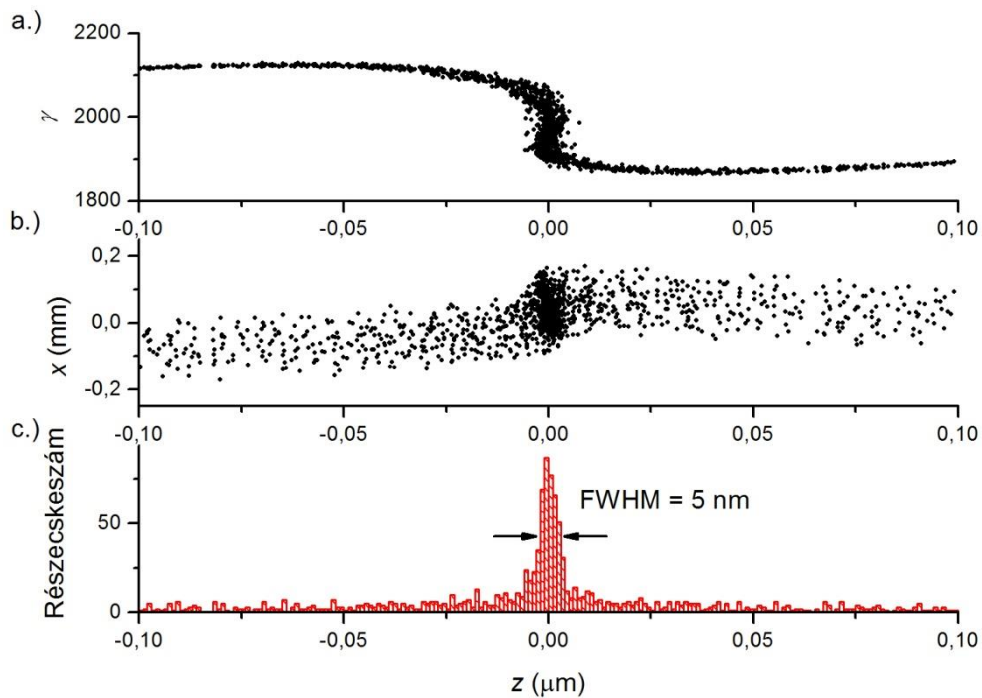
ahol $\vec{v}$ az elektron sebessége. Az undulátorparaméter, az undulátorperiódus és a kialakuló maximális mágneses indukció nagysága (B_0) közötti kapcsolatot az (1) összefüggés írja le.

A modulátor undulátor mágneses terének általunk feltételezett alakja a 3. ábrán látható. Annak érdekében, hogy az elektronok az undulátoron belül szinuszos pályán mozogjanak, célszerű un. trimmelt undulátort használni, ahol az undulátor mágneses terének első és utolsó térrészében a maximális mágneses indukció az undulátorparaméter által meghatározott B_0 értékének 1/4 része.



3. ábra: A modulátor undulátor mágneses terének alakja a maximális mágneses indukcióhoz viszonyított relatív egységekben.

Elrendezésünkben a lézer intenzitása néhány TW, hullámhossza 516 nm. A lézernyaláb transzverzális kiterjedése majdnem egy nagyságrenddel nagyobb, mint az elektroncsomag mérete. Mivel a lézernyaláb elektromágneses tere adott helykoordinátán időben változik, attól függően, hogy egy-egy elektron mikor éri el az undulátort – vagyis az elektroncsomagon belül hol helyezkedik el –, az undulátoron való áthaladás közben más-más elektromágneses teret fog érzékelni. Lesznek olyan elektronok, melyeket az undulátoron való áthaladás során az undulátor mágneses és a lézernyaláb elektromágneses tere gyorsítani, és lesznek olyanok is, melyeket lassítani fog, a sebességváltozás mértéke az adott elektron elektroncsomagon belüli helyzetének megfelelően folytonosan változik. Ennek hatására az undulátorból kilépve az elektronok más-más sebességgel fognak haladni, azok, melyek nagyobb sebességre tettek szert, utolérlik a lassabban haladókat, megkezdődik az elektroncsomag térbeli csomósodása. Azt a helyet, ahol a kialakuló elektroncsomó eléri minimális vastagságát, vagyis a nanobunchok kialakulásának helyét fókuszpontnak nevezzük. Ennek pontos helye és a csomósodás mértéke függ az elektroncsomag és a lézer paramétereitől: 1000 MeV-os energiával rendelkező elektroncsomag és 10 TW teljesítményű lézer esetén például a fókuszpont a modulátor undulátort követően 2,6 m-rel alakul ki, a nanobunch vastagsága (a részecskeszám szerinti eloszlás félértékszélessége) 5 nm (4. ábra). Egy elektroncsomagból annyi nanobunch jön létre, ahány periódusból áll a moduláló lézerimpulzus, a nanobunchok egymáshoz viszonyított távolsága megegyezik a lézer hullámhosszával.



4. ábra: A részecskék γ szerinti eloszlás (a), transzverzális elhelyezkedése (b) és részecskeszám szerinti eloszlása a z tengely mentén, fókuszpont körül.

A számításaink során felhasznált elektroncsomagok kezdeti paramétereit a Németországban, Hamburgban található DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) kutatóközpontban működő FLASH II szabadelektron lézer részecskegyorsítójának [9] adatai alapján határoztuk meg (1. táblázat)[10,11]. A csomósodás modellezését GPT kóddal végeztük [12], mely figyelembe veszi a részecskék között fellépő kölcsönhatásokat is [13]. A kezdeti elektroncsomag töltése 0,25 nC körüli, egy nanobunch pedig 10 – 15 pC töltésű, tehát több, mint 80 millió elektronból áll. Numerikus számításaink során – a futási idő csökkentése és a memória végessége miatt – 16000 elektront tartalmazó makrorészecskékkel számoltunk.

Paraméter	Érték
Elektroncsomag energiája	1000 MeV
Elektroncsomag energiabizonytalansága	0,05 %
Teljes elektroncsomag töltése	$\approx 0,25$ nC
Elektroncsomag kezdeti hossza	≈ 30 μ m
Elektroncsomag normál emittanciája	1,4 mm mrad
Elektroncsomag sugara	80 μ m
Modulátor undulátor hullámhossza	2,3 m
Moduláló lézer hullámhossza	516 nm
Moduláló lézer teljesítménye	10 TW

1. táblázat: Egy elektroncsomag lehetséges kezdeti adatai valamint a modulátor undulátor és a moduláló lézer legfontosabb paraméterei.

1.3. Részecskék mozgása a sugárzó undulátorban, a sugárzás létrejötte

A modulátor undulátorban bekövetkező energiamoduláció hatására a kezdeti elektroncsomagtól a lokális sűrűsödések révén létrejönnek a nanobunchok, melyek ezt követően belépnek a fókuszponban elhelyezett sugárzó undulátorba. A nanobunch részecskéi a z tengely irányában relativisztikus sebességgel haladnak, így mozgásukat a speciális relativitáselmélet egyenleteinek segítségével tárgyalhatjuk [14]. Ennek értelmében egy m nyugalmi tömegű makrorészecske impulzusa a következő alakban írható fel:

$$\vec{p}(t) = m\gamma\vec{v}(t). \quad (4)$$

Az undulátor mágneses terébe érve az elektronok a Lorentz-erő hatására gyorsulni kezdenek, a gyorsulás következtében pedig elektromágneses sugárzást bocsátanak ki. A rövid kölcsönhatási idő miatt számításaink szerint az elektronok között fellépő Coulomb-erő az undulátoron belüli mozgás során elhanyagolható, így egy q töltéssel rendelkező makrorészecske undulátoron belüli mozgásegyenlete a

$$\frac{dm\gamma\vec{v}(t)}{dt} = q\vec{v}(t) \times \vec{B}(\vec{r}(t)) \quad (5)$$

alakot ölti, ahol $\vec{r}(t)$ a részecske helyvektora. Egy erőterben mozgó töltött részecske által keltett elektromos és mágneses tér [7]:

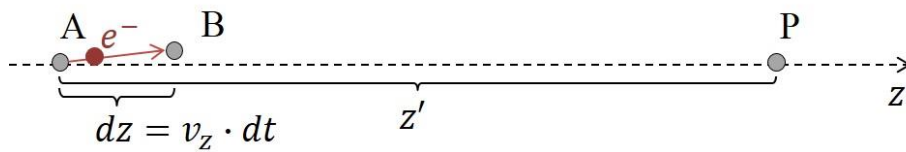
$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \left[\frac{q}{4\pi\epsilon_0} (1 - \beta^2) \frac{\vec{R} - R\vec{\beta}}{(R - \vec{R}\vec{\beta})^3} + \frac{q\mu_0}{4} \cdot \frac{\vec{R} \times \left[(\vec{R} - R\vec{\beta}) \times \frac{d\vec{v}(t)}{dt} \right]}{(R - \vec{R}\vec{\beta})^3} \right]_{ret}, \quad (6)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \left[\frac{1}{\mu_0 c} \cdot \frac{\vec{R}}{R} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right]_{ret}, \quad (7)$$

ahol $\vec{\beta} = \vec{\beta}(t) = \vec{v}(t)/c$, ϵ_0 a vákuum permittivitása, μ_0 a vákuum permeabilitása, $\vec{R} = \vec{R}(\vec{r}(t))$ pedig a részecske helyétől a megfigyelési pontba mutató vektor.

