

PÉCSI TUDOMÁNYEGYETEM
TERMÉSZETTUDOMÁNYI KAR
FIZIKAI INTÉZET

THz-es impulzusforrások fejlesztése és vizsgálata

OTDK dolgozat



Témavezető: Krizsán Gergő

Készítette: Jurasits Bálint
Fizika BSc

PÉCS, 2023

*“Sokat kell tanulnia az embernek ahhoz,
hogy megtudhassa, milyen keveset is tud.”*

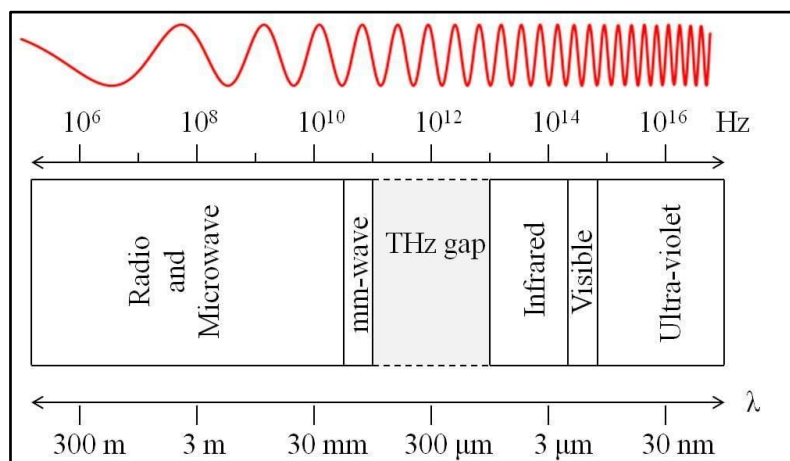
(Széchenyi István)

Tartalom

Bevezetés	4
I. Konvencionális döntött impulzusfrontú LN elrendezés	6
I.1. Optikai egyenirányítás	6
I.2. Döntött impulzusfrontú pumpálás.....	8
I.3. Az elrendezés korlátai	10
II. Újgenerációs elrendezések	13
II.1. Nemlineáris echelon lap	13
II.2. Nemlineáris echelon lap, kis ékszöggel	14
II.3. Nemlineáris echelon lap, térfogati holografikus ráccsal	16
III. Elektrooptikai mintavételezés	20
IV. Motiváció.....	21
V. Eredmények.....	22
V.1. Elektrooptikai mintavételező rendszer tervezése	22
V.2. Használt elrendezés	23
V.3. NLEL felületi precízsége.....	23
V.4. THz keltés határfoka	25
V.5. Időbeli alak és spektrum	27
V.6. Térbeli alak	29
VI. Konklúzió	32
Felhasznált irodalom	33

BEVEZETÉS

Az elektromágneses spektrum mikrohullámú és infravörös tartománya közé eső, 10^{11} Hz (0,1 THz) – 10^{13} Hz (10 THz) –ig terjedő tartományát terahertzes (THz-es) tartománynak nevezzük, ezen frekvenciával rendelkező elektromágneses sugárzásokat pedig THz-es sugárzásnak. A THz-es sugárzás hullámhossza ~ 3 -0,03mm intervallumban helyezkedik el.



1. ábra Az elektromágneses spektrum [1].

THz-es sugárzást az elektromágneses spektrum további tartományaihoz képest csak később sikerült hatékonyan előállítani. THz-es impulzusok több módszerrel is kelthetők, például fotovezető antennák segítségével [2], különbségfrekvencia-keltéssel [3], kétszintű lézerterekkel egyes gázok [4], folyadékok [5], vagy szilárd anyagok [6] plazmájában. A femtoszekundomos lézertechnológia fejlődésével párhuzamosan vált elterjedté egy további keltési módszer, mely ultrarövid (~ 100 fs) impulzusok különböző nemlineáris optikai anyagokban való optikai egyenirányításán alapul. A feladatra több nemlineáris optikai kristály (a továbbiakban NOK) is alkalmas, mint a lítium-niobát (LiNbO_3 , LN) [7], cink-tellurid (ZnTe) [8], gallium-foszfid (GaP) [9], illetve egyes szerves kristályok például a DAST [10], az OH1 [11], vagy a DSTMS [12].

THz-es impulzusok alkalmazhatóak a biztonságtechnika [13], a spektroszkópia [14], a nemdestruktív anyagvizsgálat [15] területein is, azonban az egyik legígéretesebb, és legnagyobb fejlődési lehetőségeknek teret adó alkalmazás töltött részecskék, elektronok [16], de akár ionok [17] manipulálása, gyorsítása. Töltött részecskék manipulálására legalkalmasabb az alacsony THz-es frekvenciatartomány (0,1-2THz), ezen a tartományon pedig a LN alapú elrendezések segítségével érték el a legnagyobb csúcs elektromos térerősséget és legnagyobb impulzus energiát [18], az energia további növelésének azonban korlátai vannak.

Dolgozatomban a konvencionális LN alapú elrendezés bemutatása után beszélek annak korlátairól, majd bemutatok olyan LN alapú elrendezéseket, melyek alkalmasak ezen korlátozó tényezők csökkentésére, vagy akár megszüntetésére. Ezen elrendezésekben a nyaláb mérete, a pumpáló impulzus energiája, és így a keltett energia tovább skálázható, növelhető. Több elrendezés elméleti bemutatása után megépítetek egy ilyen elrendezést, megmérem a keltés hatásfokát, majd a keltett THz-es impulzus időbeli alakját elektrooptikai mintavételezés segítségével.

I. KONVENCIONÁLIS DÖNTÖTT IMPULZUSFRONTÚ LN ELRENDEZÉS

I.1. Optikai egyenirányítás

Egy adott anyagi rendszer optikai tulajdonságai változhatnak fény jelenlétében. Az ennek következtében fellépő jelenségekkel foglalkozik a nemlineáris optika tudománya. Tipikusan csak a lézerefény elég „erős”, intenzív ahhoz, hogy jelentősen megváltoztassa egy anyag optikai tulajdonságait. A másodrendű nemlineáris optikai folyamatok közé tartozik például a másod harmonikus keltés, az összegfrekvencia keltés és a különbségfrekvencia keltés is [19].

Az optikai egyenirányítás (továbbiakban OE) is egy másodrendű nemlineáris optikai folyamat. Folytonos üzemű pumpálást használva hatása az anyagi rendszeren (nemlineáris optikai kristályon, továbbiakban NOK) mérhető állandó feszültségként jelenik meg. Ultrarövid impulzusú pumpálás esetén a pumpáló impulzus különböző spektrális komponensei közti különbségfrekvencia keltésként értelmezhető a hatása. Szűk spektrális tartományú pumpáló impulzus csak alacsonyabb, míg szélesebb spektrális tartományú pumpáló impulzus magasabb THz-es frekvenciák keltésére is alkalmas. Ennek megfelelően utóbbi szélesebb sávú THz-es spektrumot is hoz létre. A nemlineáris polarizáció a NOK-ban a következőképpen írható fel [20]:

$$P_{NL}(\Omega) = \varepsilon_0 \chi^2 \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega + \Omega) E^*(\omega) d\omega. \quad (1)$$

Itt ε_0 a vákuum permittivitása, χ^2 a NOK másodrendű nemlineáris szuszceptibilitása, ω az optikai, Ω a THz-es frekvencia.

Először 1984-ben állítottak elő egyciklusú THz-es impulzusokat optikai egyenirányítás segítségével lítium-tantalátban [21]. Az OE hatásfoka akkor éri el maximumát, amikor teljesül a fázisillesztési feltétel, amit a következőképpen írhatunk le [22]:

$$v(\Omega) = v_g(\omega_0). \quad (2)$$

Itt $v(\Omega)$ a keltett THz-es sugárzás fázissebessége, ω_0 a pumpáló impulzus központi frekvenciája, $v_g(\omega_0)$ pedig ennek csoportsebessége. A keltett THz-es impulzus elektromos

terének időbeli alakját a pumpáló impulzus intenzitásburkolójának időbeli deriváltja határozza meg [23]. Síkhullámok esetén az OE hatásfoka megadható, amennyiben tökéletes fázisillesztést feltételezünk és a pumpa abszorpcióját elhanyagoljuk [24], illetve bevezethetünk egy JT jósági tényezőt, amellyel a különböző NOK-kat tudjuk összehasonlítani [25]:

$$JT = \frac{4d_{eff}^2}{n_{NIR}^2 n_{THz} \alpha_{THz}}. \quad (3)$$

Itt d_{eff} az NOK effektív nemlineáris együtthatója, n_{NIR} a törésmutatója az optikai frekvencián, n_{THz} a törésmutatója THz-es frekvencián, α_{THz} az abszorpció együtthatója THz-es frekvencián. A 1. táblázat több OE-ra használt NOK főbb paramétereit és jósági tényezőit tartalmazza.

Anyag	$d_{eff} \left(\frac{pm}{V} \right)$	n_{800nm}^g	n_{THz}	n_{1550nm}^g	$\alpha_{THz} (cm^{-1})$	$JT \left(\frac{pm^2 cm^2}{V^2} \right)$
CdTe	81,8		3,24	2,81	4,8	11,0
GaAs	65,6	4,18	3,59	3,56	0,5	4,21
GaP	24,8	3,67	3,34	3,16	0,2	0,72
ZnTe	68,5	3,13	3,17	2,81	1,3	7,27
GaSe	20,8	3,13	3,27	2,82	0,5	1,18
sLN	168	2,25	4,96	2,18	17	18,2
sLN, 100K					4,8	48,6
DAST	615	3,39	2,58	2,25	50	41,5

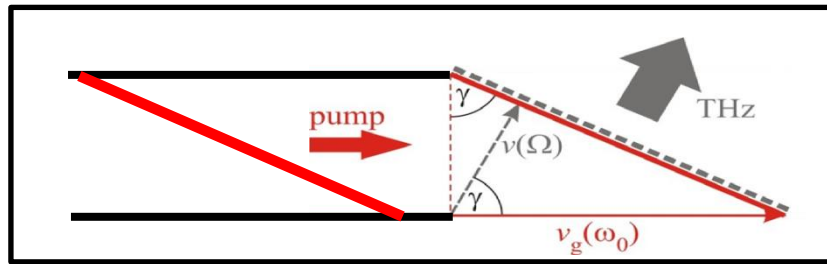
1. táblázat: A leggyakoribb THz-es sugárzás keltésére használt anyagok tulajdonságai [25].

A DAST egy szerves kristály mely viszonylag nagy nemlineáris együtthatóval rendelkezik, viszont roncsolási küszöbe alacsony, a fázisillesztéshez szükséges pumpálóhosszon pedig nem működnek nagy impulzusenergiájú ultrarövid impulzusú lézerek. A táblázatban felsorolt anyagok közül a LN rendelkezik a második legnagyobb effektív nemlineáris együtthatóval, és második legnagyobb jósági tényezővel. A jósági tényezője, és így a vele keltett THz-es energia tovább növelhető kriogenikus hőmérsékletre (~100 K) való hűtéssel [26, 27], mert így jelentős mértékben csökkenthető a LN THz-es abszorpciója. Még alacsonyabb hőmérsékletre való hűtés esetében a LN THz-es abszorpciója már nem csökken jelentősen, viszont a nemlineáris együttható is hőmérsékletfüggő, mely csökkenés jelentősebb. Ezek miatt még alacsonyabb hőmérsékletek esetében a THz-es keltési hatásfok is csökken.

