#### Válasz Dr. Richter Péter bírálatára

Köszönöm Dr. Richter Péter professzor úrnak dolgozatom gondos és precíz bírálatát, támogató és elismerő véleményét. A bírálatban feltett releváns kérdések a dolgozatban tárgyalt problémák további alapos végiggondolására ösztönöztek, és a közeljövőre tervezett munkához is hasznos kiindulópontokat adtak. A feltett kérdésekre adott válaszaim a következők:

**1.kérdés:** "Miért kiugróan magas értékű a LiNbO<sub>3</sub> és LiTaO<sub>3</sub> elektrooptikai együttható és effektív nemlineáris együttható értéke? Milyen más anyagok jöhetnek még szóba?"

ABO<sub>3</sub> típusú ferroelektromos anyagoknál az elektrooptikai együtthatót meghatározó egyik tényező a spontán polarizáció és a BO<sub>6</sub> oktaéderek tengelyeinek kölcsönös helyzete [1]. A két szóban forgó anyag esetén a nagy elektrooptikai tenzorelem értékek részben annak köszönhetőek, hogy az oktaéderek háromfogású tengelyének irányába eső spontán polarizáció értéke nagy [2,3]. Másrészt nagy értékűek a lineáris elektrooptikai együttható kifejezésében szereplő dielektromos jellemzők (törésmutató, sztatikus dielektromos állandó) [4].

Az optikai egyenirányításért felelős effektív nemlineáris optikai együttható egyenesen arányos a megfelelő elektrooptikai tenzorelem első hatványával, és az optikai tartománybeli törésmutató negyedik hatványával [5]. E függés, valamint a nagy  $r_{33}$  illetve törésmutató érték magyarázza az extraordinárius pumpáláshoz tartozó nagy effektív nemlineáris optikai együtthatót.

Az ABO<sub>3</sub> típusú anyagok közül az elektrooptikában gyakran használt BaTiO<sub>3</sub> szóba jöhetne, mivel elektrooptikai együtthatója rendkívül nagy, a LiNbO<sub>3</sub>-énál is nagyobb [6]. A THz-es tartománybeli törésmutatója is nagyobb a LiNbO<sub>3</sub>-énál ami hátrány, ugyanis nagyobb mértékű impulzusfront dőlést igényel [6]. A THz-es alkalmazásokat nehezíti továbbá a THz-es tartománybeli nagy abszorpciós együttható illetve az UV abszorpciós élhez tartozó nagyobb hullámhosszérték [7] ami a két- és háromfotonos abszorpción keresztül indirekt THz-es abszorpcióhoz vezet. Az 1. ábra a BaTiO<sub>3</sub> THz-es tartománybeli törésmutatóját (a) és abszorpciós együtthatóját (b) mutatja, melyek a PTE Fizikai Intézetében lettek meghatározva lineáris THz-es spektrométerrel.



**1.ábra** A BaTiO<sub>3</sub> lineáris THz-es spektrométerrel meghatározott törésmutatója (a) és abszorpciós együtthatója (b) a THz-es tartományon.

Jó THz generátor anyagként számításba jöhetnek még a félvezető anyagok elsősorban nagyobb hullámhosszon történő pumpálás esetén. Kollégáimnak sikerült jó hatásfokú THz-keltést megvalósítani ZnTe-ban [8,9]. Kedvező abszorpciós és diszperziós tulajdonsága miatt még a GaP is számításba jöhet [8].

**2.kérdés:** "*A hőmérséklet csökkentése miért növeli a frekvencia konverzió hatásfokát? Meddig érdemes csökkenteni a hőmérsékletet?"* 

A THz generátor LiNbO<sub>3</sub> kristály hőmérsékletének csökkentése a THz-es tartománybeli abszorpciót jelentősen csökkenti [10] ami a THz-keltés hatásfoka szempontjából nagy előny. A mellékelt grafikon (2. ábra) sztöchiometrikus LiNbO<sub>3</sub>–ra vonatkozó friss mérések eredményeit (publikálás előtti stádium) mutatja az 5 – 300 K hőmérséklettartományon. A mérések a BME Fizikai Intézetében történtek.