1.4. Az elektromágneses sugárzás számolása és összegzése

A részecskék által kibocsátott elektromágneses sugárzást egy a z tengely mentén lévő P megfigyelési pontban vizsgáljuk. A részecske folytonos sugárzására a numerikus számolások során úgy tekintünk, mintha az a részecske által dt időközönként kibocsátott sugárzási kvantumokból állna, ahol az időt a laborhoz rögzített koordináta-rendszerben mérjük. A részecske – sugárzása közben – relativisztikus sebességgel halad a megfigyelési pont felé. A feladat: meghatározni, hogy a részecske által dt időközönként kibocsátott sugárzási kvantumok milyen időközönként érkeznek a P pontba. Legyen a részecske z irányú sebessége v_z . Ekkor a dt idő alatti P irányába történő elmozdulás nagysága $dz = v_z \cdot dt$. Eközben a részecske az A pontból a B pontba jut (5. ábra).



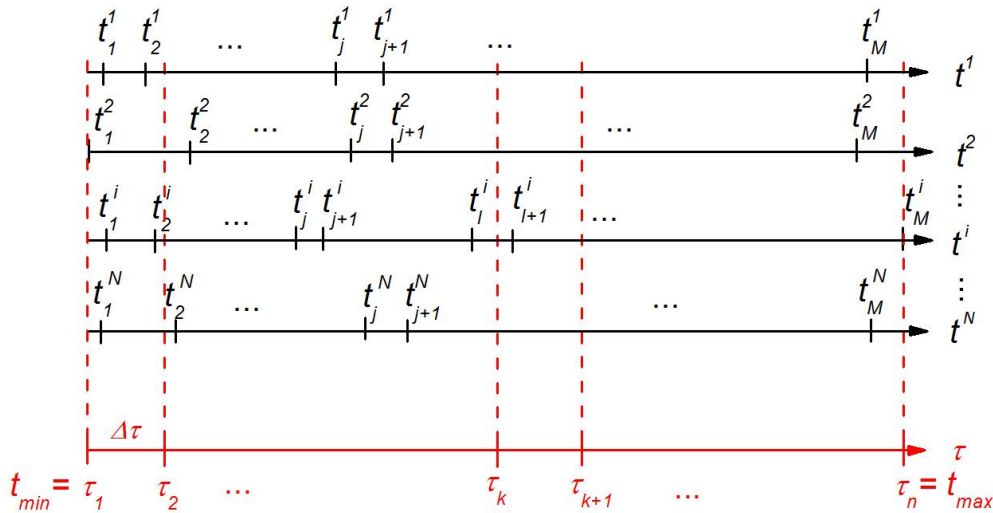
5. ábra: Az időretardáció számolása

A B pontban kibocsátott sugárzás dz -vel kevesebb utat tesz meg a megfigyelési pontig, mint az A pontból kiinduló komponens, tehát az út megtételéhez dz/c -vel kevesebb időre van szüksége. Ha tehát a részecske a $t_0 = 0$ pillanatban az A pontban, majd dt idő múlva a B pontban kibocsátja sugárzását, az A pontban kibocsátott komponens $t = z/c$, míg a B pontban kibocsátott

$$t + \left(dt - \frac{dz}{c} \right) = t + dt - \frac{v_z \cdot dt}{c} = t + dt(1 - \beta_z) \quad (8)$$

idő alatt ér a megfigyelési pontba. A két „sugárzási kvantum” P pontbeli észlelése között tehát kevesebb idő telik el, mint azok keletkezésének ideje között. Ha a P megfigyelési pont a z tengelyhez igen közel helyezkedik el, a részecske x és y irányú sebessége pedig elhanyagolható a z irányú sebességéhez képest, akkor az időretardációra kapott fenti összefüggés továbbra is jó közelítést jelent.

Az időretardáció figyelembevételével minden egyes részecske sugárzására kapunk egy P -beli $\vec{E}(t_j^i)$ és $\vec{H}(t_j^i)$ diszkrét függvényt, ahol az i és j index az i -edik részecske időbeli adatsorának j -edik elemét jelenti. A teljes nanobunch által kibocsátott sugárzás meghatározásához az egyes részecskék által keltett elektromágneses sugárzás azonos időpillanathoz tartozó komponenseit kell összegeznünk. Mivel az egyes részecskék helyzete és sebessége különböző, ezért az előálló $\vec{E}(t_j^i)$ és $\vec{H}(t_j^i)$ függvények t_j^i adatsorai is eltérőek lesznek, így az összegzés nem triviális. Az eljárás megértéséhez tekintsük a következő ábrát (6. ábra).



6. ábra: Az egyes részecskék különböző időadatokkal rendelkező adatsorainak összegzése

A fekete vízszintes tengelyeken az egyes részecskékhez tartozó időadatokat láthatjuk. Az összegzést programunkban a következőképp végezzük: először összevetve az összes részecske adatsorát, megkeressük az előforduló legkisebb és legnagyobb időadatot ($t_{min} = \min\{t_j^i\}$, $t_{max} = \max\{t_j^i\}$). Az így előálló időintervallumot $\Delta\tau$ időközönként $n - 1$ egyenlő részre osztjuk (piros vízszintes tengely). Minden egyes τ_k beosztás esetén mindegyik részecske t_j^i adatsorában megkeressük azt a két időadatot (t_l^i és t_{l+1}^i), mely közrefogja τ_k -t, vagyis melyre teljesül a $t_l^i < \tau_k \leq t_{l+1}^i$ feltétel. (l értéke a különböző részecskék adatsorában különböző

lehet.) Az egyes részecskék esetén az ilyen módon megkapott két időadathoz tartozó $\vec{E}_i(t_i^i)$ és $\vec{E}_i(t_{i+1}^i)$ értékekre egyenest illesztünk, mely egyenes τ_k időhöz tartozó értékét vesszük az adott részecske $\vec{E}_i(\tau_k)$ értékének. Ezáltal olyan $\vec{E}_i(\tau)$ függvényeket kapunk, melyek mindegyik részecske esetén azonos időskálával rendelkeznek, így az azonos időpillanathoz tartozó értékek egyszerűen összegezhetővé válnak. Az egyes részecskékhez tartozó, közös τ időskálán mozgó függvények pontonkénti összegzéséből megkapjuk a $\sum_i \vec{E}_i(\tau) = \vec{E}_{atto}(\tau)$ függvényt, mely már a teljes keltett sugárzás térerősségének időbeli változását írja le. Analóg módon összegezzük az egyes részecskék – kezdetben szintén különböző időadatokkal rendelkező – mágneses térerősségét, melyből megkapjuk a teljes sugárzást jellemző $\sum_i \vec{H}_i(\tau) = \vec{H}_{atto}(\tau)$ függvényt.

Az attoszekundumos impulzus elektromos és mágneses térerősségének ismeretében kiszámolhatjuk az impulzusban tárolt energiát. Ezt a Poynting vektor segítségével tehetjük meg, mely megadja az energiaáramlás irányára merőleges egységnyi felületen egységnyi idő alatt átáramló energia mennyiségét, iránya az áramlás irányával egyezik meg [7]:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} . \quad (9)$$

