

## TERAHERTZES IMPULZUSOK ELŐÁLLÍTÁSA LEKÉPZÉS NÉLKÜLI MIKROSTRUKTURÁLT LÍTIUM-NIOBÁT KRISTÁLYBAN

Illés Gergő<sup>1</sup>, Sarkadi Balázs<sup>1</sup>, Mészáros Anna<sup>1</sup>, Tibai Zoltán<sup>1</sup>, Pálfalvi László<sup>1</sup>, Almási Gábor<sup>1,2</sup>, Hebling János<sup>1,2,3</sup>, Tóth György<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>PTE-TTK Fizikai Intézet, 7624 Pécs, Ifjúság u. 6, Magyarország

<sup>2</sup>Szentágotthai János Kutatóközpont, 7624 Pécs, Ifjúság u. 20, Magyarország

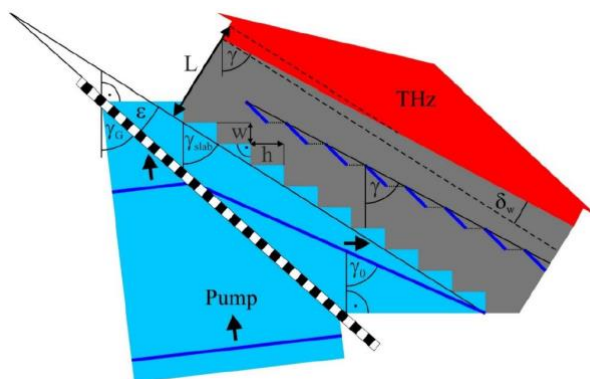
<sup>3</sup>MTA-PTE Nagyintenzitású Terahertzes Kutatócsoport, 7624 Pécs, Ifjúság u. 6, Magyarország

DOI: <https://doi.org/10.14232/kvantumelektronika.9.15>

### 1. Bevezetés

A nagy energiájú terahertzes (THz-es) impulzusok generálására széles körben elterjedt módszer ultrarövid lézerimpulzusok optikai egyenirányítása lítium niobát (LN) kristályban döntött impulzusfrontú gerjesztést alkalmazva [1]. A nagy energia mellett nagy csúcstérerősséggel (>1 MV/cm) rendelkező THz-es impulzusok a nemlineáris spektroszkópia mellett [2] egyre ígéretesebbnek tűnnek részecskegyorsításra [3] [4], vagy akár alakformált attosekundumos impulzusok létrehozására [5].

Utóbbi két alkalmazás esetén felvetődött az eddigieknél is nagyobb energiájú THz-es impulzusok előállításának szükségessége. Bár a döntött impulzusfrontú technikának köszönhetően mára rutinszerűvé vált a nagy energiájú THz-es impulzusok előállítása, az energia további növelése nem látszott megoldhatóknak. Ez három fő okra vezethető vissza: egyrészt a prizma alakú kristály, amiben a THz-es impulzus keletkezik, olyan THz-es nyalábot tud csak létrehozni, melynek térerősségfutamása a keresztmetszet mentén inhomogén. Másrészt a szükséges nagy impulzusfront dőlési szög jelentős szögdiszperzióval jár együtt, mely a keltő impulzus hosszának és ezzel együtt csúcshintenzitásának gyors változását eredményezi a keltés során. Harmadrészt a leképzési hibák is jelentős korlátozó tényezőként jelennek meg. Ezen korlátozó hatások enyhítése, vagy megszüntetése érdekében több megoldás is született az elmúlt években [6] [7] [8].



1. ábra. Leképzés nélküli NLES sematikus ábrája. A sötétkék vonalak a pumpa impulzusfrontját mutatják be három különböző időpillanatban (diffrakciós rács előtt, diffrakció során és a kristályban). [8]

