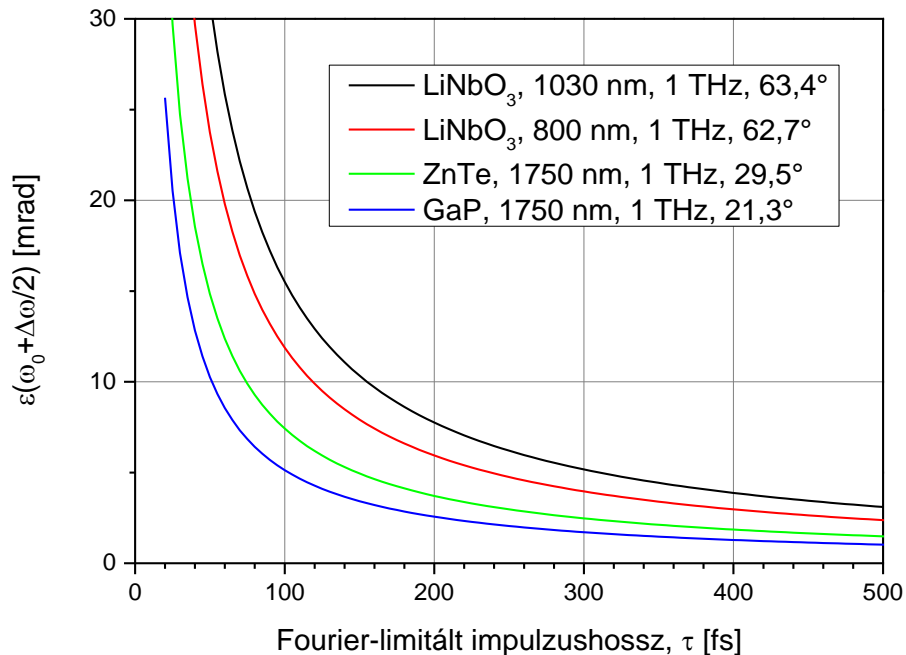


Válasz Dr. Richter Péter bírálataira

Szeretném megköszönni Dr. Richter Péter professzor úrnak a dolgozatom gondos átolvasását, támogató és elismerő bírálói véleményét és elgondolkodtató kérdéseit. A feltett kérdésekre válaszaim a következők. (A szakirodalmi hivatkozások jegyzéke az összes válasz után található.)

1. kérdés: „Az ω_0 frekvenciájú pumpáló nyaláb közötti és az $\omega_0 + \Omega$ frekvenciájú keltett nyaláb közötti $\varepsilon(\omega)$ a döntött impulzusfrontú gerjesztésnél mindig kicsi? (16. oldal)”

Optikai egyenirányításnál a pumpáló impulzus $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ központi frekvenciájú spektrális komponense és annak $\omega_0 + \Omega$ frekvenciájú komponense döntött impulzusfront esetében a szögdiszperzió miatt kissé eltérő irányba haladnak (ld. a dolgozat 16. oldalán lévő 5. ábrát). A két komponens közötti szög $\varepsilon(\omega = \omega_0 + \Omega)$. Dolgozatomban LiNbO₃ és félvezető anyagok esetében alkalmaztam a döntött impulzusfrontú pumpálás technikáját THz-es impulzusok keltésére. Az alábbi 1. ábrán látható a spektrális intenzitás félértékéhez tartozó spektrális komponens és a központi frekvenciájú komponens közötti $\varepsilon(\omega_0 + \Delta\omega/2)$ szögeltérés a Fourier-limitált impulzushossz függvényében a dolgozatban alkalmazott anyagokra. A spektrális intenzitáseloszlás félértékszélessége $\Delta\omega = 4 \ln 2/\tau$, ahol τ a Fourier-limitált időbeli intenzitás félértékszélesség. Az általunk használt esetekben (LiNbO₃: $\tau \geq 200$ fs, $\lambda_0 = 1030$ nm; ZnTe és GaP: $\tau \approx 100$ fs, $\lambda_0 \approx 1750$ nm) a szögeltérés kisebb, mint 10 mrad, ami kicsinek tekinthető. Megjegyzendő, hogy a Ti:zafir lézerrel 800 nm hullámhosszon pumpált LiNbO₃ esetében gyakran 100 fs körüli impulzushosszakat használnak, ahol a szögeltérés 12 mrad; ez szintén kicsi. Ritkán ennél rövidebb impulzushosszakat is használnak; pl. 50 fs esetében a szögeltérés 24 mrad. Tehát a gyakorlatilag fontos esetekben jól közelíthető a pumpáló impulzus spektrális komponenseinél a hullámvektor z-irányú vetülete annak hosszával (ld. a dolgozat 16. oldalán az 5. ábrát és az első bekezdést).



1. ábra. A spektrális intenzitás félértékéhez tartozó spektrális komponens és a központi frekvenciájú komponens közötti $\varepsilon(\omega_0 + \Delta\omega/2)$ szögeltérés a Fourier-limitált impulzushossz függvényében a jelmagyarázatban feltüntetett anyagokra, pumpáló impulzushosszakra, fázisillesztési THz frekvenciákra és impulzusfront-döntési szögekre.