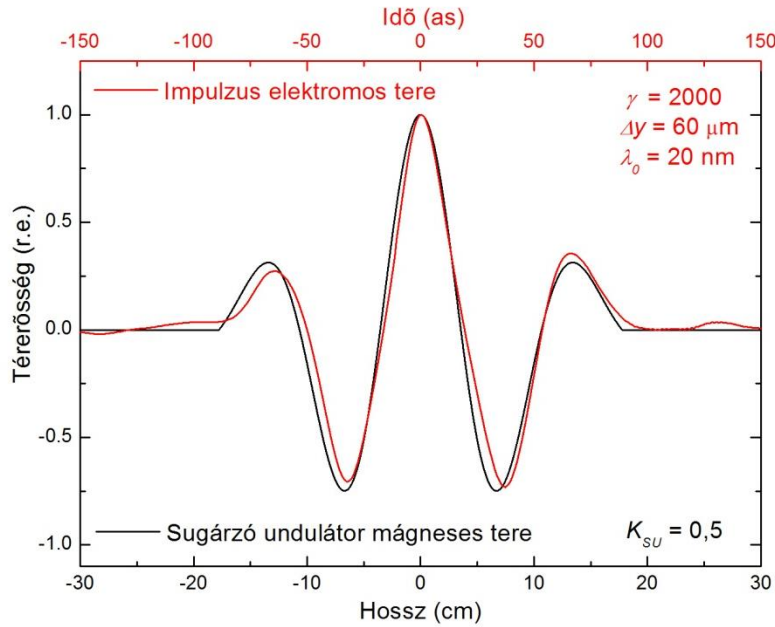
Az energia meghatározásához a megfigyelést egyetlen pont helyett egy $n \times n$ pontra felosztott, a terjedés irányára merőleges felületen végezzük (7. ábra). Az $n \times n$ pontból álló felület mindegyik pontjában meghatározzuk az $\vec{E}_{atto}(\tau)$ és $\vec{H}_{atto}(\tau)$ függvényeket, melyek segítségével megkapjuk az adott pontbeli $\vec{S}(\tau)$ függvényt. A W/m^2 dimenziójú $|\vec{S}|(\tau)$ függvényt idő szerint integrálva kiszámoljuk az adott ponthoz tartozó J/m^2 dimenziójú energiasűrűséget, vagyis az egységnyi felületen a teljes áthaladás ideje alatt átáramló energia nagyságát. Ezután az egyes pontokban számolt energiasűrűség megfigyelési felületre vett integrálásával meghatározzuk a felületen átáramló energia nagyságát, mely megegyezik az impulzusban tárolt teljes energiával.

1.5. Alakformált impulzusok előállítása

A létrejövő sugárzás időbeli alakját a részecske sugárzó undulátoron belüli gyorsulása határozza meg, melyet az undulátor mágneses tere befolyásol. Számolásaink szerint a keltett sugárzás és az undulátor mágneses terének alakja igen jó egyezést mutat (7. ábra), ami alakformált impulzus létrehozását teszi lehetővé. A keltett sugárzás oszcillációinak száma megegyezik az undulátor periódusainak számával, így lehetőség nyílik néhány ciklusú impulzus létrehozására. A kívánt impulzusalak eléréséhez olyan mágneses mezőt feltételeztünk, melynek térbeli alakja egy gauss burkolójú cosinus függvénnyel írható le. Ha a sugárzó undulátor a koordinátarendszer középpontjában helyezkedik el, a részecskék kezdeti sebessége pedig közel z irányú, a sugárzó undulátor mágneses tere:

$$\vec{B} = (B_x(z), 0, 0); \quad B_x(z) = B_0 e^{-\frac{z^2}{2\sigma^2}} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{SU}} z + \varphi_0\right), \quad (10)$$

ahol B_0 a maximális mágneses indukció nagysága, $\sigma = \frac{\Delta z}{2\sqrt{2\ln 2}}$ (Δz a gauss burkoló félértékszélessége), λ_{SU} a sugárzó undulátor undulátorperiódusa, φ_0 a cosinus és gauss függvény fázisbeli különbsége.



7. ábra: A sugárzó undulátor mágneses tere (fekete) és a keltett impulzus elektromos tere (piros)
($K_{SU} = 0,5$; $\gamma = 2000$, az elektronsomag kezdeti mérete (Δy) $60\mu\text{m}$,
a központi hullámhossz (λ_0) 20nm)

A két tér hasonlóságának köszönhetően φ_0 -nak megfelelően változik a keltett impulzus burkolójának maximuma és a vivőhullám közötti fáziskülönbség, vagyis tetszőleges vivőburkoló fázisú impulzust állíthatunk elő.

A sugárzó undulátor undulátorparamétere az (1) összefüggés alapján adható meg, a (2)-ben ismertetett rezonanciafeltétel pedig az elektronok által keltett sugárzás hullámhossza (λ_0) és az undulátor paramétere között teremt kapcsolatot [6]:

$$\lambda_{SU} = \frac{2\gamma^2\lambda_0}{1 + \frac{K_{SU}^2}{2}} . \quad (11)$$

Megfelelően megválasztott mágnesek segítségével a gyakorlatban is lehetőség nyílik a (4) egyenletben definiált mágneses tér kialakítására [15].

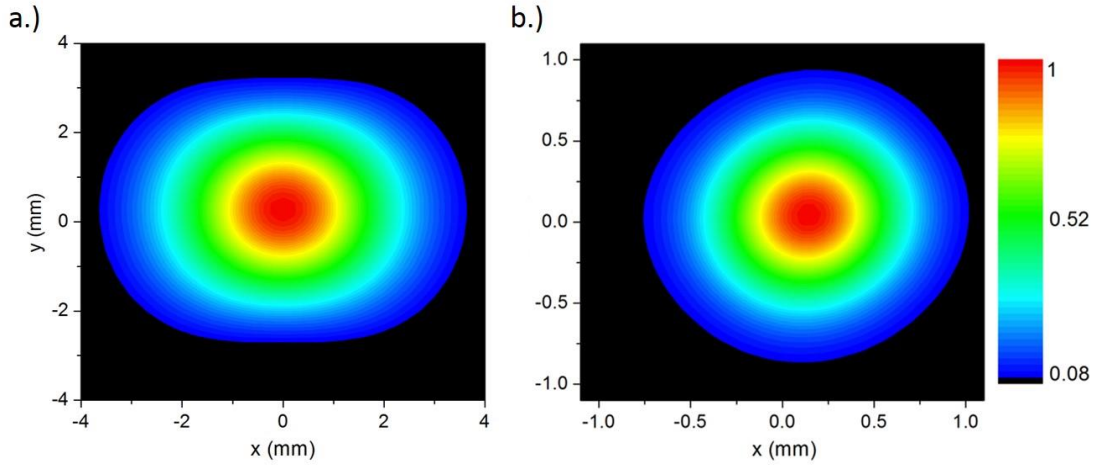
2. A kapott eredmények bemutatása

Számolásaink során – az előzőekben leírtak alapján – különböző beállítások, kezdeti paraméterek (pl. az elektroncsomag kezdeti mérete, a részecskék mozgási energiája, a sugárzó undulátor paraméterei) figyeltük az impulzus legfontosabb tulajdonságainak változását: a sugárzás időbeli alakját, spektrumát, az impulzus energiáját, az energiasűrűség eloszlását.

Mivel a felhasználások során általában minél nagyobb energiájú, minél rövidebb impulzusokra van szükség, ezért vizsgálatainkat ezt szem előtt tartva végeztük. A (11) összefüggés szerint – megfelelő beállítások mellett – lehetőség nyílik a felhasználásnak megfelelő központi hullámhosszú impulzus létrehozására. A megválasztott hullámhossz nagysága igen széles skálán mozoghat, méretének alulról a koherencia, felülről az egyes nanobunchok követési távolsága szab határt. Utóbbi azért okoz problémát, mert nagy hullámhosszak esetén a sugárzás időbeli lefutása növekszik, így az egymás után következő nanobunchok sugárzásai átfednek. (Ezt természetesen kiküszöbölhetjük, ha egyetlen bunchot állítunk elő, melynek feltétele, hogy a buncholáshoz jó karakterisztikával rendelkező, nagy energiájú, közel egyciklusú lézerimpulzust használjunk.) A következőkben a számolások során kapott eredményeket, megfigyelt összefüggéseket ismertetem.

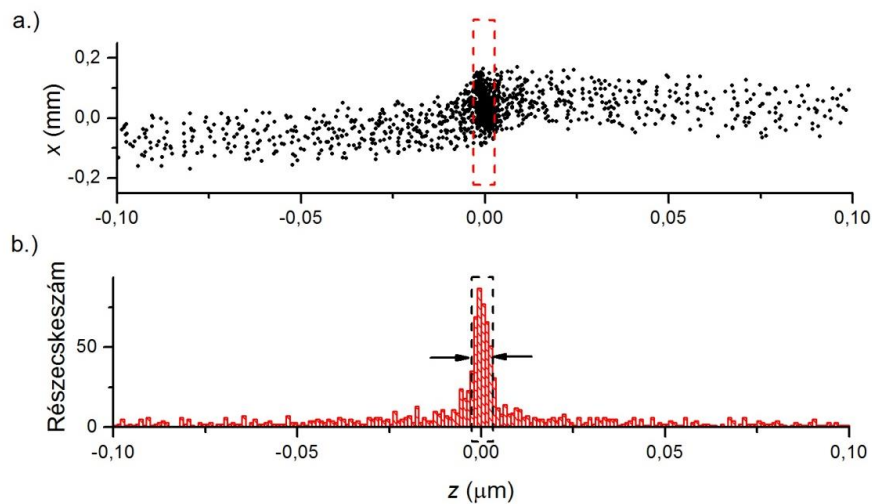
2.1. Lehetőségek az impulzus energiájának növelésére

Modellünkben a relativisztikus sebességgel mozgó részecskék a sugárzó undulátoron belül fő haladási irányukra merőleges irányban térnek ki. Az ilyen módon mozgó töltések sugárzásukat haladásuk irányában bocsátják ki, a sugárzási szög maximuma $1/\gamma$ -val arányos [7]. A nanobunch teljes sugárzása az egyes részecskék sugárzásainak szuperpozíciójából áll elő. A részecskék a z tengelytől különböző távolságokra helyezkednek el, így sugárzásaik nem azonos fázisban találkoznak. A tengelytől távolodva a fáziskülönbség számottevővé válik, s ahol a sugárzási komponensek útkülönbségei összemérhetővé válnak a sugárzás hullámhosszával, a sugárzás egy része kioltódik. Emiatt a nanobunch sugárzásának térszöge kisebb lesz, mint egyetlen részecske esetében, a megfigyelési felületen kialakuló sugárzási folt átmérője jelentősen lecsökken (8/a és 8/b ábra). A sugárzás kioltódása energiavesztéssel, az előállítás hatásfokának romlásával jár.



