

Néhány ciklusú, alakformált attoszekundumos impulzusok keltése szinkrotron sugárzással

TDK dolgozat

Készítette: Nagy-Csiha Zsuzsanna

III. évfolyamos, fizika BSc szakos hallgató

Témavezető: Tóth György

MTA-PTE Nagy Intenzitású THz-es Kutatócsoport

PÉCSI TUDOMÁNYEGYETEM
TERMÉSZETTUDOMÁNYI KAR
FIZIKAI INTÉZET

Pécs, 2014

Tartalomjegyzék

Köszönetnyilvánítás	2
1. Bevezetés.....	3
2. A modell elméleti leírása.....	4
2.1. Az undulátor	5
2.2. Nanobunchok előállítása	5
2.3. Részecskék mozgása a sugárzó undulátorban, a sugárzás létrejötte.....	9
2.4. Az elektromágneses sugárzás számolása és összegzése	10
2.5. Alakformált impulzusok előállítása.....	13
3. A kapott eredmények bemutatása.....	15
3.1. A keletkező impulzus energiájának optimalizálása.....	15
3.1.1. A nanobunch méretének minimalizálása	18
3.1.2. Az elektronok energiájának növelése	20
3.1.3. A sugárzó undulátor mágneses indukciójának növelése	21
3.2. Cirkulárisan polarizált impulzusok előállítása	26
4. Összegzés	29
Függelék	30
I. Önálló munka bemutatása	30
II. Programrészletek	31
Irodalomjegyzék.....	36

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Tóth Györgynek, aki a kezdetektől támogatta a kutatásba való bekapcsolódásom, és segített elsajátítanom a hiányzó elméleti és programozási ismereteket. Nem hagyta, hogy az előttem álló feladattól megrettenve lemondjak a TDK-ra való jelentkezésről, és a felkészülés során mindvégig támogatott.

Köszönettel tartozom Tibai Zoltánnak, aki bármikor készséggel állt rendelkezésemre, akár elméleti útmutatásra, akár már meglévő eredményekre volt szükségem.

Köszönöm Dr. Hebling Jánosnak, hogy jóváhagyta és támogatta a vezetése alatt folyó kutatásban való részvételem.

Ezen kívül köszönettel tartozom páromnak, Ésik Szabolcsnak, aki végtelen türelemmel viseltetett irántam a dolgozat megírása közben, valamint szüleimnek és barátaimnak, Eszternek, Mártinak és Zsuzsinak, akik támogattak abban, hogy a számomra kijelölt út felé forduljak.

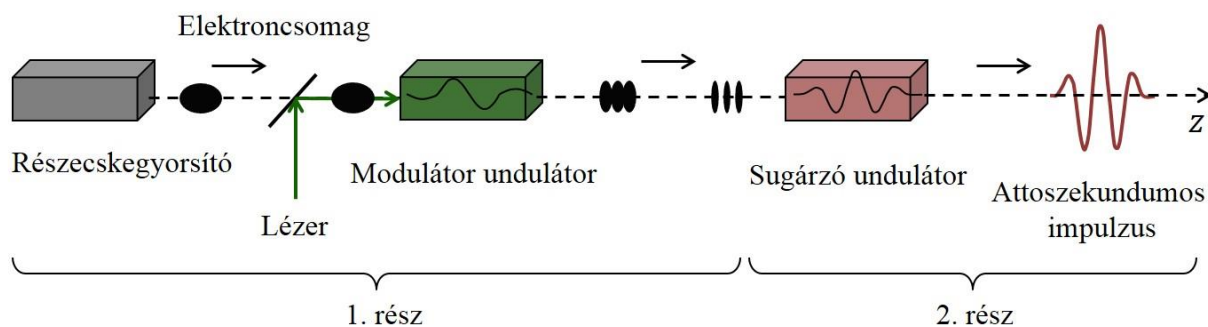
1. Bevezetés

Dolgozatom célja egy olyan eljárás bemutatása, mellyel lehetőség nyílik egy-, néhány ciklusú, alakformált, 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, feladatom főként numerikus szimulációk C programnyelven történő megírása, futtatása volt. 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 részterületét (az attoszekundumos impulzus keletkezésének módja és számolása), melyeknek 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 stabil vivő-burkoló fázisú (Carrier Envelope Phase, CEP) attoszekundumos impulzusokat lehetne előállítani, holott ma már közismert, hogy az impulzus burkolójának és vivőhullámának maximuma közötti fáziskülönbségnek számos folyamatban jelentős szerepe van [2]. A következőkben ismertetett módszerrel olyan néhány ciklusú attoszekundumos impulzusok kelthetők, melyek alakja jól formálható, vivő-burkoló fázisa szabályozható, mely széles körben felhasználhatóvá teszi az így kapott impulzusokat.

2. A modell elméleti leírása

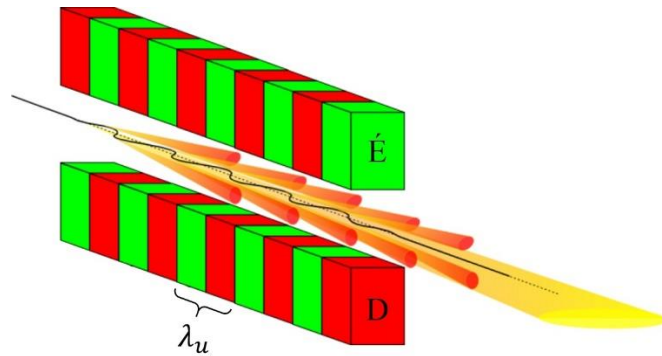
Az általunk javasolt eljárás két szakaszra bontható (1. ábra). Az első szakaszban a lineáris részecskegyorsítóból érkező, relativisztikus sebességgel mozgó elektroncsomagot egy modulátor undulátorba vezetjük. A modulátor undulátorban az undulátor és egy nagyteljesítményű lézer mágneses, valamint elektromágneses tere kölcsönhat az elektronokkal. A kölcsönhatás következtében az elektronok sebessége olyan módon változik (modulálódik), hogy ez által 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 Lorentz-erő által meghatározott pályán mozognak, gyorsulásuk folytán elektromágneses sugárzást bocsátanak ki. Az egyes elektronok sugárzásának szuperpozíciójából néhány tized GW-os attoszekundumos impulzus alakul ki. 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 előállítására.



1. ábra: Az elrendezés sematikus ábrája

2.1. 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 terének szuperpozíciójából áll elő [5]. Egy töltött részecske (például elektron) az undulátorba érve a Lorenz-erő által meghatározott pályára kényszerül. A pálya alakja függ a részecske paramétereitől (tömeg, sebesség, töltés), az undulátor mágneses terének nagyságától, alakjától.



2. ábra: Az undulátor sematikus ábrája

Az undulátor mágneses terének periódusát undulátorperiódusnak (λ_u) nevezzük. 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 ($K \ll 1$) esetén nevezzük undulátornak, nagy K ($K \gg 1$) esetén wigglerről beszélünk [7].

2.2. 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. 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 [8]. 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 energiamoduláció hatásfoka a lehető legnagyobb legyen, teljesülnie kell annak a feltételnek, hogy azon idő alatt, amíg a részecskén a lézer egy hullámhossznyit halad, a részecske az undulátoron belül pontosan egy undulátorperiódusnyi utat tegyen meg. Ennek – az úgynevezett rezonanciafeltételnek – a teljesüléséhez az undulátor paramétereit és a lézer hullámhosszát (λ_L) úgy kell megválasztani, hogy azok kielégítsék a

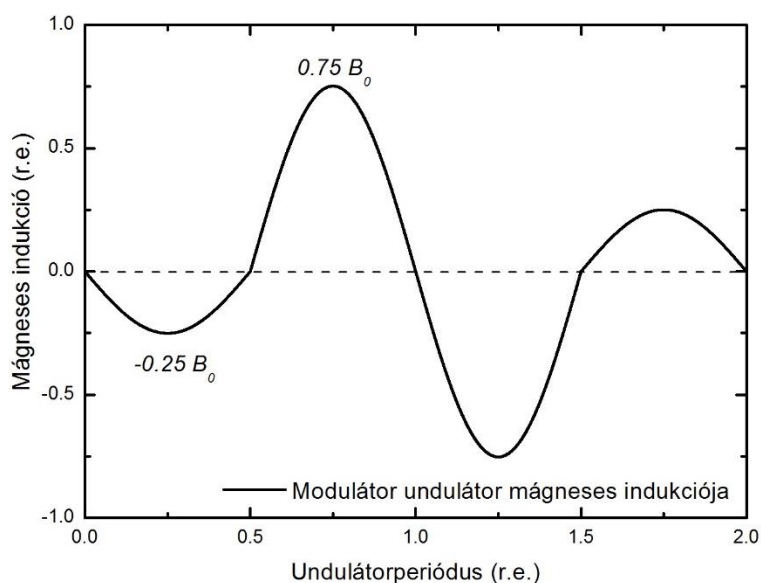
$$\lambda_{MU} = \frac{2\gamma^2 \lambda_L}{1 + \frac{K_{MU}^2}{2}} \quad (2)$$