2. kérdés: „Az optikai egyenirányításhoz miért ferroelektromos anyagok alkalmasak? (16. oldal)”

Egyes ferroelektromos anyagok, mint pl. a LiNbO_3 , különösen alkalmasak optikai egyenirányítással való THz keltésre a következő okok miatt: (i) Nagy az effektív nemlineáris együttható. (ii) A THz-es tartományban (vagy annak egy alkalmas részén) viszonylag kicsi az abszorpció, amely hűtéssel jelentősen tovább csökkenthető. (iii) A tiltott sáv szélessége nagy (LiNbO_3 -ban 3,8 eV), ezért a szokásos 1 μm körüli pumpáló hullámhosszknál kétfotonos abszorpció – és a THz tartományban ezzel együtt járó szabad töltéshordozó abszorpció – nem lép fel.

Megjegyezzük, hogy a ferroelektromos tulajdonságnak pl. kvázi-fázisillesztésnél lehet jelentősége. A ferroelektromos domének külső statikus térrel való át-polarizálásával előállíthatók pl. periodikusan pólozott LiNbO_3 kristályok, amelyek jól használhatók többciklusú THz-es impulzusok előállítására. Hasonló periodikus invertálás félvezetőkben csak bonyolult kristálynövesztési technikával vagy különálló kristálylapok összeillesztésével oldható meg [Vodopyanov, 2009].

3. kérdés: „Mi az effektív nemlineáris koefficiens meghatározása? (17. oldal)”

A másodrendű nemlineáris optikai folyamatok leírásánál a $\chi^{(2)}$ nemlineáris szuszceptibilitás helyett szokás bevezetni a $d = \chi^{(2)}/2$ nemlineáris együtthatót, amelyet a dolgozatban valóban nem vezettem be pontosan. Mind $\chi^{(2)}$, mind d harmadrendű tenzorok. A nemlineáris együtthatót azonban az indexek kontrakciójával gyakran másodrendű tenzorként definiálják (ld. pl. a [Boyd, 2008] könyv (1.5.22) és (1.5.26) képleteit).

Az értekezés 17. oldalán tekintett LiNbO_3 esetében a legnagyobb tenzorkomponens a d_{33} . Optikai egyenirányításnál a kristály Z -tengelye irányában polarizált pumpát használva a keletkező THz-es tér is a Z -tengely irányában lesz polarizált (a kristály szimmetriája miatt). Ilyen polarizációs irányok mellett a folyamat hatásfokát meghatározó (effektív) nemlineáris együttható megegyezik a d_{33} tenzorkomponenssel.

Általánosan, az effektív nemlineáris szuszceptibilitást – illetve a megfelelő effektív nemlineáris együtthatót – adott polarizációs irányok esetében szokás definiálni. Három hullám keverésnél az ω_1 és ω_2 frekvenciájú meghajtó térerősségek és a közegben keltett nemlineáris polarizáció kapcsolata a következőképpen írható le (ld. [Butcher, 1990] (2.55) egyenlet):

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{(2)}(\omega) &= \varepsilon_0 \chi^{(2)}(\omega; \omega_1, \omega_2) \mathbf{E}(\omega_1) \mathbf{E}(\omega_2) \\ &= \varepsilon_0 \sum_{i,j,k=x,y,z} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega; \omega_1, \omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) \mathbf{e}_i, \quad (\omega = \omega_1 + \omega_2). \end{aligned}$$

Itt \mathbf{e}_i az $i = x, y, z$ irányú egységvektor. A fenti vektoregyenlet az alábbi egyszerűbb skaláris alakban is írható ([Butcher] (2.59) egyenlet):

$$P^{(2)}(\omega) = \varepsilon_0 \chi_{\text{eff}}^{(2)}(\omega; \omega_1, \omega_2) E(\omega_1) E(\omega_2).$$

Itt az effektív nemlineáris szuszceptibilitás, amely skaláris mennyiség, az \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 és \mathbf{e}_p polarizációs egységvektorok és skaláris szorzás (\cdot) segítségével a következőképpen definiálható ([Butcher] (2.58) egyenlet):

$$\chi_{\text{eff}}^{(2)}(\omega; \omega_1, \omega_2) = \mathbf{e}_p \cdot [\chi^{(2)}(\omega; \omega_1, \omega_2) \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2].$$

Az polarizációs egységvektorok és az amplitúdók definíciója: $\mathbf{E}(\omega_1) = E(\omega_1)\mathbf{e}_1$, $\mathbf{E}(\omega_2) = E(\omega_2)\mathbf{e}_2$ és $\mathbf{P}^{(2)}(\omega) = P^{(2)}(\omega)\mathbf{e}_p$.

4. kérdés: „A pumpáló impulzusalak formáló interferométer hatásfoka 20–25%. Mi okozza a veszteségeket? Ha az impulzusok nem fednek át időben, (19 ps impulzusszélesség, 25 ps eltolódás) a pumpálás modulációja nem okoz problémát? (28. oldal)”

A veszteségekkel kapcsolatban a dolgozat 28. oldalán látható 14. ábrára utalok. Az interferométer két egymást követő nyalábosztót tartalmaz, amelyek mindegyike külön-külön egy félhullám retardációjú lemezből és két kettőtörő anyagú prizmából áll. Az egyszerűség kedvéért tételezzük fel, hogy ezek a nyalábosztók 50%-50% teljesítményosztásra (a retardációs lemezek 45°-os polarizációforgatásra) vannak beállítva. Tekintsünk el továbbá a második nyalábosztó és a fordító tükrök között elhelyezett negyedhullám retardációjú lemezekről is. Ekkor a visszaút során a bemenet felőli második prizmán elvész a teljesítmény fele, mert az oldalirányban párhuzamosan eltolt nyalábokba jut (ezek az ábrán nincsenek feltüntetve), amelyek a kimeneten nem hasznosulnak. Az így megmaradó hasznosuló nyaláb teljesítményének a fele pedig a kicsatoló vékonyfilm polarizátoron vesz el (a bemenő nyaláb irányába terjed). Ha egyéb lehetséges veszteségektől eltekintünk, ebben az esetben a kimeneti teljesítmény a bemenetinek 25%-a. A kívánt impulzusalak függvényében szükséges a negyedhullám retardációjú lemezek megfelelő beállítása is, ami növelheti a veszteségeket.