8. ábra: Egyetlen részecske (a) és a teljes nanobunch (b) energiasűrűség-eloszlása a megfigyelési felületen. ($\gamma = 2000$, $K_{SU} = 0,5$, $\lambda_0 = 20$ nm)

Amennyiben ez a destruktív interferencia nem lépne fel, a nanobunch energiája a részecskeszám növelésével négyzetesen növekedne. Nézzük, hogyan alakul esetünkben a nanobunch sugárzásának energiája egy konkrét számolás esetén. Használjuk az 1. táblázatban foglalt adatokat, vagyis legyen az elektroncsomag kezdeti mérete 60 μm , az elektroncsomag energiája 1000 MeV, a moduláló lézer teljesítménye 10 TW. Egy kezdeti elektroncsomagtól a csomósítás következtében több nanobunch alakul ki. Egy kialakuló elektroncsomóban a részecskék sűrűség-eloszlása gauss eloszlással közelíthető, melynek maximuma a csomósodás fókuszpontjában van. Becslésünkben azokat a részecskéket tekintjük a nanobunchhoz tartozónak, melyek a gauss eloszlás félértékszélességén belül helyezkednek el (9. ábra).



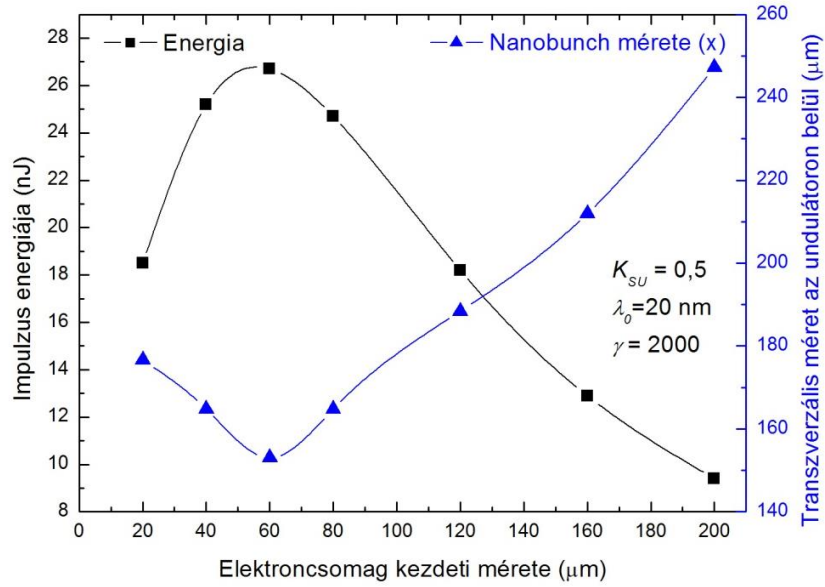
9. ábra: A részecskék transzverzális elhelyezkedése (a) és részecskeszám szerinti eloszlása (b) a fókuszpontban. A nanobunchhoz tartozó részecskék a szaggatott vonalon belül helyezkednek el.

A fentiek alapján megközelítőleg 380 makrorészecske alkotja a nanobunchot. Egyetlen ilyen részecske által keltett impulzus energiája 4,27 pJ, míg a teljes nanobunch sugárzásának energiája 27,1 nJ. Ez utóbbi 6347-szer nagyobb érték, holott a nanobunchot alkotó részecskék száma alapján $380^2 = 144400$ -szoros növekedésre számítanánk. A kapott energia tehát $144400/6347 \cong 23$ -szor kisebb, mint azt várnánk. Ez a különbség nagyrészt a nagyobb térszögek esetén bekövetkező energiakioltódásnak köszönhető.

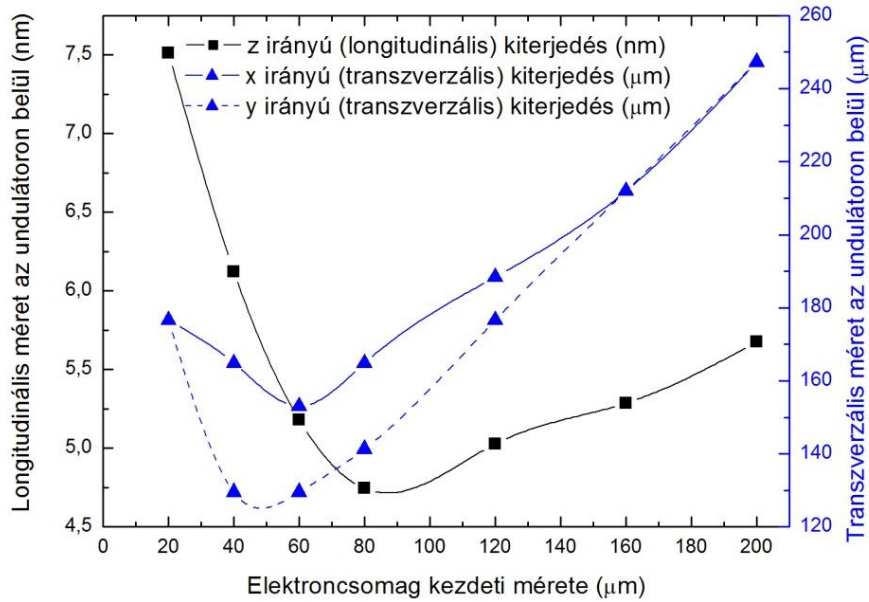
A kialakuló energiaveszteséget két módon is csökkenthetjük. Az egyik lehetőség a nanobunch sugárzó undulátoron belüli transzverzális méretének minimalizálása. A transzverzális méret csökkentésével a részecskék mind a z tengelyhez, mind egymáshoz közelebb kerülnek. A z tengely mentén megnövekedő elektronsűrűségnek köszönhetően a sugárzás nagyobb hányada esik a koherens sugárzási foltba, aminek hatására az energiaveszteség csökken. Ráadásul a részecskék sűrűbb elhelyezkedése miatt a sugárzási komponensek kisebb fáziskülönbséggel találkoznak, ami szintén csökkenti kioltódás mértékét. Az energiaveszteség csökkentésének másik lehetősége, ha növeljük a részecskék energiáját. A maximális sugárzási szög $1/\gamma$ -val, így a sugárzás térszöge $1/\gamma^2$ -tel arányos. A részecskék energiájának növelésével az általuk kibocsátott sugárzás térszöge, s ezáltal az energiakioltódás mértéke is lecsökken. A vázolt lehetőségekkel mind az energiasűrűséget, mind az impulzus összenergiáját növelni tudjuk.

2.1.1. A nanobunch méretének minimalizálása

Célunk minél nagyobb energiájú impulzus előállítása, melynek módja a kedvezőtlen interferencia mértékének csökkentése, ezáltal az előállítás hatásfokának növelése. A fentiek alapján sikerrel járhatunk, amennyiben minimalizáljuk a nanobunch sugárzó undulátoron belüli transzverzális méretét. Vizsgálva a fókuszpontban kialakuló nanobunch kiterjedését az elektronsomag kezdeti méretének függvényében azt tapasztaltuk, hogy a nanobunch mind transzverzális, mind longitudinális kiterjedésének 60 μm -es kezdeti méret körül minimuma van. A várakozásoknak megfelelően a keltett impulzus energiájára ezen kezdeti méret mellett kaptuk a legnagyobb értéket (10. és 11. ábra).



10. ábra: Az impulzus energiája (fekete) és a nanobunch sugárzó undulátoron belüli szélessége (kék) az elektroncsomag kezdeti méretének függvényében ($\gamma = 2000$; $K_{SU} = 0,5$; $\lambda_0 = 20 \text{ nm}$).