A LN hátránya, hogy nagyban különbözik a törésmutatója a pumpálási, és a THz-es tartományon, ezért sokáig nem tudták LN-ot alkalmazó elrendezésben teljesíteni a fázisillesztési feltételt, így nem volt alkalmas hatékony THz-es sugárzás keltésére. Ezt a problémát oldotta meg a 2002-ben javasolt, döntött impulzusfrontú gerjesztésen (DIFG) alapuló elrendezés [28].

I.2. Döntött impulzusfrontú pumpálás

A 2. ábrán a DIFG sematikus rajza látható.



2. ábra: A pumpáló impulzus döntött intenzitásfronttal lép be a NOK-ba.

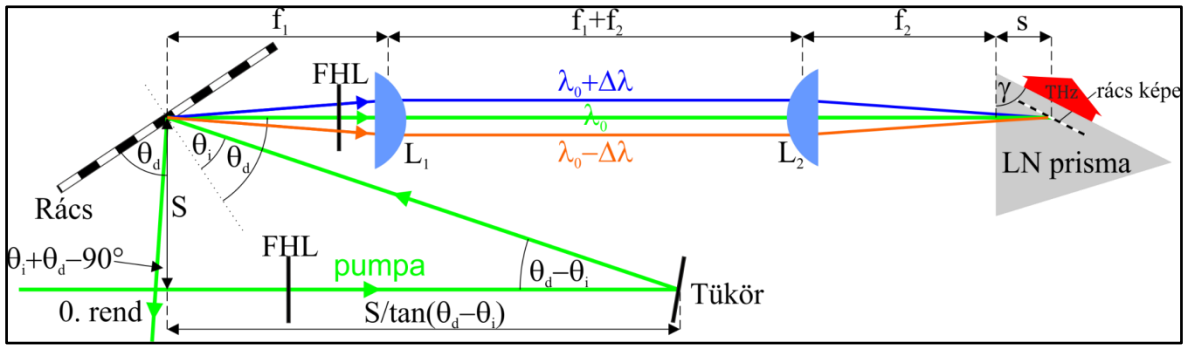
Az elrendezés lényege, hogy a pumpáló impulzus a fázisfronthoz képest γ szögben döntött intenzitásfronttal halad. A Huygens-elv alapján a keltett THz-es sugárzás az impulzusfrontra merőlegesen fog terjedni, így az első egyenlet, a fázisillesztési feltétel a következőképpen módosul:

$$v(\Omega) = v_g(\omega_0) \cos(\gamma). \quad (4)$$

Ekkor egymással szinkronban lesz a THz-es és a pumpáló nyaláb, azaz az egyes döntött impulzusfront részek tovább erősítik a korábban másik impulzusfront rész által keltett THz-es sugárzást, így érhető el a legnagyobb THz keltési hatások. Itt fontos megjegyezni, emiatt a DIFG csak olyan NOK mellett alkalmazható, melynek THz-es tartományra vett törésmutatója nagyobb, mint az optikai tartományra vett törésmutatója.

Az impulzusfront dőlés (továbbiakban IFD) szögdiszperzió vagy tér- és időbeli csörpön keresztül hozható létre. Általában a szögdiszperzió prizma, vagy optikai rács segítségével hozható létre. Az 1. táblázatból látható, valamint a fázisillesztési feltételből kiszámolható, hogy LN esetében a szükséges IFD szöge $\sim 63^\circ$. Ekkora IFD-t a gyakorlatban prizmával nem, csak rács segítségével hozható létre.

A 3. ábrán a konvencionális DIFG elrendezés rajza látható.



3. ábra A konvencionális, teleszkópos elrendezés. FHL: félhullám lemez; L: lencse [29].

A konvencionális DIFG elrendezésben a nyaláb útvonala a következő: Először a pumpa egy becsatoló tükörrre érkezik, mely tükör segítségével állítható az optikai rácsra való beesés szöge. Ezután a nyaláb az optikai rácsra érkezik, itt jön létre az IFD. A rács dőlésszögével hangolható a kívánt IFD. Ezután lencsék segítségével leképezzük a rács felszínét a NOK-ba. Ez azért is fontos, mert az optikai egyenirányítás, mint minden nemlineáris optikai folyamat, intenzitásfüggő. A rács által létrehozott szögdiszperzió miatt az impulzushossz rohamosan nő a rács után, mely csökkentené az intenzitást. A leképezéssel a NOK-on belül az ultrarövid impulzushossz helyreállítható, így az intenzitás megőrizhető. A nagyítás és a refrakció változtatja az IFD szögét is, fontos odafigyelni, hogy a kristályban teljesüljön a sebességillesztési feltétel.

A pumpa merőlegesen lép be, a THz-es sugárzás merőlegesen lép ki a NOK-ból, így minimalizálva a reflexiók veszteségeit. Ezt egy az IFD szögével megegyező ékszögű NOK teszi lehetővé. Reflexiós optikai rácsot használva, a diffrakciós hatások akkor lesz a legmagasabb, ha a beeső fény polarizációja merőleges a rács vonalaira (TM mód, p-pol). A LN-ba való hatékony THz keltéshez viszont a polarizációnak párhuzamosnak kell lennie a LN z tengelyével (merőleges a 3-as ábrára), kihasználva a LN nagy d_{33} nemlineáris optikai együtthatóját. A polarizáció szabályozásának érdekében az elrendezés a rács előtt, és után is félhullám lemezt (FHL-t) tartalmaz. Transzmissziós rács használata esetén nem szükséges a rács után FHL használata, hiszen a transzmissziós rácsoknál TE (s-pol) esetben lesz maximális a diffrakciós hatások.

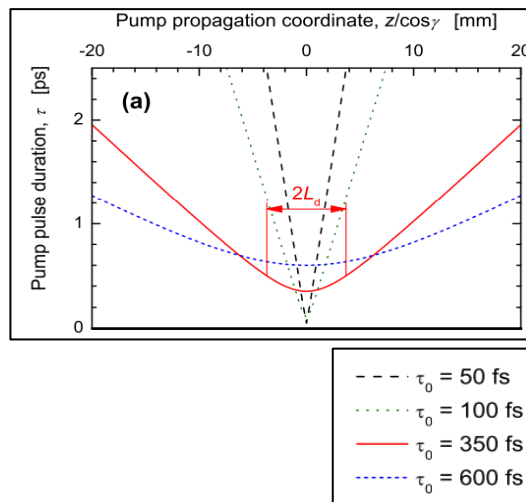
DIFG-en alapuló elrendezéssel 2021-ben már 1,4 mJ impulzus energiát is sikerült elérni [18], azonban a további energianövekedésnek és hatásfoknövekedésnek komoly korlátai vannak.

I.3. Az elrendezés korlátai

Egy hatékony, skálázható THz-es forrásnak a konvencionális DIFG-en alapuló elrendezés 3 fő korlátját kell leküzdenie [30]:

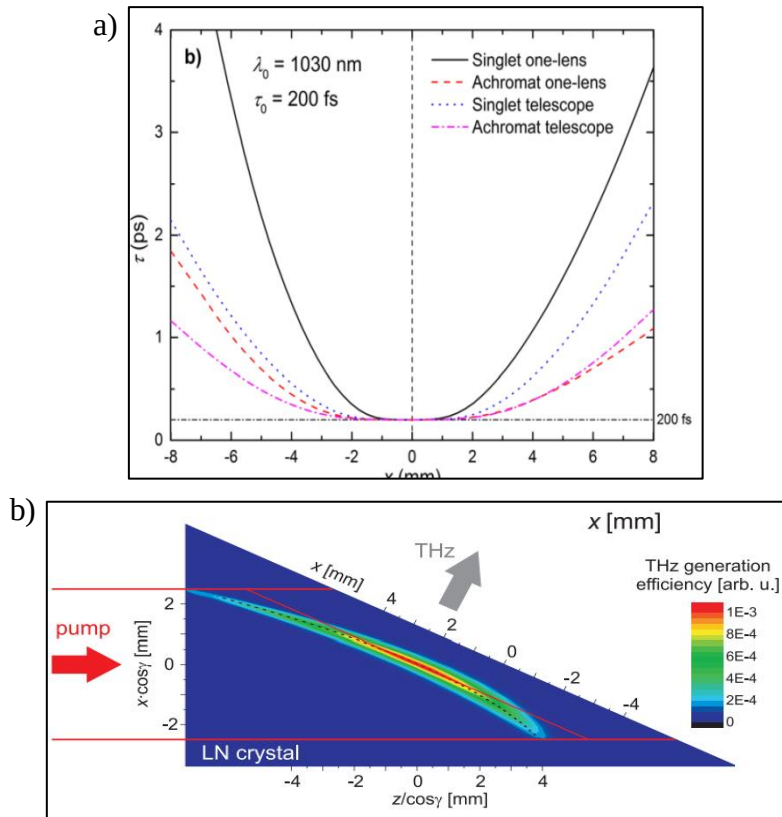
- (i) korlátozott kölcsönhatási hossz [31]:

Az 1. egyenlet mutat rá a Fourier limitált (későbbiekben FL) impulzushossz, és a maximálisan kelthető THz-es frekvencia kapcsolatára. Hosszabb kezdeti FL impulzushossz hosszabb kölcsönhatási hosszt is jelent, de korlátot a maximálisan kelthető THz-es frekvenciára. Létezik tehát egy a hatásfok szempontjából optimálisnak tekinthető FL impulzushossz, ez számolások, szimulációk alapján ~ 500 fs.



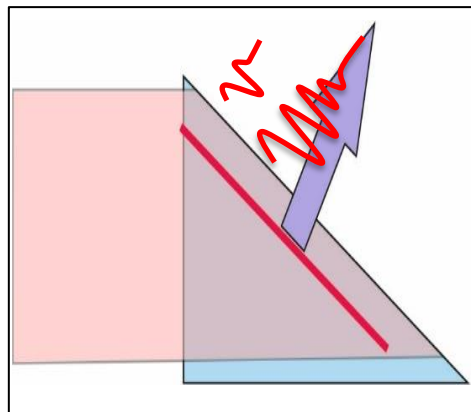
4. ábra A pumpa impulzushossza a LN kristályban való terjedése során, különböző FL értékekre [31].

(ii) leképezi hibák, impulzushossz növekedés a széles pumpáló nyaláb szélein [29, 31]. A leképezési hibák következtében az impulzusfront meggörbül, így a pumpáló nyaláb szélein kevésbé lesz pontos a sebességillesztés. Továbbá a leképezés és a szögdiszperzió együttes jelenlétében az impulzushossz a széles pumpáló impulzus szélein növekszik, ami az intenzitás és így a THz keltési hatásfok csökkenéséhez vezet. Ez a hatás jelentős korlátot szab a pumpáló nyaláb szélességére.



5. ábra a) Impulzushossz az x tengely mentén, különböző leképezések esetén; b) Az impulzusfront széle meggörbült, a széleken csökken a keltési hatások [29, 31].

(iii) prizma alak [32]. A reflexiós veszteségek minimalizálása érdekében az elrendezésben használt NOK-nak nagy ékszöggel kell rendelkeznie. A nagy ékszög azonban ahhoz vezet, hogy a THz-es nyaláb mentén az impulzus időbeli alakja változni fog, egy rossz minőségű, aszimmetrikus nyalábot eredményezve.