A konkrét alkalmazástól függően a formált impulzusok erősebb modulációja okozhat problémát (optikai parametrikus erősítésnél pl. a spektrum modulációját; ezt azonban nem vizsgáltam részletesen). A moduláció erőssége azonban kontrollálható bizonyos korlátok között. A dolgozatban tárgyalt kísérletben az interferométerrel formált impulzusokat egy regeneratív erősítőben nagy energiára erősítettük. A Nd:YAG erősítőben az impulzusok spektrális szélessége lecsökkent, ami időbeli kiszélesedésüket okozta (ld. a dolgozat 30. oldalát). Ez megnövelte a közöttük lévő átfedést.

5. kérdés: „Ismeresse a LiNbO_3 THz-es forrás működésének leírásakor említett kaszkád folyamatokat, valamint ezek elhanyagolásának indokait! (36. oldal)”

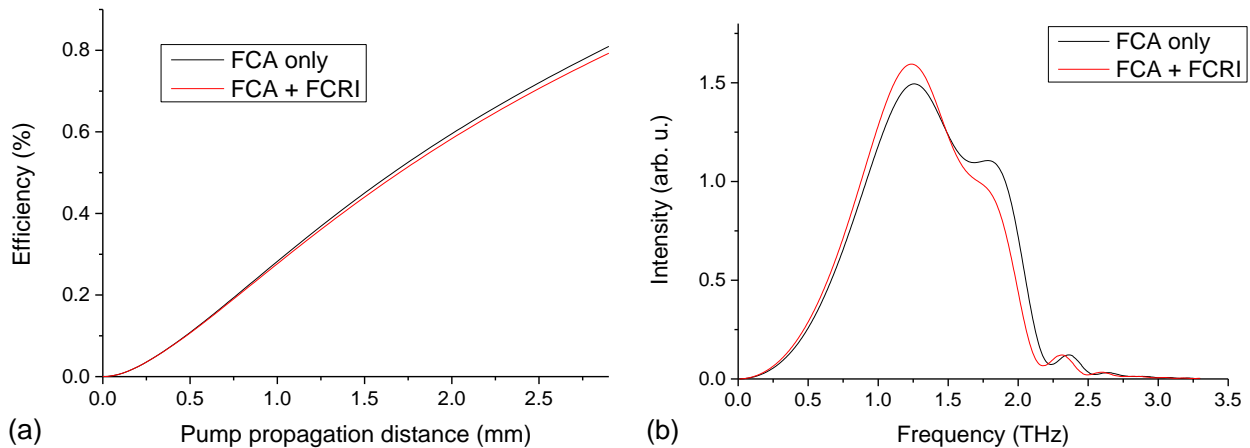
A THz keltés folyamatának részletes leírásához az optikai egyenirányításon kívül figyelembe kell venni a keltett THz-es tér visszahatását a pumpáló impulzusokra is. A THz-es és az optikai tér közötti nemlineáris kölcsönhatás során összeg- és különbségi-frekvencia keltés is lejátszódhat (ld. pl. a dolgozat [45–47] hivatkozásait). Ennek következtében a pumpáló impulzusok spektruma jelentősen kiszélesedhet, amely befolyásolhatja pl. a pumpa impulzushosszának terjedés során bekövetkező változását és a THz keltés hatásfokát.

A dolgozat 36. oldalán leírt egyszerűbb elméleti modellben a THz-es tér visszahatását a pumpára nem vettem figyelembe. Itt a THz-es források gyakorlati tervezéséhez szükséges legalapvetőbb tényezők vizsgálatán volt a hangsúly, mint amilyen a forrás anyagának és a pumpáló impulzushossznak a kiválasztása. Az alkalmazott – kaszkád effektusokat elhanyagoló – modell ehhez elegendőnek bizonyult.

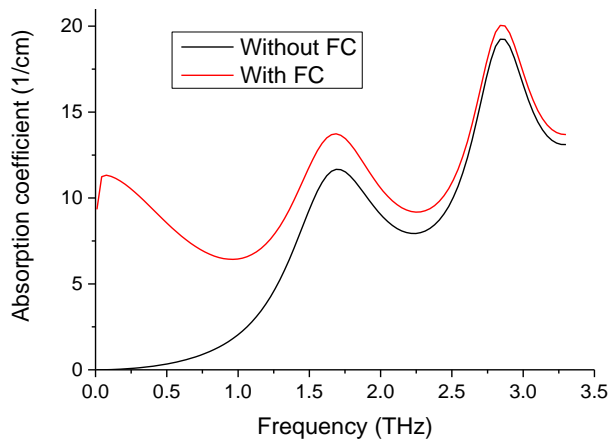
Munkám egy későbbi szakaszában (ld. a dolgozat 5.4 fejezetét) azonban alkalmaztunk a kaszkád effektusokat is figyelembevevő modellt (amelyet Dr. Mechler Mátyás kollégám valósított meg). Itt a hangsúly a THz-es nyaláb intenzitásfüggő torzulásának vizsgálatán volt.