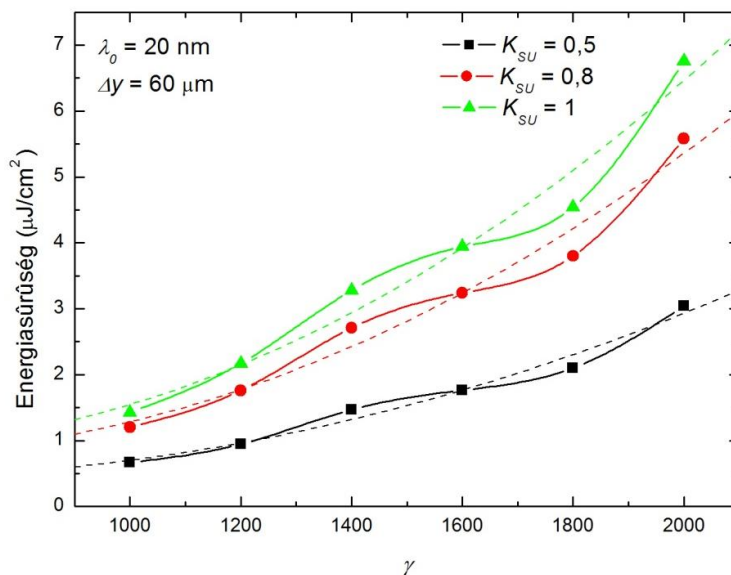
11. ábra: A nanobunch sugárzó undulátoron belüli kiterjedése mind transzverzális (x, y), mind longitudinális (z) irányban az elektroncsomag kezdeti átmérőjének függvényében. ($\gamma = 2000$; $K_{SU} = 0,5$; $\lambda_0 = 20 \text{ nm}$)

A csomósodás során kialakuló nanobunch transzverzális mérete – a részecskék között fellépő Coulomb-kölcsönhatás és az elektroncsomag normál emittanciája [16] miatt – nagyobb, mint az elektroncsomag kezdeti átmérője. Az elektroncsomag kezdeti méretét csökkentve egy ideig a csomósodás során bekövetkező kiszélesedés mértéke nem változik, tehát kisebb kezdeti méret

kisebbs sugárzó undulátoron belüli szélességet eredményez. Ha azonban a kezdeti méretet egy bizonyos határ alá csökkentjük, az elektronok túlságosan közel kerülnek egymáshoz. A felerősödő Coulomb-erőnek köszönhetően megnő az elektroncsomag divergenciája, aminek hatására a csomósodás során bekövetkező kiszélesedés sokkal nagyobb mértékűvé válik, a nanobunch mérete az előzőekhez képest nagyobb lesz. Az elektroncsomag kezdeti méretét kb. $60\text{ }\mu\text{m}$ -nek választva elérhetjük, hogy a nanobunch sugárzó undulátoron belüli mérete a legkisebb legyen, s ezzel együtt minimalizálhatjuk az interferencia káros hatásait.

2.1.2. Az elektronok energiájának növelése

A nanobunch transzverzális méretének csökkentése mellett az energiakioltódás mértékét úgy is csökkenthetjük, ha növeljük az elektronok mozgási energiáját. Ekkor az egyes elektronok sugárzásának térszöge lecsökken, melynek köszönhetően kisebb lesz a nanobunch sugárzásának divergenciája, így a sugárzás nagyobb hányada esik a koherens sugárzási foltba. A kioltódás mértékének csökkenésének köszönhetően az energiasűrűség és az összenergia növekszik. Adott kelteni kívánt hullámhossz, undulátorparaméter és az elektroncsomag rögzített kezdeti mérete mellett a sugárzás energiasűrűségének maximuma γ^2 -tel arányosan változik (12. ábra).



12. ábra: Az impulzus maximális energiasűrűsége a γ függvényében három különböző undulátorparaméter mellett ($\lambda_0 = 20\text{ nm}$, $\Delta y = 60\text{ }\mu\text{m}$). A szaggatott vonal a négyzetes függést mutatja

Érdekes meggondolni, hogy a γ értékének megduplázása milyen sebességbeli különbséget jelent. (3) szerint a Lorentz-faktor a

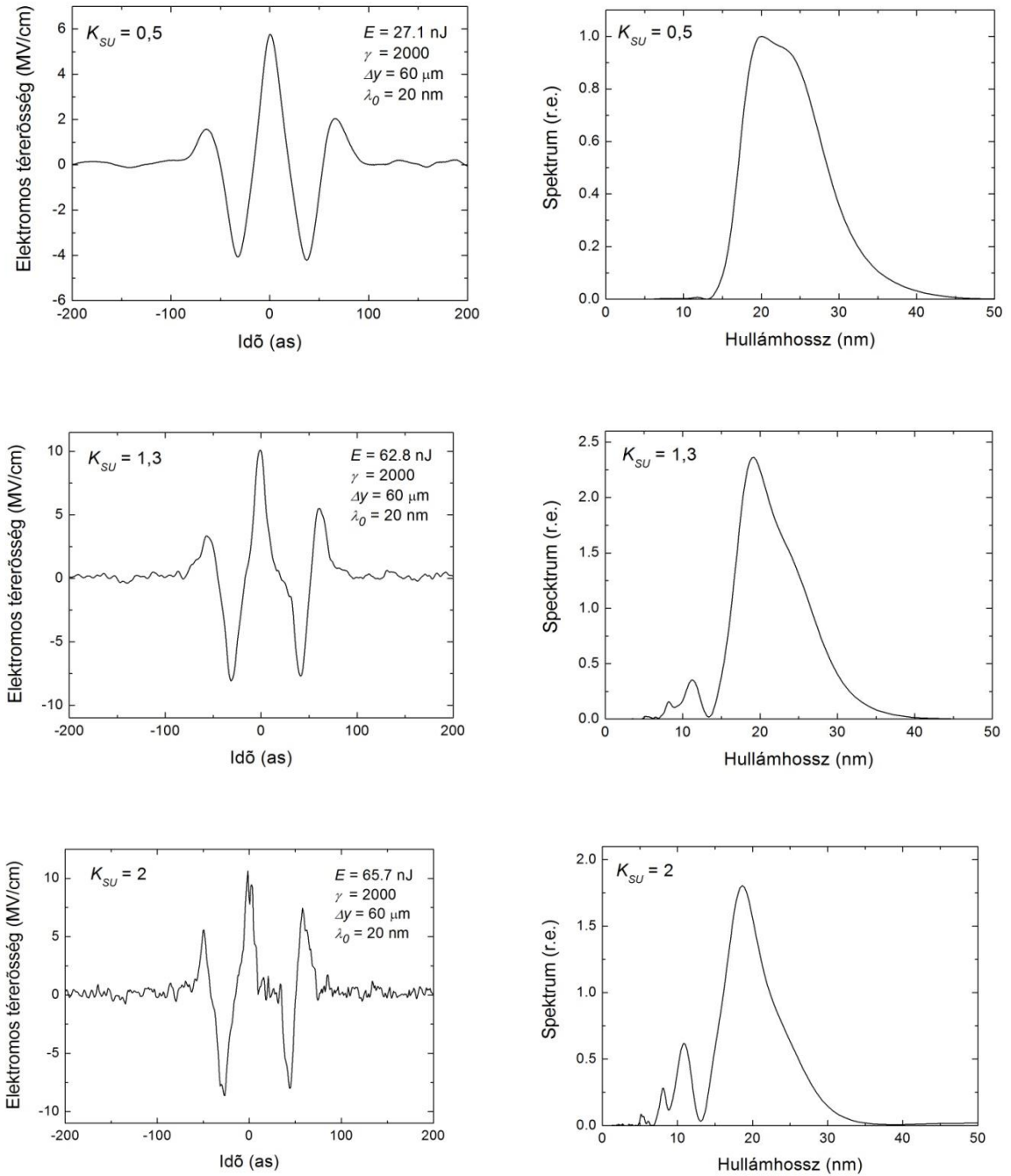
$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{|\vec{v}|^2}{c^2}}}$$

összefüggés alapján számolható. 1000-es γ esetén a részecskék sebességére $0,9999995 \cdot c$, míg 2000-es γ esetén $0,999999875 \cdot c$ adódik. Behelyettesítve a fénysebesség értékét ($c = 299792458$ m/s) azt kapjuk, hogy a részecskék sebessége 112 m/s-mal növekedett. Azt gondolhatnánk, hogy ez a különbség a rendkívül nagy sebességek miatt elhanyagolható. Mégis azt tapasztaljuk, hogy mindeközben a sugárzás energiasűrűsége négyszeresére növekedett. Nem annyira meglepő azonban ez az eredmény, ha belegondolunk, hogy ahhoz, hogy gamma értékét megkétszerezzük, még egyszer annyi energiát kell közölnünk a részecskékkel, mint amennyivel 1000-es gammára gyorsítottuk őket.

Végeredményül tehát azt kapjuk, hogy a sugárzási tér γ^2 -tel arányos összeszűkülése miatt nagyobb impulzusenergiát kaphatunk, amennyiben a részecskék energiáját növeljük.