6. ábra Különböző impulzusalak a nyaláb mentén [32].

A konvencionális elrendezés mérete tehát korlátozott, így a felhasználható pumpa energia, és az előállított THz-es energia is korlátozott lesz. A keltett THz-es nyaláb mentén a THz-es impulzus időbeli alakja változik, a nyaláb rossz minőségű, aszimmetrikus, nehezebben fókuszálható lesz. Ezek csökkentik az elérhető legnagyobb csúcs elektromos térerősséget,

ami rendkívül rossz tulajdonság a nagy térerősséget igénylő alkalmazások esetében, például, ha töltött részecskék manipulálására szeretnénk felhasználni a THz-es forrásunkat.

II. ÚJGENERÁCIÓS ELRENDEZÉSEK

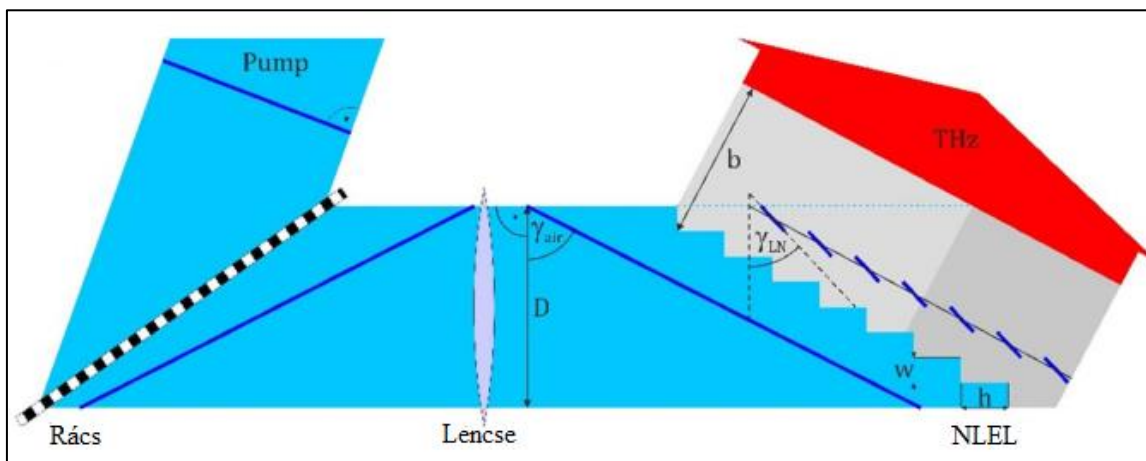
THz-es impulzusok ígéretes, lehetséges alkalmazásai miatt a mai napig széleskörű kutatások folynak egy skálázható, jobb hatásfokú THz-es forrás megépítésére.

Bár az elmúlt évtizedben intenzíven kutatták a félvezető anyagokat (pl.: ZnTe, GaP) THz-es forrásként való használatra, és többek között kontaktrácsot alkalmazó forrást is demonstráltak, melynél a pumpálási hullámhossz hosszabb volt, mint a háromfotonos abszorpcióhoz tartozó határ hullámhossz, így csökkentve a szabad töltéshordozók által indukált THz-es abszorpciót, ezekkel a dolgozatomban nem foglalkozom. A félvezetők tipikusan magasabb THz-es frekvencián (>1 THz) keltenek hatékonyan impulzusokat, mint a LN, és ez a magasabb frekvencia előnytelen a részecskegyorsítás szempontjából.

A II. fejezetben olyan viszonylag új LN alapú forrásokat mutatok be, ahol a LN felszínén lépcsős rácstrukúra (echelon) került kialakításra.

II.1. Nemlineáris echelon lap

2017-ben Pálfalvi L. és társai egy hibrid THz-es forrást javasoltak [33]. Az elrendezés a konvencionális DIFG elrendezést egy transzmissziós, a felületén lépcsőzetes (echelon) struktúrával ellátott NOK-val bővíti. A cikk ezt a módosított kristályt nemlineáris echelon lapnak (továbbiakban NLEL) nevezi. A 7. ábrán az elrendezés rajza látható.



7. ábra A hibrid THz-es forrás sematikus rajza [34].

Az itt javasolt hibrid elrendezés lényege, hogy az NOK-ban szükséges IFD két lépésben jön létre, a konvencionális rácson való elhajlás, majd az NOK lépcsőzetes-echelon belépő felületén való elhajlás során. Az elrendezésben sík-párhuzamos LN lap használható, mely

megoldja a (iii) korlátozó tényezőt. Ennek felszínén kerül kialakításra az echelon struktúra. A lépcsős rácsra érkező elődöntött folytonos impulzusfront a lépcsőkön való diffrakció következtében szegmentáltá válik. Míg a kristályba lépve az átlagos IFD nem változik, addig az egyes impulzusfront szegmensek dőlése a

$$\tan(\gamma_{LN}) = \frac{\tan(\gamma_{lev})}{n_{g,LN}} \quad (5)$$

egyenlet szerint csökken, ahol γ_{lev} és γ_{LN} az átlagos és szegmentált IFD szög levegőben és LN-ban, $n_{g,LN}$ pedig a LN csoport-törésmutatója a pumpa hullámhosszán. A fázisillesztési feltétel a γ_{LN} szögre teljesül, azaz csak az egyes szegmensek között jön létre a fázisillesztés, a szegmensek egészére nem teljesül a feltétel. Ez valamivel rontja a keltés hatásfokát.

Lencse alkalmazása azért szükséges, hogy a (közel) Littrow elrendezésben használt rács és a nemlineáris echelon lap (NLEL) által bezárt szögből fakadó úthossz- és ebből adódó impulzushossz különbség a nyaláb szélein ne rontsa le a keltési hatásfokot. A konvencionális elrendezéshez képest kisebb IFD (és szögdiszperzió) is elégséges, ezáltal mérséklődik (i) és (ii) korlátozó tényező is.

Numerikus számítások alapján az elrendezés segítségével akár 1% hatásfok is elérhető, valamint a keltett THz-es sugárzás karakterisztikája megfelel a részecskegyorsításra vett alkalmazások által támasztott feltételeknek.

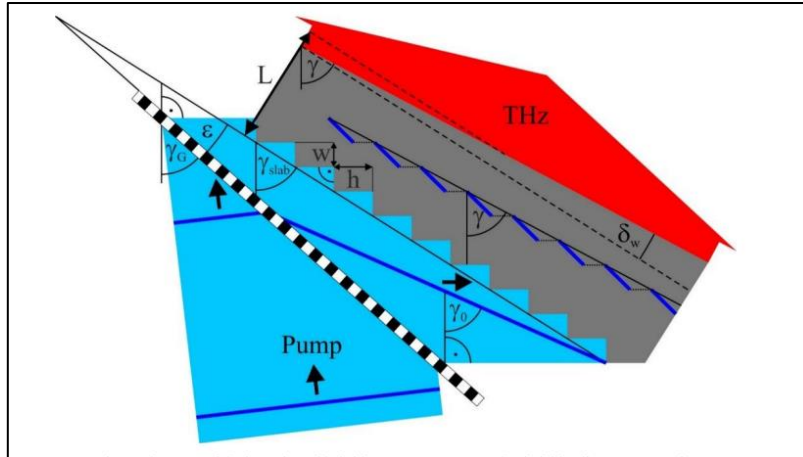
A javasolt elrendezés később megépítésre került [34]. A numerikus modell által jósolt THz-es energiát és keltési hatásfokot azonban nem sikerült elérni. A mért keltési hatásfok $\eta = 0,051\%$, a keltett THz-es energia $1 \mu\text{J}$ volt. Kriogenikus hőmérsékletre hűtéssel, precízebben megmunkált, nagyobb NLEL-t használva, rövidebb hullámhosszú pumpáló lézert használva várhatóan akár $\eta = 0,5\%$ -ig növelhető a keltési hatásfok.

A kísérlet további eredménye, hogy a keltett THz-es sugárzás közel egyciklusú, a keltett központi frekvencia $0,3 \text{ THz}$ - $0,4 \text{ THz}$, a pumpa impulzushossza és a THz abszorpciója és diszperziója egyenletes a THz-es nyaláb mentén. Ezen tulajdonságok előnyösek a részecskegyorsításra vett lehetséges alkalmazások szempontjából.

II.2. Nemlineáris echelon lap, kis ékszöggel

2019-ben Tóth Gy. és társai egy hasonló, NLEL-t tartalmazó hibrid elrendezésre tettek javaslatot [32]. Ezen elrendezésben a döntött impulzusfrontot egy transzmissziós rácson jön

létre, és a használt NLEL nem teljesen plánparalel, egy kis ékszöggel rendelkezik. Az elrendezés nem tartalmaz optikai leképezést, a konvencionális elrendezéshez képest így itt egyáltalán nem jelennek meg a leképezésből adódó hibák és tökéletlenségek. A 8. ábrán az elrendezés egy rajza látható.



8. ábra Hibrid, kis ékszögű NLEL elrendezés rajza [32].

Az elrendezésben a γ_g szögben megdöntött rács hozza létre az IFD-t. Jelen esetben a γ_g elődöntés mértéke meghaladja a sebességillesztés által megkívánt $\sim 68^\circ$ -os szöget. Ez továbbra is alacsonyabb, mint a konvencionális elrendezésben megkövetelt érték, tehát (i) korlátozó tényező hatása csökken. A rács és az ékes NLEL közti szög ε , az NLEL dőlési szöge γ_{slab} , ez úgy került megválasztásra, hogy a kristályban a γ átlagos IFD-i szög megfeleljen a sebességillesztési feltételnek. Az impulzus merőlegesen esik a rács megmunkált felületére, és szegmentáltá válik. Ahhoz, hogy a keltett THz-es sugárzás merőlegesen lépjen ki a kristályból, kis ékszög alkalmazása szükséges. Az optimálisnak ítélt elrendezés esetén ez a szög $\sim 8-9^\circ$, ami jelentősen kisebb, mint a konvencionális elrendezésben alkalmazott ékszög, tehát (iii) korlátozó tényező is jelentősen csökken. Az elrendezés továbbá kifejezetten előnyös rövid impulzusú pumpálás esetén, valamint akár $\sim 2,5$ cm is lehet az effektív pumpa szélessége.

Később az elrendezés segítségével több mint $40 \mu\text{J}$ energiájú, $0,28$ THz központi frekvenciájú egyciklusú impulzusokat sikerült létrehozni [30], 200 fs-os pumpáló impulzusok esetén $\eta = 0,1\%$ hatásfok mellett. Kriogenikus hőmérsékleti körülmények között, antireflexiós rétegeket (továbbiakban AR) használva a NLEL be- és kimeneti oldalán, sztöchiometrikus LN-ot használva, jobb minőségű mikrostruktúra esetén a hatásfok további növekedése várható. Egy parabolatükör segítségével lefókuszált nyaláb csúcs elektromos térerőssége 540 kV/cm volt. Ez az elrendezés a konvencionális elrendezéshez

képest jóval kompaktabb, egyszerűbb beállítást igényel, és nagyobb nyaláb mérettel is pumpálható.