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

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

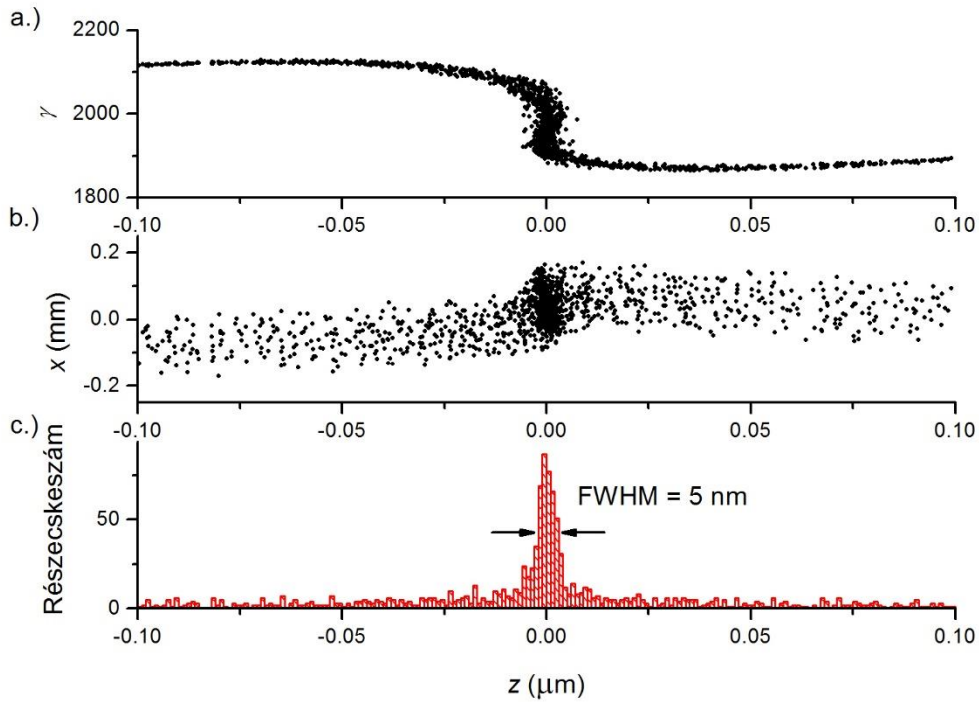
ahol $\vec{v}$ az elektron sebessége. A modulátor undulátor undulátorparamétere, undulátorperiódusa és a maximális mágneses indukció nagysága (B_0) közötti kapcsolatot az (1) összefüggés írja le.

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, mely biztosítja, hogy a moduláció során a részecskék ne lépjenek ki a nyalábból. 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 érzékel. Egyes elektronok sebessége az undulátoron való áthaladás során az undulátor mágneses és a lézernyaláb elektromágneses terével való kölcsönhatás következtében növekszik, másoké csökken. Ennek hatására az undulátorból kilépve az elektronok más-más sebességgel haladnak. Azok, melyek nagyobb sebességre tettek szert, utolérik a lassabban haladókat, megkezdődik az elektroncsomag térbeli csomósodása. Azt a helyet, ahol a kialakuló elektroncsomó eléri minimális vastagságát, vagyis a nanobunch kialakulásának helyét, fókuszpontnak nevezzük. Ennek pontos helye és a csomósodás mértéke függ az elektroncsomag és a lézer paramétereitől: 1000 MeV energiájú elektronokból álló 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 féltértékszélessége) 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 eloszlása (a), transzverzális elhelyezkedése (b) és részecskeszám szerinti eloszlása a z tengely mentén, a fókuszpont körül [1].

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 elektrontól áll. Numerikus számításaink során – a futási idő csökkentése és a memória véghessége miatt – kezdetben 1600, majd mivel számottevő különbséget nem tapasztaltunk, 16000 elektront tartalmazó makrorészecskékkel számoltunk.

Paraméter	Érték
Elektroncsomag elektronjainak energiája	1000 MeV
Elektroncsomag energiabizonytalansága	0.05 %
Teljes elektroncsomag töltése	≈ 0.25 nC
Elektroncsomag kezdeti hossza	≈ 60 μ m
Elektroncsomag normál emittanciája	1.4 mm mrad
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.

2.3. Részecskék mozgása a sugárzó undulátorban, a sugárzás létrejötte

TDK munkám első részét a jelen fejezetben leírtak numerikus modellezése jelentette.

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]:

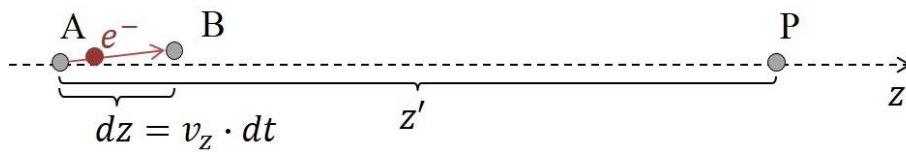
$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \left[\frac{q}{4\pi\epsilon_0} (1 - \beta^2) \frac{\vec{R} - R\vec{\beta}}{(R - \vec{R}\vec{\beta})^3} + \frac{q\mu_0}{4} \cdot \frac{\vec{R} \times \left[(\vec{R} - R\vec{\beta}) \times \frac{d\vec{v}(t)}{dt} \right]}{(R - \vec{R}\vec{\beta})^3} \right]_{ret}, \quad (6)$$

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

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.

2.4. 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, így az első feladatunk annak meghatározása, 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 pont irányába történő elmozdulás nagysága $dz = v_z \cdot dt$. Eközben a részecske az A pontból a B pontba jut (5. ábra).



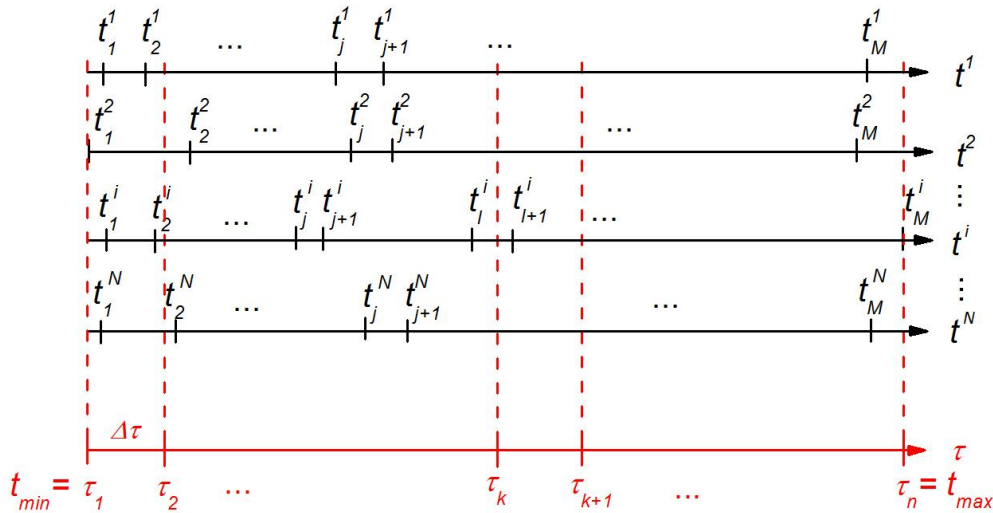
5. ábra: Az időretardáció számolása

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 komponenst $t = z/c$ idő múlva, míg a B pontban kibocsátottat

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

idő elteltével észleljük 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 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 $\vec{E}_i(t_l^i)$ és $\vec{E}_i(t_{l+1}^i)$ értékekre egyenest illesztünk, mely egyenes τ_k időhöz tartozó értékét vesszük az adott részecske $\vec{E}_i(\tau_k)$ értékének. Így 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 előáll 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, melynek nagysága megadja az energiaáramlás irányára merőleges egységnyi felületen egységnyi idő alatt átáramló energia mennyiségét, iránya pedig az áramlás irányával egyezik meg [7]:

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

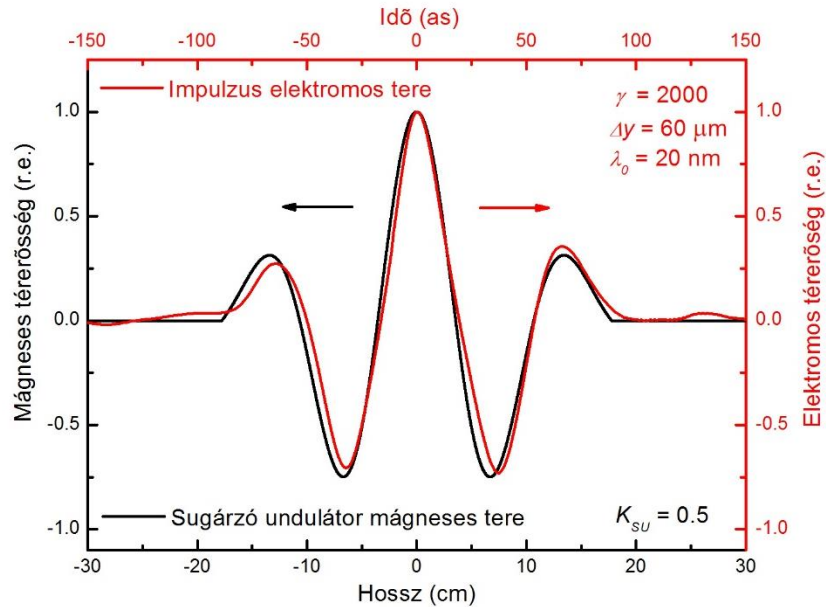
Az energia meghatározásához a megfigyelést egyetlen pont helyett egy $n \times n$ pontra felosztott, a terjedés irányára merőleges felületen végezzük. Az $n \times n$ pontból álló felület mindegyik pontjában meghatározzuk az $\vec{E}_{atto}(\tau)$ és $\vec{H}_{atto}(\tau)$ függvényeket, melyek segítségével 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.