2.1.3. A sugárzó undulátor mágneses indukciójának növelése

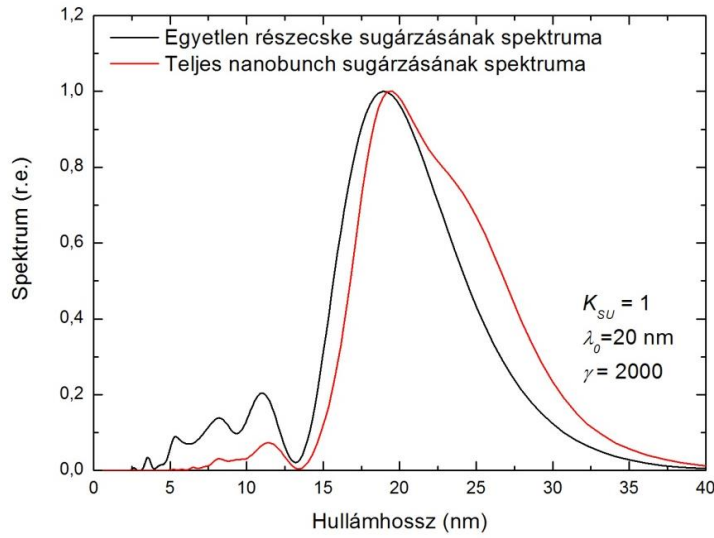
Nagyobb impulzusenergiákat érhetünk el azáltal is, ha növeljük a sugárzó undulátor mágneses terének nagyságát. Ekkor ugyanis a részecskékre ható Lorentz-erő nagyobb lesz, mely a részecskék nagyobb gyorsulásához vezet. A nagyobb gyorsulás (8) alapján nagyobb térerősséget jelent, mely a keltett impulzus energiájának növekedését eredményezi. Ha azonban a mágneses indukciót túl nagyra választjuk, a felerősödő nemlineáris effektusok miatt a keltett impulzus alakja szabálytalanná válik, a sugárzás spektrumában egyre nagyobb intenzitással jelennek meg a felharmonikus komponensek (13. ábra).



13. ábra: A keltett impulzus időbeli alakjának (balra) és a sugárzás spektrumának (jobbra) alakulása különböző undulátorparaméterek mellett. A spektrum intenzitása az egyes esetekben a $K_{SU} = 0,5$ -ös impulzus spektruma szerint normálva van feltüntetve.

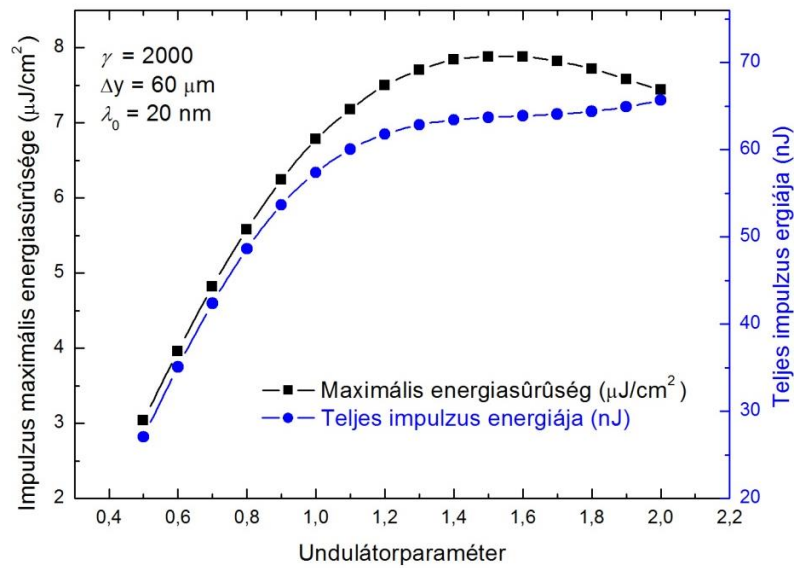
Korábban láttuk, hogy ahol az egyes részecskék sugárzásainak útkülönbségei összemérhetővé válnak a sugárzás központi hullámhosszának felével, a sugárzás egy része kioltódik. A felharmonikusok hullámhossza a központi hullámhossznál rövidebb, így a kioltódás már kis szögek esetén, tehát a központi hullámhosszhoz tartozó koherens sugárzási foltban belül is megtörténik. Egyetlen részecske és egy teljes nanobunch sugárzásának spektrumát vizsgálva

valóban azt tapasztaltuk, hogy a nanobunch sugárzásában sokkal kisebb mértékben vannak jelen a felharmonikus komponensek (14. ábra).



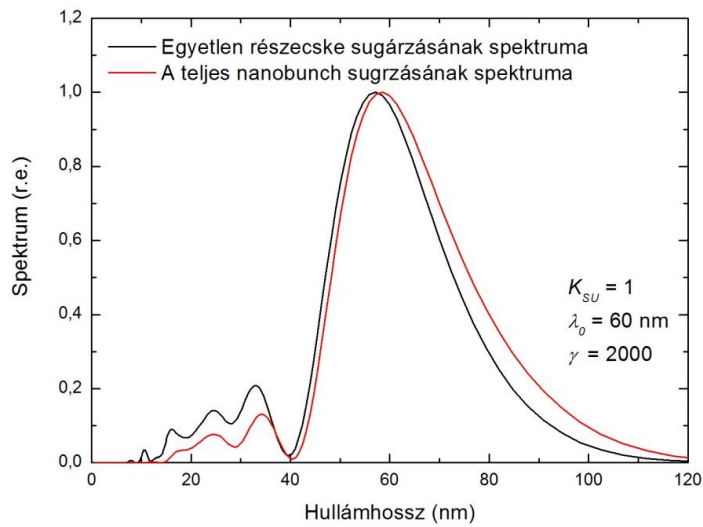
14. ábra: Egyetlen részecske (fekete) és a teljes nanobunch (piros) sugárzásának spektruma 20 nm-es központi hullámhosszon ($\gamma = 2000$; $K_{SU} = 1$)

A felharmonikusok kioltódása miatt tehát az energia felharmonikus komponensekbe való áramlása egyre növekvő energiaveszteséget jelent. Ez azt eredményezi, hogy a teljes impulzus energiáját az undulátorparaméter növelésével csak bizonyos határig tudjuk növelni, ez után az energia nagyságában telítődés figyelhető meg. Hasonló eredményre jutunk akkor is, ha a sugárzás maximális energiasűrűségének változását figyeljük (15. ábra).

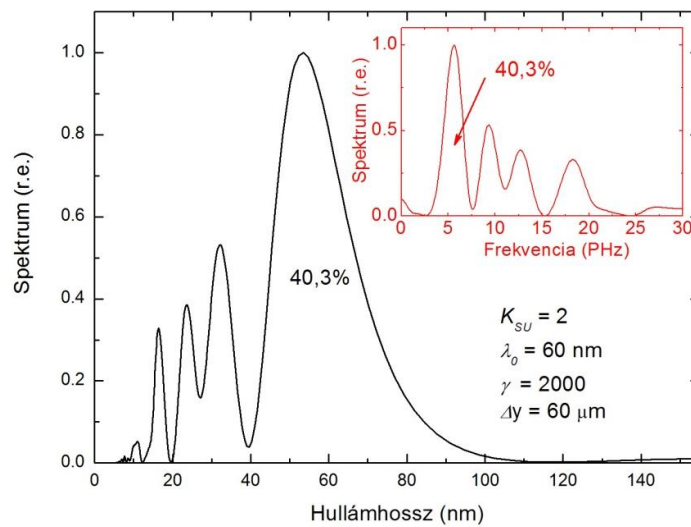


15. ábra: Az impulzus maximális energiasűrűsége (fekete) és teljes energiája (kék) a sugárzó undulátor undulátorparaméterének függvényében. ($\gamma = 2000$; $\Delta y = 60 \mu\text{m}$; $\lambda_0 = 20 \text{ nm}$)

Nagyobb (pl. 60 nm-es) központi hullámhosszakon – a nagyobb felharmonikus-hullámhosszak miatt – a felharmonikusok kioltódásának mértéke csökken, egyetlen részecske és a teljes nanobunch sugárzási spektruma nagyobb hasonlóságot mutat (16. ábra). Nagy undulátorparaméter esetén a nanobunch sugárzásában olyannyira felerősödnek a felharmonikusok, hogy a teljes sugárzás energiájának szinte 60 %-a ezen komponensekből származik (17. ábra).