II.3. Nemlineáris echelon lap, térfogati holografikus ráccsal

Ebben az alfejezetben bemutatott THz-es forrás létfontosságú eleme a térfogati holografikus rács (továbbiakban THR). THR-ok törésmutatója periodikus modulációval rendelkezik, ez által képes a fényt diffraktálni. Ilyen törésmutató modulációt például fotopolimerekben, vagy dikromált zselatinban lehet létrehozni. Utóbbiban akár $\Delta n = 0,15$ törésmutató különbség is elérhető az egyes tartományok között.

A transzmissziós rácsokat alkalmazó elrendezésekkel szemben, a THR-t tartalmazó elrendezés legfontosabb előnye, hogy a pumpanyaláb mérete nem korlátozott, az elrendezés szabadon skálázható lesz.

A Krizsán G. és társai által javasolt elrendezés [35, 36] két optikai elemet tartalmaz: a THR-t, ami létrehozza a szükséges impulzusfront dőlést, és a LN NLEL-t, ahol az optikai egyenirányítás következtében THz-es sugárzás keltődik. Mivel a pumpanyaláb merőlegesen érkezik a THR-ra, az IFD szöge és a diffrakció szöge meg fog egyezni. Ilyenkor a rácsegyenlet a következő formában írható fel:

$$\sin(\gamma) = \frac{\lambda_0}{nd}. \quad (6)$$

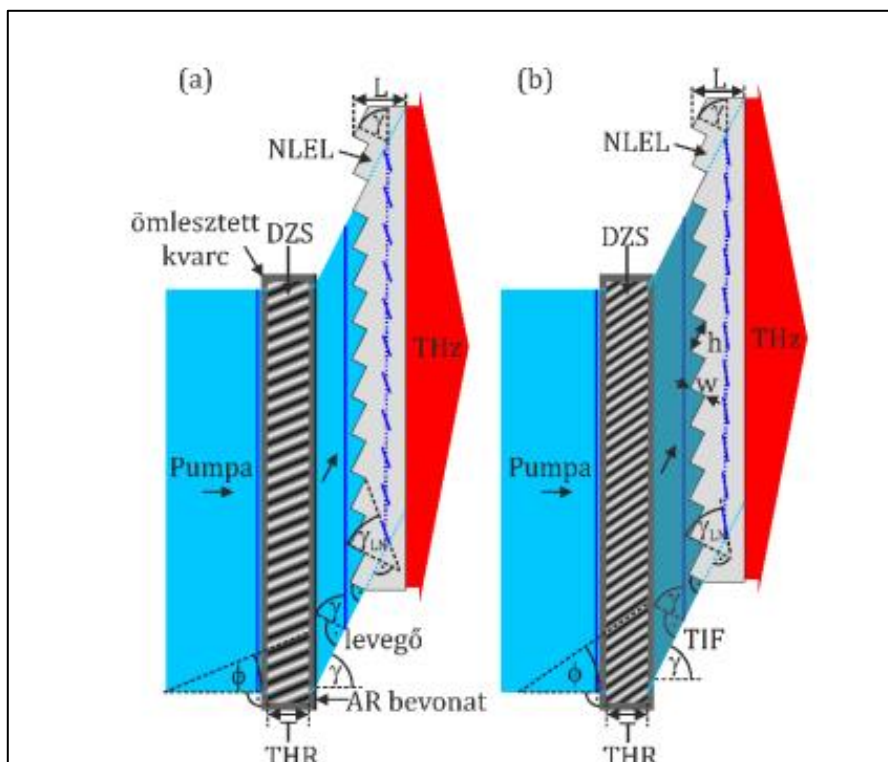
Itt λ_0 a pumpanyaláb vákuumbeli hullámhossza, d a rácsállandó, n a THR és NLEL közti anyag törésmutatója.

Az NLEL lépcsőzetes felülete miatt az impulzusfront szegmentált lesz az LN kristályban, az egyes szegmensek dőlésszöge az 5. egyenlethez hasonlóan, a következőképpen fog alakulni [37, 38]:

$$\tan(\gamma_{LN}) = \frac{n_g}{n_{g,LN}} \tan(\gamma). \quad (7)$$

Itt n_g a THR és a NLEL közti anyag csoport-törésmutatója, $n_{g,LN}$ a LN csoport-törésmutatója, γ_{LN} az egyes szegmensek impulzusfront dőlése, γ az átlagos impulzusfront dőlés. Ez a két szög minél inkább megegyezik, annál jobban teljesül a sebességillesztési feltétel nem csak az egyes szegmensek között, hanem a szegmensek egészére véve is, és így annál nagyobb lesz a THz-es sugárzás keltésének határfoka is. Az elrendezésben tehát érdemes a THR és az NLEL között törésmutató illesztő folyadékot (TIF) alkalmazni. A THR után a szögdiszperzió miatt meg fog nőni az impulzushossz, az intenzitás pedig csökkenni

fog. Ahhoz, hogy a legrövidebb impulzushossz, és a legnagyobb intenzitás a NLEL-ban alakuljon ki, leképezés helyett előcsörpölés lett alkalmazva. A 9. ábrán TIF nélküli, de AR-et alkalmazó, és TIF-et tartalmazó elrendezés látható.



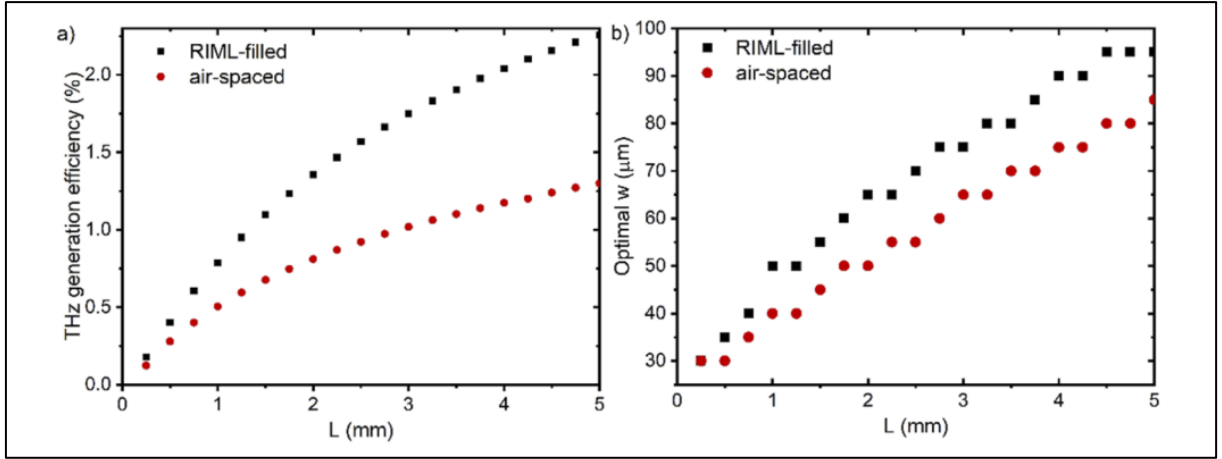
9. ábra NLEL-THR elrendezés rajza a THR és NLEL között a) levegővel; b) TIF-el [35].

Numerikus számításokat végeztek, mind a levegővel, mind a TIF-el töltött esetben a THR optimális paramétereinek megtalálására. Ezeket az értékeket tartalmazza a 2. táblázat [35]:

Elrendezés	vonalsűrűség, $1/d$, (1/mm)	átlagos törésmutató, n_{DZS}	törésmutató moduláció, Δn	DZS vastagság, T (μm)	állandó törésmutatójú síkok dőlési szöge ϕ	diffrakciós hatásfok (%)
levegőközű	865	1,35	0,15	3,15	22,0°	92,8
ömlesztett kvarc TIF-kal kitöltött	1297,5	1,5	0,1	3,8	34,5°	95,7

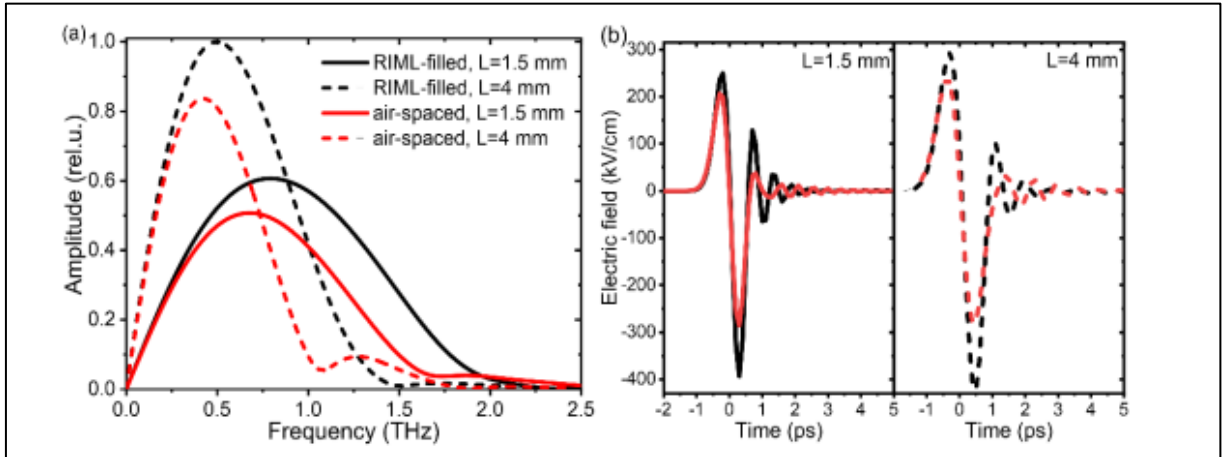
2. táblázat A THR optimális paramétere a két vizsgált esetben [35].

[32, 33] hivatkozásokban, a fejezetben bemutatott korábbi elrendezésekhez kidolgozott modell alapján numerikus számításokat végeztek az elrendezések THz keltésének hatékonyságára. A 10. ábrán a keltési hatásfok kristályvastagságtól való függése, illetve adott kristályvastagsághoz tartozó echelon struktúra optimális lépcsőzet szélessége látható.



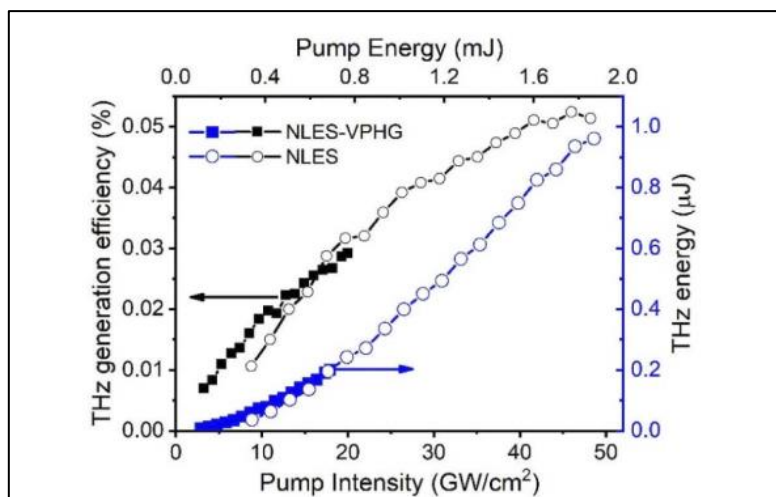
10. ábra a) THz keltési hatásfok; b) az optimális lépcsőméret a NLEL vastagságának függvényében, TIF használatával (fekete) és TIF használata nélkül (piros) [35].