2.5. 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:

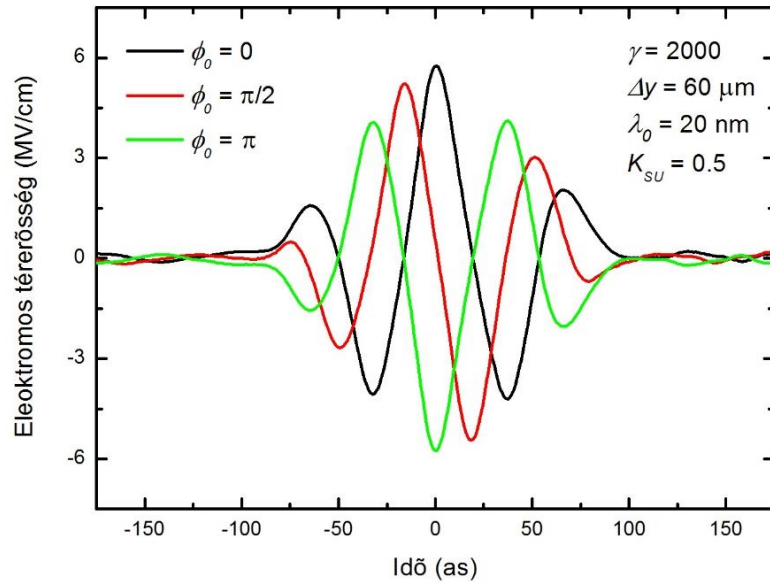
$$\vec{B} = (B_x(z), 0, 0); \quad B_x(z) = B_0 e^{-\frac{z^2}{2\sigma^2}} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{SU}} z + \varphi_0\right), \quad (10)$$

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. A feltételezett mágneses tér megvalósítása egyáltalán nem triviális, a problémával több tanulmány is foglalkozik [15]. Az eredmények alapján azonban elmondható, hogy megfelelően megválasztott mágnesek segítségével a kívánt tér kialakítható.



7. ábra: A keltett impulzus elektromos tere (piros) és a sugárzó undulátor mágneses tere (fekete) közötti hasonlóság ($K_{SU} = 0.5$; $\gamma = 2000$, az elektroncsomag kezdeti mérete (Δy) $60 \mu\text{m}$, a központi hullámhossz (λ_0) 20 nm)

A keltett impulzus esetében undulátor mágneses terének leírásában szereplő ϕ_0 értékének igen nagy jelentősége van. Mivel az impulzus lemásolja a mágneses tér alakját, ezért a fázisszög változtatásával beállítható az impulzus vivő- és burkolóhullámának maximuma közötti fáziskülönbség, az ún. vivő-burkoló fázis. Számos folyamat vizsgálata megköveteli a vivő-burkoló fázis pontos ismeretét, illetve a mérés épp ezen szög változásának megfigyelésén alapszik. A pumpa-próba módszerek során igen fontos, hogy a felhasznált impulzus jól reprodukálható legyen, mely magába foglalja a vivő-burkoló fázis stabilitását is. Az attoszekundumos impulzusok előállítására jelenleg alkalmazott technikákkal azonban ez a stabilitás nem kivitelezhető. Esetünkben a vivő-burkoló fázis elviekben tetszőlegesen megválasztható (8. ábra), a megválasztásnak csak a sugárzó undulátorban kialakuló mágneses tér állandó mágnesekkel való létrehozásának gyakorlati megvalósíthatósága szab határt.



8. ábra: A keltett impulzus alakja különböző vivő-burkoló fázis esetén, adott kezdeti paraméterekkel.

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

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

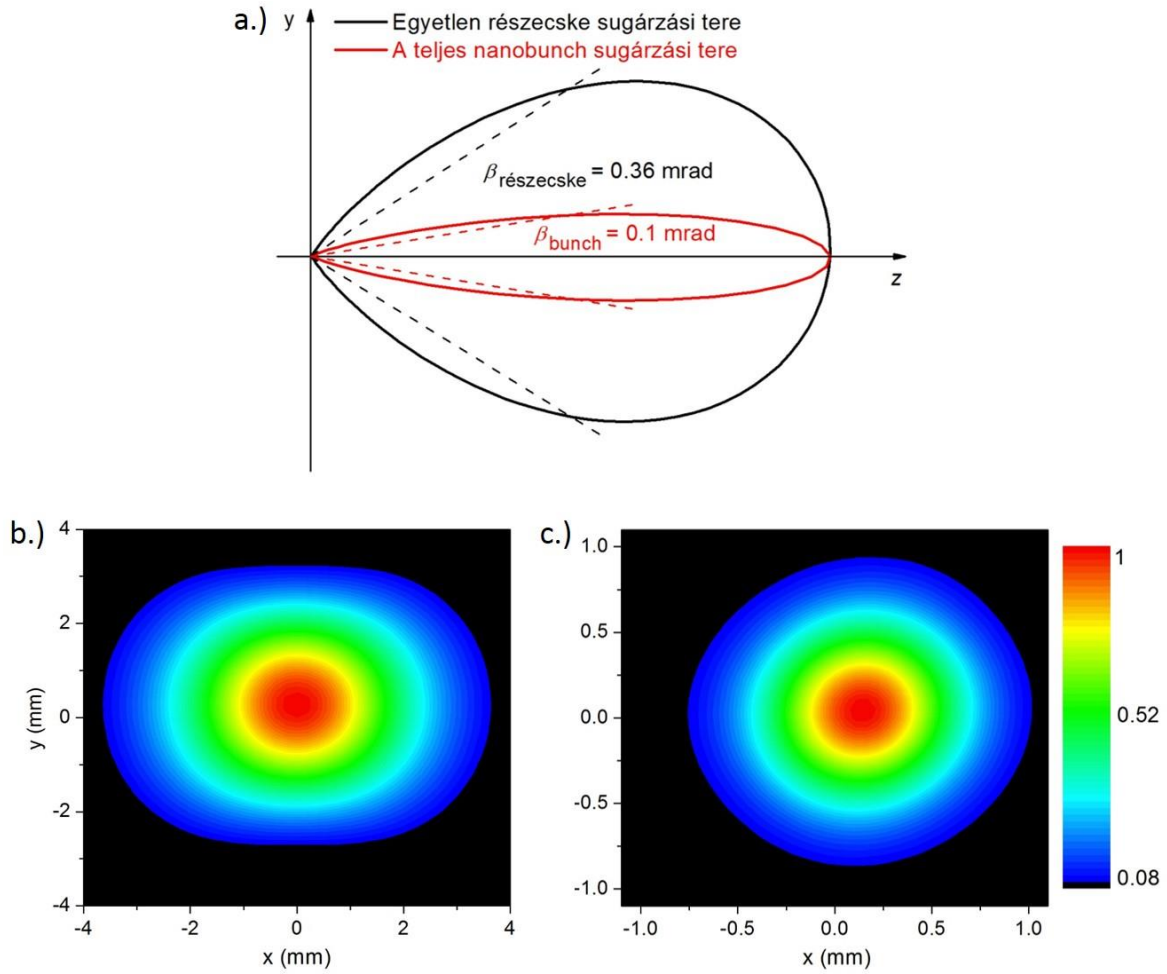
3. A kapott eredmények bemutatása

Számolásaink során – az előzőekben leírtak alapján – különböző beállítások, kezdeti paraméterek (pl. az elektroncsomag kezdeti mérete, a részecskék mozgási energiája, a sugárzó undulátor paraméterei) mellett figyeltük az impulzus legfontosabb tulajdonságainak változását: a sugárzás időbeli alakját, spektrumát, az impulzus energiáját, az energiasűrűség eloszlását. TDK munkám második részét ezen számolások futtatása, az eredmények kiértékelése jelentette.

Mivel a felhasználások során általában minél nagyobb energiájú, minél rövidebb impulzusokra van szükség, 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. (Ez természetesen kiküszöbölhető, amennyiben egyetlen nanobunchot állítunk elő, melynek feltétele, hogy a csomósításhoz jó karakterisztikával rendelkező, nagy energiájú, közel egyciklusú lézerimpulzust használjunk.) A következőkben a számolások során kapott eredményeket, megfigyelt összefüggéseket ismertetem.

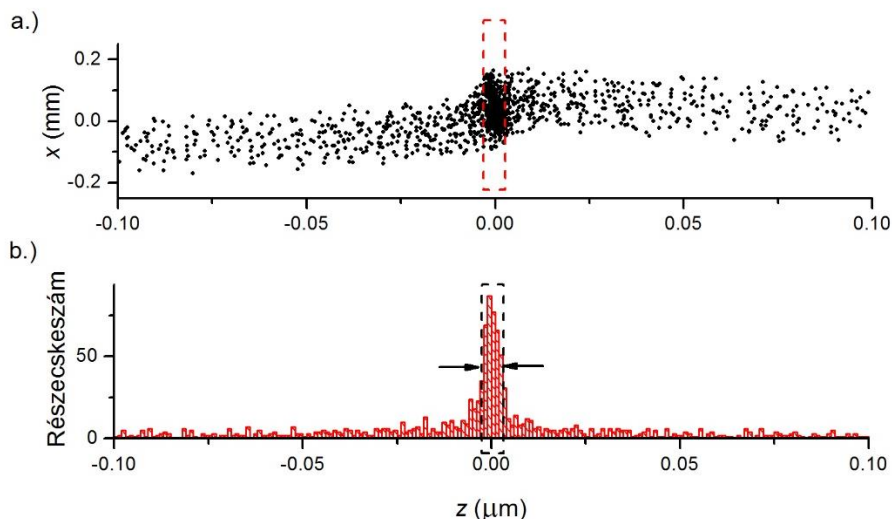
3.1. A keletkező impulzus energiájának optimalizálása

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 sugárzásának szuperpozíciójából áll elő. A részecskék a z tengelytől különböző távolságokra helyezkednek el, így sugárzásuk nem azonos fázisban találkozik. 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 (9/a ábra), a megfigyelési felületen kialakuló sugárzási folt átmérője jelentősen lecsökken (9/b és 9/c ábra). A sugárzás kioltódása energiavesztéssel, az előállítás hatásfokának romlásával jár.