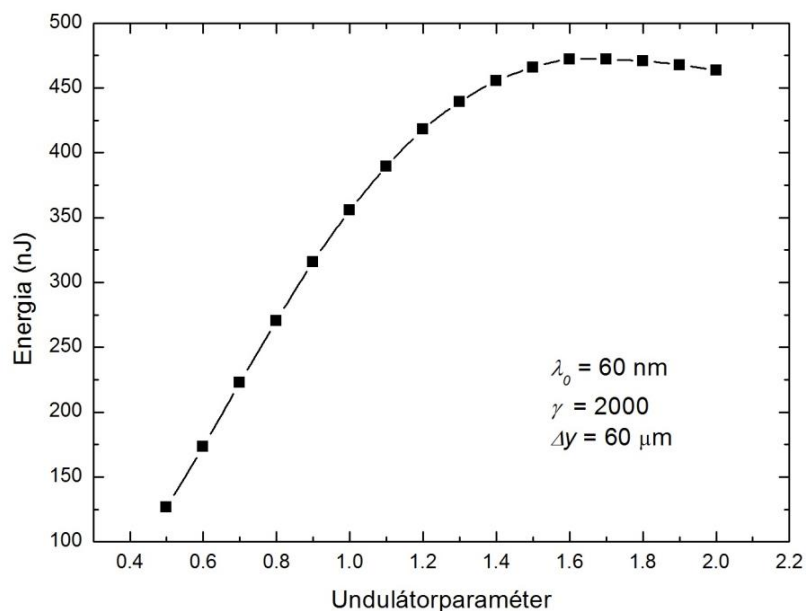


16. ábra: Egyetlen részecske (fekete) és a teljes nanobunch (piros) sugárzásának spektruma 60 nm-es központi hullámhosszon.
($\gamma = 2000$; $K_{SU} = 1$)



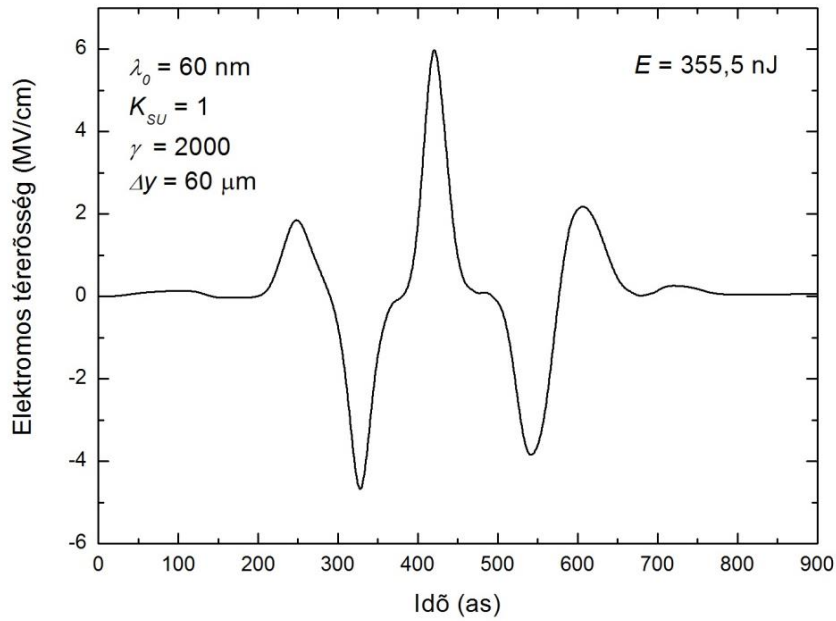
17. ábra: A keltett sugárzás hullámhossz és frekvencia szerinti spektruma 60 nm-es központi hullámhosszon, $K_{SU} = 2$ esetén.

Nagyobb központi hullámhosszú sugárzás esetén nagyobb impulzusenergiákat érhetünk el. A felharmonikusok kioltódásának csökkenése ellenére azonban nagy központi hullámhosszak esetén is megfigyelhető az energiatelítődés jelensége (18. ábra).



18. ábra: A keltett impulzus energiája az undulátorparaméter függvényében 60 nm-es központi hullámhossz esetén. ($\gamma = 2000$; $\Delta y = 60 \mu\text{m}$)

A nagyobb hullámhossz természetesen együtt jár az impulzus időbeli hosszának növekedésével. Emellett – a felharmonikus komponensek kioltódásának mérséklődése miatt – már viszonylag kis undulátorparaméterek esetén is igen szabálytalan impulzusalakokat kapunk (19. ábra), mely kedvezőtlenül befolyásolhatja a keltett impulzus gyakorlati hasznát.



19. ábra: A keltett impulzus időbeli alakja 60 nm-es központi hullámhosszon, 1-es undulátorparaméter esetén.

A sugárzó undulátor mágneses indukciójának növelése tehát – mind rövidebb, mind hosszabb hullámhosszakon – lehetséges alternatíva az impulzus energiájának növelésére. Bizonyos határ felett azonban az energia nem növelhető tovább, a keletkező impulzus szabálytalanná válása és a spektrumban való felharmonikus komponensek megjelenése pedig bizonyos alkalmazások esetén ronthatja az impulzus felhasználhatóságát. Nagyobb központi hullámhossz mellett nagyobb impulzusenergiákat érhetünk el, viszont ezzel egy időben nő az időbeli lefutás is. A felharmonikus komponensek intenzitása felerősödik, az impulzusalak már kis undulátorparaméter esetén is szabálytalan lesz.

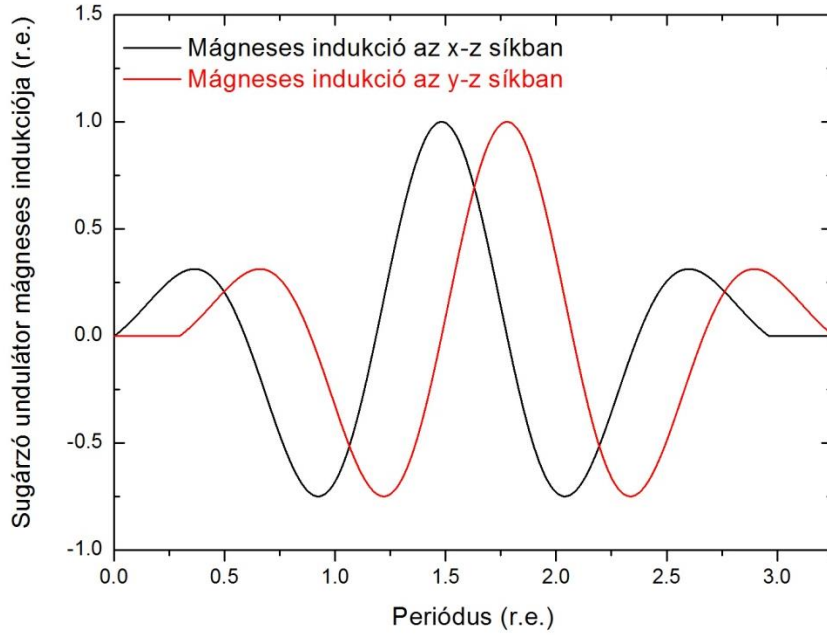
2.2. Cirkulárisan polarizált impulzusok előállítása

A felhasználások során a polarizált impulzusokkal szemben számos esetben előnyt élveznek a cirkulárisan polarizált impulzusok. Az általunk javasolt módszer kis változtatással könnyen alkalmazható cirkulárisan polarizált attoszekundumos impulzusok előállítására is.

A sugárzó undulátorban a részecske a tér által meghatározott gyorsulásnak megfelelő sugárzást bocsát ki. Ahhoz, hogy a létrejövő sugárzás cirkulárisan polarizált legyen, a részecskének az undulátoron belül csavarszerű pályán kell mozognia. Köztudott, hogy két egymásra merőleges rezgés összetételével elliptikus rezgést kapunk [17]. Ha a két rezgés frekvenciája megegyezik, az eredő rezgés szabályos ellipszist ír le, melynek excentricitása a két komponens fáziskülönbségétől függ. $\pi/2$ -es fáziskülönbség esetén az ellipszis szabályos körre fajul. Az undulátor mágneses tere ugyan időben állandó, a részecske – sebessége folytán – mégis változó teret érzékel az undulátoron való áthaladása során. A csavarmozgás kialakulásához két, egymásra merőleges polaritású, több ciklusú mágneses mezőre van szükség, melyek alakjukban megegyeznek, azonban $\pi/2$ -vel el vannak tolvva egymáshoz képest. Ehhez (4)-ben, az $x - z$ síkban definiált tér mellett egy ugyanilyen alakú, erre merőleges (az $y - z$ síkban elhelyezkedő) mágneses teret feltételeztünk. Ahhoz, hogy a részecske mozgása során $\pi/2$ -es fáziskülönbséget érzékeljen, az $y - z$ síkban definiált teret $\lambda_{SU}/4$ -gyel el kellett tolnunk a z tengely mentén (12):

$$\vec{B}_1 = (B_x(z), 0, 0); \quad B_x(z) = B_0 e^{-\frac{z^2}{2\sigma^2}} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{SU}} z + \varphi_0\right), \quad (10)$$

$$\vec{B}_2 = (0, B_y(z), 0); \quad B_y(z) = B_0 e^{-\frac{(z - \lambda_{SU}/4)^2}{2\sigma^2}} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{SU}} (z - \frac{\lambda_{SU}}{4}) + \varphi_0\right). \quad (12)$$