**2.ábra** Sztöchiometrikus LiNbO<sub>3</sub> THz-es tartománybeli abszorpciós együtthatója különböző hőmérsékleteken.

Az 5 és 10 K-hez tartozó görbék tökéletesen egybeesnek. 10 K alá hűtve tehát nem érünk el további abszorpciócsökkenést.

Az alacsony hőmérséklet előnye a kisebb törésmutató is, ami kisebb mértékű impulzusfront döntést tesz szükségessé. Ez azonban csupán kb. 1° dőlésszög-különbséget jelent a szobahőmérséklet és a 10 K közt, és korántsem bír akkora jelentőséggel, mint az abszorpcióbeli különbség.

A fentiek fényében a 10 K-es hőmérséklet a legoptimálisabb.

A hőmérséklet csökkenésével viszont az (számunkra meghatározó  $r_{33}$ ) elektrooptikai együttható (és ezen keresztül a nemlineáris optikai együttható) változhat. A [11] hivatkozás számításainak eredményét alacsonyabb hőmérséklettartományra extrapolálva hűtés során az elektrooptikai együttható csökkenése várható (3(a) ábra), ami a THz keltés hatásfokára nézve kedvezőtlen. Mások mérése szerint viszont a 180-320 K tartományon az elektrooptikai

együttható értéke gyakorlatilag állandó (3(b) ábra) [12]. Fontos jövőbeli feladat ennek tisztázása annak érdekében, hogy az optimális hőmérsékletet pontosítani lehessen.



**3.ábra** A LiNbO<sub>3</sub> elektrooptikai együtthatójának hőmérsékletfüggése számolások [11] (a) és mérések [12] (b) alapján.

### **3.kérdés:** "Miért viselkedik a Mg adalékolás koncentrációjának változtatására különbözően a LiNbO<sub>3</sub> és a LiTaO<sub>3</sub>?"

A LiNbO<sub>3</sub> és LiTaO<sub>3</sub> kristályok fotorefraktív tulajdonságait elsősorban a kristályok hibaszerkezete, az intrinszik és extrinszik hibák határozzák meg. A kongruens kristályokra jellemző hibák a Li helyet elfoglaló Nb/Ta ionok, illetve az ezek többlettöltését kompenzáló Li vakanciák. Ezeket a hibákat a Li tartalom növelésével (közelítés a sztöchiometrikus összetétel felé), vagy különböző Li-helyre beépülő adalékok (Mg, Zn, In, Sc, Zr, Sn, stb.) segítségével lehet csökkenteni. Ezek az adalékok a vegyértéküktől, és a Li/Nb, illetve Li/Ta aránytól függő küszöbkoncentráció felett - amelynél a Li helyre beépülő Nb/Ta ionok száma nullára csökken - jelentősen megnövelik a fotorefrakcióval szembeni ellenállást. A LiNbO<sub>3</sub>/LiTaO<sub>3</sub> kristályok növesztési módszerei közti különbségek (Czochralski módszer, magas hőmérsékletű oldatos módszer, stb.) miatt mind a Li/Nb, mind a Li/Ta arány, következésképp a küszöbkoncentráció is változhat. Önmagában a Mg koncentráció változtatása tehát nem feltétlen okoz azonos fotorefrakcióbeli változást a LiNbO<sub>3</sub> és LiTaO<sub>3</sub> kristályokan, mert sok esetben az összetételbeli (Li/Nb és Li/Ta) különbségek a meghatározóak.

**4.kérdés:** "*A z-scan-re kifejlesztett paraxiális de nem parabolikus közelítésű leírásnak mik a korlátai?"* 

A [13] szakirodalom 51. oldalán foglaltakkal összhangban paraxiális közelítésről akkor beszélünk, ha a Helmholtz-egyenletben az amplitúdó  $\xi$ -szerinti második deriváltja elhanyagolható a  $\xi$ -szerinti első deriváltat tartalmazó taghoz képest.

Az értekezésben bemutatott, kiterjesztett érvényességi körű *z*-scan módszer pusztán numerikus módon teszi lehetővé a görbék származtatását. Ezért a kérdésre nem lehet olyan választ adni, ami egyszerű formában ad meg korlátot.

Szisztematikusan megtervezett számítások elvégzése viszont elvezet ahhoz, hogy bizonyos esetekben megtaláljuk annak a tartománynak a határát melyen belül a paraxiális közelítés megállja a helyét.