6. kérdés: „A kijelentést, melyben azt állítja, hogy a szabad töltéshordozók csak kismértékben befolyásolják a törésmutató valós részét a vizsgált pumpáló intenzitás tartományában elméletileg, vagy kísérleti eredményekkel tudja alátámasztani? (37. oldal)”

A pumpáló intenzitás hatására keletkező szabad töltéshordozók járulékát a THz tartománybeli törésmutatóhoz, valamint ennek hatását a THz keltés folyamatára eddig csak elméleti számításokkal vizsgáltam. Az alábbi 2. ábrán $1.7 \mu\text{m}$ hullámhosszon 15 GW/cm^2 intenzitással pumpált ZnTe esetében látható egy összehasonlítás a pumpa által keltett szabad töltéshordozók okozta törésmutató változást figyelembe vevő és az azt elhanyagoló eset között. Látható, hogy a törésmutató változás hatása a THz keltés hatásfokára nagyon kicsi (2a ábra), a THz spektrumra pedig viszonylag kismértékű (2b ábra). A törésmutató változás a maximális térerősséget és a THz hullámformát szintén viszonylag kismértékben befolyásolja (az ábrán nem szerepel). A 3. ábrán látható a THz-es tartományban az abszorpciók együttható a szabad töltéshordozók hatását elhanyagolva (fekete görbe), illetve azt figyelembe véve (piros görbe). Részletes kísérleti vizsgálatot – amely pl. időbontott optikai pumpa–THz próba mérésekkel lehetséges – eddig nem végeztünk, de a jövőben tervezünk ilyet elvégezni.



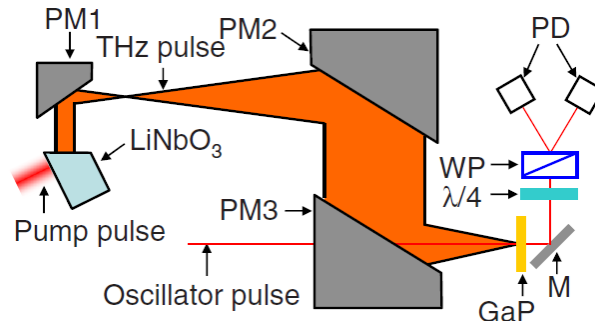
2. ábra. A pumpálás által keltett szabad töltéshordozók abszorpcióját (FCA only) és az abszorpció mellett a törésmutató megváltozását (FCA + FCRI) is figyelembe vevő számítási eredmények összehasonlítása ZnTe esetében.



3. ábra. A THz-es tartományban az abszorpciók együttható a szabad töltéshordozók hatását elhanyagolva (fekete görbe), illetve azt figyelembe véve (piros görbe) ZnTe-ban.

7. kérdés: „Ismertesse az optimalizált terahertz leképező optika felépítését! (44. oldal)”

A terahertz leképezést nem vizsgáltam részletesen. A jelzett helyen csupán a térerősség növelésének egy lehetőségeként említem a (kicsinyítő) leképezést. Az optikai tartományhoz hasonlóan a THz tartományban jellemzően lencsákat vagy parabolatükröket szokás használni leképezésre ill. fókuszálásra. Például Hirori és munkatársai [Hirori, 2011] beszámoltak egy gondosan megtervezett THz-es fókuszáló-leképező rendszeréről, amely három parabolatükrökből állt (4. ábra). A kollimált THz nyaláb erős, a diffrakciós határ közelébe való fókuszálásával rekord nagyságú, 1.2 MV/cm térerősséget értek el már viszonylag kis ($3 \mu\text{J}$) THz energia mellett.



4. ábra. Parabolatükrökből álló elrendezés THz-es impulzusok fókuszálására-leképezésére. A PM1, PM2 és PM3 tükrök effektív fókusztávolságai rendre 10 mm, 100 mm és 50 mm voltak, átmérőik 10 mm, 50 mm és 50 mm [Hirori, 2011].

8. kérdés: „A LiNbO_3 effektív nemlinearitása hogyan befolyásolja a terahertz keltés határfokát? (44. oldal)”

A THz keltés határfoka arányos a nemlineáris közeg effektív nemlineáris együtthatójának négyzetével (ld. a dolgozat 14. oldalán található (II.14) egyenletet).

9. kérdés: „Mutassa be, hogy a leképezés hibái miatt hogyan néz ki a görbült képfelület és az impulzusfront a döntött impulzusfrontú pumpálású LiNbO_3 -ban! (45. oldal)”

A képfelület és az impulzusfront számított alakját (a pumpa szögdiszperzió síkjában) a dolgozat 48. oldalán lévő 30. ábra (a) és (b) része mutatja két különböző esetben. Az optimális (a) esetben az impulzusfront (piros folytonos vonal) és a rács képe (fekete szaggatott vonal) viszonylag kismértékben görbültek és a nyaláb közepén érintőik egybeesnek. A (b) eset egy szándékosan kedvezőtlen helyzetet mutat, jelentős leképezési hibával, amikor a rács képe erősen görbült és az érintők iránya is jelentősen eltér egymástól.