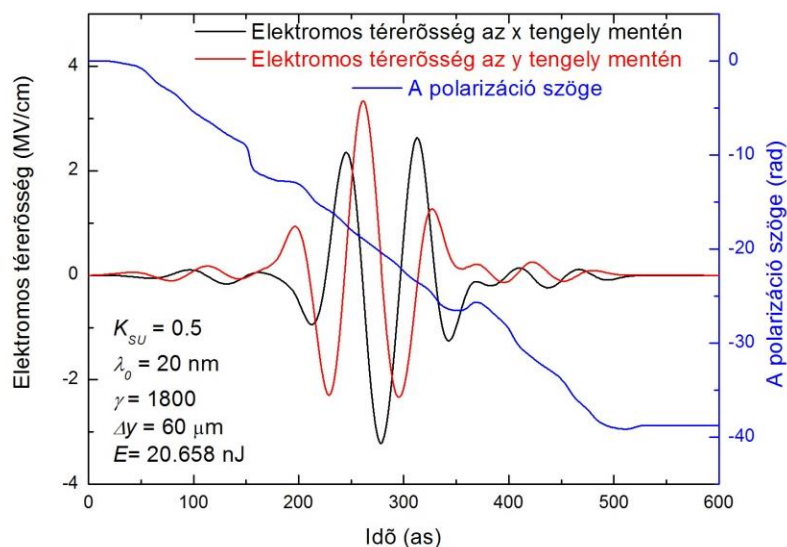
20. ábra: Cirkulárisan polarizált impulzus előállításához szükséges sugárzó undulátor x és y irányú mágneses indukciója a maximális mágneses indukcióhoz és az undulátorperiódushoz viszonyított relatív egységekben.

Az eredő mágneses mező a két komponens vektori összegeként áll elő:

$$\vec{B}(\vec{r}(t)) = \vec{B}_1(\vec{r}(t)) + \vec{B}_2(\vec{r}(t)) . \quad (13)$$

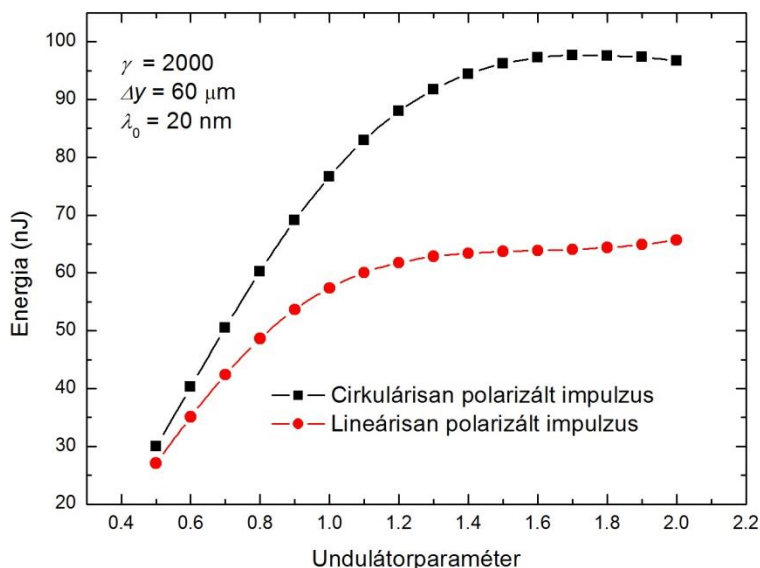
Az így meghatározott eredő mágneses mezőn keresztül haladva, a Lorentz-erő hatására a részecske az undulátoron belül a z tengely mentén csavarmozgást végez, a pálya z tengelytől mért távolsága pedig a mágneses tér amplitúdójától függ. Az így kialakított pályának köszönhetően a részecske által kibocsátott sugárzás cirkulárisan polarizált lesz.

A cirkulárisan polarizált impulzus előállítására vonatkozó számításainkban a csomósodás és a sugárzás összegzésének folyamatát a már korábban ismertetett módon végeztük, az egyedüli változást a sugárzó undulátor megváltozott mágneses tere jelentette. A keltett impulzus energiáját, megfigyelési felületen vett energiasűrűség eloszlását változatlan módon vizsgáltuk. A polarizáció vizsgálatához a programunkat kiegészítettük az x és y irányú elektromos térerősség nagyságából számolt, adott időpillanathoz tartozó polarizációs szög számolásával. Így megfigyelhetővé vált a polarizációs szög változásának gyorsasága, egyenletessége (21. ábra).



21. ábra: Cirkulárisan polarizált impulzus elektromos térerősségének időbeli alakja az x és y tengely irányában a polarizációs szög időbeli alakulásával.
($\gamma = 1800$; $K_{SU} = 0,5$; $\Delta y = 60 \mu\text{m}$; $\lambda_0 = 20 \text{ nm}$)

Az így keltett impulzusok energiája – azonos beállítások mellett – kb. másfélszer akkora, mint a korábban vizsgált lineárisan polarizált impulzusoké (22. ábra).



22. ábra: Cirkulárisan polarizált (fekete) és lineárisan polarizált (piros) impulzus energiája a sugárzó undulátor undulátorparaméterének függvényében,
 $\gamma = 2000$; $\Delta y = 60 \mu\text{m}$; $\lambda_0 = 20 \text{ nm}$ esetén.

Eljárásunkkal tehát – a sugárzó undulátor mágneses mezőjének megfelelő megválasztásával – lineárisan polarizált impulzus előállítása mellett lehetőség nyílik jól kontrollált, szabályos, igen rövid időbeli lefutású, néhány ciklusú cirkulárisan polarizált impulzus keltésére is.

3. Összefoglalás

Dolgozatomban arra törekedtem, hogy az elméleti leírás mellett átfogó képet adjak a kutatás eddigi eredményeiről, jelenlegi állásáról. Mivel feladatom a részecskék sugárzó undulátorba történő belépését követő folyamatok vizsgálata, modellezése volt, ezért ezeknek a folyamatoknak mind az elméleti leírás, mind az eredmények bemutatása során nagyobb figyelmet szenteltem. A kapott eredményeken keresztül több alternatívát is mutattam a keltett impulzus energiájának növelésére. Láthattuk, hogy nagyobb központi hullámhosszon nagyobb energiájú, ellenben hosszabb időbeli lefutású, szélesebb spektrumú impulzusokat kelthetünk. A sugárzó undulátor és a keltett impulzus alakjának hasonlósága lehetővé teszi, hogy jól kontrollált, alakformált impulzusokat hozzunk létre, és ennek a hasonlóságnak köszönhető az is, hogy – a sugárzó undulátor terének megfelelő átalakításával – cirkulárisan polarizált impulzusokat kelthetünk.

Irodalomjegyzék

- [1] Z. Tibai, Gy. Tóth, M. I. Mechler, J. A. Fülöp, G. Almási, J. Hebling, Phys. Rev. Lett. 113, 104801 (2014)
- [2] F. Krausz and M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. 81, 163 (2009)
- [3] Y. Jiang et al., Phys. Rev. Lett. 105, 263002 (2010)
- [4]
- [5] H. Onuki, P. Elleaume: Undulators, Wigglers and Their Applications, Taylor Francis, New York, ISBN 0-415-28040-0 (2003)
- [6] P. Schmüser et al.: Ultraviolet and Soft X-Ray Free Electron Lasers, STMP 229 (2008), ISBN 978-3-540-79571-1
- [7] J. D. Jackson: Klasszikus elektrodinamika 2. kiadás, Typotex (2010), ISBN 978 963 279 086 2
- [8] Springer Handbook of Lasers and Optics, ISBN 978-0-387-95579-7 (2007)
- [9] <http://flash.desy.de>
- [10] S. Ackermann et al.: Optimization of HHG Seeding at Flash II, FEL2012, TUPD11 (2012)
- [11] K. Honkavaara et al.: Status of the Flash II Project, FEL2012, WEPD07 (2012)
- [12] <http://www.pulsar.nl/gpt>
- [13] G. Pöplau et al, Magn. IEEE Trans. 40, 714-717 (2004)
- [14] Hraskó P.: Relativitáselmélet 2. kiadás, Typotex (2002), ISBN 978-963-279-701-4
- [15] W. D. Kimura et al.: Phys. Rev. Spec. Top. – Accelerators and Beams, Vol. 7 091301 (2004)
- [16] H. Braun: Emittance diagnostic. Az előadás elhangzott: The CERN Accelerator School: Beam Diagnostic (Franciaország, 2008.06.28-07.06)
- [17] Deményi A., Erostyák J., Szabó G., Trócsányi Z.: Fizika I. Nemzeti Tankönyvkiadó (2005), ISBN 963 19 5577 x