Erre egy lehetséges módszer lenne megvizsgálni, hogy az értekezés közelítésmentes (3.4) egyenlete (41. old.) és a paraxiális közelítést tartalmazó (3.5) egyenlete (41. old.) alapján kiszámolt z-scan görbék mikor kezdenek el egymástól eltérni. Ha nem hagyjuk el a  $\xi$ -ben második deriváltat, akkor már nem parabolikus, hanem elliptikus egyenletünk lesz. Ennek a megoldása viszont teljesen másképp történik, ahhoz gyakorlatilag az egész programot újra meg kellene írni, az eleve hosszú futási idő növekedésének mértéke pedig megjósolhatatlan.

Könnyebben járható út a közelítés önkonzisztenciájának vizsgálata, azaz a jelenlegi programba beírni, hogy a megoldás során mérje a második deriváltat. Így vizsgálható, hogy e tag milyen paraméterek esetén válik számottevővé.

E vizsgálatból leszűrt fontosabb információkat a 4. ábra mutatja. A futtatás körülményei (hullámhossz, intenzitás) az értekezésbelivel és a [14] cikkbelivel azonos. Az ábrán  $z/z_0$  függvényében látható a  $\left|\frac{\partial^2 A}{\partial\xi^2}\right|/\left|2ik\frac{\partial A}{\partial\xi}\right|$  hányados terjedés során elért maximális értéke. Az értekezésben és a [14] cikkben vizsgált esetekhez hasonlóan egy vékony ( $L/z_0 = 0,01$ ) (a) és egy vastag, de az ésszerűség határán belül eső ( $L/z_0 = 10$ ) (b) mintához tartozó eredményeket mutatja a 4. ábra. Az a) ábrarészen a vízszintes skála le lett korlátozva a kritikus tartományra. A vastag mintás szimulációk extrém hosszú futási idejének redukálása érdekében a b) ábrarészen csak a kritikus pozíciókhoz (lásd az értekezés 3.7 ábrája, 45. old.) tartozó értékek lettek feltüntetve. Azon  $n_2$  érték, melyhez tartozó görbe még mindenképp az érvényességi korláton belül esik \*-gal van megjelölve. Mivel a grafikonok a hányados mintabeli terjedés során mutatott maximális értékét mutatják, nem azt a kijelentést teszem meg, hogy a \*-gal jelöltnél nagyobb  $n_2$  esetén a modell érvényét veszti, hanem úgy fogalmazok, hogy az annál kisebb  $n_2$  értékek esetén a modell megbízható.

A vékony mintánál (4(a) ábra) kijelenthető, hogy a modell megbízható eredményt ad, ha a (értekezés 26. oldalán a (2.1) egyenlet szerint bevezetett)  $|\Delta \phi_0| = k |n_2| I_0 L$  nemlineáris fázistolás kisebb 16,3-nál.

Vastagabb mintánál (4(b) ábra) pedig akkor mondható megbízhatónak a modell, ha a nemlineáris fázistolás kisebb 13,8-nál.



**4.ábra** A nemlineáris hullámegyenletbeli (az értekezés (3.4) egyenlete)  $\xi$ -szerinti második derivált viszonya a  $\xi$ -szerinti elsőrendű deriváltat tartalmazó taghoz vékony (a) illetve vastag minta (b) esetén.

# **5.kérdés:** "Érdemes-e kiváltani a Mg adalékolást egyéb három- és négyvegyértékű ionokkal?"

Mindenekelőtt helyreigazítást szeretnék tenni. Az értekezés 4.2(b) ábráján (48. old.) a piros körök 1,5 mol%, a fekete négyzetek pedig 2,0 mol% In koncentrációhoz tartoznak, ahogy az az ábraaláírásban helyesen (de az ábracímkén helytelenül) szerepel. Ennek megfelelően a 4.1 alfejezet 49. oldalán található bekezdésében szereplő 1,0 helyett 1,5 mol% értendő, 1,5 helyett pedig 2,0 mol% értendő.