10. kérdés: „Működés szempontjából miért jobb a kontaktrácsos pumpálás, mint az 1:1 teleszkópos leképezés alkalmazása? (46. oldal)”

Az 1:1 teleszkópos leképezést tartalmazó és a kontaktrácsos elrendezések között a dolgozat 46. oldalán lévő 29(a) ábra szerint csak igen kicsi eltérés mutatkozik a kontaktrácsos elrendezés javára a számított átlagos THz keltési határfok tekintetében (1,1% ill. 0,99%). Látható azonban, hogy a nyalábközéptől $x \gtrsim 1 \text{ mm}$ -re távolodva az eltérés – a kontaktrácsos elrendezés javára – számottevővé válik, kifelé haladva növekszik; 2,5 mm-nél már kb. négyszeres az eltérés.

A pumpált folt külső részein fellépő határfokcsökkenést mindkét elrendezés esetében a pumpáló impulzushossz növekedése okozza. Adott terjedési távolság esetén ezt a laterális impulzushossz-növekedést a kontaktrácsos esetben a spektrális sáv szélesség lokális csökkenése okozza, amely a szögdiszperzió miatt lép fel. A teleszkópos elrendezésben ez a hatás ugyanúgy érvényesül, de ezen felül még jelentkeznek a leképező rendszer teljesen ki nem küszöbölhető hibái is. Míg a spektrális sáv szélesség lokális csökkenése a pumpált folt méret növelésével csökken (adott terjedési távolság esetén), a leképezési hibák hatása a nyaláb külső részein tovább növekszik. A kontaktrácsos elrendezés előnye tehát nagyobb folt méreteknel mutatkozik meg: extrém nagy energiájú és térerősségű THz-es impulzusok előállításához a 29(a) ábrán tekintett 5 mm-nél jóval nagyobb, ≈ 10 mm-es (akár 50 mm-es) pumpált folt méret szükséges.

11. kérdés: „Javasol a becsatolásra ± 1 diffrakciós renddel rendelkező holografikus rácsot. Mutassa meg, hogy mindkét rend azonos fázisú THz-es hullámot kelt! (42. oldal)”

A dolgozat 37. oldalán található (III.1-3) egyenletek szerint a THz-es tér fázisa egy adott helyen a nemlineáris polarizáció fázisától és az $\exp(i\Delta kz)$ fázisfaktortól függ. Mindkét mennyiség függ a terjedési hosszától. A THz-es impulzus z terjedési hossza arányos a pumpa $z/\cos\gamma$ terjedési hosszával (γ a sebességillesztéshez szükséges impulzusfront dőlési szög).

A nemlineáris kristály belépő felületén kialakított rácson létrehozott ± 1 diffrakciós rendek által keltett THz-es terek fázisai azonosak, ha a két rendben a pumpa impulzusfrontok egymással párhuzamosak és együtt haladnak (egy síkot alkotnak). Ez a rácsra való merőleges beesés esetén valósítható meg, amikor a rendek szimmetrikusan terjednek (ld. a dolgozat 76. oldalán a 47(a) ábrát). Ekkor a pumpa (és így a THz) terjedési hosszak megegyeznek a teljes nyalábkeresztmetszet mentén.

12. kérdés: „A 3. fejezet számításai szerint 500 fs az ideális pumpáló impulzushossz. Az 5.3. fejezetben ismertetett kísérletben miért használt jóval hosszabb pumpáló impulzust? Csak technikai okok miatt? Mennyivel lennének jobbak a mért értékek az optimális pumpa paraméterekkel? (50. oldal)”

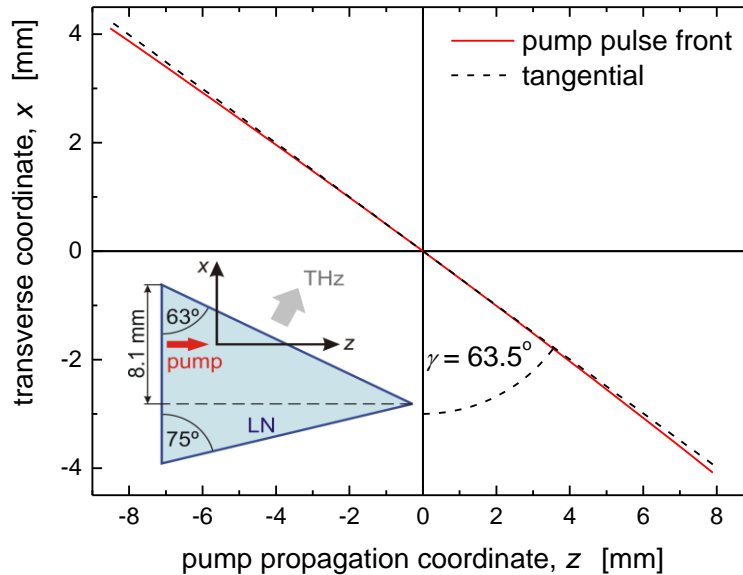
A kísérletben technikai okok miatt használtunk az elméletileg jószolt 500 fs-os optimális impulzushossznál hosszabb, 1,3 ps-os impulzusokat. A használt lézerrendszer egy kifejlesztés alatt lévő berendezés volt, ahol az impulzusok precíz diszperzió-kompenzációja még megoldatlan volt.