Az egyik ilyen, kifejezetten rövid pumpáló impulzusok esetén jól alkalmazható megoldás a leképzés nélküli NLES (NonLinear Echelon Slab), mely elrendezés sematikus rajzát az 1. ábra mutatja be. Ebben az esetben a kristály pumpa oldali felületén tipikusan 50-70  $\mu\text{m}$  széles lépcsős kristályszerkezetet, úgynevezett echelon-rácsot alakítunk ki. Ezzel elkerülhetővé válik a – hagyományos döntött impulzusfrontú technikánál használt – nagy ( $63^\circ$  körüli) ékszög használata. Az echelon-rács alkalmazása abban a speciális esetben, amikor (a transzmissziós optikai rácson történő diffrakció eredményeként) az echelon-rács előtt az impulzusfront dőlés mértéke megegyezik a

hatékony THz keltés érdekében a LN kristályban elérendő  $63^\circ$  dőléssel, lehetővé teszi plán-parallel LN kristály alkalmazását. Fontos megjegyezni, hogy a hagyományos döntött impulzusfrontú elrendezés esetén a pumpáló impulzus frontjának  $77^\circ$  dőléssel kell rendelkeznie a LN kristályba történő belépés előtt. A két szög tangensének aránya a LN csoport-törésmutatójával, 2,25-el egyezik meg.

A fenti mértékben kisebb dőlési szög  $2,25^2 = 5,06$ -szor lassúbb impulzushossz-változást eredményez a LN kristályban. Az optikai rács és a LN kristály között leképzést használva, ez a speciális elrendezés megvalósítható úgy, hogy a LN kristály plán-parallel [7,9]. Azonban a leképzés kb 2 cm-es felső határt szab a pumpáló nyaláb átmérőjére. Az 1. ábra szerinti, leképzés nélküli NLES esetén leképzési hibák nyilván nem lépnek fel, de ekkor a LN-nak ékesnek kell lenni, legalábbis abban az esetben, ha a transzmissziós rácsot az 1. ábra szerinti szimmetrikus (Littrow) elrendezésben használjuk. Ekkor  $\delta_w = 9,5^\circ$  fokos LN-t kell használni [8]. Ez az elrendezés 4 cm pumpáló foltátmérő alkalmazását teszi lehetővé [8].

## 2. Eredmények

Annak érdekében, hogy a pumpáló nyaláb méretét, és azzal az elérhető THz-es energiát tovább növelhessük megvizsgáltuk azt a lehetőséget, hogy a leképzés nélküli esetben a transzmissziós rácsot nem szimmetrikus elrendezésben használjuk. Nyilvánvaló, hogy abban az esetben, ha a pumpáló nyaláb merőlegesen érkezik a rácsra, akkor a rács párhuzamos lehet a LN belépő felületével ( $\varepsilon = 0^\circ$ ), és a LN plán-parallel lehet ( $\delta_w = 0^\circ$ ). Ennek megvalósításához 1030 nm-es pumpálási hullámhossz esetén olyan rácsot kell használnunk, melynek karcolatsűrűsége 868 vonal/mm. Numerikus számításokkal megmutattuk, hogy ilyen elrendezés esetén a rács diffrakciós hatásfoka mindössze 33%.

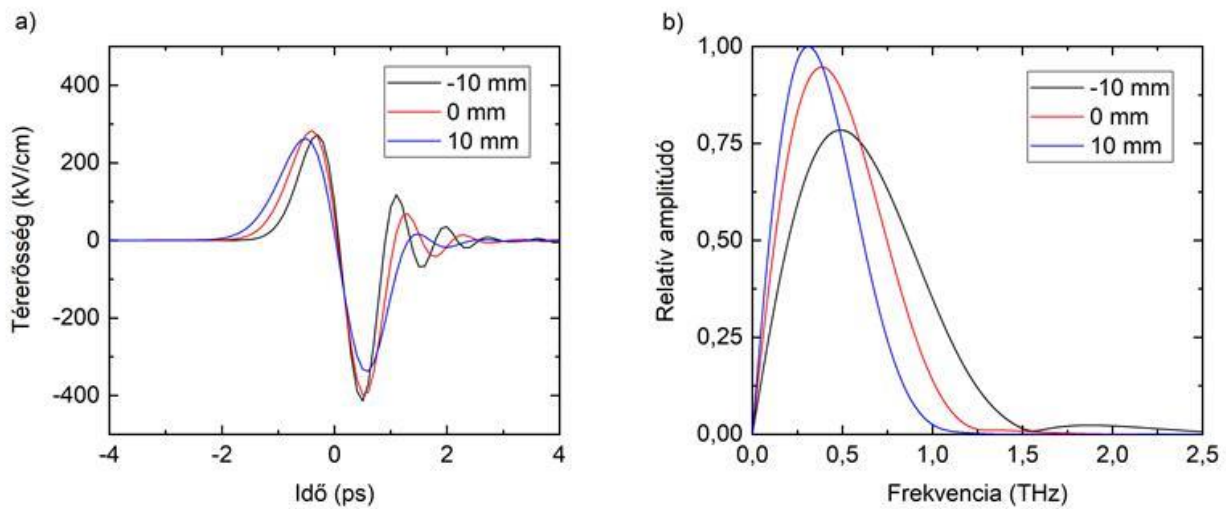
Jól látszik tehát, hogy a diffrakciós veszteségek elkerülése érdekében olyan rácsot és elrendezést kell használni, mely esetben a rácsra való beesés közel van a rács adott hullámhosszhoz tartozó Littrow-szögéhez. Ez ugyanakkor azt is jelenti, hogy a pumpa nem merőlegesen fog a diffrakciós rácsra esni, ezért vagy a rács és az NLES pumpa felőli oldala, vagy az NLES elő-és hátoldala nem lehet párhuzamos egymással.