### A kérdésre pedig a válasz:

Kongruens LiNbO<sub>3</sub> esetén az értekezésben bemutatott eredmények alapján a két vegyértékű In és Y közül az In az ígéretesebb. 1,5 és 2,0 mol% közt állapítottam meg azt az In küszöbkoncentrációt, ami a 0,3 MW/cm<sup>2</sup>-es intenzitásszinten a fotorefrakciót megszünteti. A [15] közlemény hasonló intenzitás esetén 3,0 és 5,0 mol% közti küszöbkoncentráció értéket jósol. Bármelyik eredményt alapul véve, a Mg-hoz tartozó ~5,0 mol% értéknél kisebb adalékkoncentrációról van szó, ami önmagában előny. A [16] közlemény szerint a négy vegyértékű Hf, Zr és Sn adalékok esetén az adalékkoncentráció küszöbértékek rendre 2-2,5; 2,0 illetve 2,5 mol%. E publikáció 514 nm-en Zr adalék esetén 40-szer nagyobb optikai roncsolási küszöb intenzitás értéket ad meg, mint ami a Hf, Sn és Mg adalékokhoz tartozik. Ezek alapján, ha pusztán a fotorefrakció megszüntetése a cél érdemes a Mg-adalék helyett Zr-t használni.

Sztöchiometrikus LiNbO<sub>3</sub> esetén a szakirodalom meglehetősen szegényebb információt szolgáltat, ezért is láttam hasznosnak ezzel az összetétellel a vizsgálatok elvégzését. Megállapítottam, hogy Zr-adalékolás esetén a fotorefrakció megszüntetéséhez 0,085 és 0,31 mol% közti adalékolás szükséges, ami előnyösen kisebb, mint Mg-hoz tartozó 0,68 mol% érték (ami a kongruens esethez képest eleve lényegesen kisebb). E tényekből kifolyólag a Mg-t érdemes Zr-ra váltani.

Mindezek ellenére azonban a mindennapi gyakorlatban nincs különösebb törekvés a jól bevált Mg három- és négyvegyértékű adalékokkal történő kiváltására. Ennek fő oka, hogy a három- és négyvegyértékű ionokkal történő adalékolás esetén nem növeszthető akkora méretű és olyan homogenitású kristály, mint a Mg adalék esetén. Továbbá, ha a THz-keltésre való felhasználás a célunk, akkor a THz-es tartománybeli abszorpció mértéke is fontos szempont. Erről azonban Mg-tól különböző adalékok esetén sem saját mérésekből, sem szakirodalomból nincs információ.

**6.kérdés:** "A tervezett nagy átlagteljesítményű hullámvezető alapú THz-es impulzusforrás melegedésével nem lesznek problémák? Mekkorára becsüli az elérhető "viszonylag nagy" átlagteljesítményt?"

A THz-keltés egydimenziós kvantitatív modelljével [17,18] becsült THz-es jellemzők a mellékelt 1. táblázatban láthatók néhány tipikus pumpáló lézerparaméter esetén. A THz-es átlagteljesítmény értékeket (amire a kérdés vonatkozott) megvastagítottam. A táblázatban

pumpálás	energia [µJ]	0.01	0.1	1	5
	ismétlési frekvencia [MHz]	100	10	1	1
	impulzushossz [fs]	100	200	300	300
	átlagteljesítmény [W]	1	1	1	5
	átlagintenzitás [kW/cm <sup>2</sup> ]	40	40	30	30
	csúcsintenzitás [GW/cm <sup>2</sup> ]	4	20	100	100
hullvez. struktúra	a LN mag vastagsága (d) [µm]	5	9	15	15
	a LN mag szélessége (w) [mm]	1.8	1.0	0.8	4.1
	a köpeny szélessége (D) [mm]	1	1	1	1
	a hull. vez. hossza ( <i>L</i> ) [mm]	5	5	5	5
THz	THz-es energia [nJ]	6.6×10 <sup>-2</sup>	3.2	95	477
	THz-es átlagteljesítmény [mW]	6.6	32	95	477
	relatív hatásfoknövekmény $(\eta_{ ext{hullvez}}/\eta_{ ext{tomb}})$	22×	6.6×	2.5×	2.5×

feltüntettem a tervezett hullámvezető struktúra (5. ábra) jellemző méreteit is. A filmréteg hatását a numerikus számítások figyelmen kívül hagyják.

<sup>1.</sup>táblázat A tervezett hullámvezető alapú sugárforrás néhány jellemző paramétere.