A kísérletileg kapott 0,22% hatásfok érték összehasonlítása az elméleti értékekkel a dolgozat 52. oldalán lévő 32. ábrán látható. A kísérletben is alkalmazott 1,3 ps-os impulzushosszat és kompenzálatlan harmadrendű diszperziót feltételezve a pumpáló impulzusnál a számolás 3,4-szer nagyobb, 0,74%-os hatásfokot adott (Fourier-limitált esetben ez 1.1%-ra javult). Ezzel szemben optimális, kb. 500 fs-os Fourier-limitált impulzusokkal pumpálva 2,0% hatásfokot kaptunk a számolásnál. Ezek alapján várható, hogy a kísérletben hozzávetőleg $2,0\%/0,74\% \approx 2,7$ -szer nagyobb hatásfokot – 0,22% helyett kb. 0,6%-ot – kaptunk volna optimális pumpa paraméterekkel. Megjegyzem, hogy egy későbbi kísérletünkben az optimálishoz jóval közelebb eső pumpáló impulzusokat használva az elért hatásfok meghaladta a 0,7%-ot [Fülöp, 2014] (ld. a dolgozat 52. oldal alján kezdődő részét is), ami jó összhangban van a fenti becsléssel.

13. kérdés: „Optimalizált döntött impulzusfrontú pumpálás esetén is görbült a terahertzes impulzusfront. Hogy néz ez ki? (51. oldal)”

Egy példát mutat az optimalizált leképező rendszert tartalmazó döntött impulzusfrontú pumpálás esetén a LiNbO_3 kristályban létrejövő pumpáló impulzusfrontra dolgozatom 48. oldalán a 30(a) ábrán a piros vonal. Egy másik példát mutat a [Fülöp, 2012] közleményünk 3. ábrája (amely a dolgozatomban nem

szerepel, de az alábbi 5. ábrán látható). Mindkét esetben a THz terjedési irányába nézve a pumpáló impulzusfront – és így a THz fázisfront – kismértékű homorú görbületet mutat. A kristályból kilépve a THz fázisfront görbülete a törés következtében – jó közelítéssel a törésmutató arányában – megnő. LiNbO₃ esetében ez kb. ötszörös növekedést jelent.



5. ábra. Példa a pumpáló impulzusfront alakjára egy optimalizált leképezést tartalmazó döntött impulzusfrontú THz forrásnál a LiNbO₃ kristályban [Fülöp, 2012].

14. kérdés: „A terahertzes impulzusok energiájának mérésekor a piroelektromos detektorok előtt gyengítőként kartonlapokat használt. Mennyire megbízható ez a technika? (53. oldal)”

A mérések során a használt kartonlapok (keltett THz-es spektrumra átlagolt) energia transzmisszióját gondosan jellemeztük. Bár a mért THz-es energiaértékekben a kartonlapoknak tulajdonítható hibát (pl. esetleg inhomogén vastagság vagy összetétel miatt) külön nem jellemeztük, a használt viszonylag kis (1-2 cm) méreteknél ez a hiba feltehetően nem haladta meg az 1%-ot. Jóval nagyobb hibát okozhatott a pumpáló lézer impulzusenergiájának gyakran nagymértékű (akár 5%-os) ingadozása, vagy bizonyos detektorok gyári kalibrációjának szisztematikus hibája (ez összehasonlító méréseink szerint akár >100% is lehet).

Megjegyzem, hogy a kereskedelemben kapható, piroelektromos elven működő THz-es teljesítmény- ill. energiamérőknél több gyártó is alkalmaz kartonlapot a detektor bemenetén. Ennek célja a mérést esetleg zavaró optikai sugárzás (pl. direkt vagy szórt alap- és felharmonikus lézerfény) kiszűrése, nem a THz-es sugárzás gyengítése. A kartonlap transzmisszióját a készülék gyári kalibrációjában figyelembe veszik, aminek nagy pontossággal reprodukálhatónak kell lenni. Kartonlapot az újabban elérhető, jóval precízebbnek tekinthető kalibrációjú detektorok is alkalmaznak.

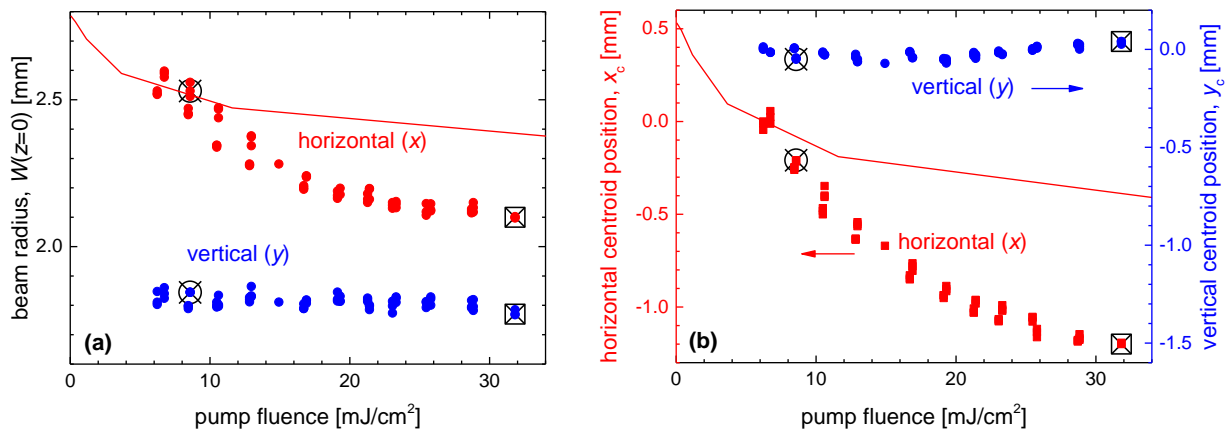
15. kérdés: „10 mJ pumpáló energia felett gyorsabban nő-e a terahertzes impulzusenergia a pumpáló energiával, mint 10 mJ alatt LiNbO₃-ban? Erre magyarázatként a generált terahertzes hullám és a pumpáló hullám nemlineáris kölcsönhatását említi. Kérem, magyarázza meg ezt a mechanizmust! (54. oldal)”