A következőkben, a [8]-as referenciában használt numerikus modellt felhasználva bemutatjuk, hogy Littrow-szögű elrendezés, illetve Littrow-szögtől eltérő elrendezések esetén milyen impulzusalakok és milyen hatásfokú THz-generálás érhető el. A szimulációban a pumpáló lézer központi hullámhossza  $\lambda_0 = 1030$  nm, impulzushossza  $\Delta t = 200$  fs, csúcsintenzitása:  $I_0 = 70 \frac{\text{GW}}{\text{cm}^2}$ .

### a.) Littrow-szögű elrendezés

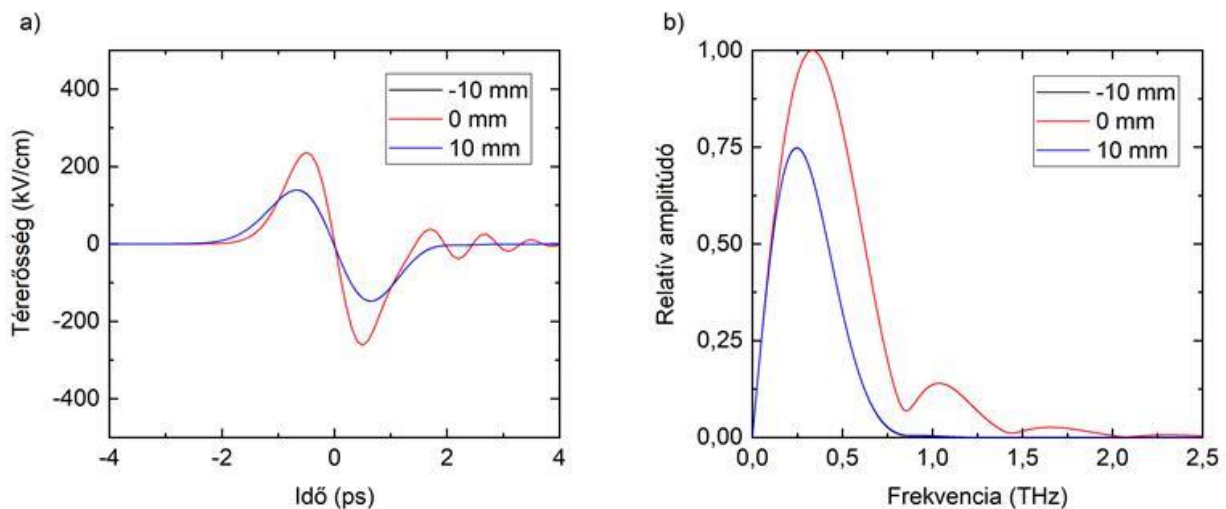
Az az eset, amikor a diffrakciós rács és az NLES rács felőli oldala párhuzamos és a pumpa Littrow-szögben éri a rácsot, 1570 vonal/mm-es karcolatsűrűségű ráccsal érhető el. Ilyenkor a diffrakciós hatásfok 87%, az NLES ékszöge  $\delta_w = 9,5^\circ$ .