Ugyanezen modell alapján kiszámolták a THz-es sugárzás amplitúdó spektrumát és időbeli hullámformáját. Összesen 4 esetet vizsgáltak: ha a THR és NLEL közti teret levegő tölti ki, ha a THR és NLEL közti teret TIF tölti ki, valamint 4mm és 1,5mm kristályvastagsággal rendelkező esetek láthatóak a 11. ábrán.



11. ábra a) A THz-es sugárzás számolt spektruma és b) időbeli alakja, 1,5 mm (folytonos vonal) és 4 mm (szaggatott vonal) kristályvastagságok esetén, TIF használatával (fekete) és TIF használata nélkül (piros) [35].

A TIF-et nem tartalmazó elrendezés demonstrálva lett, a mért THz-es energia ($\sim 0,02 \mu\text{J}$) és keltési hatásfok ($\sim 0,03\%$) összehasonlításra került a II.1. fejezetben részletezett elrendezésével. Ez látható a 12. ábrán.

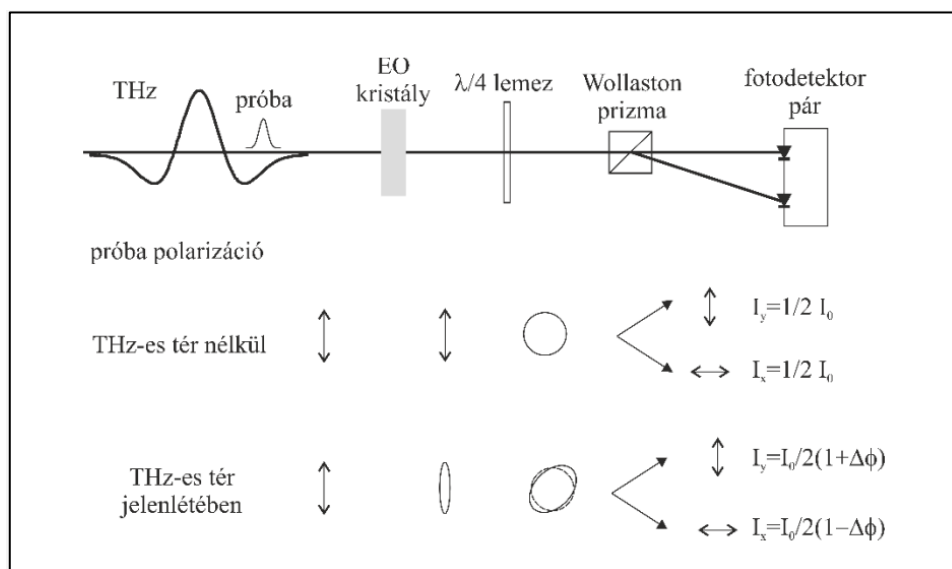


12. ábra Mért THz keltési hatások (baloldal, fekete) és impulzus energia (jobboldal, kék); NLEL (kör) és NLEL-THR (négyzet) elrendezések esetén [35].

A két elrendezés keltési hatásfoka közel megegyezik. Az alacsony ($\sim 0,03\%$) hatásfok precízebben megmunkált NLEL esetén növekedni fog. A numerikus számítások alapján a NLEL-THR elrendezésben TIF-et alkalmazva 1,8-szoros hatásfok növekedés várható. Az elrendezés nagy előnye, hogy a LN kristály maximálisan növesztési mérete, és a THR maximális mérete sem korlátozott, ezek az elemek egyszerűen egymásra rakhatóak, majd fókuszálhatóak. Ez az elrendezés tehát valóban skálázható. További előny, hogy két LN kristály egymásra rakható úgy, hogy optikai tengelyük ellentétes irányba néz. Ekkor az előállított THz-es sugárzásokat lefókuszálva longitudinális polarizáció is előállítható az elrendezés segítségével, ami fontos egyes részecskegyorsításra vett lehetséges alkalmazásoknál [39].

III. ELEKTROOPTIKAI MINTAVÉTELEZÉS

A keltett THz-es impulzusok elektromos térerőssége, időbeli lefutása és hullámformája az úgynevezett elektrooptikai mintavételezés segítségével mérhető [40]. Az elektrooptikai mintavételezés elvét mutatja be a 13. ábra:



13. ábra Az elektrooptikai mintavételezés sematikus rajza [40].

Egy lineárisan polarizált, gyengébb próbanyalábot és a mérni kívánt THz-es sugárzást is keresztülvezetjük egy elektrooptikai kristályon (későbbiekben EOK). THz-es tér jelenléte nélkül az EOK után lineáris, a $\lambda/4$ -es hullámlemez után cirkuláris polarizációval fog rendelkezni a próbanyaláb, polarizációjának merőleges komponensei egyenlő intenzitással rendelkeznek. A Pockels-effektus értelmében azonban, THz-es tér jelenlétében az EOK kettéstörővé válik, így a próbanyaláb enyhén elliptikus polarizációval lép ki a kristályból. Ez később egy $\lambda/4$ -es hullámlemez segítségével közel cirkulárisan polarizálttá alakítható. Egy Wollaston-prizma a próbanyalábot eztán egymásra merőleges komponensekre bontja, ezen komponensek intenzitását pedig egy detektorpár segítségével mérni tudjuk. A két polarizációs irány intenzitáskülönbségéből a THz-es térerősségre tudunk következtetni. A próbanyalábot és a THz-es impulzust egymáshoz képest késleltetve, több mérést végezve a THz-es impulzus időbeli lefutásáról, hullámformájáról kapunk információt.

IV. MOTIVÁCIÓ

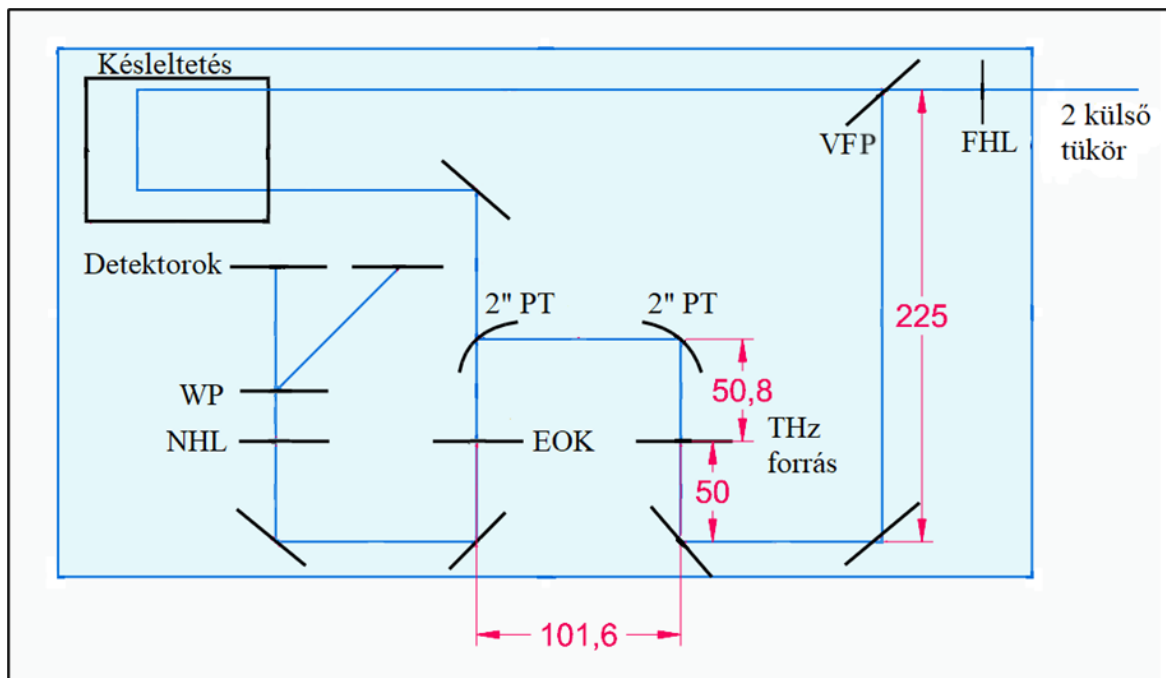
A THz-es források alkalmasak lehetnek töltött részecskék gyorsítására [16, 17]. Segítségükkel a részecskegyorsítás a jövőben kompaktabbá és olcsóbbá, ezáltal szélesebb körben elérhetővé válhat. Ezen alkalmazások azonban nagy energiájú és kiváló nyalábminőségű, fókuszálhatóságú sugárzást követelnek meg. A DIFG-en alapuló, konvencionális THz-es forrás által keltett sugárzás ezen feltételeknek nem, vagy csak részben felel meg. A II.3. fejezetben bemutatott, THR-t és NLEL-t tartalmazó elrendezés a konvencionális elrendezés egy ígéretes alternatívája lehet. Az elrendezés nem tartalmaz optikai leképezést, valamint plánparalel NOK-t használ, ezáltal könnyen skálázható, elkerüli a leképezési hibákat.

Az elrendezés első körben egy kisebb NLEL használatával került demonstrálásra [35], segítségével $\eta = 0,03 \%$ keltési hatásfokot tudtak elérni. Munkám során a II.3. fejezetben bemutatott elrendezést építettem meg, nagyobb, precízebben megmunkált felülettel rendelkező NLEL-t felhasználva, vizsgáltam a THz keltés hatásfokát. Megterveztem és megépítettem az elektrooptikai mintavételező rendszert, mely segítségével vizsgáltam a keltett THz-es sugárzás időbeli alakját, és a sugárzás spektrumát.

V. EREDMÉNYEK

V.1. Elektrooptikai mintavételező rendszer tervezése

A 14. ábrán látható az általam tervezett elektrooptikai mintavételező rendszer tervrajza:



14. ábra: Elektrooptikai mintavételező rendszer tervrajza. (FHL: félhullám lemez; VFP: vékonyfilm polarizátor; PT: parabolatükör; EOK: elektrooptikai kristály; NHL: negyedhullám lemez; WP: Wollaston prizma)

A pumpáló impulzust 2 külső tükör segítségével tudjuk a rendszer tengelyével párhuzamosan a rendszerbe vezetni. Egy félhullám lemez segítségével szabályozni tudjuk a nyaláb polarizációját. Ezután a nyalábot két részre osztjuk, a vékonyfilm polarizátor áthaladó rész lesz a próbanyaláb, míg az erről visszaverődő rész lesz a THz-et keltő pumpáló impulzus. Az elektrooptikai mintavételezés során elég, ha a próbanyaláb csak kis intenzitással rendelkezik, az energia nagy részét a THz-es sugárzás keltésére használtam fel, ugyanakkor fontos meggyőződni róla, hogy a detektorok által felvett háttérzaj elhanyagolható legyen a próbanyalábhoz képest. Az elrendezésben két 2" fókusz távolságú parabolatükröt használtam, a NOK és az első parabolatükör távolsága egy fókusz távolság, az első és második parabolatükör közti távolság 2 fókusz távolság, a második parabolatükör és az EOK távolsága egy fókusz távolság. Egy késleltetés után a középén lyukas, második parabolatükörnél találkozik újra a próba, és a THz-es nyaláb. Ezután a fent részletezett módon, az EOK-ba, majd egy $\lambda/4$ -es hullámlemezbe és egy Wollaston-prizmába lépnek,

ami polarizáció szerint komponenseire bontja a próbanyalábot, a két komponens térerősségét két fotodetektor segítségével mérjük. THz-es tér jelenlétében a detektorpáron mért térerősség értékek különbsége gyorsan változni fog, ezt megfigyelve a THz-es impulzus elektromos térerősségéről, időbeli lefutásáról kapunk információt.