Az 5. kérdésre adott válaszban említettek szerint a LiNbO_3 kristályban keletkező intenzív THz-es tér összeg- és különbségi-frekvencia keltés révén visszahat a pumpáló lézerezésre, annak spektrális kiszélesedését okozva. A spektrális kiszélesedés – és a szögdiszperzió miatt jelenlévő csoportkésés-diszperzió – miatt a pumpáló impulzushossz csökkenhet, az intenzitás pedig megnőhet, ami nagyobb hatásfokot eredményezhet. Ezt a jelenséget részletesebben vizsgálták mások 150 fs-os [Jewariya, 2009], illetve 600 fs-os [Nagai, 2009] impulzusok esetében.

Ezt a mechanizmust – a dolgozatban említettek szerint – a THz-es impulzusenergia pumpáló energiával való megfigyelt skálázódására (ld. a dolgozat 54. oldalán a 33. ábrát) egy lehetőségként említem, más lehetséges magyarázat mellett. Részletesebb vizsgálatot ebben a kérdésben nem végeztünk.

16. kérdés: „A 39. ábra szerinti nyaláb méret- és eltolás értékek kvantitatíve egyeztek a számolt értékekkel? (62. oldal)”

A THz-es nyalábméret és -pozíció számolt és mért értékeinek összehasonlítását mutatja az alábbi 6. ábra, amely a dolgozat 62. oldalán lévő 39. ábra kiegészített változata. A nyalábméret és -pozíció becslése a dolgozat 38. ábráján vázolt egyszerű geometriai kép alapján, a 37b ábra adatainak felhasználásával történt. Látható, hogy a becslés a függés jellegét jól adja vissza, de a konkrét értékek pontatlanok. A kapcsolódó munkában a THz-keltés modellezésére használt egy térbeli dimenziós modell így *kvitatív* leírásra alkalmas a THz-es nyaláb méretének és pozíciójának pumpa energiasűrűségtől való függése tekintetében. Pontosabb, *kvantitatív* modellezéshez legalább két térbeli dimenzióra kiterjedő számolások szükségesek; ilyet a tárgyalt munka keretében nem végeztünk.



6. ábra. A THz-es nyaláb méretének (a) és pozíciójának (b) függése a pumpa energiasűrűségétől. A piros görbék a vízszintes síkra vonatkozó nyalábjellemzők számítással becsült értékeit mutatják.

17. kérdés: „Az abszorpció-csökkentett hullámvezető terahertzes forrás pumpálható teleszkópos vagy kontaktrácsos technikával? (65. oldal)”

A szükséges impulzusfront-dőlés létrehozható a dolgozat 41b ábráján (65. oldal) látható rácslencse elrendezéstől eltérő elrendezésekkel is, így rácsteleszkóp vagy akár kontaktrács segítségével is. A jó hatásfok eléréséhez minden esetben fontos azonban, hogy a hullámvezető módushoz illeszkedjen a beérkező pumpáló nyaláb alakja, amit további megfelelő nyalábformáló optikával (pl. hengerlencsékkel) lehet elérni. A hullámvezető a szögdiszperzió síkjában – a dolgozat 1. táblázatának (67. oldal) adatai szerint – jellemzően 1–5 mm-es, arra merőlegesen 10 μm nagyságrendű foltméretet kíván.

18. kérdés: „A 42. ábrán a hullámvezető forrás működése van összehasonlítva a tömbi forrással. A tömbi forrás paramétereit (pumpa geometria, pompa energia, hőmérséklet) mik voltak? (66. oldal)”

Az összehasonlító számolás a dolgozat 1. táblázatában (67. oldal) bemutatott első esethez kapcsolódik. A pumpáló energia 10 nJ, a pumpáló impulzushossz 100 fs, a pumpáló intenzitás 4 GW/cm^2 , a pumpált foltméret $5 \mu\text{m} \times 1,8 \text{ mm}$ (a szögdiszperzió síkjára merőleges ill. azzal egybeeső irányban), a forrás hőmérséklete 300 K volt mind a hullámvezető, mind a tömbi forrás esetében. Az impulzusfront döntés szögét (hullámvezetőben $51,1^\circ$, tömbi forrásnál $63,5^\circ$) úgy választottam meg, hogy mindkét esetben ugyanakkora frekvenciánál (1,35 THz) legyen a spektrális intenzitásmaximum.

19. kérdés: „Az 1. táblázatban előrevetített hullámvezető terahertzes források megvalósultak-e, és milyen paramétereket sikerült elérni? (67. oldal)”

A hullámvezető terahertzes forrást eddig még nem valósítottuk meg. Ennek oka elsősorban a nagyon vékony ($\sim 10 \mu\text{m}$) LiNbO_3 kristálylap előállításának technikai nehézsége.