9. ábra: A sugárzási tér alakulása egyetlen részecske és a teljes nanobunch esetén (a), egyetlen részecske (a) és a teljes nanobunch (b) energiasűrűség-eloszlása a megfigyelési felületen. ($\gamma = 2000$; $K_{SU} = 0.5$; $\lambda_0 = 20 \text{ nm}$)

Egy konkrét számolást alapul véve becslést is adhatunk az energiakioltódás mértékére. Számolásunk során használjuk az 1. táblázatban foglalt adatokat, vagyis legyen az elektroncsomag kezdeti hossza $60 \mu\text{m}$, az elektronok energiája 1000 MeV , az energiabizonytalanság mértéke 0.05% . A moduláló lézer teljesítménye 10 TW . Mivel jelen számolásunkban többciklusú moduláló lézerimpulzust használunk, ezért egy kezdeti elektroncsomagban a csomósítás következtében több lokális sűrűsödés, elektroncsomó alakul ki. Egy ilyen elektroncsomóban a részecskék sűrűség-eloszlása gauss eloszlással közelíthető, melynek maximuma a csomósodás fókuszpontjában van. A részecskék egy hányada elszórva helyezkedik el, becslésünkben azokat a részecskéket tekintjük a nanobunch-hoz tartozónak, melyek a gauss eloszlás félértékszélességén belül találhatók (10. ábra).



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

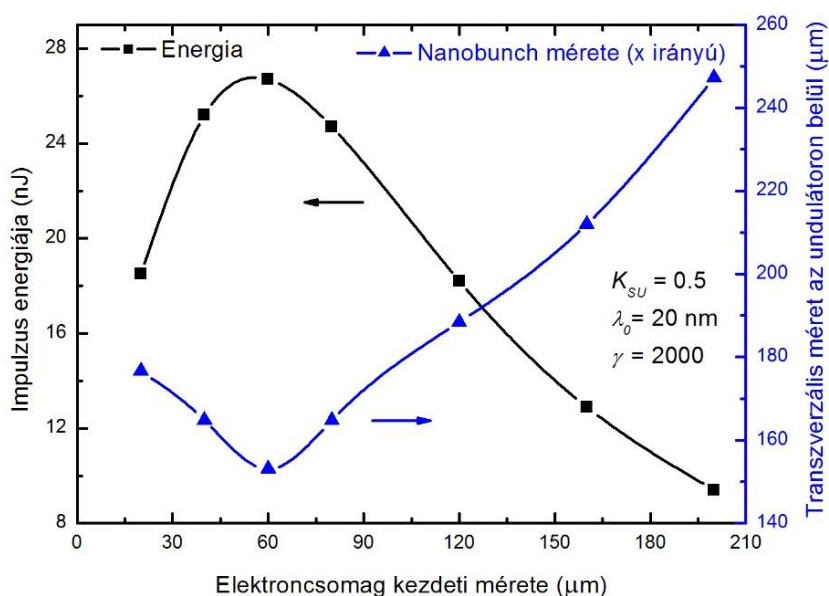
A fenti meghatározás alapján megközelítőleg 380 makrorészecske alkot egy nanobunchot, egy makrorészecske összesen 16125 elektrontól áll. Amennyiben az energiakioltódás mértéke nem lenne számottevő, a nanobunch energiája a részecskeszám növelésével négyzetesen növekedne. Esetünkben egyetlen makrorészecske 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 az igen számottevő különbség nagyrészt a nagyobb térszögek esetén bekövetkező energiakioltódásnak köszönhető.

A folyamat hatásfokának növeléséhez a kialakuló energiaveszteséget csökkentenünk kell, melyre több lehetőségünk is van. Az egyik lehetőség a nanobunch sugárzó undulátoron belüli méretének minimalizálása. A nanobunch transzverzális méretének 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. A longitudinális méret minimalizálásával bővíteni tudjuk azt a hullámhossz tartományt, melyen a keltett sugárzás hullámhosszána fele nagyobb, mint a nanobunch mérete, elkerülve a hosszanti irányban történő energiakioltódást. Ráadásul kisebb nanobunch méret mellett a részecskék sűrűbb elhelyezkedése miatt a sugárzási komponensek nagyobb térszögek esetén is kisebb

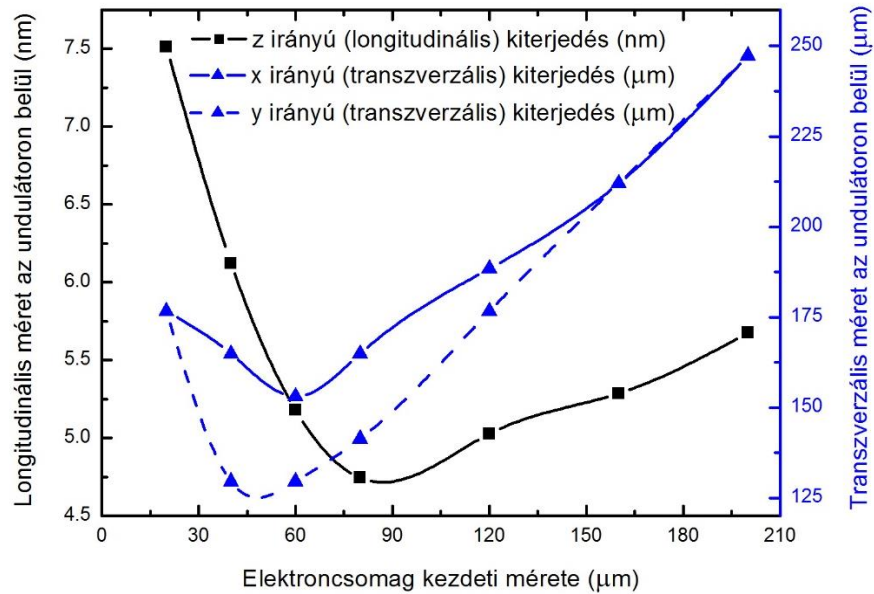
fáziskülönbséggel találkoznak, ami szintén csökkenti a kioltódás mértékét. Az energiaveszteség csökkentésének másik lehetősége, ha növeljük a részecskék energiáját. A maximális sugárzási szög $1/\gamma$ -val, így a sugárzás térszöge $1/\gamma^2$ -tel arányos. A részecskék energiájának növelésével az általuk kibocsátott sugárzás térszöge, s ezáltal az energiakioltódás mértéke is lecsökken. A vázolt lehetőségekkel mind az energiasűrűséget, mind az impulzus összenergiáját növelni tudjuk.

3.1.1. 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 méretét. Vizsgálva a fókuszpontban kialakuló nanobunch kiterjedését az elektroncsomag kezdeti transzverzális méretének függvényében, azt tapasztaltuk, hogy a nanobunch mind transzverzális, mind longitudinális kiterjedésének minimumát $60\ \mu\text{m}$ -es kezdeti méret körül veszi fel. A várakozásoknak megfelelően a keltett impulzus energiájára ezen kezdeti méret mellett kaptuk a legnagyobb értéket (11. és 12. ábra).



11. ábra: Az impulzus energiája (fekete) és a nanobunch sugárzó undulátoron belüli szélessége (kék) az elektroncsomag kezdeti méretének függvényében. ($\gamma = 2000$; $K_{SU} = 0.5$; $\lambda_0 = 20\ \text{nm}$)

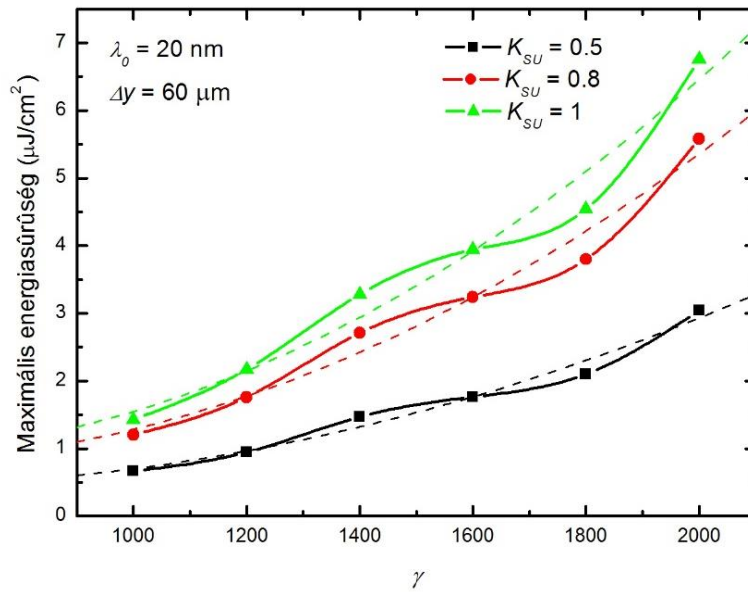


12. ábra: A nanobunch sugárzó undulátoron belüli kiterjedése mind transzverzális (x, y), mind longitudinális (z) irányban az elektroncsomag kezdeti átmérőjének függvényében.
($\gamma = 2000$; $K_{SU} = 0.5$; $\lambda_0 = 20$ nm)

A csomósodás során kialakuló nanobunch transzverzális mérete – a részecskék között fellépő taszító erő és az elektroncsomag normál emittanciája [16] miatt kialakuló széttartás miatt – nagyobb, mint az elektroncsomag kezdeti átmérője. Az elektroncsomag kezdeti mérete egy ideig arányos a csomósodás során bekövetkező kiszélesedés mértékével, tehát kisebb kezdeti méret kisebb sugárzó undulátoron belüli szélességet eredményez. A kezdeti méret bizonyos határ alá csökkentésével azonban az emittancia miatti divergencia-növekedés és a felerősödő Coulomb-erő hatására a csomósodás során bekövetkező kiszélesedés jelentőssé válik. Ennek következtében a kezdeti méret csökkentésével a nanobunch transzverzális mérete nem csökkenni, hanem növekedni fog. Szintén a megnövekedő Coulomb-erőknek tulajdonítható, hogy bizonyos kezdeti átmérő alatt a kialakuló nanobunch longitudinális méretében is ugrásszerű növekedés figyelhető meg. Az elektroncsomag kezdeti átmérőjét kb. 60 μm-nek választva elérhetjük, hogy a nanobunch sugárzó undulátoron belüli mérete a legkisebb legyen, s ezáltal minimalizálhatjuk az interferencia káros hatásait.