A mintavételező rendszer megépítése során, még NHL használata nélkül lineáris a próbanyaláb polarizációja, csak az egyik detektoron lesz észlelhető a jel. A NHL-t a rendszerbe helyezve, azt úgy kell megfelelően beállítani, hogy a próbanyaláb polarizációja tökéletesen cirkuláris legyen, azt kell elérni, hogy a detektorpáron mért feszültségértékek megegyezzenek. Beállítás során arról is fontos meggyőződni, hogy a NHL nélkül jelet nem felvevő detektor a NHL beépítése után, annak bármilyen állása esetén se mérjen nagyobb feszültségértéket, mint a másik, NHL nélkül is jelet felvevő detektor.

V.2. Használt elrendezés

Az elrendezésben használt pumpáló lézer 1030 nm központi hullámhosszal, 200 fs Fourier limitált impulzushosszal, 1 kHz ismétlési frekvenciával, valamint 1 mJ maximális impulzus energiával rendelkezett.

A használt THR vonalsűrűsége 860 vonal/mm. A THR sem a bemeneti, sem a kimeneti felületén nem rendelkezett AR réteggel, azonban a merőleges beesésnek köszönhetően a Fresnel veszteség így is csak ~14% volt.

A NLEL 5% magnézium adagolással rendelkező, kongruens LN-ból készült, felületén 50 μm *100 μm szélességű és magasságú lépcsőzetrendszer került kialakításra. Az NLEL optikai tengelyre merőleges síkban 20 mm szélességű és 20 mm magasságú.

Ahhoz, hogy a legrövidebb impulzushossz, és a legnagyobb intenzitás a NLEL-ban alakuljon ki, szükség volt a pumpáló impulzus előcsörpölésére. Ezt a regeneratív erősítő utáni kompresszorban található rácsok közti távolság állításával lehetett elérni, a keltett THz-es energia értékét maximalizálva.

V.3. NLEL felületi precízse

Ahhoz, hogy a NLEL felületén megmunkált mikrostruktúra minőségét vizsgáljam, transzmissziós méréseket végeztem el. A mérések során közvetlenül kerültek megvilágításra a 2 mm és a 3 mm vastagságú kristályok, az egyes lépcsők felületére merőleges beeséssel,

200 fs hosszúságú pumpáló impulzusokat, valamint folytonos üzemű pumpáló nyalábot használva is. A NLEL széle 27° -os szögben levágásra került, így a pumpa merőleges szögben hagyta el a NLEL-t. Mértem a pumpa teljesítményt közvetlenül a kristályok előtt, majd a kristályok után is. Tökéletesen megmunkált felület esetén, a kristály be és kimeneti felületén Fresnel veszteségeket feltételezve, a transzmittált energia $\sim 75,1\%$. 200 fs impulzushosszúságú pumpáló impulzust (folytonos üzemű pumpálást) használva, a fő diffrakciós rend a transzmittált energia $\sim 90\%$ ($\sim 80\%$) -át tartalmazza, vagyis ideális esetben a teljes energia $\sim 68\%$ ($\sim 61\%$) -át. A fő rendben mért energia ezen értékektől elmaradt, a 3 mm vastagságú kristály esetében a teljes energia $\sim 39,8\%$ ($\sim 38,25\%$), a 2 mm vastagságú kristály esetében a teljes energia $\sim 40,4\%$ ($\sim 40\%$) volt megtalálható a fő diffrakciós rendben. Az eredmények alapján, precízebb mikrostruktúrával rendelkező felület esetén akár további 1,7-szeres (1,6-szeres) energia növekedés is elérhető a fő diffrakciós rendben. Legalább ekkora növekedés várható a THz keltés hatásfokában is.

A megmunkált struktúra felületi érdessége miatt nem csupán a főrendbeli energia értéke csökken, hanem a megjelenő szóródás hatására a nyaláb divergenciája is megnő. A mikrostruktúra utáni gyorsabb nyalábméret-növekedés az intenzitás, és ezzel együtt a THz keltés hatásfokának csökkenéséhez vezet. Ez csökkenti az optimális kristályvastagságot is. A 200 fs impulzushosszúságú pumpa a függőleges síkkal párhuzamos, vertikális polarizációval érte el a NLEL-t.

A transzmissziós méréseket a kristályokat különböző magasságokban megvilágítva is elvégeztem. A mérések során a transzmisszió hatásfoka közel megegyezett a kristály alját, közepét és tetejét megvilágítva. A NLEL felületén található mikrostruktúra minősége nem mutat nagy változást a kristály mentén, ami hibás megmunkálásra, sérülésre utalna.

A folytonos, és ultrarövid impulzusú pumpálás esetén különböznek az energiaértékek a kristályok után. Ez azzal magyarázható, hogy a folytonos üzemű pumpálás esetén a lépcsőzetes felület miatt megjelenő interferenciajelenségek hatása jelentősebb [30].

Az általam használt NLEL tehát nem csak nagyobb, mint a korábbi, II.3. fejezetben is bemutatott elrendezésben használt NLEL, de precíz felülettel is rendelkezik. A mért eredmények továbbá arra engednek következtetni, hogy az általam használt NLEL felülete sem tökéletes. Jobb mikrostruktúrájú felület is elérhető, amivel akár nagyobb főrendbeli energia, nagyobb keltési hatásfok, nagyobb THz-es energia is elérhető lesz a jövőben.

V.4. THz keltés hatásfoka

A THz-es energiát kalibrált piroelektromos detektor segítségével mértem. A detektor működésekor a THz-es impulzusok által kiváltott hőmérsékletváltozásra állít elő feszültséget, amit mérni tudunk. Ehhez szükséges a THz (vagy a THz-et keltő pumpa) periodikus megszakítása, mely ennél a detektornál <10 Hz. A NLEL kimeneti felülete és a detektor között feketepapírt és teflon lapot használtam, hogy a pumpaimpulzus és a pumpaimpulzus másodharmonikusa ne, csak a THz-es impulzus érje el a detektort. A detektort egy oszcilloszkóphoz csatlakoztatva, az oszcilloszkóp segítségével leolvasható a THz-es impulzus által keltett feszültségérték, valamint a pumpa megszakításakor mért különféle háttérzajok által keltett feszültségérték. A két érték közti „peak-to-peak” feszültségkülönbség alapján a THz-es energia az alábbi módon számítható:

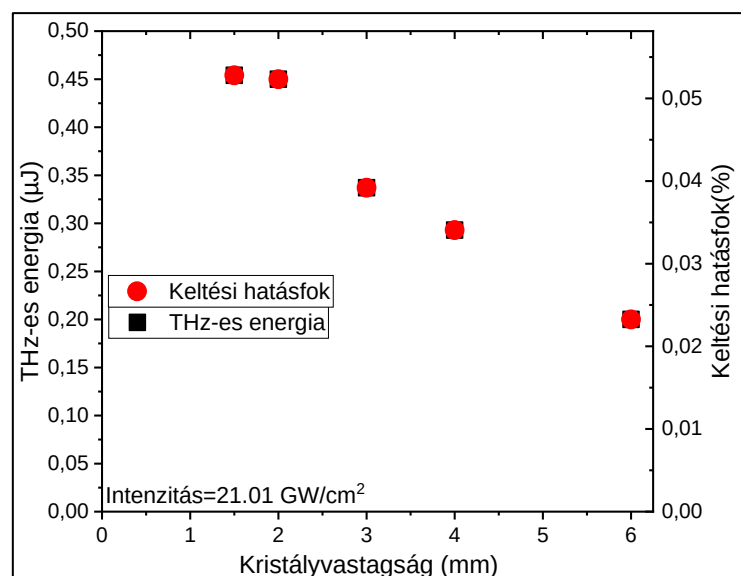
$$E_{THz} = \frac{U}{GfTK}. \quad (8)$$

Itt E_{THz} a keltett THz-es energia, U az oszcilloszkópról leolvasott peak-to-peak feszültségérték, G a detektálás során alkalmazott jelerősítés, f a pumpáló lézer ismétlési frekvenciája, T a használt szűrők THz-es tartományon vett transzmissziója, K pedig a használt detektor kalibrációs értéke. Az általam használt detektor kalibrációs értéke $0,62 \frac{V}{W}$ volt 1,4 THz frekvencián. Megjegyezném, hogy a detektor abszorpciós együtthatója közel állandó az alacsony THz-es frekvenciákon.

Több kristályvastagság esetén is mértem a keltett THz-es energiát. Az elrendezés beállítása a mért THz-es energiára lett optimalizálva. Ehhez a következő beállításokat végeztem:

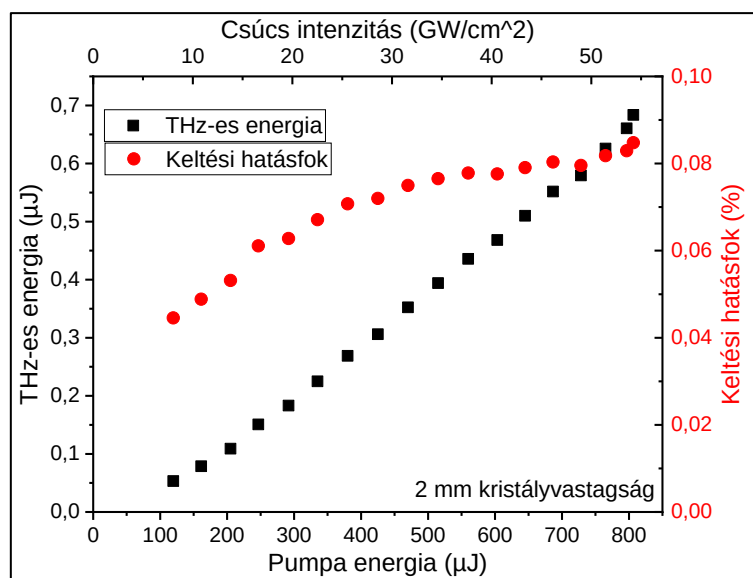
- THR-re való beesés szöge (közel merőleges beesés esetén optimális)
- THR és NLEL által bezárt szög (párhuzamos eset az optimális)
- THR és NLEL távolsága (kis távolságok esetén nem változik jelentősen a keltési hatásfok, ha az előcsörp optimalizálva van, de az a legjobb, ha közvetlenül egymás után vannak)
- Előcsörp mértéke (THR és NLEL közvetlenül egymás után, 175000 kompresszor állás és ~1 ps impulzushossz az optimális)

A mért eredmények szerint vékonyabb kristályvastagság esetén növekszik a keltési hatásfok és a keltett THz-es energia. Ez ellentmond a II.3. fejezetben bemutatott, 11. ábrán ábrázolt numerikus jóslatnak. Az ellentmondás a felületi érdesség miatt megnövekedett divergencia szöggel és az ezzel jelentősen csökkenő optimális kristályvastagsággal magyarázható.