5.ábra A tervezett hullámvezető alapú sugárforrás vázlatos rajza.

Mind analitikus becslések (kis átalakítással változatlan magasságú és alapterületű korong struktúrára vonatkoztatva), mind célszoftverrel (ANSYS) végzett számítások alapján a táblázatban említett esetekben a szerkezet jelentős, 100-200 K-es melegedése várható a pumpáló intenzitás hatására. Ez a felhasználást hátrányosan érinti főként a megnövekedett THz-es abszorpció miatt. Számítások alapján (összhangban a [19] hivatkozás 12. fejezetében

foglaltakkal) a szendvics szerkezet alap- és fedőlapjának állandó értéken tartásával (hűtés) a struktúra közepe és szélei közti hőmérsékletkülönbség 1 K alatt tartható.

**7.kérdés:** "Milyenek a különböző terahertz-es impulzusforrásokból kijövő sugárzások koherenciaviszonyai?"

Az értekezésben tárgyalt impulzusforrások célja egyciklusú (szélessávú) THz-es impulzusok előállítása. Az impulzusok időbeli koherenciája rövid, ~10 ps-os koherencia idővel jellemezhetők.

Számos alkalmazás (pl. részecskegyorsítás, ami a precíz szinkronizáció miatt rendezett fázisviszonyokat követel) szempontjából viszont fontos kívánalom a THz-es nyaláb térbeli koherenciája. E tekintetben különböznek az értekezésben tárgyalt impulzusforrásokból kijövő sugárzások. A konvencionális sugárforrások nemlineáris kristályának szükségszerű prizma alakja a nyaláb transzverzális dekoherenciáját eredményezi, ami a nyaláb transzverzális kiterjedésével fokozódik. Széles pumpáló nyaláb esetén ugyanis a nyaláb két oldalán keltett THz-es nyaláb jelentősen eltérő hosszon keltődik, így különböző mértékű abszorpciónak és diszperziónak van kitéve és a nemlineáris hatások is különbözőek. Emiatt a keltett THz-es nyaláb terjedésére merőleges sík mentén az elektromos tér időbeli lefutása jelentősen változhat. Az értekezés középpontjában álló LiNbO<sub>3</sub> (LiTaO<sub>3</sub>) kristályok esetén a dekoherencia jelentősen csökkenthető olyan megoldásokkal, melyekben a prizma ékszöge a hagyományos esetbeli nagy értékeknél kisebb.

Egyik ilyen megoldás a hullámvezető struktúra [18], melyben LiNbO<sub>3</sub> esetén az ékszög 63°-ról 51-57°-ra redukálódik.

Az ékszög és azzal együtt a dekoherencia mértéke tovább redukálható a hibrid megoldással [20], mely esetén az ékszög tipikus értéke mindössze 30° körüli, ráadásul a leképezési hibák okozta torzulások is jelentősen csökkentek.

Olyan anyagok esetén, melyeknél kisebb mértékű impulzusfront-döntést kell alkalmazni a dekoherencia mértéke is értelemszerűen kisebb.

**8.kérdés:** "A kontaktrácsos THz-es impulzusforrás kísérleti megvalósítása milyen stádiumban van?"

ZnTe alapú kontaktrács gyakorlati megvalósításáról, és az azzal történő THz-es impulzuskeltésről számol be a [9] közlemény. A munkában a PTE Fizikai Intézete kollégáinak meghatározó szerepe volt. A megvalósított elrendezés fontos előnye, hogy a pumpálás és a keltett THz-es sugárzás kollineáris terjedése miatt síkpárhuzamos szerkezetű kristályt lehetett használni, ami fontos feltétele a szimmetrikus THz-es nyalábképnek, ami a felhasználások szempontjából (jó fókuszálhatóság, részecskegyorsításos alkalmazások) lényeges.

A két- és háromfotonos abszorpciót elkerülendő 1700 nm hullámhosszú pumpálással 1275 µm periódusú (780 1/mm karcolatsűrűségű) kontaktrácsban 0,3%-os konverziós hatásfokot és 3,9 µJ THz-es impulzusenergiát értek el. E hatásfok érték 6-szorosa az eddig félvezetőben elért maximális THz-es konverziós hatásfoknak, és összemérhető a LiNbO<sub>3</sub>-tal elért tipikus konverziós hatásfokokkal.