A 2. ábra mutatja be a létrehozható THz-es impulzus térerősségfutását és spektrumát a THz-es nyaláb keresztmetszetének három különböző részén (a közepén, illetve attól 10 mm-re balra és jobbra). Az ábrákon látható, hogy az elrendezés által keltett THz-es impulzus spektruma a pumpa szimmetriatengelyétől a kristály vastagabb részei felé haladva (10 mm) eltolódik az alacsonyabb frekvenciák irányába. Ennek oka a kristály THz-es abszorpciójának növekedése a magasabb frekvenciák esetén. A hatást a térerősségfutásokon is megfigyelhetjük. A THz-keltés hatásfoka ebben az esetben 2,2 %.



2. ábra. Littrow szögű elrendezés esetén a keletkező THz-es impulzus térerősséglefutása (a) és spektruma (b) különböző pontokban a nyaláb keresztmetszete mentén. A rács és az NLES pumpa felőli oldala párhuzamos.

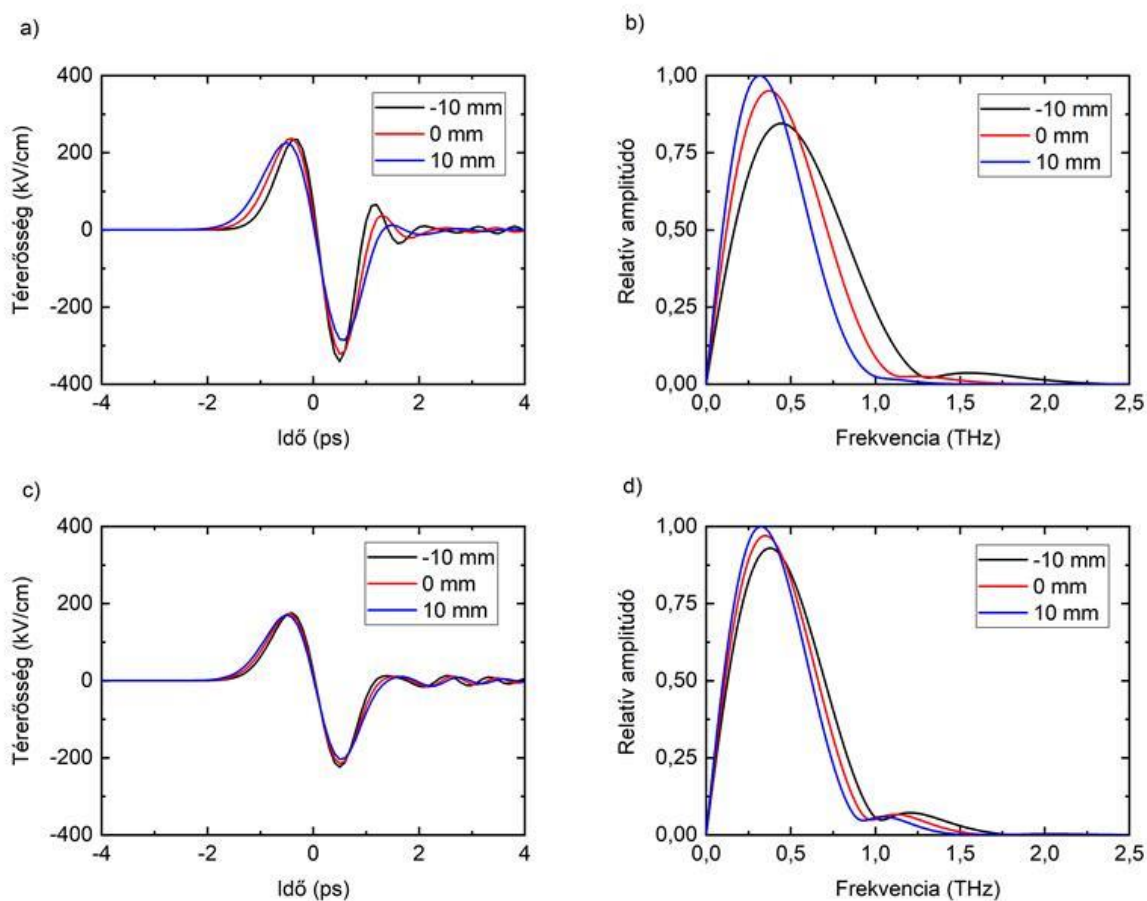
Ahogy arról már szó esett Littrow-szögű beesés esetén, olyan elrendezés is megvalósítható, hogy az NLES oldalfalai párhuzamosak. Ehhez 1370 vonal/mm karcolatsűrűségű rácsra van szükség, mely 92%-os diffrakciós hatásfokkal működik. A rács és a kristály pumpa oldali felülete közti szög:  $\varepsilon = 18^\circ$ . A számolások eredményét a 3. ábra foglalja össze. Látható, hogy a pumpa szimmetriatengelyétől egyforma távolságokra eltérve a térerősségek és a spektrumok fedésben vannak egymással. Ez abból ered, hogy a pumpa olyan előcsörppel rendelkezik, hogy az a fourier-limitált impulzushosszt a kristály és a nyaláb közepén érje el. Mivel nem használunk leképzést, jelen esetben a pumpa jelentős térbeli csörppel rendelkezik. Ez a csörp azonban ebben az esetben szimmetrikus a pumpa középvonalára. Az elrendezés hatásfoka 1,3%, ami az előző eset 60%-a. Az eredményekből látszik, hogy Littrow-szögű elrendezés esetén nem használható párhuzamos falú kristály, ha a keresztmetszet mentén homogén térerősséglefutást szeretnénk megkövetelni. Hogy az ékszöveget mégis mérsékelni tudjuk, megvizsgáltuk, hogy milyen impulzusalakokat és keltési hatásfokot érhetünk el, amennyiben nem követeljük meg a Littrow-szögű beállítást. A továbbiakban ezeket az eredményeket mutatjuk be.