15. ábra: A keltett THz-es energia (fekete) és keltési hatásfok (piros) különböző kristályvastagságok esetén.

A keltési hatásfok és a keltett THz-es energia a vizsgált kristályvastagságok között 1,5 mm és 2 mm esetén volt a legnagyobb. A mérés alapján vékonyabb kristály nagyobb keltési hatásfokot és nagyobb keltett THz-es energiát jelent, azonban 1,5 mm-nél vékonyabb kristály több okból kifolyólag nem került vizsgálatra. 1,5 mm-nél vékonyabb kristály technikailag nehezen állítható elő. Kriogenikus hőmérsékleti körülmények között, a csökkentett THz-es abszorpció mellett növekedni fog az ideális kristályvastagság. A II.2. fejezetben részletezett, kis ékszöggel rendelkező NLEL-t tartalmazó elrendezés demonstrálásakor mérni tudták a THz keltés hatásfokát a kristályvastagság függvényében, a mérés szerint az optimális kristályvastagság $\sim 2,7$ mm volt. További méréseket a 2 mm vastagságú kristállyal végeztem.



16. ábra: A keltett THz-es energia (fekete) és keltési hatásfok (piros) különböző pumpáló energiák esetén.

A II.3. fejezetben bemutatott elrendezéshez képest a NLEL nagyobb mérete (a prototípus mérete 5x8 mm volt) miatti nagyobb foltméret, és a precízebben megmunkált felület is növelte a THz keltés hatásfokát. 2 mm-es vastagságú kristályt használva a korábbi $\eta = 0,03\%$ helyett $\eta = 0,08\%$ -os keltési hatásfokot sikerült elérni. Ez továbbra is elmarad a konvencionális elrendezés hatásfokától ($\sim 0,15\%$ azonos pumpaimpulzus esetén), azonban a hatásfok tovább növelhető, nagyobb foltméretet, TIF-et, AR rétegeket és kriogenikus hűtést alkalmazva.

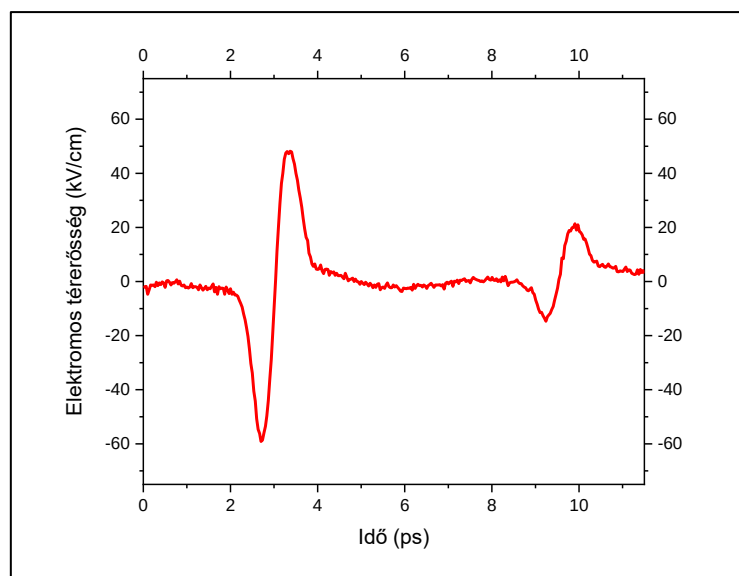
A keltési hatásfok nem lineárisan növekedett a pumpáló energiához képest. A korábbi, II.1., II.2. és II.3. fejezetben bemutatott elrendezések demonstrálásakor is hasonló összefüggést állapítottak meg a pumpáló energia és a keltési hatásfok között [30, 34, 35]. A magasabb pumpáló energiák esetén megfigyelt hatásfok telítődés olyan nemlineáris optikai folyamatoknak a következménye, mint az önfázis-moduláció, a kaszkád-hatás, másodharmonikus keltés, vagy a többfotonos abszorpció.

V.5. Időbeli alak és spektrum

A 2 mm kristályvastagságú NLEL-THR THz-es forrást a V.1. fejezetben részletezett elektrooptikai mintavételező rendszerbe helyeztem. Mértem a THz-es energiát közvetlenül a kristály után, majd az EO kristály helyén is. Megállapítottam, hogy a parabolatükrökről való visszaverődés során nem csökken jelentősen a THz-es energia. A próbanyalábot a

lyukas parabolatükörön való áthaladás után egy írisz segítségével pontosan az EOK helyére vezettem. Ez garantálta a próbanyaláb és a THz-es nyaláb térbeli átfedését.

A késleltető tükör pozíciójának állításával megtalálható az a pont, amikor a két detektor által mért elektromos térerősség értékek különbsége gyorsan változik, a THz-es sugárzás EOK-ra gyakorolt hatása miatt. Amikor ezt tapasztaljuk, a THz-es nyaláb és a próbanyaláb időben is átfedésben van egymással. Ha ezen pont körül a késleltető tükör több pozíciójában is felvesszük a detektorok által mért térerősség értékek különbségét, kirajzolódik a keltett THz-es sugárzás időbeli alakja. A zaj kiszűrése érdekében lock-in erősítőt alkalmaztam, a mérést többször is elvégezve, a kapott eredményeket átlagolva.



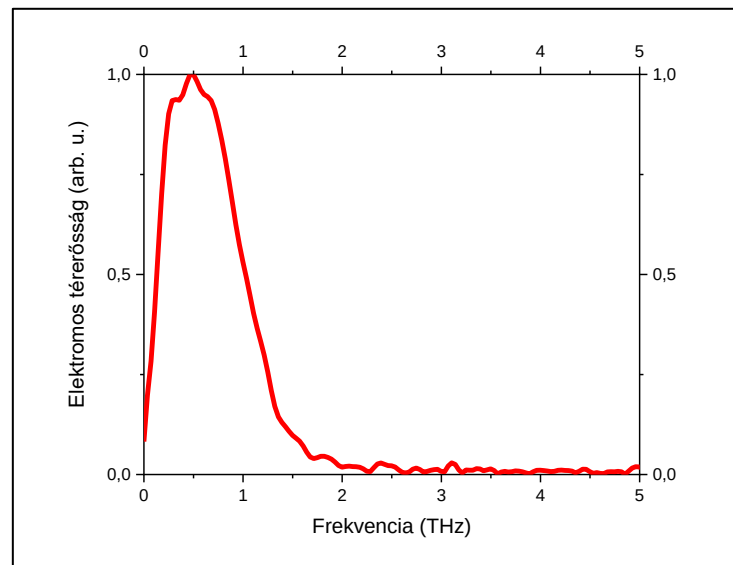
17. ábra: A keltett THz-es sugárzás időbeli lefutása

A keltett THz-es sugárzás valóban egyciklusú, $\sim 0,5$ ps impulzushosszúságú. A sugárzás csúcs elektromos térerőssége 59 kV/cm, mely érték közvetlenül a NLEL után értendő. Parabola tükrök segítségével a sugárzást megfelelően lefókuszálva, a fókuszbeli csúcs elektromos térerősség tovább növelhető.

A mintavételezés során használt elektrooptikai kristály gallium-foszfid (GaP) kristály volt. A keltett THz-es sugárzás a kristály kilépő felületéről visszaverődik, a visszavert THz-es sugárzás jelenlétében is kettéstörővé válik az elektrooptikai kristály, másodszor is lejátszódik a III. fejezetben részletezett folyamat. A 17. ábrán a keltett THz-es sugárzás ezen reflexiója is kirajzolódik.

A késleltető tükör pozíciójának állítását, valamint az egyes pozíciókban a detektorpár által felvett feszültség értékek meghatározását is szoftver végezte el. Az így kapott feszültségkülönbségből kirajzolódik a sugárzás alakja, kiszámolható a keltett THz-es sugárzás térerőssége.

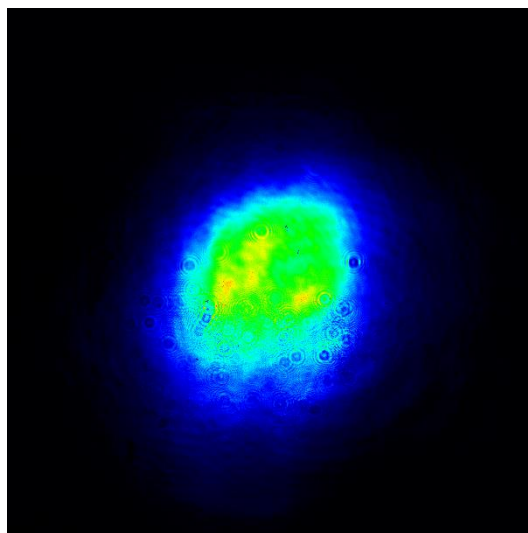
A mért THz-es jelet Fourier-transzformálva megkaptam a jel spektrális intenzitását. Az elektrooptikai mintavételezés szerint a keltett THz-es sugárzás központi hullámhossza $\sim 0,6$ THz.



18. ábra: A keltett THz-es sugárzás spektrális intenzitása

V.6. Térbeli alak

A keltett THz-es impulzusok teljes karakterizálásához vizsgáltam a THz-es impulzusok és a pumpáló nyaláb térbeli alakját is. A pumpanyaláb térbeli alakját nyalábprofilozó kamera segítségével határoztam meg, az így kapott kép a 19. ábrán látható.



19. ábra: A nyalábprofilozó kamera által detektált kép.

A kapott képet elemezve megállapítottam, hogy a nyaláb átmérője a horizontális tengely mentén $\sim 5,4$ mm, a vertikális tengely mentén $\sim 6,3$ mm.

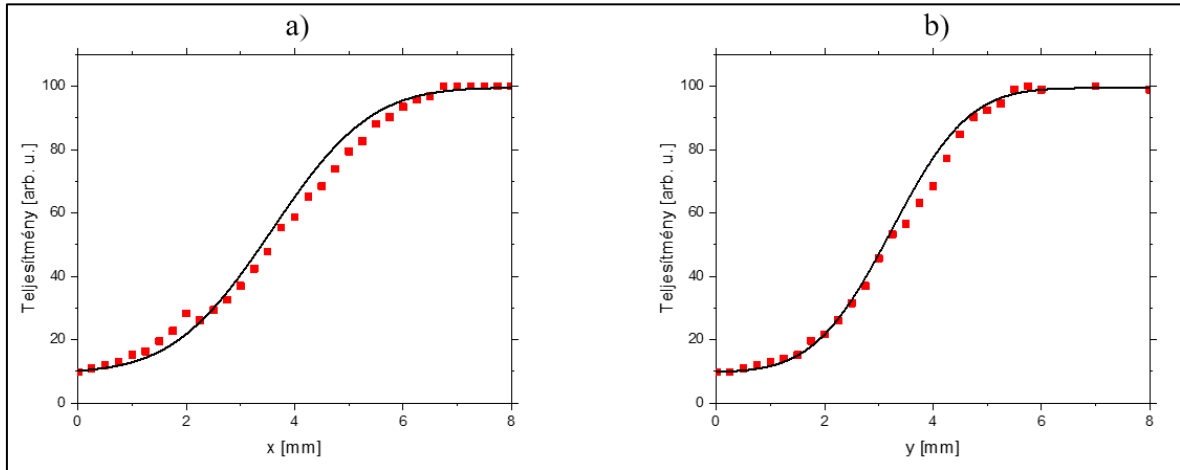
A keltett THz-es impulzusok térbeli vizsgálatát késéles mérési módszer segítségével végeztem [41]. A módszer lényege, hogy a THz-es detektor és a THz-es forrás közé helyezünk egy pengét. A penge éle a THz-es frekvencia tartományban nem átlátszó, így blokkolja a nyaláb egy részét, míg a nyaláb penge mellett elhaladó részének teljesítményét detektor méri. A pengét egy tengely mentén mozgatva meghatározható az áthaladó teljesítmény a penge különböző helyzetei esetén. Amikor a penge teljesen kitakarja a THz-es nyalábot, a detektor még mindig rögzít egy kis teljesítményt, amelyet háttérzajok okoznak.