3.1.2. Az elektronok energiájának növelése

A nanobunch méretének minimalizálása mellett az energiakioltódás mértéke úgy is csökkenthető, ha növeljük az elektronok mozgási energiáját. Ekkor az egyes elektronok sugárzásának térszöge lecsökken, melynek köszönhetően kisebb lesz a teljes nanobunch sugárzásának divergenciája, így a sugárzás nagyobb hányada esik a koherens sugárzási folton belülre. Mivel a sugárzás térszöge $1/\gamma^2$ -tel arányos, így adott kelteni kívánt hullámhossz, undulátorparaméter és az elektroncsomag rögzített kezdeti mérete mellett a sugárzás energiasűrűségének maximuma γ^2 -tel arányosan változik (13. ábra).



13. ábra: Az impulzus maximális energiasűrűsége a γ függvényében három különböző undulátorparaméter mellett ($\lambda_0 = 20$ nm; $\Delta y = 60$ μm).
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, melybe behelyettesítve a fénysebesség értékét ($c = 299792458$ m/s) 112 m/s-os sebességnövekedést kapunk. Azt gondolhatnánk, hogy ez a különbség a rendkívül nagy sebességek miatt elhanyagolható, mégis azt tapasztaljuk, hogy

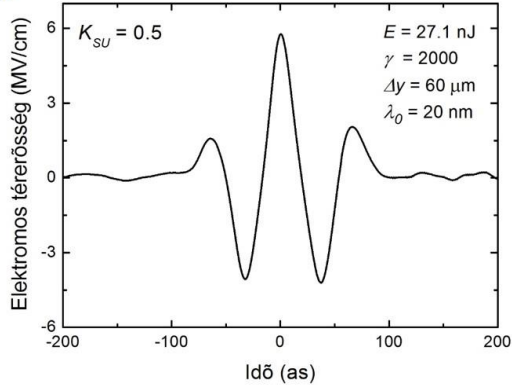
mindeközben a sugárzás energiasűrűsége négyszeresére növekszik. Nem annyira meglepő azonban ez az eredmény, ha belegondolunk, hogy ahhoz, hogy gamma értékét megkértszerezzük, még egyszer annyi energiát kellett közölnünk a részecskékkel, mint amennyivel 1000-es gammára gyorsítottuk őket.

Vizsgálódásunk végeredményeképp tehát azt kapjuk, hogy a sugárzás térszögének $1/\gamma^2$ -tel való arányossága miatt nagyobb energiasűrűséget, s ezzel együtt nagyobb impulzusenergiát kaphatunk, amennyiben a részecskék energiáját növeljük.

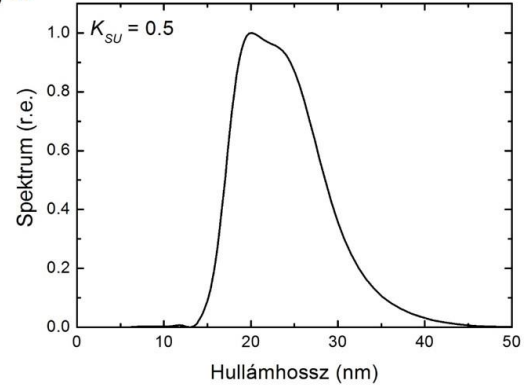
3.1.3. A sugárzó undulátor mágneses indukciójának növelése

Eddig a sugárzás energiájának alakulását csak a nanobunch és részecskéi paramétereinek függvényében vizsgáltuk. Az impulzus energiáját növelhetjük az által is, ha növeljük a sugárzó undulátor mágneses terének nagyságát, mely (1) alapján nagyobb undulátorparaméter megválasztását jelenti. Ekkor ugyanis a részecskékre ható Lorentz-erő megnő, mely a részecskék nagyobb gyorsulásához vezet. A nagyobb gyorsulás (6) 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 (14/a ábrák), a sugárzás spektrumában egyre nagyobb intenzitással jelennek meg a felharmonikus komponensek (14/b ábrák). Korábban láttuk, hogy ahol az egyes részecskék sugárzásainak útkülönbségei összemérhetővé válnak a sugárzás központi hullámhosszának felével, a sugárzás egy része kioltódik. A felharmonikusok hullámhosszai a központi hullámhossz felével, harmadával stb. egyeznek meg, így kioltódásuk már kis szögek esetén, sőt, a z tengely mentén is megtörténik. Az energiakioltódás tehát ezen komponenseket kiváltképp érinti, így felerősödésük további energiaveszteséggel jár.

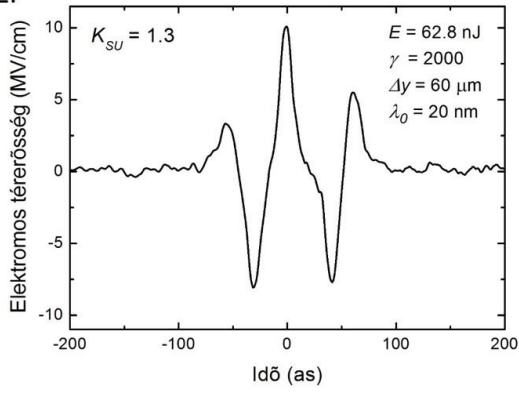
a/1.



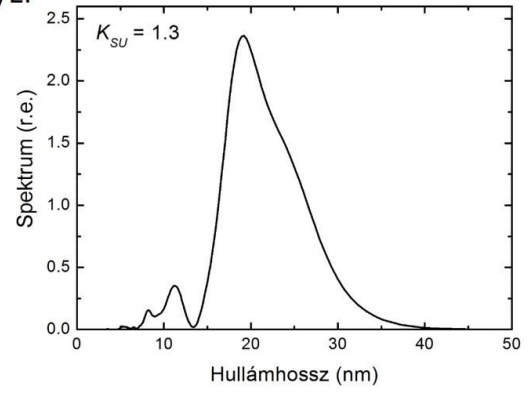
b/1.



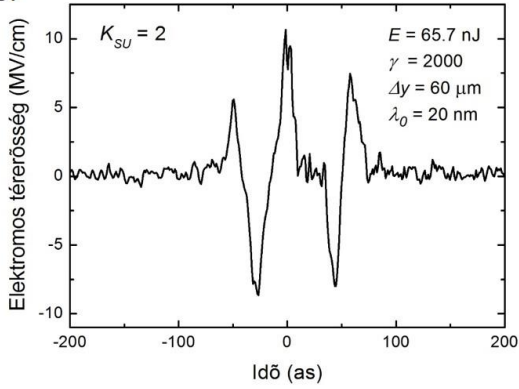
a/2.



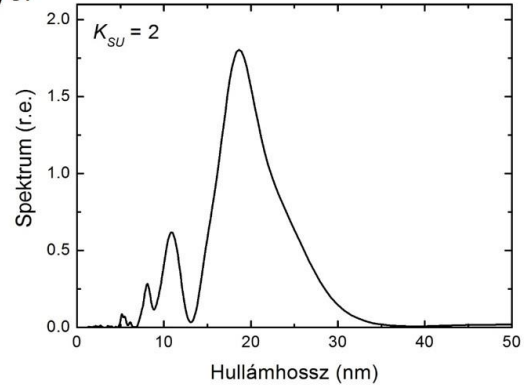
b/2.



a/3.

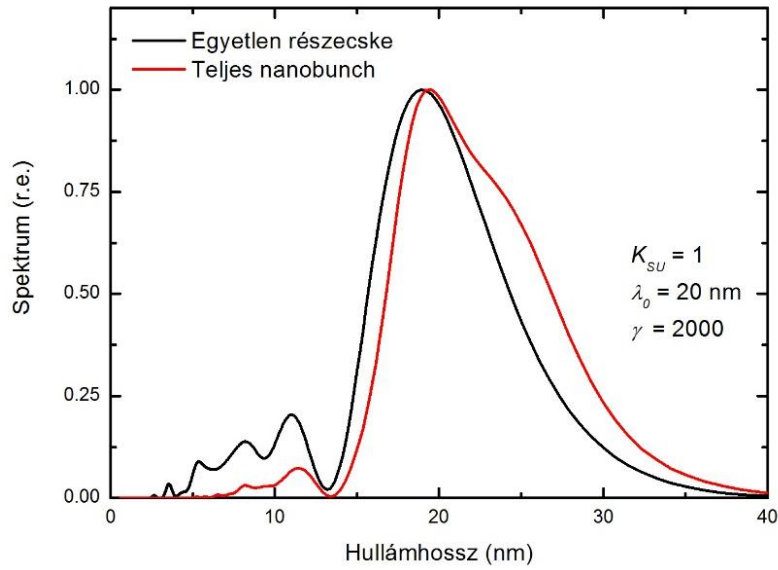


b/3.



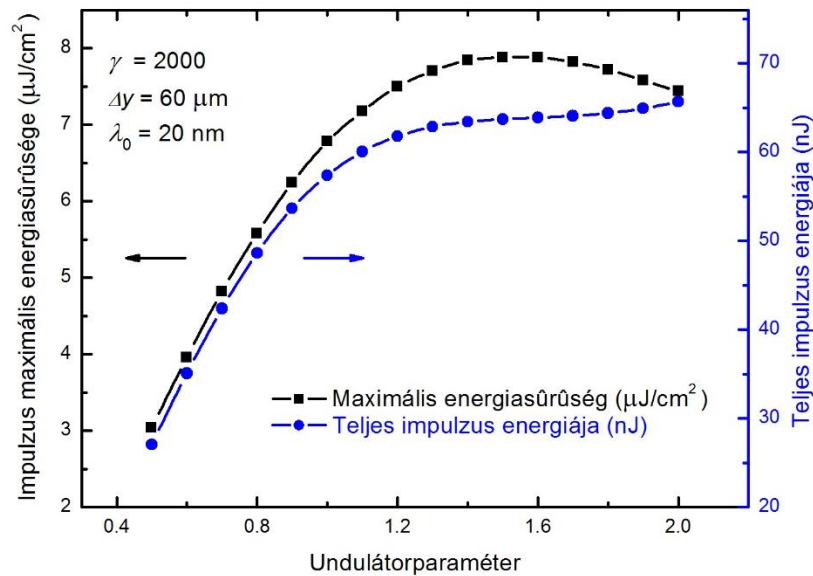
14. ábra: A keltett impulzus időbeli alakjának (a) és a sugárzás spektrumának (b) alakulása az undulátorparaméter növelésével. A spektrum intenzitása az egyes esetekben a $K_{SU} = 0.5$ -ös impulzus spektruma szerint normálva van feltüntetve.