3. ábra. Littrow szögű elrendezés esetén a keletkező THz-es impulzus térerősséglefutása (a) és spektruma (b) különböző pontokban a nyaláb keresztmetszete mentén. A kristály oldalfalai párhuzamosak.

## b.) Littrow-szögtől eltérő elrendezés

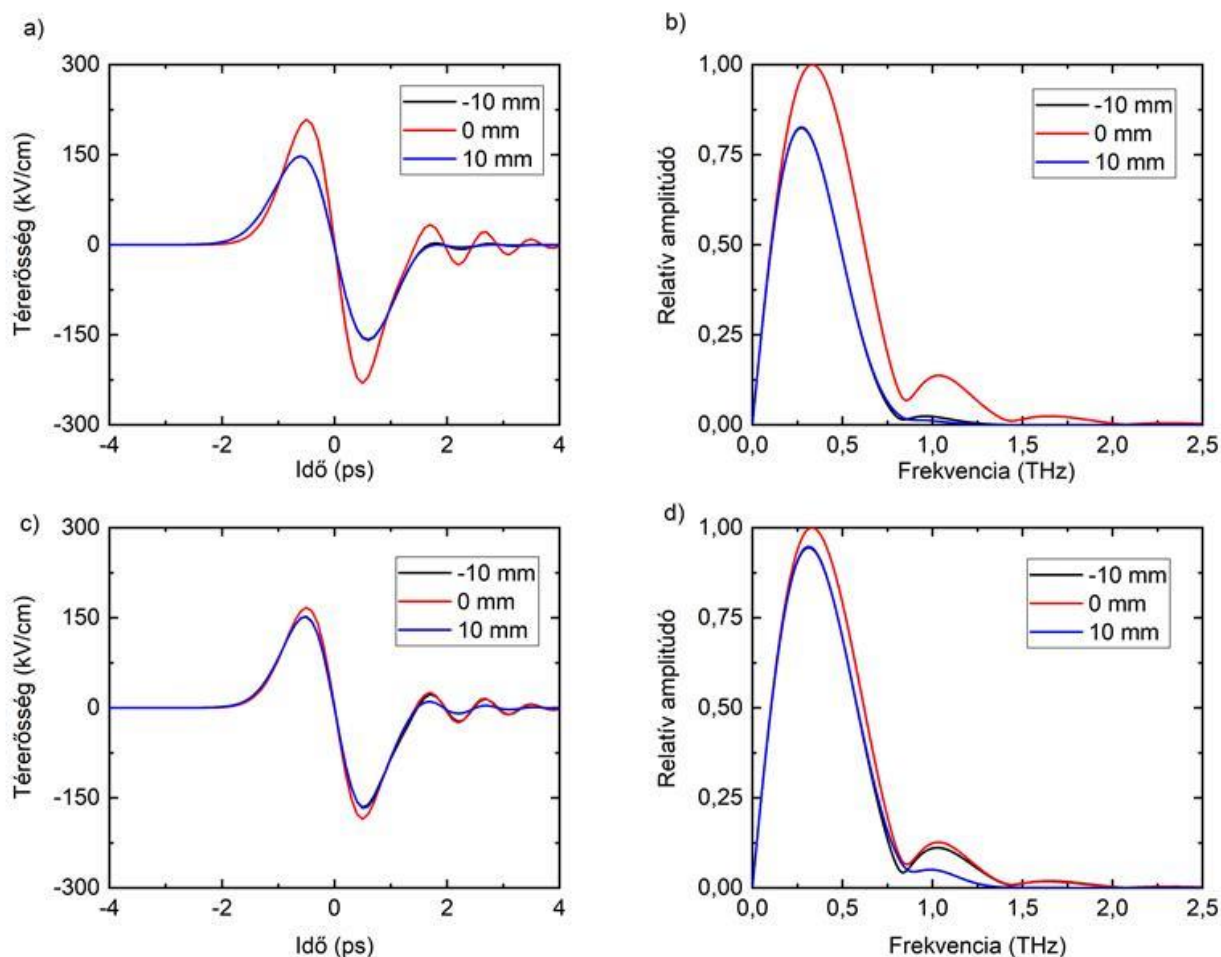
A 4. ábrán láthatóak azok az eredmények, amikor a rács párhuzamos a kristály rács felőli felületével és a pumpa impulzus  $10^\circ$ -al (a,b ábrák), illetve  $20^\circ$ -al (c,d ábrák) tér el a Littrow-szögtől. Ezen esetekben a rács karcolatsűrűsége 1360, illetve 1075 vonal/mm. A pumpa rácsra való beesési szöge  $34,6^\circ$ , illetve  $13,6^\circ$ . Az NLES ékszöge  $6,6^\circ$ , valamint  $2,7^\circ$ . Az eredményeken jól látható, hogy minél párhuzamosabbak a falak, annál homogénebb THz-es sugárzás állítható elő. A rács diffrakciós hatásfoka az első esetben ( $10^\circ$ -os Littrowtól való eltérés esetén) 72,7%, a másodikban ( $20^\circ$ -os Littrowtól való eltérés esetén) 46,3%. Ezen veszteségeket is figyelembe véve a THz keltés hatásfoka a rendre 1,5%, és 0,8%. Ugyan a 0,8% elfogadható kompromisszumnak tűnik, azonban figyelemmel kell lenni arra is, hogy a rács 46,3%-os első rendű diffrakciós hatásfoka azt is jelenti egyben, hogy a pumpa energiájának