A ZnTe komoly potenciállal bír a THz-es impulzusgenerálásban. A jövőben a THz-energia jelentős felskálázása várható a szubsztrát minőségének javításával, és a pumpáló foltméret növelésével.

# **9.kérdés:** "*A hibrid típusú THz-es impulzusforrás koncepciójának kísérleti megvalósítása milyen stádiumban van?"*

A 7. tézispontban javasolt, 8. tézispontban LiNbO<sub>3</sub> és LiTaO<sub>3</sub> agyagokra részletesen kidolgozott hibrid sugárforrás-koncepció a gyakorlatban még nem valósult meg, mert folyó kutatásaink során előtérbe helyeztünk egy, általunk kidolgozott másik hibrid koncepciót [21], melynek gyakorlati megvalósítása még egyszerűbbnek tűnik. Ezen hibrid megoldás megszületéséhez erősen hozzájárult a 7. tézispontbeli alapötlet. E megoldás szintén ötvözi a leképező optikát és a kristály felületén kialakított periodikus szerkezetet, így szintén két lépcsőben jön létre a szükséges impulzusfront dőlés. Szintén jelentősen redukált leképezési hibával bír, ami skálázhatóvá teszi a forrást. Különbség azonban az, hogy a szubmikrométeres periódusú kontaktrács helyett néhány száz mikrométeres periódusú lépcsős rács van tervezve a kristály belépő felületére. Ebből kifolyólag a THz-es sugárzás egy szegmentált szerkezetű döntött pumpáló impulzusfront által keltődik. A folytonos impulzusfronttal történő keltéshez képest valamivel szerényebb a keltési hatásfok, viszont hatalmas előny, hogy a prizma keresztmetszetű THz generátor kristály helyett síkpárhuzamos szerkezetűt lehet használni. Így aszimmetriától mentes, jó nyalábminőségű THz-es sugárzáshoz jutunk, ami számos alkalmazás szempontjából fontos előny. Ennek a hibrid megoldásnak a gyakorlati megvalósítása a tézispontokban ismertetett eredeti koncepcióhoz képest közelebbinek látszik. Ennek oka egyrészt a majdani alkalmazásokkal szemben támasztott követelményeknek való jobb megfelelőség, másrészt a gyártástechnológiai könnyebbség. A lépcsős struktúra elkészítésére csoportunktól a német KUGLER cég kapott megbízást. Az első próbamarások a napokban készültek el.

### **10.kérdés:** "Történtek-e kísérletek töltött részecskék javasolt utógyorsítására nagy térerősségű THz-es impulzusokkal?"

A 9. tézispontban javasolt módszerrel még nem történtek kísérletek. Nagy térerősségű THz-es impulzusokkal történő utógyorsítási kísérletek egyelőre elektronokkal történtek Franz Kaertner csoportja által. Az elrendezés elvi vázlata a 6. ábrán látható [22]. A THz-es gyorsító egy fémes külső köpennyel rendelkező dielektrikum kapilláris. Az elektronágyú által emittált elektroncsomagot olyan THz-es impulzus gyorsít, melynek radiális (és a gyorsításhoz

nélkülözhetetlen) longitudinális térerősség komponense is van. A kb. 10 MV/m-es gyorsító térerősség a 60 keV energiával belépő elektronokat 7 keV-tal gyorsítja mindössze 3 mm-es kölcsönhatási úton. E kompakt gyorsító továbbfejlesztésével a közeljövőben a GeV/m-es gradiens elérését jósolják.



6.ábra THz-es elektrongyorsító vázlatos rajza [23].

#### Hivatkozások

[1] P. Günter, "Electro-optic and Photorefractive Materials", Springer Proceedings in Physics 18 (1987).

[2] S. H. Wemple, M. Didomenico and I. Camlibel "Relationship between linear and quadratic electrooptic coefficients in LiNbO<sub>3</sub>, LiTaO<sub>3</sub>, and other oxygen-octahedra ferroelectrics based on direct measurement of spontaneous polarization" *Appl. Phys. Lett.* **12**, 209 (1968).

[3] M. Didomenico and S. H. Wemple, "Oxygen-octahedra ferroelectrics. I. Theory of electro-optical and nonlinear optical effects" *J. Appl. Phys.* **40**, 720 (1969).