A felharmonikus komponensek a nanobunch sugárzásában történő kioltódása jól látható, amennyiben összehasonlítjuk egyetlen részecske és egy teljes nanobunch sugárzásának spektrumát (15. ábra).



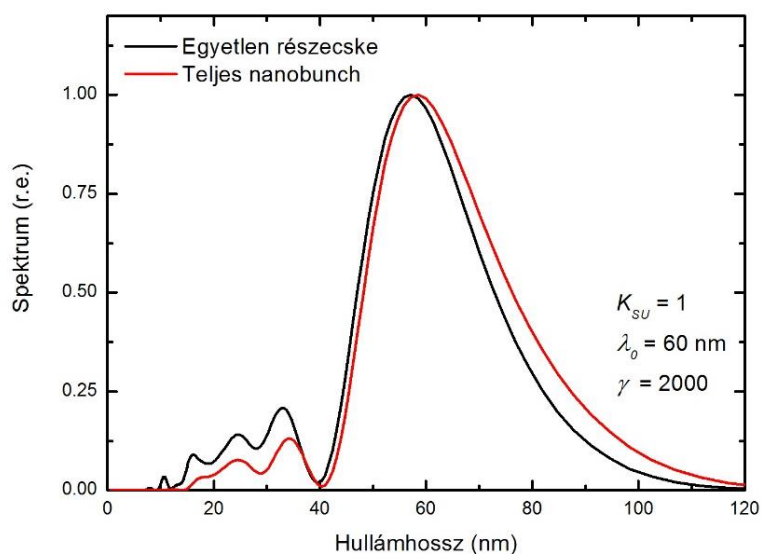
15. ábra: Egyetlen részecske (fekete) és a teljes nanobunch (piros) sugárzásának spektruma 20 nm-es központi hullámhosszon ($\gamma = 2000$; $K_{SU} = 1$)

Az energia mind nagyobb hányadának felharmonikus komponensekbe való áramlása miatt megnövekedő energiaveszteség 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 (16. ábra).

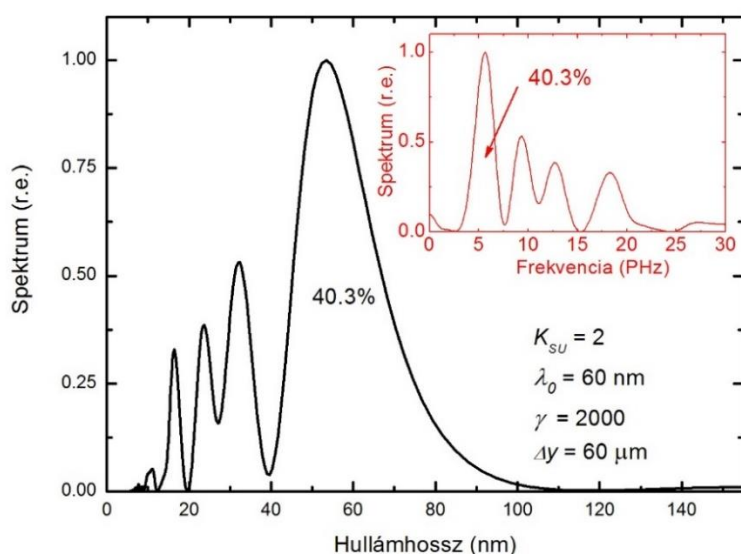


16. ábra: Az impulzus maximális energiasűrűsége (fekete) és összenergiája (kék) a sugárzó undulátor undulátorparaméterének függvényében. ($\gamma = 2000$; $\Delta y = 60 \mu m$; $\lambda_0 = 20 nm$)

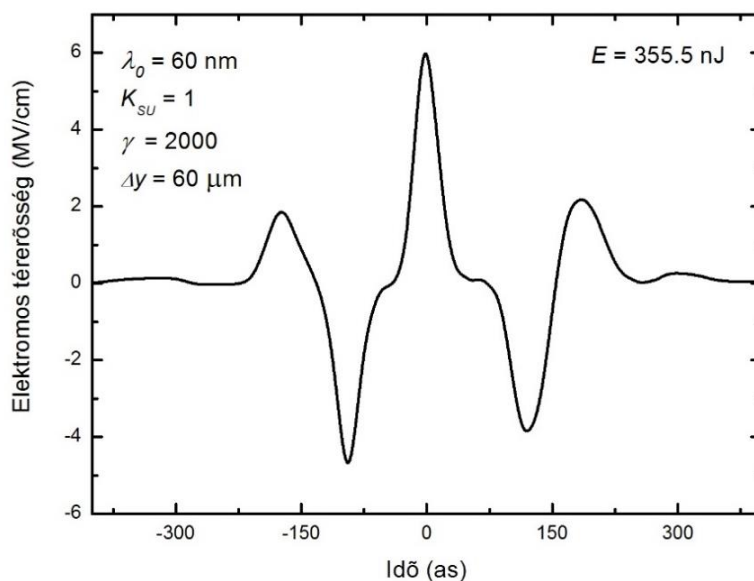
Nagyobb (pl. 60 nm-es) központi hullámhosszakon a sugárzás kioltódásának mértéke mind a fő, mind a felharmonikus hullámhossz-tartományban csökken, melynek hatására nagyobb impulzusenergiák érhetők el. A felharmonikusok kioltódásának csökkenése miatt a teljes nanobunch és egyetlen részecske sugárzási spektruma nagyobb hasonlóságot mutat (17. ábra), ami ahhoz vezet, hogy nagy undulátorparaméter esetén a keltett impulzus energiának igen jelentős hányada, akár 60 %-a a felharmonikus komponensekből származik (18. ábra). A felharmonikusok fölerősödésének hatására az impulzus időbeli alakja is torzulni fog, mely a felhasználások szempontjából hátrányt jelenthet (19. ábra).



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

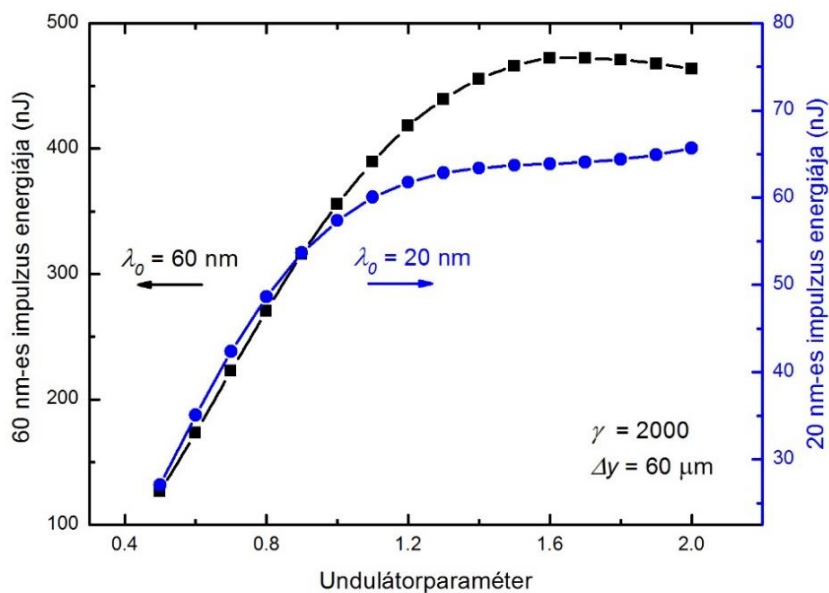


18. ábra: A nanobunch sugárzásának hullámhossz és frekvencia szerinti spektruma 60 nm-es központi hullámhosszon, $K_{SU} = 2$ esetén.



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

Az energiatelítődés jelensége nagyobb hullámhosszakon is megfigyelhető, az azonban jól látható, hogy a felharmonikusok kioltódásának mérséklődése miatt a telítődés csak nagyobb undulátorparaméter mellett következik be (20. ábra).



20. ábra: A keltett impulzus energiája az undulátorparaméter függvényében 60 nm-es (fekete) és 20 nm-es (kék) központi hullámhossz esetén. ($\gamma = 2000$; $\Delta y = 60 \mu\text{m}$)

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 felharmonikus komponensek felerősödése, a keletkező impulzus szabálytalanná válása pedig ronthatja az impulzus felhasználhatóságát.

3.2. Cirkulárisan polarizált impulzusok előállítása

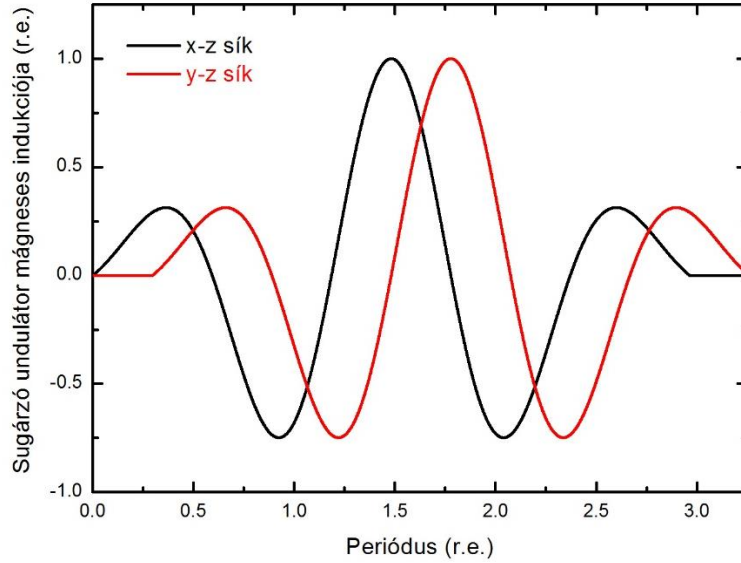
Az eddigiekben bemutatott eredmények lineárisan polarizált sugárzásra vonatkoztak, a felhasználások során azonban számos esetben előnyt élveznek a cirkulárisan polarizált impulzusok. Az általunk javasolt módszer kis változtatással könnyen alkalmazható cirkulárisan polarizált attoszekundumos impulzusok előállítására is. A változtatások programbeli megvalósítása képezte TDK munkám harmadik részét.