túlnyomó része a nulladik, vagy a magasabb rendekben fog megjelenni, mely nyalábok szintén bejutnak a kristályba és negatívan befolyásolhatják a THz-es impulzus alakját és a keltés hatásfokát.



4. ábra. Littrow szögtől  $10^\circ$ -os (a, b), illetve  $20^\circ$ -os (c,d) eltérés esetén a keletkező THz-es impulzus térorosséglefutása (a, c) és spektruma (b,d) különböző pontokban a nyaláb keresztmetszete mentén. A diffrakciós rács és a kristály rács felőli oldala párhuzamos.

Az 5. ábrán azokat az eredményeket mutatjuk be, amikor a kristály falai párhuzamosak. Ilyenkor a megfelelő elődöntés létrehozására 1225 vonal/mm-es, illetve 1025 vonal/mm-es karcolatsűrűségű rácsot kell használnunk a Littrow-szögtől való  $10^\circ$ -os (a és b ábra), illetve  $20^\circ$ -os (c és d ábra) eltérések esetén. Az előző esethez hasonlóan minél közelebb vagyunk a  $26,5^\circ$ -os Littrow-szögtől való eltéréshez (amikor a pumpa merőlegesen esik a rácsra és mind a rács, mind a kristály oldalai

párhuzamosak egymással), annál inkább homogén térerősségfutásokat kapunk. Ezekben az esetekben a térbeli csörp mértéke egyre kisebb mértékű. A diffrakciós hatásfokok az egyes esetekben: 75,4%, illetve 49,5%. A THz-generálás hatásfoka 1%, illetve 0,7%.