[4] K. S. Kurtz and F. N. H. Robinson, "A physical model of the electro-optic effect" *Appl. Phys. Lett.* **10**, 62 (1967).

[5] W. D. Johnston and I. P. Kaminow, "Contributions to optical nonlinearity in GaAs as determined from Raman scattering efficiencies" *Phys. Rev.* **188**, 1209 (1969).

[6] http://www.mtixtl.com/xtlflyers/BaTiO3.pdf

[7] L. Hafid, G. Godefroy, A. el. Idrissi and F. Michael-Calendini, "Absorption spectrum in the near U.V. and electronic structure of pure barium titanate" *Solid State Commun.* **66**, 841 (1988).

[8] Gy. Polónyi, B. Monoszlai, G. Gäumann, E. J. Rohwer, G. Andriukaitis, T. Balciunas, A. Pugzlys, A. Baltuska, T. Feurer, J. Hebling, and J. A. Fülöp, "High-energy terahertz pulses from semiconductors pumped beyond the three-photon absorption edge" *Opt. Expr* **24**, 23872 (2016).

[9] J. A. Fulop, Gy. Polonyi, B. Monoszlai, G. Andrriukaitis, A. Pugzlys, G. Arthur, A. Baltuska and J. Hebling, "Highly efficient scalable monolithic semiconductor terahertz pulse source" *Optica* **3**, 1075 (2016).

[10] L. Pálfalvi, J. Hebling, J. Kuhl, Á. Péter and K. Polgár, "Temperature dependence of the absorption and refraction of Mg-doped congruent and stoichiometric LiNbO<sub>3</sub> in the THz range" J. *Appl. Phys.* **97**, 123505 (2005).

[11] P. Górski, R. Ledzion, K. Bondarczuk and W. Kucharczyk, "Temperature dependence of linear electrooptic coefficients  $r_{113}$  and  $r_{333}$  in lithium niobate" *Opto-electronics Review* **16**, 46 (2008).

[12] M. Sulc, "Temperature dependence of electro-optic coefficients of LiNbO<sub>3</sub> crystals" Photonics, Devices, and Systems II - Proceedings of SPIE **5036**, 275 (2003).

[13] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, "Fundamentals of Photonics" JohnWiley and Sons (1991).

[14] L. Pálfalvi, B. C. Tóth, G. Almási, J. A. Fülöp and J. Hebling, "A general Z-scan theory" *Appl. Phys B.* **97**, 679 (2009).

[15] Y. Kong, J. Wen and H. Wang, "New doped lithium niobate crystal with high resistance to photorefraction—LiNbO<sub>3</sub>:In" *Appl. Phys. Lett.* **66**, 280 (1995).

[16] Y. Kong, S. Liu and J. Wu, "Recent advances in the photorefraction of doped lithium niobate crystals" *Materials* **5**, 1954 (2012).

[17] J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, G. Almási and J. Hebling, "Design of high-energy terahertz sources based on optical rectification" *Opt. Expr.* **18**, 12311 (2010).

[18] L. Pálfalvi, J. A. Fülöp and J. Hebling, "Absorption-reduced waveguide structure for efficient terahertz generation" *Appl. Phys. Lett.* **107**, 233507 (2015).

[19] S. N. Kazi, "An overview of heat transfer phenomena" DOI: 10.5772/2623 (2012).

[20] L. Pálfalvi, Z. Ollmann, L. Tokodi and J. Hebling, "Hybrid tilted-pulse-front excitation scheme for efficient generation of high-energy terahertz pulses" *Opt. Expr.* **24**, 8156 (2016).

[21] L. Pálfalvi, Gy. Tóth, L. Tokodi, Zs. Márton, J. A. Fülöp, G. Almási and J. Hebling, "Numerical investigation of a scalable setup for efficient terahertz generation using a segmented tilted-pulse-front excitation" *Opt. Expr.* **25**, 29560 (2017).

[22] E. Nanni, W. R. Huang, K.-H. Hong, K. Ravi, A. Fallahi, G. Moriena, R. J. D. Miller and F. Kaertner, "Terahertz-driven linear electron acceleration" *Nat. Commun.***6**, 8486 (2015).

Pécs, 2017. november 15.

Pálfalvi László