A sugárzó undulátorban a részecske – a (6)-os egyenletnek megfelelően – a mágneses tér által meghatározott gyorsulással arányos 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 azonban az undulátoron való áthaladása során változó teret érzékel. A csavarmozgás kialakulásához két, egymásra merőleges polaritású, több ciklusú mágneses mezőre van szükségünk, melyek alakjukban megegyeznek, azonban $\pi/2$ -vel el vannak tolva egymáshoz képest. Ehhez a (4)-ben, az $x - z$ síkban definiált, lineárisan polarizált sugárzás előállításához szükséges mágneses 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 (13):

$$\vec{B}_1 = (B_x(z), 0, 0); \quad B_x(z) = B_0 e^{-\frac{z^2}{2\sigma^2}} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{SU}} z + \varphi_0\right), \quad (12)$$

$$\vec{B}_2 = (0, B_y(z), 0); \quad B_y(z) = B_0 e^{-\frac{(z - \lambda_{SU}/4)^2}{2\sigma^2}} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{SU}} \cdot \left(z - \frac{\lambda_{SU}}{4}\right) + \varphi_0\right). \quad (13)$$

Az $x - z$ és $y - z$ síkban elhelyezkedő mágneses tér egymáshoz viszonyított alakját a 21. ábra szemlélteti.



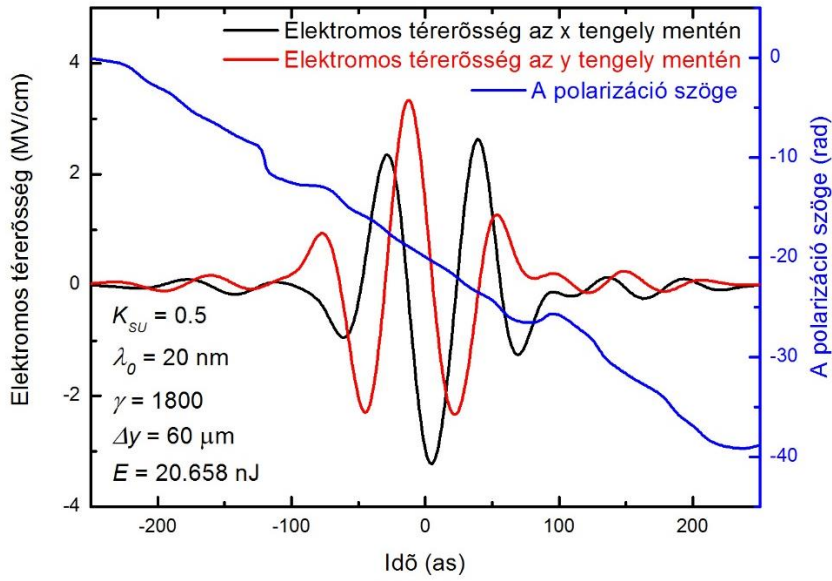
21. ábra: A sugárzó undulátor $x - z$ és $y - z$ síkban elhelyezkedő mágneses tere a maximális mágneses indukcióhoz és az undulátorperiódushoz viszonyított relatív egységekben.

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

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

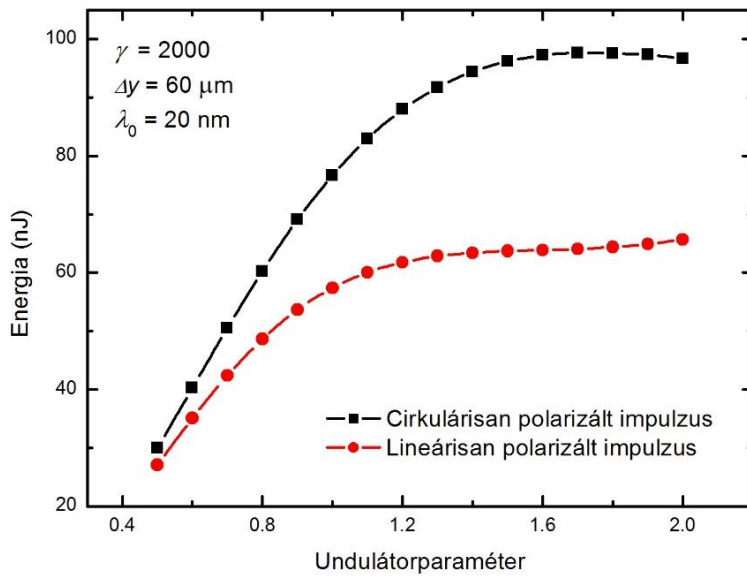
Az így meghatározott eredő mágneses mezőn keresztül haladva, a Lorentz-erő hatására a részecske az undulátoron belül a z tengely körül csavarmozgást végez, a pálya z tengelytől mért távolsága a mágneses indukció nagyságától és a részecske sebességétől függ. Az így kialakított pályának köszönhetően a 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, a megfigyelési felületen vett energiasűrűség eloszlását változatlan módon vizsgáltuk. A polarizáció vizsgálatához a programot kiegészítettem az x és y irányú elektromos térerősség nagyságából számolt, adott időpillanathoz tartozó polarizációs szög kiszámolásával. Így megfigyelhetővé vált a polarizációs szög változásának gyorsasága, egyenletessége (22. ábra).



22. 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 keltett cirkulárisan polarizált impulzusok energiája – azonos beállítások mellett – kb. másfélszer akkora, mint a korábban vizsgált lineárisan polarizált impulzusoké (23. ábra).



23. 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 előállítás mellett lehetőség nyílik néhány ciklusú, jól kontrollált, 50-100 as lefutású, 20-100 nJ összenergiájú cirkulárisan polarizált impulzus keltésére is.

4. Összegzés

Dolgozatomban igyekeztem átfogó képet adni egy, a Pécsi Tudományegyetemen jelenleg is folyó kutatásról, mely relativisztikus sebességgel mozgó részecskék által kibocsátott szinkrotronsugárzással keltett attoszekundumos impulzusok létrehozásának modellezésével foglalkozik. Arra törekedtem, hogy az elméleti leírás mellett bemutassam a kutatás eddigi eredményeit, jelenlegi állását. Mivel feladatom a részecskék sugárzó undulátorba történő belépését követő folyamatok vizsgálata, modellezése volt, ezért ezeknek a folyamatoknak mind az elmélet leírása, mind az eredmények bemutatása során nagyobb figyelmet szenteltem. A kutatás – és egyben saját vizsgálódásaim – főbb állomásainak sorrendjét követve keresztmetszetet adtam az eddigi eredményekből, kitérve az energianövelés problémájára (az elektroncsomag kezdeti méretének fontosságára, a részecskék energiájának, a sugárzó undulátor paramétereinek megfelelő megválasztására), a különböző központi hullámhosszú sugárzás keltésének lehetőségeire. Végezetül megmutattam, hogy – a sugárzó undulátor mágneses mezeje és a keltett sugárzás időbeli alakja közötti hasonlóságnak köszönhetően – a sugárzó undulátor megfelelő átalakításával cirkulárisan polarizált impulzus előállítására is lehetőség nyílik. Az eredmények alapján elmondható, hogy a bemutatott módszerrel előállított impulzusok alakja jól kontrollálható, vivő-burkoló fázisa szabályozható és stabil, valamint hogy néhány periódusú sugárzó undulátorral néhány ciklusú impulzusok kelthetők. A csomósítás következtében kialakuló igen vékony, akár 5 nm-es longitudinális kiterjedésű nanobunchoknak köszönhetően igen kicsi, akár 10 nm-es központi hullámhosszon is koherens sugárzás kapható, így akár 36 as-os impulzusok állíthatók elő. A keltett impulzus összenergiája a nanobunch és a sugárzó undulátor paramétereit, a kelteni kívánt hullámhossz függvényében néhány nJ-tól néhány 100 nJ-ig változik.

A dolgozat megírásával párhuzamos és jövőbeli vizsgálódásaink többek közt arra irányulnak, hogyan hozhatunk létre egy kezdeti elektroncsomagból egyetlen nanobunchot, mely által egyetlen impulzus állítható elő. Ezen kívül vizsgáljuk, mennyire érzékeny a keletkező impulzus a moduláló lézer energiabizonytalanságára, mennyire egyenletes az impulzusok ismétlési frekvenciája, mely vizsgálatok mind a felhasználhatóság javítását célozzák. Ezzel párhuzamosan két cikk előkészítésén dolgozunk, egy részletesebb publikáción, mely magába foglalja az eddig kapott eredményeket és egy rövidebb cikket, mely cirkulárisan polarizált impulzusok előállításának lehetőségével foglalkozik. A kutatásban végzett munkámat, feladataimat a Függelék 1. pontjában részletesen tárgyalom.