20. kérdés: „A nagy pumpáló fázisfront dőlésszög LiNbO_3 -ban miért korlátozza a terahertzes energia növelését? (69. oldal)”

Több tényező befolyásolja az elérhető THz-es energiát, amelyek függenek a sebességillesztéshez szükséges impulzusfront döntési szögtől:

Nagy impulzusfront dőlés esetén nagyobb a pumpáló nyaláb szögdiszperziója is (ld. a dolgozat (II.16) képletét). Ez a pumpáló impulzushossz nemlineáris közegbeli gyors változását okozza (vö. a dolgozat (II.17) képletével), ami csökkenti a THz keltés effektív kölcsönhatási hosszát. Ezen lehet segíteni hosszabb Fourier-limitált impulzushosszal rendelkező pumpáló impulzus alkalmazásával, ami lényegesen nagyobb ($\sim 1 \text{ cm}$) kristályhosszat és pumpált foltméretet tesz szükségessé. Nagy foltméret esetén a nyaláb keresztmetszete mentén jelentősen változik a közegbeli terjedési hossz a nemlineáris kristály prizma alakja miatt, ami inhomogén THz-es nyalábot eredményezhet. A nagy kristályhossz miatt egyéb nemlineáris effektusok (pl. pompa önfókuszálás, közeg roncsolódása, pompa spektrális kiszélesedése) kedvezőtlen hatása is felerősödhet.

A nagy impulzusfront dőléssel járó nagy szögdiszperzió a leképező optikát tartalmazó elrendezéseknél nagy leképezési hibát okozhat.

Elsősorban kis pumpáló nyalábméret esetén lehet fontos limitáló tényező a pompa és a THz nyalábok eltérő terjedési iránya (*walk-off*), amelyek közötti szög megegyezik az impulzusfront döntés szögével.

21. kérdés: „Félvezető terahertzes forrásoknál a pumpáló impulzusok hosszának növelése hozhat-e olyan előnyöket, mint LiNbO_3 -nál? (74. oldal)”

Számolásaink szerint félvezetők (elsősorban a vizsgált GaP és ZnTe) esetében az optimális pumpáló impulzushossz 100–200 fs körüli (ld. a dolgozat 46a és d ábráit a 75. oldalon). Ennél hosszabb impulzusok esetében az elérhető hatások, ill. maximális THz térerősség csökken. A félvezetőknél kicsi a szükséges impulzusfront dőlés és az ebből eredő impulzushossz-változás, ezért a legtöbb esetben nem ez a legfontosabb limitáló tényező.

22. kérdés: „A monolitikus kontaktrácsos félvezető terahertzes forrás esetén a ± 1 rend interferenciája nem zavaró? (75. oldal)”

A ± 1 rendek haladási iránya közötti szög a szükséges impulzusfront-döntési szög kétszerese. Ez viszonylag nagy szöget jelent a két diffraktált nyaláb között (ZnTe-ban $\sim 2 \times 30^\circ$). A nagy szög miatt a rendek interferenciája következtében létrejövő térbeli intenzitás moduláció periódusa kicsi a THz-es hullámhosszhoz képest, ezért az interferencia hatása nem érvényesül a forrást elhagyó THz-es nyaláb szerkezetében.

Az interferencia következtében kialakuló intenzitásmaximumok azonban kétszer nagyobbak, mint külön-külön a két nyaláb intenzitásának összege. A nagyobb intenzitásmaximum miatt a négyfotonos abszorpció – és az ezzel megnövekedett THz-es tartománybeli szabad töltéshordozó abszorpció – már kisebb átlagos pumpáló intenzitásnál jelentkezik, csökkentve a kontaktrácsos forrással elérhető hatásfokot. Erre vonatkozó megjegyzés a dolgozat 52b ábrájához (82. oldal) kapcsolódóan a 83. oldal utolsó előtti bekezdésében található.

23. kérdés: „A 47 (b). ábrán milyen irányúak a rácsvonalak? (76. oldal)”

A rácsvonalak iránya az ábrán jelzett módon $\varphi = 54,7^\circ$ -os szöget zár be a ZnTe kristály [001] irányával. A rácsvonalak párhuzamosak a pumpa és THz térerősség vektorokkal.

24. kérdés: „A 49 (c) és az 53 (c) ábrán miért tér el az EOS-al kapott eredménye az autokorrelátorral kapottól? (78. oldal, 84. oldal)”

Esetünkben az elektro-optikai mintavételezés sávszélességét korlátozta a túlságosan hosszú mintavételező impulzusok használata. (Technikai okokból az infravörös parametrikus erősítőt pumpáló, az erősítőt elhagyó impulzusokat tudtuk erre a célra használni.) Az interferométerrel végzett autokorrelációs mérésekhez nem volt szükség mintavételező lézertimpulzusokra, ezért ott ez a korlátozás nem jelentkezett.

Fülöp József András

Hivatkozások

- [Vodopyanov, 2009] K. L. Vodopyanov, *Laser Phys.* **19**, 305 (2009).
[Boyd, 2008] R. W. Boyd, *Nonlinear optics*, Academic Press (2008).
[Butcher, 1990] P. N. Butcher and D. Cotter, *The elements of nonlinear optics*, Cambridge University Press (1990).
[Hirori, 2011] H. Hirori et al., *Appl. Phys. Lett.* **98**, 091106 (2011).
[Fülöp, 2012] J. A. Fülöp et al., *Opt. Lett.* **37**, 557 (2012).
[Fülöp, 2014] J. A. Fülöp et al., *Opt. Express* **22**, 20155 (2014).
[Jewariya, 2009] M. Jewariya et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **26**, A101 (2009).
[Nagai, 2009] M. Nagai et al., *Opt. Express* **17**, 11543 (2009).