5. ábra. Littrow szögtől 10°-os (a, b), illetve 20°-os (c,d) eltérés esetén a keletkező THz-es impulzus térerősségfutása (a, c) és spektruma (b,d) különböző pontokban a nyaláb keresztmetszete mentén. A kristály oldalfalai párhuzamosak.

### 3. Összegzés

A bemutatott elrendezések közül mind homogenitás, mind az előállított impulzusalak tekintetében azon eseteket tartottuk a legjobbaknak, ahol a rács és a kristály pumpa oldali felülete párhuzamos. Ezt az esetet emelte ki [8]-as közlemény is, melyben csak Littrow-szögű elrendezéseket vizsgáltunk. Abban az esetben az NLES ékszöge 9,4° volt. A Littrow-szögtől való még tolerálható, 10°-os eltérés esetén ez a szög 6,6°-ra csökkenthető, mely nem csak a nyaláb homogenitásán segít, hanem közel kétszeresére növeli a használható kristálméretet is. Részletes számításokkal igazoltuk, hogy ebben az esetben 182 mJ-os pumpáló energiával 2,4 mJ-os THz-es impulzusok állíthatók elő.

### Köszönetnyilvánítás

A munkát az EFOP-3.6.2-16-2017-00005 azonosító számú, Ultra-gyors fizikai folyamatok atomokban, molekulákban, nanoszerkezetekben és biológiai rendszerekben című projekt, az 125808 számú Terahertzes részecskegyorsítás című OTKA-pályázat, valamint az ÚNKP-20-5-PTE-491 számú Bolyai+ Felsőoktatási Fiatal Oktatói, Kutatói Ösztöndíj támogatta.

### Irodalomjegyzék

- [1] J. Hebling, G. Almási, I. Kozma és J. Kuhl, „Velocity matching by pulse front tilting for large area THz-pulse generation,” *Opt. Express* 10, pp. 1161-1166, 2002.  
<https://doi.org/10.1364/OE.10.001161>
- [2] K.-E. Peiponen, A. Zeitler és M. Kueata-Gonokami, *Terahertz Spectroscopy and Imaging*, Springer Series in Optical Sciences 171, 2013, p. 171.  
<https://doi.org/10.1007/978-3-642-29564-5>
- [3] E. A. Nanni, W. R. Huang, K.-H. Hong, K. Ravi, A. Fallahi, G. Moriena, R. J. D. Miller és F. X. Kärtner, „Terahertz-driven linear electron acceleration,” *Nat. Commun.* 6, p. 8486, 2015.  
<https://doi.org/10.1038/ncomms9486>
- [4] L. Pálfalvi, J. A. Fülöp, G. Tóth és J. Hebling, „Evanescent-wave proton postaccelerator driven by intense THz pulse,” *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 17, p. 031301, 2014.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.17.031301>
- [5] G. Tóth, Z. Tibai, A. Sharma, J. A. Fülöp és J. Hebling, „Single-cycle attosecond pulses by Thomson backscattering of terahertz pulses,” *J. Opt. Soc. Am. B* 35A103, 2018.  
<https://doi.org/10.1364/JOSAB.35.00A103>
- [6] B. K. Ofori-Okai, P. Sivarajah, W. R. Huang és K. A. Nelson, „THz generation using a reflective stair-step echelon,” *Opt. Express* 24, p. 5057, 2016.  
<https://doi.org/10.1364/OE.24.005057>
- [7] L. Pálfalvi, G. Tóth, L. Tokodi, Z. Márton, J. A. Fülöp, G. Almási és J. Hebling, „Numerical investigation of a scalable setup for efficient terahertz generation using a segmented tilted-pulse-front excitation,” *Opt. Express* 25, pp. 29560-29573, 2017.  
<https://doi.org/10.1364/OE.25.029560>
- [8] G. Tóth, L. Pálfalvi, J. A. Fülöp, G. Krizsán, N. H. Metlis, G. Almási és J. Hebling, „Numerical investigation of imaging-free terahertz generation setup using segmented tilted pulse-front excitation,” *Opt. Express* 27, p. 7762, 2019.  
<https://doi.org/10.1364/OE.27.007762>