Függelék

I. Önálló munka bemutatása

A bemutatott kutatásba 2013 nyarán kapcsolódtam be, munkámat Tóth György irányítása alatt végeztem, aki később, a TDK-ra való készülés során témavezetőmmé vált. Első feladatomban a részecskék sugárzó undulátoron való áthaladását, a sugárzás keletkezését és összegzését modellező program C nyelven történő megírása volt. A program bemenő paraméterként egy szöveges file-ból beolvassa az undulátorba belépő nanobunch részecskéinek elhelyezkedését és sebességét, vagy ha egyenletes eloszlással és egyenlő sebességekkel kívánunk számolni, akkor generálja azt. Az eloszlás fajtája, a belépő nanobunchot leíró file neve, a sugárzó undulátorra, megfigyelési felületre, stb. vonatkozó adatok egy adatfile-ban adhatók meg (ld. a Függelék 2. pontját). A program ezt követően az (5) mozgásegyenlet Euler-módszerrel történő megoldásával kiszámolja a részecskék undulátoron belüli pályáját, és minden részecskéhez elment két adatsort: a sebességet és a megfigyelési pontba mutató vektor komponenseit. A részecskék repülési ideje, a számolás felbontása szintén az adatfile-ban állítható be. Ezután az elmentett adatokból (6) és (7) alapján, az időretardációt figyelembe véve a program kiszámolja a megfigyelési pontban az egyes részecskék által keltett sugárzás térerősségét, majd az egyes komponenseket az elméletben leírtaknak megfelelően összegzi. Az impulzus energiájának meghatározásához az összegzést nem csak egyetlen pontban, hanem egy, a sugárzás mérete szerint tetszőlegesen megválasztott nagyságú felület összes pontjában elvégzi, melyből integrálással meghatározza az energiasűrűséget és az összenergiát. A program a kiszámolt adatokat egy-egy szöveges file-ba írva adja vissza. További file-ok írása is elvégezhető, így megkaphatjuk egy-egy részecske pályáját, a részecske által az áthaladás során „érzett” mágneses teret, stb. A megírt program összesen 556 sorból áll, futási ideje a beállított paraméterektől függően 2-4 óra.

A program megírását követően feladatomban számolások futtatása, a kapott eredmények kiértékelése és összegzése volt különböző nanobunchok (különböző bemenő eloszlás file-ok), különböző központi hullámhosszak, eltérő undulátorparaméterek esetén. A kiértékelést főként az Origin program segítségével végeztem [18].

A számolások futtatásával párhuzamosan a cirkulárisan polarizált impulzusok előállításának modellezésével foglalkoztam. Ehhez a már megírt programban – a dolgozatban leírtaknak megfelelően – módosítottam a sugárzó undulátor mágneses terét, valamint a

programot kiegészítettem úgy, hogy az kiszámolja a keltett impulzus polarizációs szögének változását. Ezt követően feladatom a cirkulárisan polarizált impulzusokra vonatkozó számolások futtatása volt.

II. Programrészletek

a. A bemenő paramétereket tartalmazó adatfile

```
/**Diff-egyenlet:*/
```

```
T = 5.68e-10
```

```
dt = 3.41e-14
```

```
/**Megfigyeles*/
```

```
P = ( 0 0 8.0 )
```

```
felulet = 0
```

```
elhossz = 1.6e-3 1.6e-3
```

```
felbontas = 40 40
```

```
/**Attoszekundum*/
```

```
dtau = 1.0e-18
```

```
/**Undulator*/
```

```
lambda = 0.03413
```

```
periodus = 2.5
```

```
burkolo = 1
```

```
FWHM = 0.051195
```

```
fazis = 0
```

```
K = 1
```

```
gaussfile = gaussertek.txt
```

```
/**Elektron*/
```

```
szam = 968
```

```
meret = 16125
```

```
helyzet = ( 0 0 -0.04267 )
```

```
eloszl = 1
```

```
file = Flash5-30mic-g=1600.txt
```

```
/**Sajat eloszlas eseten*/
```

```

eloszlas = ( 0  0  0 )
terfogat = ( 1.0e-6  1.0e-6  1.0e-9 )
szam = 1001
meret = 1800
helyzet = ( 0  0  -1.5 )
gamma = 2000
sebesseg = ( 0  0  0.9998 )

```

b. A sugárzó undulátoron belüli mozgásegyenlet megoldása

```

for (i=0; i<N-1; i++)
{
    for (j=0; j<szam; j++)
    {
        /***impulzus leptetese***/
        p = szorz_sk((gamma[j]*meret*me), elektron[j].v);
        dp = szorz_sk((meret*e*dt), (keresztisz(elektron[j].v, gaussMagTer(B0, FWHM,
            elektron[j].r.z, lambda, fazis, und_eleje ))));
        p = osszead(p, dp);

        /***gamma leptetese***/
        p_absnegyzet = skalarsz(p,p);
        v_absnegyzet = p_absnegyzet/(meret*me*meret*me+p_absnegyzet/(c*c
            gamma[j] = 1/(sqrt(1-v_absnegyzet/(c*c))));

        /***sebesseg leptetese***/
        elektron[j].v = szorz_sk(1/(gamma[j]*meret*me), p);
        v_elektr[j][i+1]=elektron[j].v;

        /***helykoordinatak leptetese***/
        elektron[j].r = osszead(elektron[j].r,szorz_sk(dt,elektron[j].v));
        R0[j][i+1] = kivon(P,elektron[j].r);
    }
}

```

c. A sugárzási komponensek számolása

```

for (i=0; i<N-1; i++)
{
    for (j=0; j<szam; j++)
    {
        a = szorz_sk(1/dt,kivon(v_elektr[j][i+1],v_elektr[j][i]));
        R = osszead(R0[j][i+1],kivon(Q,P));
        R_abs = abs(R);

        vect = kivon(R, szorz_sk(R_abs/c,v_elektr[j][i+1]));

        konst = (R_abs-1/c*skalarsz(R,v_elektr[j][i+1]))*(R_abs-1/c*skalarsz
(R,v_elektr[j][i+1])) *(R_abs-1/c*skalarsz(R,v_elektr[j][i+1]));

        E[j][i+1].r = osszead(szorz_sk(e*meret/(4*M_PI*permitt*konst)*(1-skalarsz
(v_elektr[j][i+1],v_elektr[j][i+1]))/(c*c)),vect),szorz_sk
(e*meret*permeab/(4*M_PI*konst),keresztisz(R,keresztisz(vect,a))));

        dt_ = dt-v_elektr[j][i+1].z/c*dt;

        E[j][i+1].t = E[j][i].t+dt_;
    }
}

```

d. A sugárzási komponensek összegzése

```

for (k=0; k<N2; k++)
{
    E_atto.r = null_v;
    H_atto = null_v;
    for (j=0; j<szam; j++)
    {
        if (E[j][0].t<ido)
        {
            i=M[j];
            while ( E[j][i].t<=ido && i<N)
                i++;
            if (i<N)
            {
                E_atto.r = osszead(E_atto.r,osszead(E[j][i-1].r,szorz_sk((ido-E[j][i-1].t)/
(E[j][i].t-E[j][i-1].t),kivon(E[j][i].r,E[j][i-1].r))));
            }
        }
    }
}

```

```

        H_atto = osszead(H_atto,osszead((szorz_sk(1/(permeab*c),
        keresztsz(szor_z_sk(1/abs(osszead(R0[j][i-1],kivon(Q,P))),osszead
        (R0[j][i-1],kivon(Q,P))),E[j][i-1].r))),szorz_sk((ido-E[j][i-1].t)/(E[j][i].t-E[j][i-1].t),
        kivon(szor_z_sk(1/(permeab*c),keresztsz(szor_z_sk(1/abs(osszead(R0[j][i],
        kivon(Q,P))),osszead(R0[j][i],kivon(Q,P))),E[j][i].r))),szorz_sk(1/(permeab*c),
        keresztsz(szor_z_sk(1/abs(osszead(R0[j][i-1],kivon(Q,P))),osszead(R0[j][i-1],
        kivon(Q,P))),E[j][i-1].r))))));

        M[j]=i;
    }
}
}
E_atto.t = ido;
if (k>0)
    poynting += (konst+abs(keresztsz(E_atto.r, H_atto))*dtau/2;
    konst = abs(keresztsz(E_atto.r, H_atto));
    ido+=dtau;
}

```

e. A sugárzó undulátor mágneses tere cirkulárisan polarizált impulzus esetén

```

vector x_gaussMagTer (double B0, double FWHM, double z, double lambda, double fazis,
double x_und_eleje)
{
    vector ertek;
    double szigma;
    szigma = FWHM/(2*sqrt(2*log(2)));
    if (z < x_und_eleje || z > -x_und_eleje)
    {
        ertek.x = 0;
        ertek.y = 0;
        ertek.z = 0;
    }
    else
    {
        ertek.x = B0*exp(-pow(z,2.0)/(2*pow(szigma,2.0)))*cos((2*M_PI*z/lambda)+fazis);
        ertek.y = 0;
        ertek.z = 0;
    }
    return (ertek);
}

```

```

vector y_gaussMagTer (double B0, double FWHM, double z, double lambda, double fazis,
double x_und_eleje)

```

```

{
    vector ertek;
    double szigma;
    szigma = FWHM/(2*sqrt(2*log(2)));
    if (z < x_und_eleje+lambda/4 || z > -x_und_eleje+lambda/4)
    {
        ertek.x = 0;
        ertek.y = 0;
        ertek.z = 0;
    }
    else
    {
        ertek.x = 0;
        ertek.y = B0*exp(-pow(z-lambda/4,2.0)/(2*pow(szigma,2.0)))*cos((2*M_PI*(z-
lambda/4)/lambda)+fazis);
        ertek.z = 0;
    }
    return (ertek);
}

```

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] R. Lopez-Martens et al., Phys Rev Lett. 97 033001 (2005)
- [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, ISBN 978-3-540-79571-1 (2008)
- [7] J. D. Jackson: Klasszikus elektrodinamika 2. kiadás, Typotex, ISBN 978 963 279 086 2 (2010)
- [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, ISBN 978-963-279-701-4 (2002)
- [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, ISBN 963 19 5577 x (2005)
- [18] <http://www.originlab.com>