A mérés eredménye egy jellegzetes, S-alakú görbével írható le, amely a maximális teljesítménytől a háttér teljesítményig terjed. A görbe egyenlete:

$$P(x) = P_0 \pm \frac{P_{max}}{2} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{2}(x - x_0)}{w}\right)\right). \quad (9)$$

Itt P_0 a háttér teljesítmény, P_{max} a maximális teljesítmény, x_0 a nyaláb középpontjának helyzete (ahol az átmenő teljesítmény felére csökken), $\operatorname{erf}(x')$ a Gauss-féle hibafüggvény, w a nyaláb sugara.

A mérést horizontális és vertikális tengely mentén is elvégeztem. Az adatokat a 20. ábrán ábrázoltam, majd a fenti egyenletet illesztettem rájuk.



20. ábra: Az optikai teljesítmény és a a) horizontális; b) vertikális pozíció közötti összefüggést ábrázoló grafikon. Jellegzetes S-alakú görbe figyelhető meg.

Az illesztés alapján a keltett THz-es impulzusok nyalábátmérője a horizontális tengely mentén $\sim 5,8$ mm, a vertikális tengely mentén $\sim 4,5$ mm.

A pumpanyaláb és a THz-es nyaláb méretének egymáshoz való viszonyát két jelenség befolyásolja. Egyrészt, mivel a THz keltés nemlineáris optikai folyamatnak, az optikai egyenirányításnak következménye, a keltés hatásfoka az intenzitástól függ. Tehát a pumpanyaláb szélein, ahol a pumpáló intenzitás csökken, a THz keltés kevésbé hatékony.

Ez mind a horizontális, mind a vertikális tengely mentén kisebb THz-es nyalábméretet eredményez a pumpanyalábhöz képest. Másrészt, a THR után a pumpanyaláb az optikai tengellyel kis szöget bezárva terjed, a horizontális tengely mentén a NOK nagyobb része is megvilágításra kerülhet. Ez a horizontális tengely mentén nagyobb THz-es nyalábméretet eredményez a pumpáló nyalábhöz képest. A mérés során kapott pumpanyaláb és a THz-es nyaláb egymáshoz viszonyított mérete tehát a várakozásnak megfelelő.

VI. KONKLÚZIÓ

Megépítettem egy NLEL-t és THR-t tartalmazó THz-es forrást. Az elrendezés nem tartalmaz optikai leképezést, geometriája párhuzamos, így a konvencionális DIFG-en alapuló THz-es forrás két korlátozó tényezőjét teljesen megszünteti, a harmadik korlátozó tényezőt (nagy szögdiszperzió miatti korlátozott kölcsönhatási hossz) pedig csökkenti. Az elrendezés mérete egyszerűen skálázható, valamint segítségével akár longitudinális polarizációjú THz-es sugárzás is előállítható. Megállapítottam, hogy az általam használt NLEL felületi minősége jó. A felületi minőség további javulása esetén 1,7-szeres (folytonos üzemű pumpálást használva 1,6-szeres) energia növekedés várható a fő diffrakciós rendben, ami további keltési hatások növekedést eredményezne.

Megmértem a megépített elrendezés által keltett THz-es sugárzás energiáját több kristályvastagság, és több pumpáló energia esetén is. A legnagyobb pumpáló energia mellett, 2 mm-es kristályvastagság esetén $\eta = 0,08\%$ keltési hatásfokot tudtam elérni, amely több mint az elrendezés segítségével korábban elért legnagyobb keltési hatásfok. A hatásfok növekedése a NLEL nagyobb, precízebben megmunkált felületének, a nagyobb használt foltméretnek volt köszönhető. Az elrendezés hatásfoka tovább növelhető, kriogenikus hőmérsékletre hűtéssel, valamint TIF alkalmazásával.

Megterveztem és megépítettem az elektrooptikai mintavételező rendszert, mely segítségével mértem a keltett THz-es sugárzás időbeli lefutását, hullámformáját. Megállapítottam, hogy a keltett THz-es sugárzás valójában egyciklusú. A keltett THz-es jelet Fourier-transzformáltam, megállapítottam, hogy a sugárzás központi hullámhossza $\sim 0,6$ THz.

Nyaláb profilozó kamera és a késéles mérési módszer segítségével vizsgáltam a pumpanyaláb és a keltett THz-es nyaláb nagyságát, egymáshoz viszonyított méretét.

A skálázható elrendezés segítségével keltett egyciklusú THz-es sugárzás jó fókuszálhatósága, térerőssége, nyalábkeresztmetszet menti uniformitása miatt megfelellhet többek között a részecskegyorsításra vett lehetséges alkalmazások által támasztott követelményeknek.

FELHASZNÁLT IRODALOM

- [1] <https://shorturl.at/hxF45>
- [2] J. Yousaf, A. Dhiflaoui, A. Yahyaoui, B. Hakim, M. Zarouan, W. Zouch, T. Aguil, and H. Rmili, The Applied Computational Electromagnetics Society Journal (ACES), 1242 (2020)
- [3] Y. J. Ding, JOSA B 31, 2696 (2014).
- [4] D. Kuk, Y. Yoo, E. Rosenthal, N. Jhajj, H. Milchberg, and K.-Y. Kim, Appl. Phys. Lett. 108, 121106 (2016).
- [5] I. Dey et al., Nature communications 8, 1 (2017).
- [6] G. Liao et al., Proceedings of the National Academy of Sciences 116, 3994 (2019).
- [7] J. A. Fülöp, Z. Ollmann, C. Lombosi, C. Skrobol, S. Klingebiel, L. Pálfalvi, F. Krausz, S. Karsch, and J. Hebling, Opt. Express 22, 20155 (2014).
- [8] G. Polónyi et al., Optics express 24, 23872 (2016).
- [9] G. Polónyi, M. I. Mechler, J. Hebling, and J. A. Fülöp, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 23, 1 (2017).
- [10] C. P. Hauri, C. Ruchert, C. Vicario, and F. Ardana, Appl. Phys. Lett. 99, 161116 (2011).
- [11] C. Ruchert, C. Vicario, and C. P. Hauri, Opt. Lett. 37, 899 (2012).
- [12] M. Shalaby and C. P. Hauri, Nature communications 6, 1 (2015).
- [13] J. F. Federici, B. Schulkin, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira, and D. Zimdars, Semiconductor Science and Technology 20, S266 (2005).
- [14] S. L. Dexheimer, Terahertz spectroscopy: principles and applications (CRC press, 2017).
- [15] M. Koch, S. Hunsche, P. Schumacher, M. Nuss, J. Feldmann, and J. Fromm, Wood Science and Technology 32, 421 (1998).
- [16] D. Zhang et al., Nat. Photonics 12, 336 (2018).
- [17] L. Pálfalvi, J. Fülöp, G. Tóth, and J. Hebling, Physical Review Special Topics Accelerators and Beams 17, 031301 (2014).
- [18] B. Zhang et al., Laser Photonics Rev. 15, 2000295 (2021).
- [19] R. W. Boyd, Nonlinear optics (Academic press, 2020).
- [20] K. L. Vodopyanov, Opt. Express 14, 2263 (2006)
- [21] D. H. Auston, K. Cheung, J. Valdmanis, and D. Kleinman, Physical Review Letters 53, 1555 (1984).
- [22] A. Nahata, A. S. Weling, and T. F. Heinz, Appl. Phys. Lett. 69, 2321 (1996).
- [23] K. Wynne and J. J. Carey, Opt. Commun. 256, 400 (2005).
- [24] R. L. Sutherland, Handbook of nonlinear optics (CRC press, 2003).
- [25] J. Hebling, K.-L. Yeh, M. C. Hoffmann, B. Bartal, and K. A. Nelson, JOSA B 25, B6 (2008).

- [26] X. Wu, C. Zhou, W. R. Huang, F. Ahr, and F. X. Kärtner, *Opt. Express* 23, 29729 (2015).
- [27] A. Buzády, R. Gálos, G. Makkai, X. Wu, G. Tóth, L. Kovács, G. Almási, J. Hebling, and L. Pálfalvi, *Opt. Mater. Express* 10, 998 (2020).
- [28] J. Hebling, G. Almási, I. Z. Kozma, and J. Kuhl, *Opt. Express* 10, 1161 (2002)
- [29] L. Tokodi, J. Hebling, and L. Pálfalvi, *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* 38, 22 (2017).
- [30] G. Krizsán, G. Polónyi, T. Kroh, G. Tóth, Z. Tibai, N.H. Matlis, G. Almási, F. X. Kartner and J. Hebling, *Optics Letters* 48, 3777 (2023).
- [31] J. Fülöp, L. Pálfalvi, G. Almási, and J. Hebling, *Optics express* 18, 12311 (2010).
- [32] G. Tóth, L. Pálfalvi, J. A. Fülöp, G. Krizsán, N. H. Matlis, G. Almási, and J. Hebling, *Optics Express* 27, 7762 (2019).
- [33] L. Pálfalvi, G. Tóth, L. Tokodi, Z. Márton, J. A. Fülöp, G. Almási, and J. Hebling, *Opt. Express* 25, 29560 (2017).
- [34] P. S. Nugraha, G. Krizsán, C. Lombosi, L. Pálfalvi, G. Tóth, G. Almási, J. A. Fülöp, and J. Hebling, *Opt. Lett.* 44, 1023 (2019).
- [35] G. Krizsán, Z. Tibai, G. Tóth, P. S. Nugraha, G. Almási, J. Hebling, and J. A. Fülöp, „Uniformly scalable lithium niobate THz pulse source in transmission geometry”, *Opt. Express* 30, 4434 (2022).
- [36] G. Krizsán, „Lítium-niobát alapú skálázható terahertzes impulzus források”, Ph.D. disszertáció, Pécsi Tudományegyetem, Pécs, Magyarország, 2023.
- [37] J. Hebling, “Derivation of the pulse front tilt caused by angular dispersion,” *Opt. Quantum Electron* 28(12), 1759–1763 (1996).
- [38] J. A. Fülöp and J. Hebling, “Applications of tilted-pulse-front excitation,” in *Recent optical and photonic technologies*, K. Y. Kim, ed. (InTech, 2010).
- [39] M. T. Hibberd et al., *Nature Photonics* 14, 755 (2020).
- [40] Y.-S. Lee, *Principles of terahertz science and technology* (Springer Science & Business Media, 2009), Vol. 170.
- [41] M. González-Cardel, P. Argüjo, and R. Díaz-Urbe1, “Gaussian beam radius measurement with a knife-edge: a polynomial approximation to the inverse error function,” June 2013.